

ZfK-505

Gemeinsamer Jahresbericht

BA Freiberg, Sektion Physik, WB Angewandte Physik

FSU Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie

HU Berlin, Sektion Physik

Bereich 06 – Atomstoßprozesse der Festkörperphysik

Bereich 07 – Angewandte Massenspektroskopie

KMU Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

TU Dresden, Sektion Physik

WB Kernphysik, WB Angewandte Kernphysik,

WB Theoretische Physik

ZfI Leipzig, Bereich Strahlenforschung, Abt. SF III

ZfK Rossendorf, Bereiche KF und G

Herausgeber: K. Hennig

Redaktion: H. W. Barz, F. Bigl, F. Dönau, R. Flaggmeyer,

W. D. Fromm, K. Hennig, P. Kleinwächter,

H. Klose, F. Naehring, G. Oelgart, E. Richter,

D. Schmidt, F. Schneider, H. Ulrich, W. Wesch,

G. Winter

Juni 1983

**Postanschrift: Akademie der Wissenschaften der DDR
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf
8051 Dresden
Postfach 19 Deutsche Demokratische Republik**

Diese Publikation wurde in der Abteilung Literatur und Information des Zentralinstitutes für Kernforschung hergestellt

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR
ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG
ROSSENDORF BEI DRESDEN

ZfK - 503

GEMEINSAMER JAHRESBERICHT 1982

BA Freiberg, Sektion Physik, WB Angewandte Physik

FSU Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie

HU Berlin, Sektion Physik

Bereich 06 - Atomstoßprozesse der Festkörperphysik

Bereich 07 - Angewandte Massenspektroskopie

KMU Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

TU Dresden, Sektion Physik

WB Kernphysik, WB Angewandte Kernphysik, WB Theoretische Physik

ZfI Leipzig, Bereich Strahlenrechnung, Abt. SF III

ZfK Rossendorf, Bereiche KF und G

Herausgeber: K. Hennig

Redaktion: H.W. Barz, F. Bigl, F. Döna, R. Flügge, W.D. Fromm,
K. Hennig, P. Kleinwächter, H. Klose, F. Naehring,
G. Oelgart, E. Richter, D. Schmidt, F. Schneider,
H. Ulrich, W. Wesch, G. Winter

Juní 1983

Inhaltsverzeichnis	Seite
1. Arbeiten auf dem Gebiet der Kernreaktionen	1
2. Arbeiten auf dem Gebiet der Kernspektroskopie	21
3. Arbeiten auf dem Gebiet der Kerntheorie	34
4. Anwendung kernphysikalischer Methoden	56
5. Berichte zu den Beschleunigern	111
6. Apparative und methodische Arbeiten	121
7. Rechenprogramme	141
8. Liste der Veröffentlichungen, Diplomarbeiten, Promotionen, Vorträge, Veranstaltungen, wissenschaftlichen Preise und Auszeichnungen	144

Contents	page
1. Nuclear Reactions	1
2. Nuclear Spectroscopy	21
3. Nuclear Theory	34
4. Applied Methods of Nuclear Physics	56
5. Accelerators	111
6. Nuclear Electronics and Methods	121
7. Computer Codes	141
8. List of Publications and Lectures	144

Содержание	стр.
1. Ядерные реакции	I
2. Ядерная спектроскопия	2I
3. Теория ядра	34
4. Прикладные методы ядерной физики	56
5. ускорители	III
6. Ядерная электроника и методы измерения	12I
7. Программы для ЭВМ	14I
8. Список публикаций и докладов	144

KURZBERICHTE	Seite
PROBLEME BEI DER SEPARABILISIERUNG DER NEUTRON-DEUTERON-STREUAMPLITUDE K. Möller	1
BESCHREIBUNG KUMULATIVER TEILCHENERZEUGUNG MIT EINEM CLUSTERANREGUNGSMODELL V.I. Komarov, H. Müller, S. Tesch	2
BERECHNUNG DER MASSENZAHLABHÄNGIGKEIT FÜR KUMULATIVE PROTONENEMISSION MIT DEM CLUSTERANREGUNGSMODELL V.I. Komarov, H. Müller, S. Tesch	3
THE $a_{5/2}$ ANALOG STRENGTH IN ^{59}Cu H.-U. Gersch, F. Herrmann, P. Kleinwächter, I. Fodor, J. Sziklai	4
GAMOW-TELLER RESONANCES AND NUCLEAR STRUCTURE P. Kleinwächter, I. Rotter	5
SELECTIVE TRANSPARENCY AND MISSING SPECTROSCOPIC STRENGTH OF RESONANCES WITH FINESTRUCTURE COMPONENTS P. Kleinwächter, I. Rotter	6
OBSERVATION OF DIRECT ^{12}C -TRANSFER IN THE $^{12}\text{C}(^{14}\text{N},d)^{24}\text{Mg}$ REACTION H.-U. Gersch, E. Hentschel, G. Lang, H. Schobbert, D. Wohlfarth, K.P. Artemov, V.Z. Goldberg, M.S. Golovkov, I.P. Petrov, V.P. Rudakov, I.N. Serikov, V.A. Timofeev	7
MESSUNG VON SPALTPRODUKTEN IN KOINZIDENZ MIT LEICHTEN GELADENEN TEILCHEN IN SCHWERIONENREAKTIONEN P. Gippner, P. Manfraß, W. Seidel, H. Sodan, F. Stary, S.M. Lukjanov, Yu.Z. Oganesjan, Yu.E. Penionzhkevich, K.-D. Schilling	8
MESSUNG DER WINKELKORRELATION VON FRAU ENITEN AUS DER REACTION $\text{Ag} + 1 \text{ GeV PROTONEN}$ L.N. Andronenko, A.A. Kotov, L.A. Vaischnene, W. Neubert	9
MASS DISTRIBUTIONS OF FISSION FRAGMENTS EMITTED BY HIGHLY EXCITED NUCLEI L.N. Andronenko, A.A. Kotov, M.M. Nesterov, W. Neubert, N.A. Tarasov, L.A. Vaischnene	10
ABSOLUTMESSUNG DER SPALTQUERSCHNITTE VON ^{233}U UND ^{242}Pu BEI EINER NEUTRONENERGIE VON 14.7 MeV R. Arlt, M. Josch, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, G. Pausch, W. Wagner, O.I. Kostockin, V.N. Dushin, V.I. Spakov	11
EINFLUSS DER EINGANGSGRÖSSEN AUF DIE BERECHNUNG VON SPALTNEUTRONENEMISSIONSSPEKTREN IM RAHMEN DES KASKADENVERDAMPFUNGSMODELLS H. Märten	13
ENERGIE- UND WINKELVERTEILUNGEN DER NEUTRONEN AUS DER SPONTANSPLATUNG VON ^{252}Cf H. Märten, D. Neumann, D. Seeliger	15
DIE DOPPLERVERBREITERUNG VON ^{238}U -RESONANZEN IN KRISTALLGITTERN UND MOLEKULAREM GAS, VERGlichen MIT DER NÄHERUNG FREIER GASATOME A. Meister, D. Seeliger, K. Seidel, S. Mittag, L.B. Pikelner, W. Pilz, H. Tschammer, R. Tschammer	16
EIN EMPIRISCHES MODELL ZUR BERECHNUNG DER GAMMA-PRODUKTIONSSPEKTREN AUS NEUTRONEN-INDUZIERTEN KERNREAKTIONEN B. Basarragtscha, D. Hermsdorf, D. Seeliger	17

	Seite
BEREITSTELLUNG EINES FILES EINGESCHÄTZTER NEUTRONENKERNDATEN FOR SILIZIUM IM FORMAT ENDF/B-V FOR DIE SOWJETISCHE BIBLIOTHEK SOKRATOR D. Hermsdorf, P. Reichelt	18
DIE ARBEITEN DER KERNDATENBIBLIOTHEKEN IN DER DDR - DATENBESTAND UND SERVICELEI- STUNGEN IM JAHR 1982 - S. Eckstein, D. Hermsdorf, D. Seeliger, K. Friedrich, L. Jankowski, B. Letz	19
ERZEUGUNG MONOENERGETISCHER NEUTRONEN IM ENERGIEBEREICH ZWISCHEN 0.5 UND 2.5 MeV H. Märten, D. Schmidt, B. Stobinski, T. Streil	20
FAST M1 TRANSITIONS IN TRANSITIONAL NUCLEI AROUND MASS 80 L. Funke, P. Kennitz, J. Döring, E. Will, G. Winter	21
NEGATIVE PARITY STATES IN DOUBLY-ODD Br NUCLEI J. Döring, G. Winter, W.-D. Fromm, L. Funke, P. Kennitz, E. Will	22
EVIDENCE FOR STRONG DEFORMATION IN ^{83}Kr IN CONNECTION WITH THREE-QUASIPARTICLE BANDS P. Kennitz, J. Döring, L. Funke, G. Winter, L. Hildingsson, D. Jerresten, A. Johnson, Th. Lindblad	23
VERZÜGERTE GAMMA-ÜBERGÄNGE IN KERNEN MIT $A \approx 100$ - SUBNANOSEKUNDEN-ISOMERE IN ^{108}Cd und ^{104}Cd L.K. Kostov, H. Rotter, H. Prade, F. Stary, W. Andrejtscheff	24
KOLLEKTIVITÄT UND ZWEI-QUASITEILCHEN-ANREGUNGEN IN DEN ÜBERGANGSKERNEN $^{102,104,106}\text{Pd}$ L.K. Kostov, H. Rotter, H. Prade, F. Stary, W. Andrejtscheff	26
ANOMALE ENTKOPPELTE BANDEN NEGATIVER PARITÄT IN DOPPELT GERADEN ÜBERGANGSKERNEN MIT $A \approx 100$ L.K. Kostov, W. Andrejtscheff, H. Rotter, H. Prade, F. Stary	27
SCHALENMODELL-BESCHREIBUNG DES $Z=50$ -KERNES ^{111}Sn H. PRADE, W. Enghardt, H.-U. Jäger, L. Käubler, H.-J. Keller, F. Stary	29
IN-BEAM STUDY OF HIGH-SPIN STATES IN THE EVEN-MASS $N=82$ NUCLEI ^{138}Ba AND ^{140}Ce W. Enghardt, H. Prade, L. Käubler, H.-J. Keller, R. Kotte, F. Stary	31
MAGNETIC MOMENTS OF MANY-QUASIPARTICLE ISOMERS IN ^{123}I AND ^{140}Ce L. Käubler, H. Prade, W. Enghardt, H.-J. Keller, F. Stary, K.-G. Rensfelt	32
ENERGY DEPENDENCE OF PRODUCTION OF PIONS, KAONS AND ANTIKAONS IN HEAVY ION COLLISIONS H.W. Ber., T.S. Biró, B. Lukács, J. Zimányi	34
ERZEUGUNG VON HYPERKERNEN IN STRANGENESS-TRANSFERREAKTIONEN BEI GRÖßEREM IMPULS- ÜBERTRAG R. Wünsch	35
ZUR ANREGUNG VON ^{40}Ca DURCH MITTELENERGETISCHE ELEKTRONEN UND HADRONEN B. Kämpfer, R. Wünsch	36
ON SURFACE ALPHA CLUSTERING I. Rotter	37

	Seite
FACTORIZATION OF PARTIAL WIDTHS I. Rotter	39
BESCHREIBUNG VON DISSIPATIVER KOLLEKTIVER BEWEGUNG IN VIELTEILCHENSYSTEMEN H. Reinhardt	40
MEAN-FIELD FLUCTUATIONS IN LOW-ENERGY HEAVY-ION COLLISIONS L. Münchow, A. Pfitzner	41
VERALLGEMEINERUNG DER ZEITABHÄNGIGEN THEORIE DES MITTLEREN FELDES DURCH EINBEZIEHUNG KURZREICHWEITIGER KORRELATIONEN P. Mädlar	42
NUKLEONENTRANSFER UND ANREGUNG IM TEILCHEN-LOCH-FORMALISMUS FÜR SCHWERIONENREAKTIONEN R. Schmidt, J. Teichert	43
DREHIMPULSDISSIPATION IN SCHWERIONENSTÜSSEN D. Jenesen, M. Militzer, R. Reif	44
UNVOLLSTÄNDIGE TIEFUNELASTISCHE SCHWERIONENSTÜSSE F. Guzman, L. Oehme, R. Reif	44
MIKROSKOPISCHE BESCHREIBUNG DER ELASTISCHEN STREUUNG FÜR DAS SYSTEM $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ G. Saupe, K. Shitikova	45
UNTERSUCHUNGEN ZUM ZWEIZENTRE ν -SCHALENMODELL B. Milek, R. Reif, F.A. Gareev	46
A SECOND NEUTRON ALIGNMENT IN YRST SPECTRA FOR N=90 S. Frauendorf, L.L. Riedinger, H. Ower, L.H. Courtney, M.P. Fewell, D.R. Haenni, J.S. Mattula, S.A. Hjorth, N.R. Johnson, I.Y. Lee	48
MAGNETIC MOMENTS AS A PROBE FOR ROTATIONAL ALIGNMENT F. Döna, S. Frauendorf	49
IMPLIKATIONEN VON PHASENÜBERGANGEN IN KERNMATERIE FÜR NEUTRONENSTERNE UND SUPERNOVAE B. Kämpfer	50
ZUM PHASENÜBERGANG VON HADRONEN ZU QUARKS UND GLUONEN IN SCHWERIONENKOLLISIONEN UND IM FRÜHEN UNIVERSUM B. Kämpfer	51
SAUERSTOFF-HOCHDOSESIMPLANTATION IN SILIZIUM - EIN MODELL ZUR BERECHNUNG DER SAUERSTOFFVERTEILUNG H.-U. Jäger, E. Hensel, U. Kreissig, W. Skorupa	52
NUMERISCHES VERFAHREN ZUR BERECHNUNG VON FLUSSDICHTESCHWANKUNGEN IN LEISTUNGSREAKTOREN M. Bedrich, R. Reif, K. Meyer	54
PROGRAMMSYSTEM ZUR BERECHNUNG DOPPELT-DIFFERENTIELLER SPALTNEUTRONENEMISSIONSQUERSCHNITTE BEZOGLICH SPALTACHSE BZW. INZIDENZTEILCHENEINSCHUSSRICHTUNG H. Märten, D. Neumann, D. Seeliger, B. Stobinek	55

	Seite
CALCULATION OF THE ATTENUATION COEFFICIENT $\mathcal{S}_2(t)$ FOR $I = 5$ AND $\eta \neq 0$ (ANALYTIC SOLUTION)	
F. Schneider, S. Unterricker, W. Cordte	56
THICKNESS DEPENDENCE OF THE HALF WIDTH OF THE MÖSSBAUER LINE: COMPARISON OF DIFFERENT APPROXIMATIONS	
E. Fritzesch, C. Pietzsch	57
MÖSSBAUERSPEKTROMETRISCHE UNTERSUCHUNGEN ZUR UNTERSCHIEDUNG HYDROTHERMALER CHALKOPYRIT-GENERATIONEN	
C. Pietzsch, E. Fritzesch, H. Kämpf	58
^{119}Sn -MÖSSBAUEREFFECT AND ^{118}Sn -TDPAC INVESTIGATION OF THE ANTIMONY POSITION IN CdSnP_2	
F. Schneider, S. Unterricker, E. Fritzesch, H. Kubsch	59
^{111}In (^{111}Cd) QUADRUPOLE INTERACTION IN THE CHALCOGENIDE SPINEL CdCr_2Se_4	
S. Unterricker, M. Zvára, P. Hlídek, F. Schneider	60
TRENNUNG VON KOHÄRENTER UND INKOHÄRENTER RÖNTGENSTRAHLUNG MIT HILFE EINES GROSSFLÄCHIGEN $\text{Si}(\text{Li})$ -HALBLEITERDETEKTORS IN DER RÖNTGENGROSSWINKELBEUGUNG AN GLÄSERN	
P. Jugelt, G. Musiol, A. Pohlers, G. Herms, F. Riechmann, H. Steil	61
SIMULTANEOUS BRAGG AND LAUE CASE NEUTRON DIFFRACTION ON A PERFECT SILICON CRYSTAL PLATE	
F. Eichhorn, J. Kulda, P. Mikula	63
ZUM INFORMATIONSVERLUST ÜBER DIE ORIENTIERUNGSVERTEILUNGSFUNKTION (OVF) TEXTURIERTER PROBEN IN DIFFRAKTIONSEXPERIMENTEN	
S. Matthies, K. Helming	64
NEUTRONENTEXTURBESTIMMUNGEN AN REGIONALMETAMORPHEN GESTEINEN (GRANULIT)	
K. Feldmann, L. Drechsler, M. Betzl, K. Hennig, K. Walther, P. Bankwitz	65
NEUTRONENTEXTURUNTERSUCHUNGEN AN KONTAKTMETAMORPHEN GESTEINEN (MAGNETITSKARNE)	
H. Kämpf, S. Siegesmund, G. Andrehs, M. Betzl, K. Walther	66
NEUTRONENDIFFRAKTIONSUNTERSUCHUNGEN AN AMORPHEM $\text{Fe}_{80}\text{P}_{13}\text{C}_7$	
W. Matz, K. Hennig, A. Besrukov, V. Serebrjakov	67
STRUKTURUNTERSUCHUNGEN AN FLÜSSIGEN Ga-Te-LEGIERUNGEN MIT NEUTRONENDIFFRAKTION	
A. Müller, W. Hoyer, M. Wobet, W. Matz	68
BESTIMMUNG VON QUALITÄTSPARAMETERN DER ROHBRAUNKOHLE	
B. Heinrich, G. Musiol, U. Richter	69
NEUTRONENINDUZIERTER DEFECTCLUSTERGEBIETE IN SILIZIUM	
T. Geßner, M. Pasemann, B. Schmidt	71
BESTIMMUNG DER Li-, Na-, F- UND Mn-VERTEILUNG IN EINER MANGANKNOLLE	
U. Wolf, J. Vogt, G. Otto, P. Opitz	72
WASSERSTOFFKONTAMINATION IN DÜNNEN AUFGEDAMPFTEN KOHLENSTOFFSCHICHTEN	
U. Lehmann, Yu.G. Meshkarov, C. Heiser	73

	Seite
RBSSIM - EIN PROGRAMM ZUR MODELLIERUNG VON RUTHERFORD-RÜCKSTREUSPEKTREN H.-E. Zschau	74
UNTERSUCHUNGEN ZUR GITTERAUFWERTUNG VON GALLIUMPHOSPHID-EINKRISTALLEN BEIM BESCHUSS MIT ENERGIEREICHEN MITTELSCHWEREN IONEN C. Ascheron, Yu.G. Meshkarov, G. Otto, S.A. Karamian	75
ANALYSE VON WASSERSTOFF IN 300 keV PROTONENIMPLANTIERTEM GaP MITTELS INFRAROT- SPEKTROSKOPIE UND DER REAKTION $1H(19F, \alpha\gamma)16O$ C. Ascheron, H. Sobotta, V. Riede, C. Bauer, R. Grötzschel, D. Grambole, C. Heiser, W. Rudolph, A. Schindler	76
STÜRSTELLENESPEKTROSKOPIE AN PROTONENBESTRAHLTEN GaP-KRISTALLEN V. Geist, U. Schwinger	77
EINFACHE NÄHERUNG ZUR BESCHREIBUNG DER VORGÄNGE IN DER VERLAGERUNGSKASKADE NACH IONENIMPLANTATION B. Rauschenbach	78
VERBINDUNGSBILDUNG NACH STICKSTOFF-IONENIMPLANTATION IN EISEN BEI RAUMTEMPERATUR A. Kolitsch, B. Rauschenbach	79
IMPLANTATIONSPROFILE NACH LICHTIMPULSAUSHEILUNG ODER NIEDERTEMPERATURAUSHEILUNG D. Panknin, E. Wieser	80
BLITZLAMPENAUSSHEILUNG IN $\langle 111 \rangle Si$ J. von Borany, C. Döring, P. Urwank	81
BESONDERHEITEN DER BLITZLAMPENAUSSHEILUNG HOHER DOSEEN E. Wieser, D. Panknin, H. Syhre, R. Klages, R. Grötzschel	82
ABHÄNGIGKEIT DER ELEKTRISCHEN EIGENSCHAFTEN BLITZLAMPENAUSSGEHEILTER IMPLANTierter POLYSILIZIUMSCHICHTEN VON DER DOTIERUNG R. Klages, J. Matthäi, M. Voelskow	83
EINFLUSS DER BLITZLAMPENBESTRAHLUNG AUF DIE ELEKTRONISCHEN EIGENSCHAFTEN VON NICHTIMPLANTIERTEN UND IMPLANTIERTEN Al/SiO_2 -STRUKTUREN N. Sieber, R. Klages, M. Voelskow	84
LASERANNEALING OF ION IMPLANTED AMORPHOUS GaAs LAYERS W. Wesch, G. Götz, A. Unkroth, P. Ressel	85
SIMS-UNTERSUCHUNGEN ZUR ÄNDERUNG DER STÖCHIOMETRIE VON GaAs-OBERFLÄCHEN NACH WÄRMEBEHANDLUNG H. Syhre	87
ÜBER DIE OXYDATION VON GEÄTZTEM SILICIUM IN LUFT BEI RAUMTEMPERATUR G. Mende, J. Finster, D. Flamm, D. Schulze	88
ABHÄNGIGKEIT DER CHEMISCHEN ATZRATE VON DER DEPONIERTEN ENERGIEDICHTE BEI DER IONENIMPLANTATION VON SiO_2 B. Wiedemann, G. Götz, J. Mittenbacher, E. Sennwald, R. Klages	89
NANOSCHEMISCHES STRUKTURÄTZEN VON IONENIMPLANTIERTEN SiO_2 -SCHICHTEN B. Wiedemann, G. Götz, J. Mittenbacher, E. Sennwald	91

	Seite
EINFLUSS DER BOR- UND PHOSPHORKONZENTRATION AUF DAS CHEMISCHE ATZVERHALTEN IONENIMPLANTIERTER SiO_2 -SCHICHTEN E. Sennewald, G. Götz, J. Mittenbacher, B. Wiedemann	93
VERFAHREN UND AUSRÜSTUNG ZUR HERSTELLUNG EXTREM FLACHER SCHRAGSCHLIFFE AUF FESTKÖRPEROBERFLÄCHEN F. Bigl, A. Schindler, R. Kechner, I. Herold, Th. Hänsel	95
STRUKTURÜBERTRAGUNG DURCH REAKTIVES IONENSTRAHLATZEN G. Ringel, F. Bigl, G. Wolf	96
KRISTALLISATIONSHEMMUNG AN KIESELGLAS DURCH Al^+ -IMPLANTATION G. Boden, K. Wollschläger, E. Richter	98
ZUR WIRKUNG HOHER STRAHLENDOSEN AUF DAS ABSORPTIONSVERHALTEN VON KIESELGLASERN G. Boden, E. Richter	99
HERSTELLUNG VON DÜNNEN Si-SCHICHTEN DURCH CHEMISCHES ATZEN H. Beulich, H. Münzer	100
DER EINFLUSS TIEFER HAFTSTELLEN AUF DAS ENERGETISCHE AUFLÖSUNGSVERMÖGEN VON HALBLEITERDETEKTOREN AUS HOCHREINEM NEUTRONENDOTIERTEM SILIZIUM L. Bischoff	101
SPEKTROMETRISCHE EIGENSCHAFTEN IONENIMPLANTIERTER HALBLEITERDETEKTOREN J. von Borany, B. Schmidt	102
PBRAGG - EIN PROGRAMM ZUR BERECHNUNG INTEGRALER REFLEKTIVITÄTEN IN BRAGG-KRISTALLDIFFRAKTIONSSPEKTROMETERN G. Zschornack, A. Pohlars, A. Reichmann	103
AUFLÖSUNGSGRENZEN VON BRAGG-KRISTALLDIFFRAKTIONSSPEKTROMETERN BEI DER MESSUNG VON RÖNTGENSPEKTREN AN QUELLEN HOCHGELADENER SCHWERIONEN G. Musiol, G. Zschornack	104
KINEMATIK FÜR EIN HOCHAUFLÖSENDES BRAGG-KRISTALLDIFFRAKTIONSSPEKTROMETER ZUR MESSUNG DER CHARAKTERISTISCHEN RÖNTGENSTRAHLUNG VON ELEKTRONEN-IONEN-RINGEN G. Musiol, G. Zschornack, G. Müller, H.-J. Oertner, G. Karrasch, W. Schulze	105
EIN PIEZOANTRIEB ZUR KRISTALLFEINPOSITIONIERUNG IN EINEM RÖNTGENKRISTALLDIFFRAKTIONSSPEKTROMETER G. Karrasch, R. Kirchbach, G. Zschornack	107
OPTIMIERUNG DES EINSATZES ENERGIEDISPERSIVER DETEKTIONSSYSTEME ZUM NACHWEIS CHARAKTERISTISCHER RÖNTGENSTRAHLUNG AN BRAGG-SPEKTROMETERN A. Pohlars, G. Zschornack	108
ANWENDUNG DES HARTMANNSCHEM REGRESSIONSVERFAHRENS ZUR WINKELDISPERSIVEN UND ENERGIEDISPERSIVEN RÖNTGENPHASENANALYSE VON STAHLPROBEN A. Pohlars, W. Socher	110
DER BETRIEB DES ZYKLOTRONS U-120 B. Anders, H. Odrich	111
EIN NEUER MODULATOR FÜR DEN HOCHFREQUENZGENERATOR DES ZYKLOTRONS H. Büttig, M. Zschernig	112

	Seite
EINE METHODE ZUR MESSUNG DER TEMPERATURVERTEILUNG AUF EINEM KONTROLLTARGET R. Brückner	113
ZUR MONITORISIERUNG VON NEUTRONENBESTRAHLUNGEN FÜR DIE KREBSTHERAPIE K. Regel, R. Zimmermann	114
BETRIEB DER ELEKTROSTATISCHEN BESCHLEUNIGER S. Turuc	115
DER SCHWERIONENINJEKTOR DES TANDEMBESCHLEUNIGERS EGP-10-1 H. Matthes, W. Pfestorf, L. Steinert	116
UNTERSUCHUNGEN ZUR SEKUNDARELEKTRONENBELASTUNG AM BESCHLEUNIGUNGSRÖHRE DES TANDEM- BESCHLEUNIGERS EGP-10-1 M. Friedrich, R. Günzel, A. Kiss, E. Koltay, J. Felszerfalvi	117
DIE HERSTELLUNG VON KOHLENSTOFFFOLIEN FÜR EINEN FOLIENSTRIPPER R. Günzel	118
ENTWICKLUNGSSTAND EINES ECHTZEITBETRIEBSSYSTEMS FÜR MPS 4944 B. Hartmann	119
BEITRÄGE ZUR SPUTTERQUELLENENTWICKLUNG H. Matthes, W. Pfestorf, L. Steinert	120
EIN SZINTILLATIONSZÄHLER-TELESKOP ZUR REGISTRIERUNG LEICHTER GELADENER TEILCHEN H. Guratzsch, G. Heintze, J. Hutsch, K. Möller, J. Möser, W. Neubert, E. Schmidt, G. Schmidt, Th. Stiehler	121
EIN KOLLIMATOR ZUR FORMIERUNG EINES 25-MeV-NEUTRONENSTRAHLES H. Guratzsch, G. Heintze, B. Kühn, K. Möller, J. Möser, W. Neubert, W. Pilz, G. Schmidt, Th. Stiehler	122
EIN PROBLEMIORIENTIERTER ORTSEMPFINDLICHER PARALLELPLATTEN-LAWINENZÄHLER W. Neubert, U. Baumann, J. Hutsch, A.A. Kotov	123
DER EINFLUSS DER GASVERSTÄRKUNG AUF DIE GENAUIGKEIT DER ORTSBESTIMMUNG W. Neubert	124
VERHALTEN EINES POSITIONSEMPFINDLICHEN PPAC BEI HÖHEREN GASDRÜCKEN W. Neubert	125
ZUR AUSWERTUNG VON GAMMA-SPEKTREN AUS PLUNGERMESSUNGEN H. Reiter, L.k. Kostov, G. Winter	126
BESTIMMUNG DER γ -LINEARPOLARISATION MIT EINEM ZWEI-DETEKTOR-COMPTONPOLARIMETER W. Enghardt, W.D. Fromm, U. Fromm, R. Schwengner	127
VOLLSTÄNDIGE REGISTRIERUNG VON KOINZIDENZMATRIZEN AUF PLATTENSPEICHER W.D. Fromm	129
EXPERIMENTDATENÜBERTRAGUNG AUS DEM LABORATORIUM FÜR KERNREAKTIONEN DES VIK DUBNA W.D. Fromm, W. Enghardt	130

	Seite
ANSCHLUSS DER KASSETTENMAGNETBANDEINHEIT KMBE K 5221 AN DAS STANDARD-INTERFACE SIF-1000 J. Pöthig	131
EIN CAMAC-MODUL ZUR KALIBRIERUNG, MESSUNG UND OBERWACHUNG VON TEMPERATUREN W.P. Dunin, G. Karrasch, F. Weidhase, G. Zechornack	132
STEUERELEKTRONIK FÜR EINE AUTOMATISCHE MASSEKONSTANTE VERPACKUNG VON STÖCKGÜTERN F. Schwarzenberg	133
IN-CIRCUIT-EMULATION DES EINSCHIP-MIKRORECHNERS Z8 M. Köhler, W. Melling	134
UNIVERSELLE STROM- UND SPANNUNGSVERSÖRGUNGSEINHEITEN F. Gleisberg, H.-J. Esche	135
SPANNUNGS-FREQUENZ-WANDLER UND FREQUENZ-SPANNUNGS-WANDLER MIT HOHER PRÄZISION A. Hoffmann, J. Pöthig, J. Schröder, F. Weidhase	136
NUTZUNG EINES EMPFANGSFERNSCHREIBERS F1200 ALS GRAPHIK-PLOTTER R. Krause	136
NEUE REAKTIONSKAMMER FÜR DAS FLUGZEITSPEKTROMETER "DEMAS" R. Kirchbach, W. Seidel, D. Walzog, G. Theunert	138
EINE KOLBENPUMPE FÜR HOCHREINE GASE D. Grundmann, J. Hutsch, G. Schmidt, T. Stiehler	139
IONEN-MIKROSONDE AM ROSSENDORFER TANDEMGENERATOR D. Grambole, F. Herrmann, W. Rudolph, H.-J. Thomas, H. Böhme	140
VERBESSERUNG DER AUFLÖSUNG VON TUNNELSPEKTREN DURCH BAYES-ENTFALTUNG K. Schäfer, R. Fülle	141
SOFTWAREUNTERSTÜTZUNG FÜR DIE ARBEIT MIT KRS-MAGNETBÄNDERN AN ESER-ANLAGEN U. Fromm, W.D. Fromm	142
VERWENDUNG DES PLATTENSPEICHERS ISOT 1370 ZUR PROGRAMMENTWICKLUNG AM KRS 4201 W.D. Fromm, H. Woittennek	143

1. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNREAKTIONEN

PROBLEME BEI DER SEPARABILISIERUNG DER NEUTRON-DEUTERON-STREUAMPLITUDE

Möller, K.

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich μ

Bereits im Jahre 1970 haben Alt u. a. /1/ darauf hingewiesen, daß sich die Integralgleichung für das N-Teilchen-Streuproblem auf eine effektive (N-1)-Teilchen-Integralgleichung reduzieren läßt, wenn man den Kern der Integralgleichung des N-Teilchenproblems näherungsweise in separabler Form darstellt. Die Genauigkeit der Lösung des gegebenen Streuproblems hängt entscheidend davon ab, wie gut die separable Näherung den ursprünglichen Kern reproduziert. In der Literatur herrscht weitgehend Übereinstimmung darüber, daß die Separabilisierung mit Hilfe der Hilbert-Schmidt-Eigenfunktionen zu den günstigsten Separabilisierungsmethoden gehört, die bekannt sind (oft als "ideal choice" bezeichnet). Das ist dadurch bedingt, daß sie die Singularitätenstruktur des ursprünglichen Kerns sehr gut widerspiegelt. Allerdings ist die Lösung der Hilbert-Schmidt-Eigenwertgleichung für positive Energien schwierig, da die Gleichung in diesem Fall singulär wird. Deshalb konnten die Hilbert-Schmidt-Funktionen in der Vergangenheit nur näherungsweise berechnet werden. Erst in den letzten Jahren wurden in Zusammenhang mit der Lösung des Dreiteilchenstreuproblems numerische Methoden zur Lösung singulärer Integralgleichungen entwickelt, die auch zur Lösung der Hilbert-Schmidt-Gleichung geeignet sind (z.B./2/). Mit einem von uns entwickelten Programm zur Lösung der Hilbert-Schmidt-Eigenwertgleichung konnte eine separable Darstellung der Neutron-Deuteron-Streuamplitude gefunden werden, die bei der Lösung des Vierteilchenproblems Verwendung finden kann /3/.

Die separable nd-Streuamplitude kann schematisch in der Form dargestellt werden

$$f_{nd} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda_n}{(1-\lambda_n)} C_n^2 \quad (1)$$

wobei die Größen λ_n die Hilbert-Schmidt-Eigenwerte sind und C_n die on-shell-Werte der Eigenfunktionen. In vielen Fällen reichen in der Zerlegung (1) weniger als 5 Terme für eine gute Konvergenz aus, da die Eigenwerte mit wachsendem n schnell gegen Null konvergieren und die Größen C_n mit wachsendem n abnehmen oder wenigstens konstant bleiben. Für das beim nd-Problem auftretende effektive Potential treten jedoch unerwartete Konvergenzschwierigkeiten auf, weil die Konstanten C_n mit n anwachsen /3/. In /3/ wurde gezeigt daß diese Schwierigkeiten eng mit der Existenz eines starken imaginären Anteils in der Wellenfunktion zusammenhängen. Ähnliche Schwierigkeiten sind bei beliebigen anderen Potentialen bei positiven Energien zu erwarten, da in diesem Fall die Hilbert-Schmidt-Funktionen immer komplex sind. Als Beispiel wurde das Kastenpotential betrachtet.

Die Ergebnisse sind in folgender Tabelle gegeben

E/MeV		n=1	n=2	n=3	n=4	E/MeV	n=1	n=2	n=3	n=4
2	Re λ	1.323	0.163	0.053	0.03	200	-0.266	0.142	0.079	0.035
	Im λ	0.499	0.007	0.001	$2 \cdot 10^{-4}$		0.093	0.261	0.012	0.0032
	$/C_n ^2$	1.608	0.135	0.066	0.03		0.191	0.579	0.130	0.047

Die Tabelle zeigt, daß für 200 MeV $/C_2|^2 > /C_1|^2$, so daß auch für das Kastenpotential der Effekt des Anwachsens von $/C_n|^2$ beobachtet wird allerdings bei wesentlich höheren Energien als beim effektiven nd-Potential.

L i t e r a t u r

/1/ Alt, E.C., P. Grassberger, W. Sandhas; Phys. Rev. C1 (1970) 95
 /2/ Ebenhöh, W.; Nucl. Phys. 191 (1972) 97
 /3/ Narodetsky, I.M., K. Möller; Preprint ITEP

BESCHREIBUNG KUMULATIVER TEILCHENERZEUGUNG MIT EINEM CLUSTERANREGUNGSMODELL

V. I. Komarov

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

H. Müller und S. Tesch

Zentralinstitut für Kerneforschung Rossendorf, Bereich KF

Bei der Wechselwirkung von Teilchen mittlerer und hoher Energien mit Kernen werden Sekundärteilchen auch in kinematische Gebiete emittiert, die beim Stoß an einzelnen Nukleonen nicht erreichbar sind (als kinematisch verbotenes oder kumulatives Gebiet bezeichnet). Zur Beschreibung dieser Partikelemission sind viele verschiedene Modelle vorgeschlagen worden (s. z. B. /1/), die entweder nur in einem relativ engen Bereich der Einschußenergie anwendbar sind, bei der Beschreibung von Teilchenkorrelationen versagen oder nur eine bestimmte Teilchensorte (im allgemeinen Nukleonen) behandeln.

Wir schlagen einen Projektil-Cluster-Wechselwirkungsmechanismus vor, der über einen Stoßprozeß des Inzidentteilchens (einstweilen wurden von uns Hadronen betrachtet), an Wenig-Nukleonen-Subtargets läuft

$$h + \sqrt{kN} \longrightarrow h' + (kN)^{\#} \quad (1)$$

Dabei wird hohe Anregungsenergie und großer Impuls auf die \sqrt{kN} -Gruppe übertragen. Ihr statistischer Zerfall

$$(kN)^{\#} \longrightarrow a + X \quad (2)$$

produziert kumulative Teilchen a. Für die Beschreibung des Stoßprozesses (1) wird ein phänomenologisches Matrixelement benutzt, dessen Quadrat aus einem Produkt zweier Funktionen $A_{sc}^2(p_T)$ und $A_{ex}^2(E_{ex})$ besteht. Der Faktor $A_{sc}^2(p_T)$ beschreibt die Abhängigkeit vom übertragenen Transversalimpuls p_T , und die Funktion $A_{ex}^2(E_{ex})$ hängt von der auf den Cluster übertragenen Energie E_{ex} ab. Der inklusive Wirkungsquerschnitt wird mit

$$d^4\sigma/dp_a^3 = W^a \sum_{k, \tau}^{k_{max}} (\sigma_{k, \tau} / I_{kn}) \cdot d^4I_{kn} / d^3p_a^3 \quad (3)$$

berechnet. Die Größe $\sigma_{k, \tau}$ ist der Wirkungsquerschnitt für die Anregung der \sqrt{kN} -Gruppe und wird aus

$$\sigma_{k, \tau} = \sigma_k \int \xi_{k, \tau}(\tau) d\tau$$

erhalten. Hier bedeutet σ_k den totalen Wirkungsquerschnitt für die Projektil-Cluster-Wechselwirkung, und

$\xi_{k, \tau}$ ist die Clusterdichteverteilung im Kern A. Die Größe I_{kn} und deren Ableitung in (3) ist durch

$$I_{kn} = \int d^3p_k \omega(p_k) \prod_{i=1}^n \frac{d^3p_i}{2E_i} \delta(\mathcal{P} - \sum_{i=1}^n \mathcal{P}_i) A_{sc}^2(p_T) A_{ex}^2(E_{ex}) \quad (4)$$

gegeben. Mit der Integration über \vec{p}_k wird die Fermibewegung des Clusters berücksichtigt. Neben der Normierung W^a treten im Wirkungsquerschnitt (3) zwei Parameter auf, die unabhängig sind von der Nukleonenzahl im Cluster als auch von der Einschußenergie. Sie legen die Clusterdichte ρ_c (wobei sich $\rho_c / \rho_0 \approx 3$ ergibt) und die Clusteranregungsenergie über den Parameterwert $\bar{E}_{ex} = 0.14$ GeV gemäß einer funktionalen Abhängigkeit $A_{ex}^2 \sim \exp(-E_{ex} / \bar{E}_{ex})$ fest.

Das Modell wurde angewendet, um die Emission kumulativer Protonen, Pionen und leichtester Kernfragmente 2,3H aus (p + ^{12}C)-Stößen zwischen 0.6 GeV und 400 GeV zu beschreiben /2/. Dabei zeigte sich, daß sich der Reaktionsmechanismus in einer Ein-Kanal-Näherung (nur ein Zerfallskanal (2) benutzt) in diesem großen Intervall der Einschußenergie nicht entscheidend ändert. Bereits bei mittleren Energien werden die experimentellen Daten am besten reproduziert, wenn die Klonerzeugung berücksichtigt wird, und bei 400 GeV ist die Pionmultiplizität ebenfalls nahe 1 für das kinematische Gebiet der Targetfragmentierung. Wir demonstrieren hier die Anwendbarkeit unseres Modells auf Korrelationsdaten zweier schneller Protonen, wie sie bei mittleren Energien in /3/ erhalten wurden (Abb. 1).

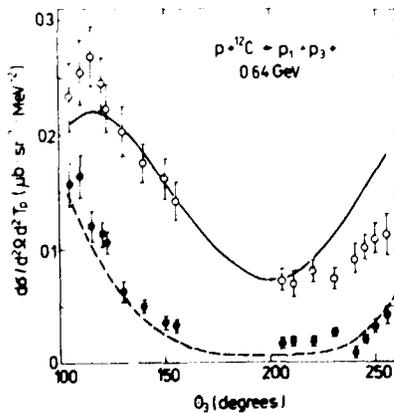


Abb. 1 Abhängigkeit der $p_1 p_2$ -Korrelation vom Winkel des nach rückwärts emittierten Protons. Daten und kinematische Bedingungen s. Ref. /3/.

Abb. 1 Abhängigkeit der $p_1 p_2$ -Korrelation vom Winkel des nach rückwärts emittierten Protons. Daten und kinematische Bedingungen s. Ref. /3/.

L I T E R A T U R

/1/ Komarov, V. I. et al., Nucl. Phys. A326 (1979) 297
 /2/ Komarov, V. I. et al., wird veröffentlicht
 /3/ Komarov, V. I. et al., Yad. Fiz. 32 (1980) 313

BERECHNUNG DER MASSENZAHLABHÄNGIGKEIT FÜR KUMULATIVE PROTONENEMISSION MIT DEM CLUSTERANREGUNGSMODELL

V. I. Komarov

Vereinigt Institut für Kernforschung Dubna

H. Müller und S. Tesch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Ein Clusteranregungsmodell zur Beschreibung von tiefinelastischen Proton-Kern-Stößen mit Teilchenerzeugung in das kinematisch verbotene Gebiet für den Energiebereich von etwa 0.6 GeV bis 400 GeV wurde entwickelt und eine Vielzahl experimenteller Daten beschrieben (s. Beitrag 1.2).

Hier soll die Anwendbarkeit des Modells auf pA-Kollisionen in Abhängigkeit von der Massenzahl A des Targetkerns demonstriert werden, zumal diese Aufgabe in vielen theoretischen Diskussionen zur kumulativen Teilchenerzeugung eine wichtige Rolle spielt (s. z. B. /1/).

In Abb. 1 sind unsere Modellrechnungen für einige Targetkerne zusammen mit experimentellen 1 GeV-Daten /2/

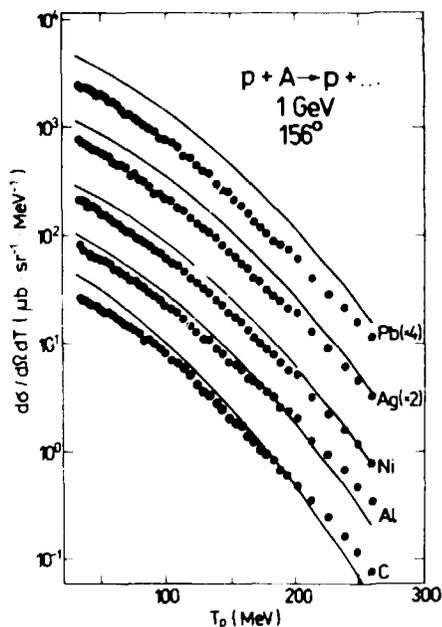


Abb. 1 Inklusive Wirkungsquerschnitte für Protonen aus Proton-Kern-Stößen bei 1 GeV, Daten /2/. Die Kurven stellen Berechnungen im Rahmen des Clusteranregungsmodells dar.

dargestellt. Man sieht, daß im Massenzahlbereich von $A = 12$ bis 208 die Wirkungsquerschnitte durchweg gut reproduziert werden. Dabei muß betont werden, daß alle Rechnungen mit denselben zwei Parametern des phänomenologischen Matrixelements durchgeführt wurden, wie sie bei der Analyse der Daten $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + X$ bei 400 GeV und 0.64 GeV festgelegt worden waren. Die Überschätzung der Wirkungsquerschnitte im "weichen" Teil der Spektren bei $A = 200$ ist dadurch erklärlich, daß in den Rechnungen (wie auch in anderen theoretischen Zugängen üblich) die Absorption der Primär- und Sekundärteilchen in der Kernmaterie unberücksichtigt bleibt. Diese Störung ist um so größer, je größer A und je kleiner die Energie der Sekundärteilchen ist. An dieser Stelle sei auch angemerkt, daß für Kerne mit $A \leq 10$ zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{k,A}$ für die Anregung einer k-Nukleon-Gruppe mittels statistischer Methoden unabhängiger klassischer Teilchen Nukleonenkorrelationen infolge der Schwerpunkterhaltung des Kerns zu berücksichtigen sind. Die A-Abhängigkeit von $\sigma_{k,A}$ ist im Gebiet kleiner Massenzahlen durch einen nichtlinearen Verlauf geprägt, und die Abweichung von der Linearität ist um so stärker, je größer die Zahl k der im Cluster vereinten Nukleonen ist. Daraus folgt, daß die oft verwendete Approximation $\sigma_{k,A} \sim A^n$ im Clusteranregungsmodell für einen großen Bereich von A nur in sehr grober Näherung anwendbar ist. Im Gebiet leichter Kerne $A \approx 10 \dots 30$ ergibt sich eine A^n -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte mit $n > 1$. Dieses Verhalten ist verständlich, da im Clusteranregungsmodell der Stoßprozeß des Projektils mit Nukleonengruppen mit $k \geq 2$ erfolgt, also mindestens 2 Targetnukleonen beteiligt sind. Hinzu kommt, daß die Clusterdichte höher ist als die normale Kernmateriedichte. Die Clusterdichte wird durch einen der zwei verwendeten freien Parameter bestimmt. Er wurde so festgelegt, daß die Diffraktionsstreuung des Projektils am Cluster gemäß einer Streuung an einer schwarzen Kugel mit dem Radius $r_k = 1.93 \cdot k^{1/3} \cdot a_c$ beschrieben wird. Neben dem Parameter $\bar{E}_{ex} = 0.14$ GeV (vgl. Beitrag 1.2) wird der Parameterwert $a_c = 0.40$ fm benutzt. Dieser Wert entspricht dem einer fluktuierenden Dichteerhöhung /3/ im Cluster auf $\rho_c = 0.5 \text{ fm}^{-3}$. Auch die Berechnungen der Spektren $p + A \rightarrow p + X$ und $p + A \rightarrow \pi^+ + X$ bei 400 GeV mit denselben Parametern \bar{E}_{ex} und a_c stimmen gut mit experimentellen Daten überein.

L I T E R A T U R

/1/ Baldin, A. M., Fiz. Ehlem. Chastits At. Yadra 8 (1977) 429
 /2/ Andronenko, M. N. et al., Preprint LIYAF-698 Leningrad (1981)
 /3/ Blekhintsev, D. I., Zh. Eksper. Teor. Fiz. 33 (1957) 989

⁵⁸Fe d_{5/2} ANALOG STRENGTH IN ⁵⁹Cu

H.-U. Gersch, F. Herrmann and P. Kleinwächter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, GDR

I. Podor and J. Sziklai

Central Research Institute for Physics, Budapest, Hungary

From the ⁵⁸Ni(d,p) reaction it is known that the d_{5/2} single particle strength is distributed over a region of about 5 MeV in ⁵⁹Ni¹. The strongest components lie between E_x = 4.2 MeV and 5.6 MeV excitation energy in the parent nucleus as it is shown in fig. 1a. We searched for the finestructures of the corresponding d_{5/2} isobaric analog resonances (IAR) at the Rossendorf tandem accelerator utilizing the ⁵⁸Ni(p,p'), (p,p'¹) and (p, ¹) reactions. The investigated region was between E_p = 4.40 MeV and 5.85 MeV proton incident energy. In fig. 1b the d_{5/2} strength function $\tilde{S}_{5/2+} = \langle \Gamma_p \rangle / D$ obtained from the analysis of the elastic proton scattering data is shown. One recognizes a good correlation with respect to the parent strength function $\langle S_{(d,p)} \rangle / D$. The comparison of the absolute spectroscopic strength yields: $\sum S_{1(d,p)} = 0.36$ for the parent analog states and $\sum S_{1(p,p)} = (2T_0 + 1) \sum \Gamma_p^1 / \Gamma_{s.p.}^1 = 0.33$ for the corresponding daughter levels. It means T₀, Γ_p^1 and $\Gamma_{s.p.}^1$ the target isospin, the fitted elastic partial width and the calculated elastic single particle width of the level 1, respectively. From the ⁵⁸Ni(p,p'¹) reaction no spectroscopic informations of the competing outgoing waves could be obtained because many of the finestructure levels were not resolved. On the other side it was possible to extract the E1 γ -strength deexciting d_{5/2} resonances from several

points of the (p, ¹) excitation function. It amounts about 60 % of the isovector single particle strength.

It is worth to mention that also the s_{1/2} strength function ($\tilde{S}_{1/2+}$) surprisingly is in the same order of magnitude as the d_{5/2} strength function although there are no underlying IAR. It is supposed that it results from overlapping effects of the resonances due to fluctuations of the level density.

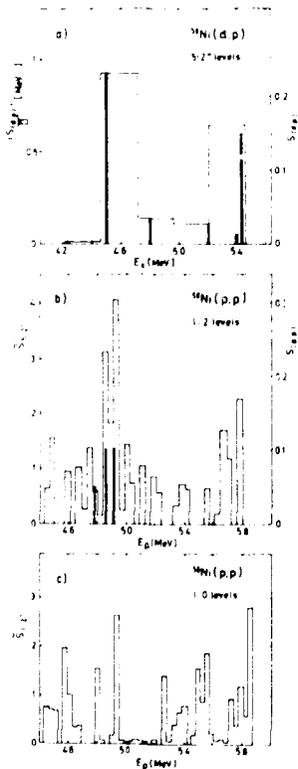


Fig. 1 d_{5/2} analog strength functions of the ⁵⁹Ni(a) and ⁵⁹Cu(b) analog pair. The strong lines indicate to s.p. transitions of the (d,p) and (τ , dp²) reactions, respectively. In part c the s_{1/2} strength function of the reaction ⁵⁸Ni(p,p) is plotted.

References:

- 1) M. S. Chowdhury and H. M. Sen Gupta, Nucl. Phys. **A205** (1973) 454
- 2) S. Gales et al., Nucl. Phys. **A268** (1976) 257

GAMOW-TELLER RESONANCES AND NUCLEAR STRUCTURE

P. Kleinwächter and I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, GDR

Since the first observation of giant Gamow-Teller strength in the $^{90}\text{Zr}(p,n)$ reaction /1/, the problem of the existence of nuclear states with simple nuclear structure at high excitation energy has been discussed with renewed interest. According to the current nuclear reaction theories, it is puzzling that the Gamow-Teller strength is not spread over a large energy region.

For this reason, we have investigated the level-level correlations in the framework of a dynamical model (continuum shell model /2/) with attention to the case when one of the resonance states has a simple nuclear structure and is coupled strongly to one of the channels. Internal and external mixing of the resonance states are described in a unified manner.

The numerical calculations are performed for the reaction $^{15}\text{N} + p$ with $^{-}$ resonances. The diagonalisation of the shell-model Hamiltonian H_{SQ} for ^{16}O is performed with basic wavefunctions of 1p-1h and 2p-2h nuclear structure corresponding to $1\hbar\omega$ and $3\hbar\omega$ excitations. The bound one-particle states taken into account are $1s_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$, $2s_{1/2}$ and $1d_{5/2}$. Altogether, there are 76 states. The details of the calculations are given in ref. /3/. The energies E_R and widths Γ_R of some resonance states are given in table 1. The results show that the width of the state No. 2 with dominant 1p-1h structure is enlarged while the sum of the widths of the other resonance states with more complicated configurations is reduced by external mixing. Such a result differs from the assumptions of all the traditional reaction theories. It is connected, obviously, with the comparably short lifetime of the state No. 2 what effectively reduces the degree of mixing with other resonance states.

Consequently, a resonance state with simple nuclear structure can be localized in a limited energy region also in those cases in which fragmentation of the corresponding discrete state due to internal mixing is strong. It follows immediately that the experimental observation of Gamow-Teller resonances is no longer puzzling.

Tabelle 1

No of the resonance state	Without external mixing		With external mixing	
	E_R (MeV)	$1/2 \Gamma_R$ (keV)	E_R (MeV)	$1/2 \Gamma_R$ (keV)
6	30.706	6.3	30.701	8.2
7	30.938	48.7	30.946	25.7
13	31.138	25.2	31.137	28.5
2	31.312	<u>671.9</u>	31.348	<u>748.6</u>
14	31.329	37.3	31.339	31.2
8	31.564	101.3	31.533	58.4
9	31.780	46.3	31.780	45.2
10	31.7	34.0	31.777	31.8

References:

- /1/ R. R. Doering et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1691
- /2/ H. W. Barz, I. Rotter and J. Höhn, Nucl. Phys. A275 (1977) 111
- /3/ P. Kleinwächter and I. Rotter, Nucl. Phys. A391 (1982) 137

SELECTIVE TRANSPARENCY AND MISSING SPECTROSCOPIC STRENGTH OF RESONANCES WITH FINESTRUCTURE COMPONENTS

P. Kleinwächter and I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, GDR

The problem of missing spectroscopic strength in Gamow-Teller resonances (GTR) is traced back to the $\Delta \tau^{-1}$ screening mechanism /1/ or to a shift of an appreciable fraction of Gamow-Teller strength to an energy region some 300 MeV above the GTR /2/. But quenching effects are very well known for a long time also in other nuclear reactions. The analysis of very accurate measurements on isobaric analogue resonances (IAR) led to proton spectroscopic factors smaller than the corresponding neutron spectroscopic factors of the parent nucleus by a factor of about 0.3 to 0.5 /3/.

On the basis of calculations within the framework of the continuum shell model (CSM) /4/ the interaction of a giant resonance and its underlying levels is investigated by means of the $^{15}\text{N}(p,p')$ reaction. The results are shown in fig. 1 (IAR case). In part a) the cross section of the single giant resonance (isospin $T = 1$) with dominant $1p-1h$ structure is shown. The cross section of 12 "underlying" levels (isospin $I = 0$) with dominant $2p-2h$ structure is separately plotted in fig. 1b). The full curve in fig. 1c) is the result of the CSM calculation in which external mixing of all the resonance states via the continuum and therefore the constraint by the unitarity of the S-matrix is taken into account. It corresponds to the cross section obtained experimentally. The dash-dotted curve in fig. 1c) results from the sum of the curves calculated with only the giant resonance (part a)) and with only the underlying levels (part b)). It corresponds to the picture which is usually assumed to underlie the distribution of the more or less fragmented giant resonance strength on the original (unmixed) background strength function. The dash-dotted curve is higher than the full curve. The original giant resonance strength can be extracted therefore only at the cost of the original background strength above all in the region of the top of the giant resonance. Consequently, some strength of the giant resonance is missing if, as usually, the background below the giant resonance structure observed is interpolated linearly between the tails of it. Qualitatively an analogous result is obtained if the giant resonance has the same isospin as the background resonances (GTR case).

Finally, it is worth to mention that the constraint due to the unitarity of the S-matrix influences the statistical laws of the finestructure resonances. Thus it is explainable that the widths of the finestructure resonances in the region of the centre of an IAR do obey the Porter-Thomas distribution in contrast to those at the tails of the IAR /5/.

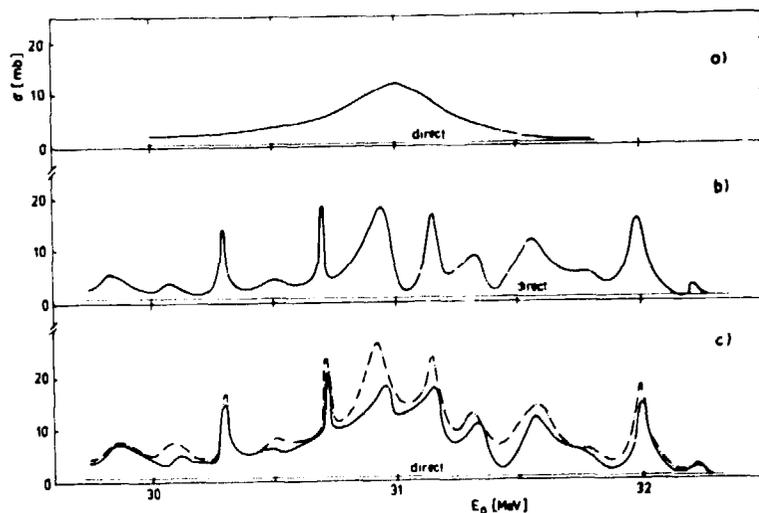


Fig. 1

CSM-calculation for the overlapping of a giant resonance with background resonances

References:

- /1/ E. Oset and M. Rho, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 79
- /2/ A. Bohr and B. Mottelson, Phys. Lett. 100B (1981) 10
- /3/ E. G. Bilpuch et al., Phys. Rep. 28C (1976) 145
- /4/ P. Kleinwächter, I. Rotter, Nucl. Phys. A391 (1982) 137
- /5/ A. M. Lane in: Isospin in Nuclear Physics (ed. by D. H. Wilkinson), p. 509

OBSERVATION OF DIRECT ^{12}C -TRANSFER IN THE $^{12}\text{C}(^{14}\text{N},\text{d})^{24}\text{Mg}$ -REACTION

H.-U. Gersch, E. Hentschel, G. Lang, H. Schobbert, D. Wohlfarth
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, DDR

K. P. Artemov, V. Z. Goldberg, M. S. Golovkov, I. P. Petrov, V. P. Rudakov, I. N. Serikov, V. A. Timofeev
 Institute of Atomic Energy, Moscow, USSR

^{24}Mg is an intensively studied nucleus regarding the formation of nuclear molecules /1/. The main idea of our experiment was to produce bound high spin states in the reaction $^{12}\text{C}(^{14}\text{N},\text{d})^{24}\text{Mg}$ and to select out those states which are formed at an early stage of the fusion process. If there exist levels in ^{24}Mg formed in a direct ^{12}C -transfer, the deuteron is expected to behave like a spectator of the beginning ^{12}C - ^{12}C fusion. The experimental method to select out this mechanism has been developed by the Moscow group /2/. Hereby, the particles with spin 1 play an essential role. We detect the deuterons at 0° . In the compound nucleus process the spin of the deuteron is randomly oriented relative to the spin of the captured projectile ^{14}N . In the opposite case of direct transfer of a $^{12}\text{C}(\text{gs})$ nucleus the orientation of the spin of ^{14}N is kept by the deuteron. As a consequence the ^{24}Mg -nuclei are strongly aligned. Both cases of ^{24}Mg -alignment can be easily distinguished by observation of the angular distribution of the α -particle decay to the $^{20}\text{Ne}(\text{gs})$. The amplitudes of the angular correlation function

$$W(\theta) = \sum_{m=0}^2 a_m^2 [P_2^m(\cos\theta)]^2$$

are in the case of CN formation $a_0^2 \approx a_1^2 \approx 2a_2^2$ and in the case of direct transfer $a_0 = 1, a_1 = a_2 = 0$ /3/. The measurement of the angular correlation was done at the Moscow cyclotron with bombarding energies 31 and 33 MeV. The most interesting result is obtained from the level

$E = 13.45$ MeV (fig. 1). Only this level shows evidence for a predominant direct mechanism in the $(^{14}\text{N},\text{d})$ -reaction. The full line in fig. 1 which is in nice agreement with the experimental points, corresponds to the direct excitation of a 6^+ -level. The dotted line is the Hauser-Peshbach model prediction.

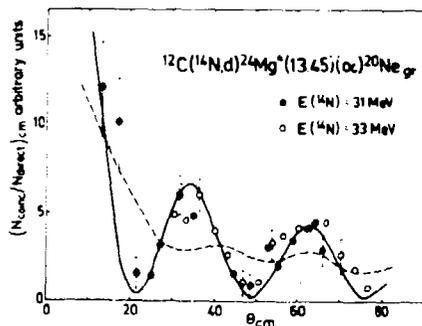


Fig. 1

In order to get accurate values for the positions of the peaks a Wiener-Kolmogoroff filter has been used to improve the resolution. Our energy determination (fig. 2) is in a good accordance with the data by Greenwood

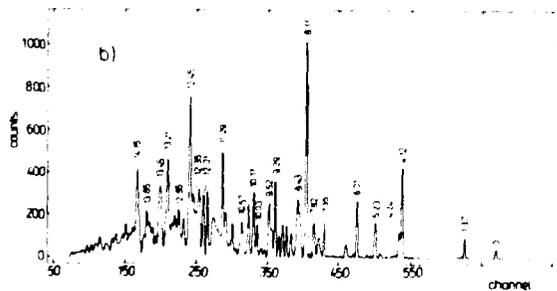


Fig. 2

and Szanto de Toledo /5/. Concerning the energy data of Klapdor /6/ we find a systematic shift. Our energy determination for the interesting 6^+ -level is 13.452 ± 0.015 MeV. This level is excited in a direct process. We argue, that the deuteron must be emitted in the reaction early enough so that its spin projection is not changed by the fusion process. This is not a proof for the existence of a highly deformed ^{12}C - ^{12}C cluster structure. However, it is an important condition of the reaction, if such a cluster state would be generated.

References

/1/ T. H. Cormier, Lecture Notes in Phys. 156 (1982), Proc. Bad Honnef Symp. p. 95
 /2/ K. P. Artemov et al., Phys. Lett. 6 (1971) 378
 /3/ V. Z. Goldberg, Thesis, Moscow 1977
 /4/ L. R. Greenwood et al., Phys. Rev. C6 (1972) 2122
 /5/ A. Szanto de Toledo et al., Nucl. Phys. A315 (1979) 500
 /6/ H. V. Klapdor et al., Z. Phys. 262 (1973) 83

MESSUNG VON SPALTPRODUKTEN IN KOINZIDENZ MIT LEICHTEN GELADENEN TEILCHEN IN SCHWERIONENREAKTIONEN

P. Gippner, P. Manfraß, W. Seidel, H. Sodan und F. Stary
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF
 S.M. Lukjanov, Yu. Z. Oganjesjan, Yu. E. Penionzhkevich und K.-D. Schilling
 Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Mit Teilen des Doppelarmflugzeitspektrometers "DEMAS" wurden im VIK Dubna am Strahl des Schwerionenzyklotrons U-200 Spaltfragmente in Koinzidenz mit leichten geladenen Teilchen in Reaktionen mit ^{12}C und ^{22}Ne als Inzidenzteilchen gemessen. Im Gegensatz zu inklusiven Messungen leichter geladener Teilchen, bei denen die Spektren bis zu Energien verfolgt werden konnten, die der kinematischen Grenze des Zweikörperzerfalls entsprechen /1/, sollte in Koinzidenz mit Spaltprodukten die Grenzenergie der Teilchenspektren infolge der endlichen Spaltbarriere der Compoundkerne bei kleineren Werten liegen. Außerdem ist interessant, ob mit wachsender Energie der leichten Teilchen, die einer abnehmenden Anregungsenergie der spaltenden Kerne entspricht, eine Veränderung der Spaltprodukte-Massenverteilung beobachtet werden kann und eventuell Schalenstruktureinflüsse bemerkbar werden.

Zur Registrierung der im Winkelbereich von 35° bis 55° emittierten Spaltprodukte diente ein Flugzeitspektrometer, bestehend aus Sekundärelektronenemissionsdetektor als Startdetektor, Flugzeitstrecke, Parallelplattenlawinenzähler als Stopdetektor und einer positionsempfindlichen Ionisationskammer /2/. Die Raumwinkelakzeptanz dieser Apparatur zur Bestimmung der Flugzeit (Parameter TOF) und Restenergie (E) der Spaltprodukte betrug 20 msr. Leichte geladene Teilchen wurden mit einem Halbleiterdetektorteleskop (ΔE -Zähler 100 μm dick, E - Zähler: 1,2 bis 2 mm) mit einer Raumwinkelakzeptanz von 17 msr in der Reaktions-ebene registriert. Außerdem wurde die Zeitdifferenz (T) zwischen Signalen des E-Zählers und des Flugzeit-Startzählers gemessen, um echte von zufälligen Koinzidenzen eindeutig trennen zu können. Alle bezüglich dieser 5 Parameter koinzidenten Ereignisse wurden über einen SM-3-Rechner abgespeichert. In der Tabelle sind die vorläufigen Ergebnisse der Messungen zusammengestellt. In den Reaktionen ^{12}C (109 MeV) + ^{197}Au , ^{209}Bi konnte innerhalb der Genauigkeit der Experimente keine teilchenassoziierte Spaltung nachgewiesen werden. Im Falle der Reaktion ^{22}Ne (164 MeV) ergeben sich folgende vorläufige Werte für die differentiellen Wirkungsquerschnitte:

inklusive Spaltquerschnitt ($\Theta_f = 45^\circ$): $d\sigma_f/d\Omega_f \approx 5 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1}$,
 inklusiver Querschnitt der Erzeugung von α -Teilchen ($\Theta_\alpha = 13^\circ$):
 $d\sigma_\alpha/d\Omega_\alpha \approx 10^{-24} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1}$,
 α -assoziierter Spaltquerschnitt: $d\sigma_{\alpha-f}/d\Omega_\alpha d\Omega_f \approx 7 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-2}$.

Tabelle

Reaktion	α -Teilchenmultiplizität $M_{\alpha} = n_{f-\alpha}/n_f \cdot 2_{\alpha}$	α -Registrierwinkel im Lab.-System
$^{12}\text{C}(109 \text{ MeV}) + ^{209}\text{Bi}$	< 0.05	13°
$^{12}\text{C}(109 \text{ MeV}) + ^{197}\text{Au}$	< 0.04	13°
$^{22}\text{Ne}(164 \text{ MeV}) + ^{238}\text{U}$	$0.2 - 0.5$	13°
	< 0.01	120°
$^{22}\text{Ne}(164 \text{ MeV}) + ^{209}\text{Bi}$	0.18 ± 0.04	13°

Literatur:

/1/ Borcea, C. et al., Nucl. Phys. A351 (1981) 312
 /2/ Manfraß, P. et al., ZfK-461 (1981); Preprint R7-81-807 Dubna (1981)

MESSUNG DER WINKELKORRELATION VON FRAGMENTEN AUS DER REAKTION $Ag + 1 \text{ GeV}$ PROTONEN

L. N. Andronenko, A. A. Kotov, L. A. Vaischnene
Leningrader Institut für Kernphysik/183350 Gatchina, UdSSR

W. Neubert
Zentralinstitut für Kernphysik Rossendorf, 8019 Dresden, DDR

In unseren früheren Messungen wurde gefunden, daß koinzidente Fragmente aus der Reaktion $Ag + 1 \text{ GeV}$ -Protonen eine asymmetrische Massenverteilung aufweisen /1/. Dieses Phänomen ist mit der fundamentalen Fragestellung des Businaro-Gallone-Limits /2/ verknüpft. Um experimentell zu beweisen, daß es sich dabei tatsächlich um einen binären Spaltprozeß handelt, wurde die Winkelkorrelation der Fragmente gemessen. Die Reaktionsprodukte werden in einem Zweiarmspektrometer in Koinzidenz registriert (Abb. 1). Das Startsignal t_0 liefert ein Gitter-Lawinenzähler (1). Im linken Spektrometerarm werden durch drei niederohmige Bi-Detektoren (D1, D2, D3) unabhängig die Flugzeiten t und die Energien E der Fragmente gemessen. Dadurch war eine direkte Massenbestimmung $M \sim E \cdot t^2$ möglich. Der rechts von der Strahlrichtung angeordnete positionsempfindliche Parallelplatten-Lawinenzähler (PPAC) lieferte das Stoppsignal und den Auftreffpunkt des komplementären Fragmentes. Der ortsempfindliche PPAC wurde nur dann ausgelöst, wenn eine Koinzidenz zwischen den Signalen t_0 , t_1 und t_2 vorlag. Das Ortspektrum liefert dann unmittelbar die Winkelkorrelation der Reaktionsprodukte. Die Gasverstärkungen der Lawinenzähler wurden so gewählt, daß ein breites Teilchenspektrum erfaßt werden konnte. Gegenüber früheren Messungen konnte in diesem Experiment die Nachweischwelle bis zu Masse $M = 4$ herabgesetzt werden.

Abb. 2 A zeigt einen dominierenden Anteil von α -Teilchen in der Massenverteilung der Reaktionsprodukte. Dieser experimentelle Befund wird durch Rechnungen mit dem kombinierten Kaskaden-FCM-Modell /3/ bestätigt. Sowohl in der schnellen Kaskade als auch im langsamen Zerfallsprozeß des angeregten Restkernes dominiert im mittleren Massenbereich α -Emission. Diese koinzidenten Ereignisse führen zu einer Verwaschung und Verteilung der Winkelkorrelation in Vorwärtsrichtung (Abb. 2 B). Eine unabhängige Messung der inklusiven Winkelverteilung bestätigte, daß leichte Teilchen vorwiegend in Vorwärtsrichtung emittiert werden.

Führt man im linken Spektrometerzweig eine Massenauswahl ein, dann ergibt sich bei Ausschluß der Massen um $M \approx 4$ die Winkelkorrelation in Abb. 2 C. Form, Lage des Maximums und Breite der Winkelkorrelation stimmen mit den Werten überein, die man für einen binären Zerfall unter Berücksichtigung des übertragenen Impulses p_{tr} aus der Systematik an schwereren Targetkernen extrapoliert.

Die Messung der Flugzeiten $t_1 - t_0$ und $t_2 - t_0$ erlaubt die Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung der Reaktionsprodukte v_1 und v_2 . Im zweidimensionalen Diagramm $v_1 - v_2$ ergeben sich zwei symmetrisch angeordnete, gut lokalisierte Bereiche, die ein weiteres überzeugendes Argument für einen binären Spaltprozeß liefern.

Literatur:

/1/ A. A. Kotov, L. N. Andronenko, G. G. Kovshevny, G. E. Solyakin, L. A. Vaischnene and W. Neubert
Phys. Letters **93 B** (1980) 254
/2/ U. L. Businaro and G. Gallone, Nuovo Cimento **1** (1955) 629 and 1277
/3/ M. M. Nesterov, V. F. Petrov and N. A. Tarasov
Yad. Fiz. **35** (1982) 1131
/4/ A. A. Kotov, G. G. Semenchuk, L. A. Andronenko, M. N. Anronenko, B. L. Gorshkov, G. G. Kovshevny, V. R. Reznik and G. E. Solyakin, Yad. Fiz. **19** (1974) 756

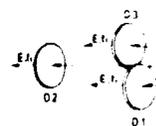


Abb. 1

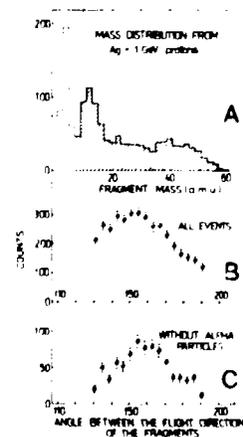


Abb. 2

MASS DISTRIBUTIONS OF FISSION FRAGMENTS EMITTED BY HIGHLY EXCITED NUCLEI

L. N. Andronenko, A. A. Kotov, M. M. Nesterov, W. Neubert^{*}, N. A. Tarasov and L. A. Vaishnena

Leningrad Nuclear Physics Institute, Gatchina, U.S.S.R.

^{*}Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, G.D.R.

Provided that shell effects disappear with increasing nuclear excitation energy it is possible to calculate the cross sections for the nuclear fission process, induced by high-energy protons /1/, in the framework of the cascade-evaporation model and the BOHR-WHEELER approach. In ref. /1/ it has been shown that the statistical model of FONG /2/ without structural effects reproduces satisfactorily the mass distributions of fission fragments, which are emitted by highly excited heavy nuclei ($A > 200$, $E^* \geq 50$ MeV). A treatment of the fission process in medium-weight and light nuclei in the framework of the same model is a further task. The region of Ag takes a special interest, because the liquid-drop model predicts a drastical change of the fragment mass distribution /3/.

High-energy protons allow to investigate the fission channel of such nuclei with a relative small imparted angular momentum. Our experiment was performed by using the external proton beam of 1 GeV provided by the LNPI synchrocyclotron. The energies of both coincident fragments and the velocity of one of them were measured by means of a double-arm spectrometer. Fig. 1 gives results. In fig. 2 we compare mass distributions, obtained from Bi and Ag targets, with the theoretical ones. These calculations, which were performed with the cascade-evaporation model and the statistical method of FONG /2/, show the fragment mass distributions after the evaporation of light particles. The calculated distributions of the excitation energy for Bi and Ag extend over several hundred MeV. The average excitation energy increases with decreasing mass number of the fissioning nuclei and corresponds to the experimentally observed growth in the imparted longitudinal momentum for mediumweight target nuclei (fig. 3).

These calculations predict a pronounced mass asymmetry which depends strongly on the excitation energy.

References:

/1/ M. M. Nesterov, V. P. Petrov and N. A. Tarasov,
Yad. Fiz. 35 (1982) 1131

/2/ P. Fong, Phys. Rev. C17 (1978) 1731

/3/ U. L. Businaro and S. Gallone, Nuovo Cimento 1 (1955) 629 and 1277
J. R. Nix, Nucl. Phys. A130 (1969) 241

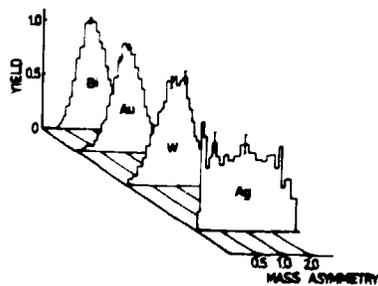


Fig. 1 Mass distributions obtained for Bi, Au, W and Ag targets

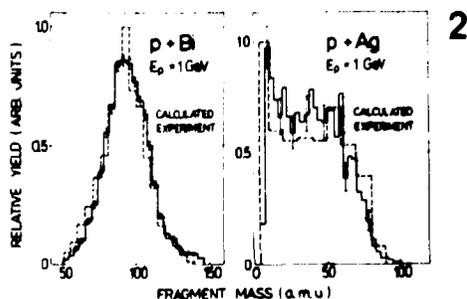
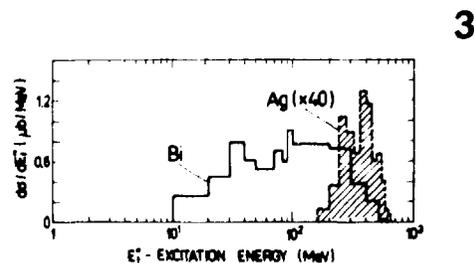


Fig. 2 Comparison of measured and calculated mass distributions

Fig. 3 Calculated distributions of the excitation energies for Ag and Bi



3

ABSOLUTMESSUNG DER SPALTQUERSCHNITTE VON ^{233}U UND ^{242}Pu BEI EINER NEUTRONENENERGIE VON 14.7 MEV

R.Arlt, M.Josch, G.Musiol, H.-G.Ortlepp, G.Pausch, W.Wagner
TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Angewandte Kernphysik

O.I.Kostockin, V.N.Dusin, V.I.Spakov
Radiuminstitut Leningrad

In Fortsetzung des langfristigen Programms zur absoluten Bestimmung von Spaltquerschnitten nach der Methode der zeitlich korrelierten assoziierten Teilchen (MEZKAT) /1, 2/ wurden die Spaltquerschnitte der Nuklide ^{233}U und ^{242}Pu bei einer Neutronenenergie von (14.7 ± 0.15) MeV bestimmt. Die Messungen erfolgten am Neutronengenerator der TU Dresden, wobei die 1./2, 3/ beschriebene und schon bei früheren Messungen /4, 5, 6/ eingesetzte experimentelle Anordnung zur Anwendung kam. Die Herstellung und die Bestimmung der Parameter der Spalttargets erfolgt im Radiuminstitut Leningrad.

Außer den für die MEZKAT typischen Korrekturen und Kontrollmaßnahmen (vgl. 2, 4/) mußten bei der Auswertung die nicht vernachlässigbaren Anteile fremder Isotope in den Spalttargets berücksichtigt werden. Alle Korrekturgrößen und Fehlerbeiträge sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. In Tabelle 2 erfolgt ein Vergleich der vorläufigen Meßergebnisse mit den ebenfalls nach der MEZKAT am Radiuminstitut Leningrad durchgeführten Messungen /7/. Für ^{233}U stimmen die Spaltquerschnitte gut überein, während bei ^{242}Pu unser Wert um etwa 4.5 % größer ist als das Ergebnis der Arbeit /7/.

Diese, die angegebenen Fehlergrenzen überschreitende Abweichung ist ein Hinweis darauf, daß methodische Untersuchungen zu möglichen Quellen systematischer Fehler weitergeführt werden müssen.

Literatur:

- /1/ R. Arlt et al., Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1977) 172
- /2/ R. Arlt et al., Kernenergie 24 (1981) 48
- /3/ R. Arlt et al., Nucl. Instr. Method. 159 (1980) 381
- /4/ R. Arlt et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 10
- /5/ R. Arlt et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 18
- /6/ R. Arlt et al., Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 26
- /7/ V.M. Adamov et al., Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Cross Sections for Technology, Knoxville 1979, NBS Spec. Publ. 594 (1980) 990

Tabelle 1: Korrekturgrößen K_1 und partielle Fehlerbeiträge $(\Delta\sigma/\sigma)_1$ der einzelnen Fehlerquellen

Fehlerquelle	^{233}U		^{242}Pu	
	$K_1/\%$	$(\Delta\sigma/\sigma)_1/\%$	$K_1/\%$	$(\Delta\sigma/\sigma)_1/\%$
1. Spalttarget				
- Flächendichte	-	0.8	-	0.8
- Inhomogenität	-	0.7	-	1.5
2. Fremdisotopenanteil und Neutronenstreuung	+ 7.63	0.8	- 2.61	0.25
3. Zählung der Koinzidenz				
- Statistik	-	1.0	-	1.0
- zufällige Koinzidenz	- 5.07	0.3	- 6.29	0.4
4. Spaltkammereffektivität				
- Extrapol. zur Impulshöhe Null	+ 1.69	0.35	+ 4.10	0.65
- Fragmentverluste in der Targetschicht	+ 0.33	0.2	+ 0.82	0.2
5. Untergrund im Spektrum der assoz. Teilchen	+ 0.30	0.1	+ 0.30	0.1

Tabelle 2: Vergleich der an der TU und am RI Leningrad gemessenen Spaltquerschnitte

Target	^{233}U	^{242}Pu
- TU Dresden	(2.244 \pm 0.041) barn rel. Fehler: 1.8 %	(2.143 \pm 0.046) barn rel. Fehler: 2.1 %
- RI Leningrad	(2.254 \pm 0.043) barn	(2.050 \pm 0.040) barn

EINFLUSS DER EINGANGSGRÖßEN AUF DIE BERECHNUNG VON SPALTNEUTRONENEMISSIONSSPEKTREN IM RAHMEN DES KASKADENVERDAMPFUNGSMODELLS

H. Märten

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Das auf der Grundlage des komplexen Kaskadenverdampfungsmodells [1,2] entwickelte Programm ANNE - ein hinsichtlich des Energiebereichs, der Kopplung zu anderen Programmen und der Berechnung der inversen Wirkungsquerschnitte vervollkommenes System im Vergleich zu bisher beschriebenen Varianten [3] - dient der Berechnung von Spaltneutronenemissionsspektren vorrangig für experimentanalytische Zwecke. Es ist Grundlage zur Berechnung doppelt-differentieller Spaltneutronenemissionsquerschnitte.

Die Einschätzung der Berechnungsgenauigkeit sowie die Erklärung systematischer Abweichungen zwischen experimentell bestimmten und berechneten Spektren [2] machte eine komplexe Analyse des Einflusses der Eingangsdaten auf das Berechnungsergebnis sowie der Auswirkungen bestimmter Näherungen erforderlich.

Das Programm beruht auf dem grundlegenden Mechanismus der Spaltneutronenemission, der Verdampfung von den voll beschleunigten Spaltfragmenten. Es gestattet die Berechnung der Spektren als Funktion der Fragmentmassenzahl und der totalen kinetischen Energie der Fragmente - sofern die erforderlichen Eingangsdaten verfügbar sind - sowie der bezüglich dieser Variablen integralen Energieverteilungen.

Die Berücksichtigung der verschiedenen möglichen Arten der sog. Scissionneutronen ist bisher theoretisch fundiert nicht möglich (s. Ref. 2 und die darin angegebenen Arbeiten), jedoch sind detaillierte Rechnungen im Rahmen des Verdampfungsmodells eine wesentliche Voraussetzung zum Studium dieses Emissionsanteils durch Vergleich mit experimentellen Daten.

Folgende Eingangsgrößen wurden variiert und deren Einfluß auf das berechnete Spektrum für verschiedene typische Fragmentmassenzahlen in Form einer Empfindlichkeitsmatrix zusammengestellt:

- mittlere Anregungsenergie,
- Varianz der Anregungsenergieverteilung,
- mittlere kinetische Energie der Fragmente,
- mittlere Neutronenbindungsenergie,
- mehrere Parameter zur Beschreibung der Niveaudichte einschließlich der Schalenkorrektur,
- Emissionsanisotropie im Schwerpunktsystem,
- inverser Wirkungsquerschnitt (u.a. auf Grundlage des optischen Modells).

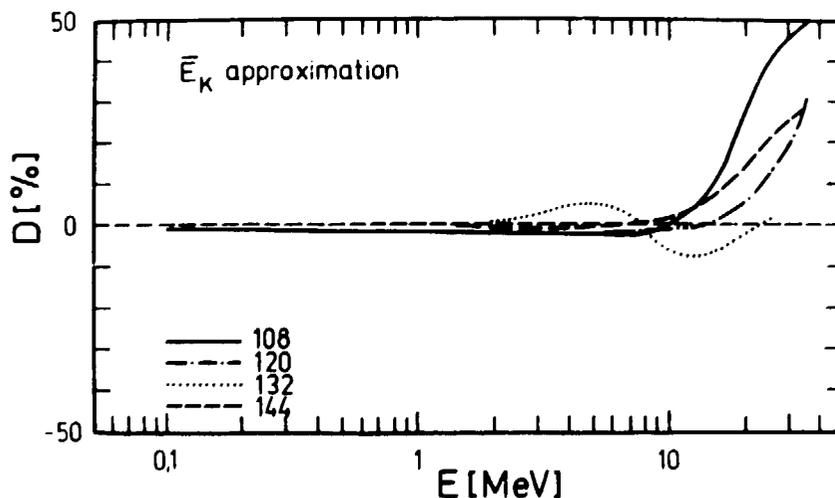


Abb. 1

Einfluß der Näherung konstanter kinetischer Energie E_k im Falle ausgewählter Fragmentmassenzahlen für die Spaltspaltung von ^{252}Cf (D-prozentuale Abweichung)

Die Analyse zeigte, daß die Vernachlässigung der Verteilung der kinetischen Energie der Fragmente das Spektrum für eine gegebene Massenzahl besonders stark bei hohen Emissionsenergien modifiziert (Abb. 1).

Die Näherung massenzahlunabhängiger Schwerpunktsystemspektren für die verschiedenen Stufen der Emissionskaskade wurde durch Vergleich einer exakten mit einer approximierten Rechnung gerechtfertigt.

L i t e r a t u r

- [1] Märten, H. et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp, 1982, in print
- [2] Märten, H. und D. Seeliger, submitted to J. of Phys. G
- [3] Märten, H. et al., Gemeinsamer Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 227;
Gemeinsamer Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982)

ENERGIE- UND WINKELVERTEILUNGEN DER NEUTRONEN AUS DER SPONTANSPLATUNG VON ^{252}Cf

H. Märten, D. Neumann und D. Seeliger
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik

In Weiterführung bereits beschriebener Spaltneutronenspektrenberechnungen [1,2] erfolgte eine Analyse der doppelt-differentiellen Emissionswahrscheinlichkeitsdichte der Neutronen aus der Spontansplattung von ^{252}Cf auf der Grundlage des Kaskadenverdampfungsmodells, wobei keine freien Parameter oder willkürliche Normalisierungen einbezogen wurden. Die Berechnung basierte auf der gewichteten Zusammenfassung der für verschiedene Spaltfigurationen - charakterisiert durch das Fragmentmassenzahlverhältnis A_L/A_H - ermittelten Verteilungen. In einigen Fällen wurde die zusätzliche Abhängigkeit von der totalen kinetischen Energie TKE, die die Elongation des spaltenden Systems am Zerreißpunkt bestimmt, untersucht. Sie ist besonders markant für $A_L/A_H = 120/132$ aufgrund des Einflusses des doppelt-magischen schweren Fragments auf die Anregungsenergieaufteilung [2,3].

Die durchgeführten Rechnungen, die den vorrangigen Mechanismus der Spaltneutronenemission berücksichtigen, sind eine wesentliche Grundlage für das Studium der Scissionneutronenemission als Funktion der Spaltkonfiguration (charakterisiert durch A_L/A_H und TKE). Ein erster Vergleich mit verfügbaren experimentellen Daten [3] führte zur Schlußfolgerung, daß

- 1) der Anteil der zentralen Komponente der Spaltneutronen (Scissionneutronen) mit wachsender Emissionsenergie E zumindest oberhalb ca. 4 MeV anwächst (Abb. 1) und
- 2) sich eine unmittelbare Verbindung dieser Emissionsfraktion mit der für E oberhalb 20 MeV gefundenen hochenergetischen Spektralkomponente [2] abzeichnet.

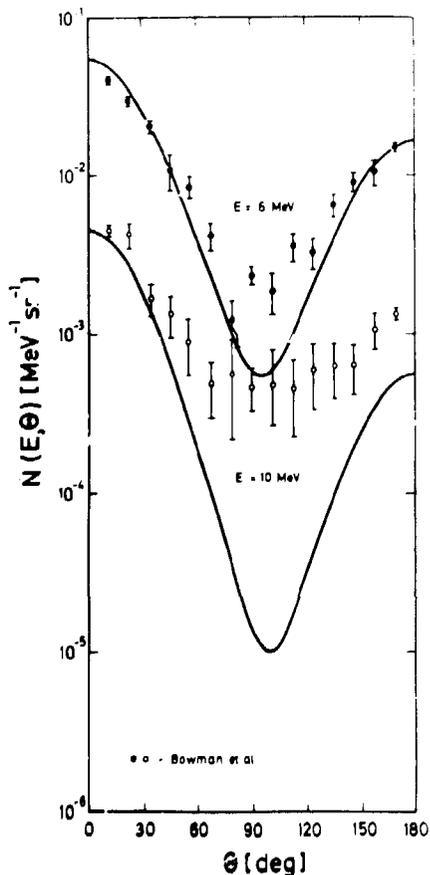


Abb. 1
 Winkelverteilung der Neutronen aus $^{252}\text{Cf}(sf)$ relativ zur Richtung des leichten Fragments für die Emissionsenergien 6 und 10 MeV im Vergleich mit experimentellen Daten [4]

L i t e r a t u r

- [1] Märten, H. et al., Gemeinsamer Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982)
- [2] Märten, H. et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp, 1982, in print
- [3] Märten, H. et al., Proc. XIIth Int. Conf. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig, 1982, ZfK-Report (1983), in print
- [4] Bowman, H.R. et al., Phys. Rev. 126 (1962) 2133

DIE DOPPLERVERBREITERUNG VON ^{238}U -RESONANZEN IN KRISTALLGITTERN UND MOLEKULAREM GAS VERGlichen MIT DER NÄHERUNG FREIER GASATOME

A. Meister, D. Seeliger und K. Seidel

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

S. Mittag, L.B. Pikelner, W. Pilz, H. Tschammer und R. Tschammer

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Die Dopplerverbreiterung der starken niederenergetischen Resonanzen von ^{238}U beeinflusst, ausgedrückt z.B. über das Neutroneneinfangintegral, die Reaktivität eines Reaktors. Eine sorgfältige Behandlung der Dopplerverbreiterung ist auch unumgänglich, wenn Resonanzparameterdaten aus experimentell ermittelten Spektren mit hinreichender Genauigkeit gewonnen werden. Dazu wird üblicherweise für die thermische Bewegung der Uranatome ein Maxwell'sches-Geschwindigkeitsspektrum verwendet, d.h. die Näherung freier Gasatome.

In Experimenten zur chemischen Verschiebung von Neutronenresonanzen, bei denen verschiedene kristalline Verbindungen von ^{238}U verglichen wurden [1] wurden die Grenzen der Gasmodellnäherung sichtbar und ein einfaches Modell zum Erfassen des quantenmechanischen Charakters der Uranatomoszillationen im Kristallgitter hinreichend genau befunden [2,3].

Nachdem bei der 6.67 eV Resonanz von ^{238}U in direkten Gegenüberstellungen die Abweichungen der Gasnäherung aufgezeigt worden sind [2,3], wurden die Berechnungen auf die 20.9 eV Resonanz ausgedehnt, Abb. 1. Die Rückstoßenergie ist etwa dreimal so groß, die Abweichungen i.a. um weniger als die Hälfte kleiner.

Die Dopplerverbreiterung in einem molekularen Gas, insbesondere der Einfluß innermolekularer Schwingungsfreiheitsgrade war experimentell an UF_6 untersucht worden [4]. Auch hierfür wurden anhand der 6.67 eV Resonanz direkte Gegenüberstellungen vorgenommen. Wie Abb. 2 zeigt, sind die Abweichungen eines Uranatomgases kleiner, als wenn für starre UF_6 -Partikel ein Maxwell'sches-Geschwindigkeitsspektrum angenommen wird.

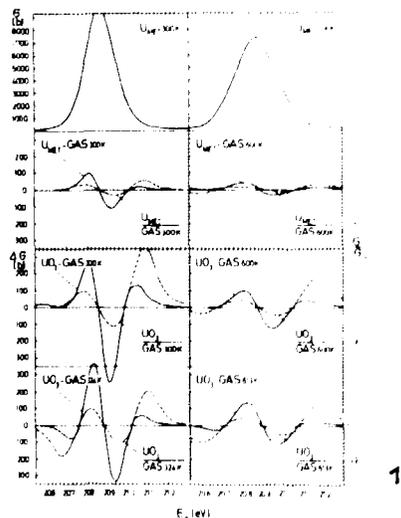


Abb. 1 Wirkungsquerschnittverlauf in der 20.9 eV Resonanz (oben). Darunter: Differenzen (—) und Quotient (---) zum Wirkungsquerschnittverlauf in Gasmodellnäherung für U-Metall und UO_3 bei Temperaturen von 300 K und 600 K.

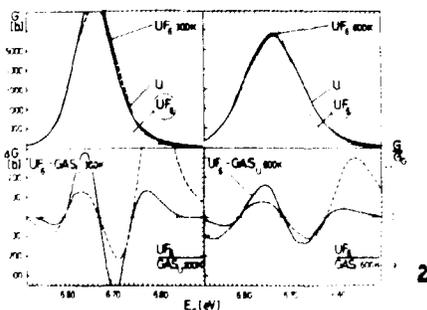


Abb. 2 Wirkungsquerschnittverlauf der 6.67 eV Resonanz in UF_6 bei Berücksichtigung der innermolekularen Oszillationen (---), für ein Uranatomgas (- -) und starre UF_6 -Partikel (...) bei Temperaturen von 300 K und 600 K (oben). Darunter: Differenzen (—) und Quotienten (---) zwischen UF_6 und U-Gas.

L i t e r a t u r

[1] Meister, A. et al., Nucl. Phys. **A362** (1981) 18
 [2] Meister, A. et al., Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982)
 [3] Meister, A. et al., Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Sc. and Tech., Antwerp, 1982
 [4] Seidel, K. et al., Jad.Fiz. **34** (1981) 1173

EIN EMPIRISCHES MODELL ZUR BERECHNUNG DER GAMMA-PRODUKTIONSSPEKTREN AUS NEUTRONEN-INDUZIERTEN KERNREAKTIONEN

B. Basarragtscha, D. Hermsdorf und D. Seeliger
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Ein von Howerton und Plechaty [1] eingeführter empirischer Formalismus, das R-Parametermodell, ist zwar ein sehr einfaches aber dennoch sehr erfolgreiches Modell zur Beschreibung der γ -Spektren, die bei neutroneninduzierten Kernreaktionen erzeugt werden. Mit einem einzigen Parameter R können die Spektren mit guter Genauigkeit vorausberechnet werden in einem breiten Massenbereich und für Neutroneneinschüßenergien zwischen 5 und 15 MeV.

Der Formalismus ist beschränkt auf Energien unterhalb der Reaktionsschwelle für $(n, 2n\gamma)$. Bei höheren Energien muß für den Parameter R ein modifizierter Ansatz angewandt werden, um den komplexeren γ -Spektren Rechnung zu tragen [2].

Eine Analyse der γ -Emissionsspektren mit dem Ansatz eines energieabhängigen Parameters $R = R(E_\gamma)$ zeigt, daß die Bedingung $R = \text{const}$ nur für γ -Spektren gilt, die durch eine einzige Reaktion (z.B. $(n, n'\gamma)$) induziert werden. Mit Einsetzen einer Emission aus einer anderen Reaktion (z.B. $(n, 2n\gamma)$) ändert sich der Parameter R nahezu sprunghaft. In Abb. 1 wird dieses Verhalten dargestellt.

Wird diese Energieabhängigkeit des Parameters R berücksichtigt, ergibt sich eine wesentliche Verbesserung der Beschreibung der γ -Emissionsspektren im Vergleich zum einfachen R-Parameter-Modell. In Abb. 2 wird dafür ein Beispiel gegeben.

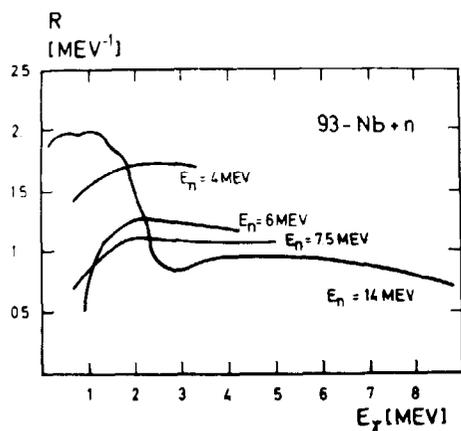
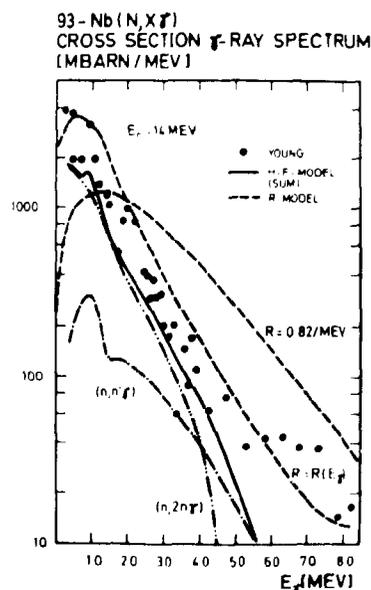


Abb. 1 (oben)
Abhängigkeit des Parameters R von der γ -Emissionsenergie E_γ bei verschiedenen Neutronenenergien E_n für ^{93}Nb .

Abb. 2 (rechts)
 γ -Emissionsspektrum von ^{93}Nb bei 14 MeV Einschüßenergie. Experimentelle Daten nach [3].



L i t e r a t u r

- [1] Howerton, R.J. and E.F. Plechaty, Nucl. Sci. Eng. 32 (1968) 178
- [2] Basarragtscha, B., Dissertation A, TU Dresden, 1980
- [3] Young, C.S., Proc. Conf. Neutron Cross Sections and Technology, Washington, 1975

BEREITSTELLUNG EINES FILES EINGESCHÄTZTER NEUTRONENKERNDATEN FÜR SILIZIUM IM FORMAT ENDF/B-V FÜR DIE SOWJETISCHE BIBLIOTHEK SOKRATOR

D. Hermsdorf und P. Reichelt
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Es wurde ein vollständiger File eingeschätzter Neutronenkerndaten für Silizium erarbeitet, im Format ENDF/B-V dargestellt und mit einer ausführlichen Beschreibung [1] dem Kerndatenzentrum der UdSSR im PEI Obninsk als MAT 2015 für die Bibliothek SOKRATOR zur Verfügung gestellt.

Besonderer Wert wurde auf physikalisch fundierte Methoden der Einschätzung gelegt, mit denen es möglich war, alle Anregungsfunktionen, Winkelverteilungen und Energiespektren der sekundären Produktion von Neutronen, geladenen Teilchen und μ -Quanten zu bestimmen [2]. Unter Nutzung der wenigen verfügbaren experimentellen Daten für Energiespektren, Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen wurden die Parameter verschiedener theoretischer Modelle so justiert, daß eine weitgehend widerspruchsfreie Beschreibung aller experimentell gesicherten Erkenntnisse erzielt werden konnte. In den Abb. 1 und 2 sind als Beispiele die Emissionsspektren für μ -Quanten bei 14 MeV und die Protonenspektren bei 21.6 MeV Neutroneneinschußenergie dargestellt.

Mittels der festgelegten Parameter wurden alle differentiellen und integralen Querschnitte in den Energiebereichen berechnet, in denen keine experimentellen Aussagen vorliegen. Gegenwärtig wird die sachliche und physikalische Konsistenz der Daten mittels der ENDF/B-Verarbeitungsprogramme CHECKER-5 und FIZCON-5 überprüft.

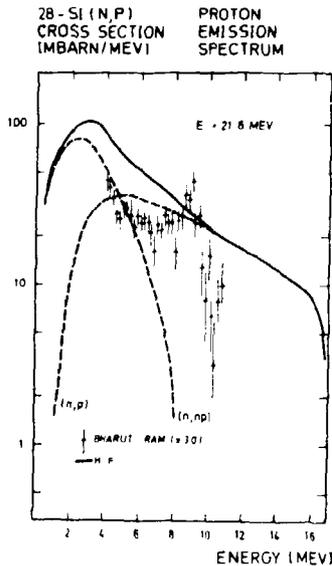


Abb. 1
Spektrum der Protonen aus den Reaktionen (n,p) und (n,np) bei 21.6 MeV Einschußenergie.

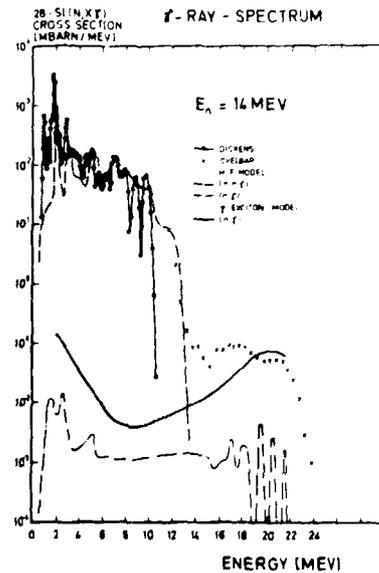


Abb. 2
Spektrum der μ -Quanten aus den Reaktionen (n, μ) und (n,n' μ) bei 14 MeV Einschußenergie.

L i t e r a t u r

- [1] Hermsdorf, D., Bericht INDC(GDR)-20/L, im Druck, 1983
- [2] Hermsdorf, D. und L. Neumann, Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 39

DIE ARBEITEN DER KERNDATENBIBLIOTHEKEN IN DER DDR - DATENBESTAND UND SERVICELEISTUNGEN IM JAHR 1982 -

S. Eckstein, D. Hermsdorf und D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Kernphysik

K. Friedrich, L. Jankowski und B. Letz

Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig, Informations- und Rechenzentrum

Die Neutronenkerndatenbibliothek an der TU Dresden konnte im Berichtszeitraum allen nationalen und internationalen Anforderungen nachkommen.

Auf der Basis der gespeicherten Datenmengen wurden sechs Anforderungen aus Institutionen der DDR bearbeitet und erfüllt. Mit dem fertiggestellten File eingeschätzter Kerndaten für Si [1] und der Zusammenstellung von Daten der elastischen und unelastischen Streuung schneller Neutronen an S und Nb im Format EXFOR wurde ein umfangreiches Datenmaterial in den internationalen Datenaustausch eingespeist. Weiterhin erfolgte eine Überarbeitung bzw. Korrektur der Files eingeschätzter Kerndaten für Nb (SOKRATOR 1501, INDL/V 4110/1.) [2] und Fe (SOKRATOR 2012) [3].

Intensiv wurden die rechentechnischen Möglichkeiten überprüft und getestet, die sich mit der Inbetriebnahme des Rechnernetzes für EDVA der Typen BESM-6 und der EC-Reihe in der DDR eröffnen und eine weitere Effektivierung der Arbeiten zum Kerndatenservice erwarten lassen.

Die Bibliothek für Nichtneutronenkerndaten am ZfI Leipzig wurde auch 1982 planmäßig um die neuesten Versionen der internationalen Standardfiles ergänzt. Die Standarddatei für Kernstruktur- und Zerfallsdaten (ENSDF) wurde im Laufe des Jahres zweimal durch die Versionen 82.1 und 82.2 ersetzt. Die bibliographische Referatedatei für Kernstruktur- und Zerfallsdaten (NSR) wurde 1982 auf der Grundlage ihres neuen Formates übernommen.

Zusätzlich zu diesen Standardfiles wurde mit GSIGAM-79 eine weitere Datei für γ -Linien bereitgestellt. Die Möglichkeiten zur Nutzung der Datenbibliothek sind in [4] beschrieben worden.

Neu wurden 1982 Daten zu Kernreaktionen mit geladenen Teilchen in die Bibliothek aufgenommen und zur Nutzung zur Verfügung gestellt. Insgesamt wurden 1982 52 Anfragen nach Kerndaten mit Hilfe der Datenbibliothek des ZfI beantwortet. Das Programm MEDLIST [5] konnte für die Realisierung einer Vielzahl von Nutzeranfragen genutzt werden.

Die Kooperation mit Einrichtungen der UdSSR wurde fortgesetzt. Im Mittelpunkt stand dabei die Nutzung des Programms MEDLIST und der DDR-Input für NSR.

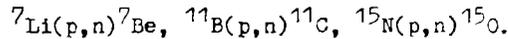
Literatur

- [1] Hermsdorf, D., Bericht INDC(GDR)-20/L (im Druck)
- [2] Hermsdorf, D. und E. Schmidt, Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 10
- [3] Hermsdorf, D. und P. Reichelt, Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 40
- [4] Letz, B., Use of Nuclear Data Files at ZfI Leipzig, Preprint ZfI-28
- [5] Hermsdorf, D. et al., Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982) 32

FRZEUGUNG MONOENERGETISCHER NEUTRONEN IM ENERGIEBEREICH ZWISCHEN 0,5 UND 2,5 MEV

H. Märten, D. Schmidt, B. Stobinski und T. Streil
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

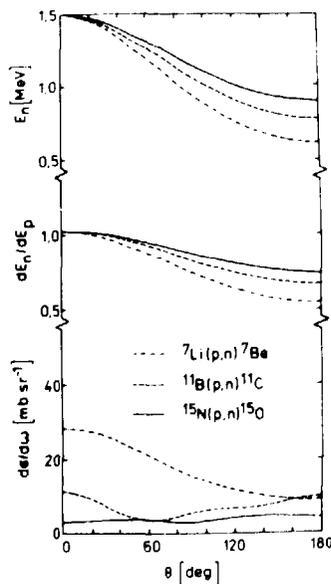
Zur Erweiterung des Nutzerangebotes und der Möglichkeiten der experimentellen Untersuchung von Kernreaktionen mit Neutronen im Eingangskanal wurden Varianten zur Erzeugung monoenergetischer Neutronen im Energiebereich von 0,5 bis 2,5 MeV untersucht. Am Tandembeschleuniger FGP-10 des ZfK-Rossendorf, der u.a. Protonen und Deuteronen mit Energien zwischen ca. 3 und 10 MeV im stationären und gepulsten Regime liefert, wurden folgende Quellreaktionen getestet [1]:



Im Falle der ${}^7\text{Li}$ - und ${}^{11}\text{B}$ -Quellreaktion wurden bedampfte Feststofftargets auf Tantalbacking eingesetzt. Zur Nutzung der Reaktion ${}^{15}\text{N}(p,n){}^{15}\text{O}$ kam ein Gastarget [2] zur Anwendung.

Die ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion ($Q=-2,079$ MeV) wird dann bevorzugt angewandt, wenn sich die zweite Neutronenlinie bei 0,435 MeV nicht störend auswirkt. Durch den hohen Wirkungsquerschnitt sind große Ausbeuten bei relativ geringer Teilchenflächendichte und damit günstiger Energieschärfe möglich. Ab ca. 1,8 MeV treten weitere störende Begleitreaktionen (z.B. ${}^7\text{Li}(p,n){}^3\text{He}$) auf.

Bei Anwendung der ${}^{15}\text{N}(p,n){}^{15}\text{O}$ -Reaktion ($Q=-3,549$ MeV) ist es durch die Nutzung eines Gastargets möglich, Teilchenflußdichten zu realisieren, die um mehr als eine Größenordnung höher liegen als im Falle der Feststofftargets. Damit können ebenfalls große Neutronenausbeuten bei allerdings geringerer Energieschärfe erreicht werden. Ein Vorteil des Gastargets besteht darin, daß durch Variation des Gasdrucks jede beliebige Teilchenflächendichte unterhalb 1,5 at schnell zu erreichen ist. Weiterhin können mit dieser Reaktion monoenergetische Neutronen bis ca. 5,5 MeV produziert werden, da der erste angeregte Zustand des Restkerns ${}^{15}\text{O}$ erst bei 5,2 MeV liegt.



Bis ca. 2 MeV Neutronenenergie besitzt die ${}^{11}\text{B}(p,n){}^{11}\text{C}$ -Reaktion gegenüber der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion den Vorteil, daß keine störende Neutronengruppe auftritt, gegenüber der ${}^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion den Vorteil, daß die differentiellen Wirkungsquerschnitte gut bekannt sind und wenige Resonanzen auftreten.

Ein Vergleich der drei Reaktionen ist in Abb. 1 dargestellt. Für eine Neutronenenergie von 1,5 MeV, die unter $\Theta_{\text{Lab}} = 0^\circ$ emittiert wird, ist die Abhängigkeit der Neutronenenergie vom Winkel Θ , die Ableitung dE_n/dE_p - ein Maß für die Neutronenenergieunschärfe bei gegebener Verschmierung der Protonenenergie -, sowie der differentielle Wirkungsquerschnitt abgetragen.

Abb. 1
Vergleich der angeführten (p,n)-Reaktionen zur Neutronenerzeugung.

L i t e r a t u r

- [1] Märten, H. et al., TU-Information 05-08-a2, Technische Universität Dresden, 1962
[2] Mittag, S. et al., Kernenergie 2 (1979) 235

2. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNSPEKTROSKOPIE

FAST M1 TRANSITIONS IN TRANSITIONAL NUCLEI AROUND MASS 80

L. Funke, P. Kemnitz, J. Döring, E. Will and G. Winter
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Two types of fast M1 transitions have been observed for the first time in our experiments on Kr nuclei :

- 1) $\Delta I=0$ transitions between the mixed states in band crossing regions (see ref.[1]) and
- ii) $\Delta I=1$ transitions within certain 3qp configurations in ^{81}Kr (see ref.[2]).

The corresponding coupling schemes and equations for an estimate of the $B(M1)$ values in the two cases are displayed in figs. 1 and 2. The $\Delta I=0$ and 1 transitions are associated with the components of the magnetic moments parallel or perpendicular, respectively, to the total angular momentum I . The M1 transition rate between mixed states becomes large if the mutual mixing (amplitudes α, β) is strong and/or the difference of the magnetic moments of the mixed configurations (A,B) is large. Some examples of fast $\Delta I=0$ transitions are listed in table 1. The table contains also theoretical values calculated on the basis of the equation given together with fig. 1. The large experimental $B(M1)$ values suggest that only one kind of nucleons is involved in the s-band configuration (e.g. two aligned $g_{9/2}$ protons in $^{78,80,81}\text{Kr}$). The enhancement of $\Delta I=1$ transitions within 3qp configurations consisting of $g_{9/2}$ protons and neutrons is caused by a constructive superposition of the components of the magnetic moments perpendicular to the total angular momentum (fig. 2).

$$B(M1, I \rightarrow I) = \frac{3}{4\pi} \alpha^2 \beta^2 (\mu_A - \mu_B)^2 =$$

$$\frac{3}{4\pi} \alpha^2 \beta^2 [(i_{1A}^p - i_{1B}^p)(\epsilon_j^p - \epsilon_R) + (i_{1A}^n - i_{1B}^n)(\epsilon_j^n - \epsilon_R)]^2$$

$$B(M1, I \rightarrow I-1) = \frac{3}{8\pi} \mu_1^2 =$$

$$\frac{3}{8\pi} \Omega^2 [(\epsilon_j^n - \epsilon_R) \sqrt{1 - (\Omega/I)^2} - (\epsilon_j^p - \epsilon_R) \frac{1}{I}]^2$$

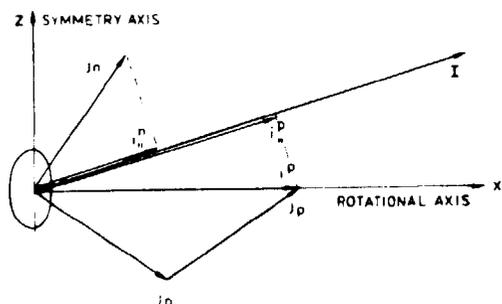


Fig. 1: Coupling scheme of particle and collective angular momenta showing the components i_n responsible for the fast $\Delta I=0$ M1 transitions observed at the 1qp-3qp crossing point in ^{81}Kr .

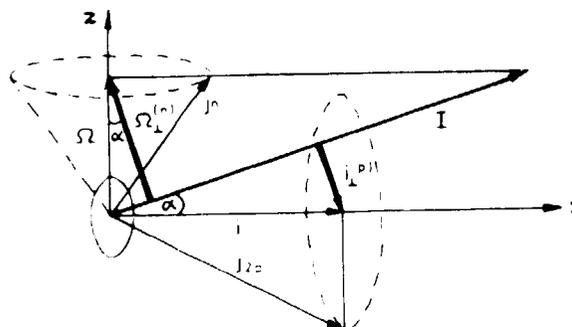


Fig. 2: Coupling scheme of the 3qp configuration consisting of a strongly coupled neutron and two aligned protons [2,3]. The components Ω_1 and i_1 are proportional to the corresponding magnetic moments μ_1 and are responsible for the fast $\Delta I=1$ transitions.

Table 1: M1 transition probabilities between mixed states

Nucleus	E (keV)	I^π	E_j (keV)	τ (ps)	$B_{\text{exp}}(M1)$ (W.u.)	$B_{\text{calc}}(M1)$ (W.u.)
^{78}Kr	4396	10^+	290.1	0.21(4)	0.8(4)	0.45(7)
^{80}Kr	4648	10^+	271.0	0.7(3)	1.0(5)	0.33(13)
	3699	8^+	289.8	1.4(6)	0.8(4)	0.26(10)
^{81}Kr	3624	$21/2^+$	231.2	0.48(9)	0.83(19)	0.48(5)
	2828	$17/2^-$	128.6	3.5(11)	0.9(3)	
^{82}Kr	4822	10^+	212.5	1.7(3)	0.08(2)	
	4125	8_3^+	108.8	8(4)	0.7(3)	
	3256	6_3^+	88.3	0.52(15)	0.2-0.9	
			336.2		0.3-0.7	
	3011	5^-	182.9	3(4)	1.0(4)	
	4034	7_4^-	187.7	1.6(5)	0.7-2.4	

References:

- [1] P. Kemnitz et al., submitted to Phys. Lett.
- [2] L. Funke et al., Phys. Lett. 120B (1983) 101
- [3] F. Dönau and G. Frauendorf, to be published

NEGATIVE PARITY STATES IN DOUBLY-ODD Br NUCLEI

J. Döring, G. Winter, W.-D. Fromm, L. Funke, P. Kemnitz and E. Will
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Our systematic investigation [1] of the doubly-odd nuclei $^{74,76,78,80,82}\text{Br}$ has been continued in the last year and, in particular for $^{74,76}\text{Br}$ the main results have been published [2,3]. A feature of all these nuclei is the existence of low-lying high-spin states of positive parity which have been tentatively interpreted as arising from the $(\pi 9_{9/2}, \nu 9_{9/2})$ multiplet [1]. In addition to these even parity states many efforts have been concentrated on the establishment and interpretation of negative parity states. In this mass region such states are associated with the occupation of the $g_{9/2}$ orbital by an unpaired proton or neutron whereas the second unpaired particle moves in the $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ or $p_{1/2}$ orbitals. Our experimental investigation revealed many negative parity states in the Br nuclei considered but properties as excitation energy, γ -decay mode and spin for these states don't show a systematic tendency in dependence on the neutron number. Whereas in $^{74,76}\text{Br}$ several long cascades of γ -rays assigned to odd parity states have been found such sequences could not be observed in the heavier nuclei $^{80,82}\text{Br}$. As an example the level scheme of ^{80}Br is shown in fig. 1. In ^{80}Br below 600 keV excitation energy with the exception of the 549.6 keV γ -ray no E2 transitions have been found. That points to a rather small deformation at low excitation energy and we prefer a discussion of the levels in terms of shell model configurations. Tentative assignments of levels to the configurations are based on the γ -decay mode observed in our experiments, on the neutron transfer data [4] and for the three lowest states with $I^\pi = 1^+$, 2^- and 5^- , respectively, also on magnetic moment measurements [5,6]. These configurations should be considered to be only the main components.

References

- [1] Döring, J. et al., gem. Jahresbericht 1981, Zfk-488 (1982)
- [2] Winter, G. et al., Z. Phys. A309 (1983) 243
- [3] Döring, J. et al., Z. Phys. A305 (1982) 365
- [4] Kluger, B.M. et al., J. Phys. G4 (1978) 1767
- [5] White, M.B. et al., Phys. Rev. 136 (1964) B584
- [6] Pleiter, F. et al., Nucl. Phys. A215 (1973) 471
- [7] Do Huu Phuoc et al., Z. Phys. A286 (1978) 107

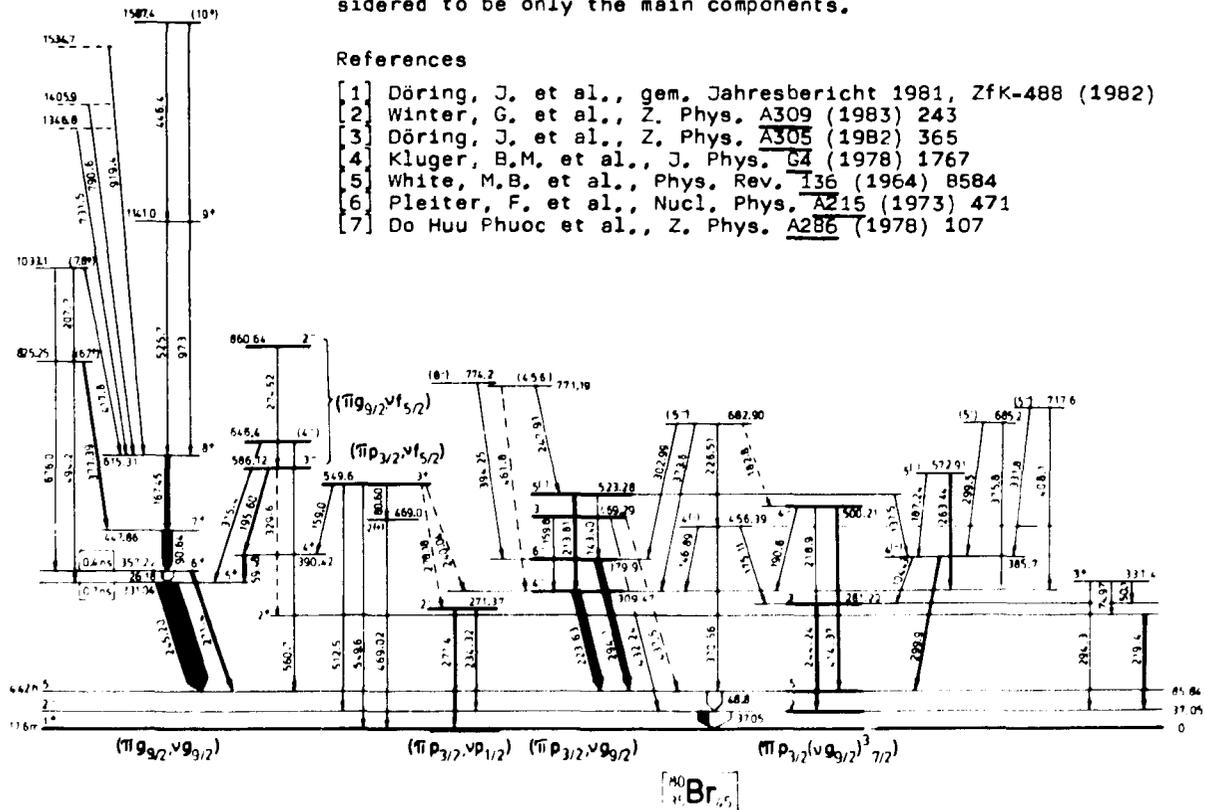


Fig. 1
 Level scheme of ^{80}Br deduced from our experiments using the (α, pn) , $(d, 2n)$ and (p, n) reactions at bombarding energies of 27 MeV α -particles, 13,5 MeV deuterons and 6,7 MeV protons. The energy of the 5^- isomer and the multipolarities of some γ -ray given in ref. [7] have been taken into account. The widths of the arrows represent transition intensities as observed in the $(d, 2n)$ reaction. For the sake of clearness the states are arranged in different groups according to their tentative configuration assignment.

VERZÖGERTE GAMMA-ÜBERGÄNGE IN KERNEN MIT $A \approx 100$
 SUBNANOSEKUNDEN-ISOMERE IN ^{108}Cd UND ^{104}Cd

L. K. Kostov, H. Rotter, H. Prade und F. Stary
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
 W. Andrejtscheff
 Institut für Kernforschung und Kernenergetik der BAW, Sofia

In der Arbeit /1/ wird für eine Reihe von Nukliden mit $A \approx 100$ über verzögerte Komponenten der Übergänge der Yrast-Kaskade berichtet. Daraus läßt sich schließen, daß in der Nähe der Yrast-Linie Hochspinzustände mit relativ langer Lebensdauer existieren. Die Untersuchung solcher Isomere könnte zusätzliche Information über die Wechselwirkung zwischen kollektiven und Einteilchenfreiheitsgraden und damit über die Struktur solcher Übergangskerne liefern. Mit diesem Ziel erfolgte eine systematische Suche nach Isomeren im Subnanosekundengebiet in Cd- und Pd-Nukliden. Diese Nuklide wurden in der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion angeregt. Die mit der Gamma-KM-Methode gemessenen Zeitverteilungen wurden mit Hilfe der Schwerpunktverschiebungsmethode /2/ ausgewertet.

Bei diesen Messungen wurde das Zeitverhalten der Übergänge in der Grundzustandsbande verfolgt. Für die Übergänge $2^+ \rightarrow 0^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$ und $6^+ \rightarrow 4^+$ in ^{104}Pd und ^{106}Pd konnte innerhalb der Meßgrenze von 0.1 ns keine Verzögerung gefunden werden. Für ^{104}Cd , ^{108}Cd und ^{102}Pd wurden hingegen Verzögerungen der Übergänge in der Grundzustandsbande von $T_{1/2} = 0.1 - 0.3$ ns festgestellt, die durch höherliegende isomere Zustände verursacht sind. Damit läßt sich für ^{102}Pd die Verzögerung der Übergänge unterhalb des 4^+ - und für ^{108}Cd unterhalb des 6^+ -Zustandes erklären. bisher konnten jedoch keine Isomeren Zustände identifiziert werden, welche die Verzögerung der Übergänge $6^+ \rightarrow 4^+$ in ^{102}Pd und $8^+ \rightarrow 6^+$ in ^{108}Cd bewirken.

Das von Samuelson et al. /3/ vorgeschlagene Niveauschema des ^{108}Cd paßt in Analogie zu den benachbarten g.s. Kernen bei hohen Spins entkoppelte kollektive Banden, die auf Zwei-Quasiteilchen-Konfigurationen aufgebaut sind. Die von uns bestimmten Halbwertszeiten sind in Tab. 1 angegeben. Das 8^+ -Yrast-Niveau bei 3110.5 keV regt sich hauptsächlich zum 6^+ -Zustand der Grundzustandsbande über den E2-Übergang mit 569.3 keV ab, dessen reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2) = 1\text{W.u.}$ beträgt. Dieser Wert bestätigt die Interpretation des 6^+ -Niveaus als Zwei-Quasiprotonen-Zustand /3/. Die experimentelle Übergangswahrscheinlichkeit des den 6^+ -Zustand abregenden E2-Überganges 249.5 keV beträgt $B(E2, 6^+ \rightarrow 6^+) = 22\text{W.u.}$ Diese Übergangsrate ist vergleichbar mit dem Wert $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+) = 26\text{W.u.}$ und weist auf den kollektiven Charakter des 6^+ -Zustandes hin. Der 6^+ -Zustand bei 2935.3 keV wird durch Übergänge abregert, die nur wenig beschleunigt sind. Das 7^- -Niveau bei 3057.4 keV wird unter anderen von den E2-Übergängen 350.5 keV mit $B(E2) = 8\text{W.u.}$ und 458.9 keV mit $B(E2) = 4\text{W.u.}$ abregert. Diese Werte deuten auf kollektive Gemischungen in den beteiligten Zuständen hin. Die zwei 9^- -Zustände bei 3485.0 keV und 3737.3 keV zerfallen zu dem 7^- -Niveau bei 3057.4 keV. Für das 9^- -Niveau bei 3737.3 keV haben wir eine Halbwertszeit $T_{1/2} = 0.2$ ns gemessen. Der daraus abgeleitete Wert $B(E2, 9_2^- \rightarrow 7^-) = 0.25\text{W.u.}$ ist charakteristisch für einen Einteilchenübergang. Die Lebensdauer des 9^- -Zustandes bei 3485.0 keV liegt unterhalb der Nachweisgrenze der Meßmethode (0.1 ns). Die daraus folgende untere Grenze $B(E2, 9_1^- \rightarrow 7^-) > 6.5\text{W.u.}$ weist auf eine unterschiedliche Struktur der 9^- -Zustände hin.

Vorläufige Ergebnisse für ^{104}Cd sind in Tab. 1 angegeben. Diese Isomere sind die Ursache für die Verzögerung der Übergänge innerhalb der Grundzustandsbande. Das Niveauschema von ^{104}Cd ist von früheren Untersuchungen /4/ bekannt. Unter der Annahme, daß die in Tab. 1 angegebenen gemessenen Halbwertszeiten den isomeren Übergängen entsprechen, wurden die Weißkopf-Hinderungsfaktoren für die abregenden Ebenen berechnet. Diese Faktoren weisen darauf hin, daß die 8^+ -Zustände bei 3297.6 und 3310.7 keV Zwei-Quasiteilchen-Zustände sind. Für das Niveau bei 2902.0 keV sind in /4/ keine Werte für Spin und Parität angegeben. Ähnliche Energien (3044.2 und 3110.5 keV) und Weißkopf-Hinderungsfaktoren (≈ 1) haben die 8^+ -Yrast-Zustände in ^{106}Cd /1/ und ^{102}Cd (siehe Tab. 1); sie wurden als Zwei-Quasiprotonen-Zustände interpretiert /5/, /3/. Der Schluss liegt nahe, das 2902.0 keV-Niveau in ^{104}Cd als Zwei-Quasiprotonen-Zustand mit $I^\pi = 8^+$ zu interpretieren.

L I T E R A T U R

/1/ Andrejtscheff, W. et al., Phys. Lett. 113B (1982) 209
 /2/ Schilling, K. D. et al., Nucl. Phys. A265 (1976) 59
 /3/ Samuelson, L. E. et al., Nucl. Phys. A301 (1978) 159
 /4/ Genevey-Rivier, J. et al., J. Phys. C4 (1978) 943
 /5/ Samuelson, L. E. et al., Phys. Rev. C19 (1979) 73

Tab. 1 Halbwertszeiten einiger Niveaus in ^{108}Cd und ^{104}Cd sowie zugehörige Weißkopf-Hinderungsfaktoren

Nuklid	E_{Niveau} I^{π} [keV]	$T_{1/2}$ [ns]	E_{γ} [keV]	Multipolarität δ^2	P_{W}	
^{108}Cd	2975.3 6^{-}	0.15	268.4	M1	640	
				0.16 E2	0.35	
			373.8	M1 0.3	850	
				E2	0.48	
		3057.4 7^{-}	0.1	433.7	E1	$2.0 \cdot 10^5$
				516.2	E1	$1.8 \cdot 10^5$
				350.5	E2	0.12
				455.9	E2	0.27
		3110.5 8^{+}	0.3	302.8	E2	0.59
				569.3	E2	1.06
		3223.7 8^{-}	0.2	166.2	M1	64
				248.5	E2	0.045
		3737.3 9^{-}	0.2	514.2	M1	$2.1 \cdot 10^3$
				679.9	E2	3.8
	3485.0 9^{-}	< 0.1	261.3	M1	< 145	
			427.6	E2	< 0.18	
^{104}Cd	2902.0	0.8	532.9	E2	1.9	
			467.3	E2	14.8	
	3210.7 8^{+}	0.3	840.6	E2	12.3	
			775.3	E2	12.0	
	3297.6 8^{+}	0.15	307.2	M1	$3.7 \cdot 10^3$	
		927.6	E2	5.4		

KOLLEKTIVITÄT UND ZWEI-QUASITEILCHEN-ANREGUNGEN IN DEN ÜBERGANGSKERNEN $^{102, 104, 106}\text{Pd}$

L. K. Kostov¹⁾, H. Rotter, H. Prade und F. Stary
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
 W. Andrejtscheff
 Institut für Kernforschung und Kernenergetik der BAdW, Sofia

Nach den von Grau et al. /1/ durchgeführten Untersuchungen sind die Niveauschemata von $^{102, 104, 106}\text{Pd}$ weitgehend bekannt. Diese Übergangskerne bieten ein weiteres Beispiel für die Anwendbarkeit des Zwei-Quasiteilchen-plus-Rotor-Modells /2/ in diesem Nuklidgebiet.

Die Ergebnisse unserer Lebensdauermessungen angeregter Zustände in diesen Nukliden sind in Tab. 1 zusammengestellt. Die Zustände mit $I^\pi = 4^-$ zeigen in allen drei Pd-Nukliden ähnliche Eigenschaften. Die Weißkopf-Hinderungsfaktoren der abregenden Übergänge sind ein Hinweis darauf, daß die 4^- -Zustände wahrscheinlich Zweiteilchen-Konfigurationen darstellen. Da die Anregungsenergie nicht von der Neutronenzahl abhängt, könnte es sich um Zwei-Quasiprotonen-Zustände handeln. Für den 8^- -Zustand bei 3151.8 keV in ^{104}Pd haben wir die Halbwertszeit und für den 8^- -Zustand bei 2998.7 keV in ^{106}Pd eine obere Grenze der Lebensdauer bestimmt. Aus Tab. 1 ist ersichtlich, daß die Weißkopf-Hinderungsfaktoren der abregenden E2-Übergänge sehr klein sind. Das weist auf gleiche Struktur der Anfangs- und Endzustände hin. Die 9^- -Zustände bei 3368.1 keV in ^{104}Pd und bei 3289.6 keV in ^{106}Pd wurden als Bandenköpfe interpretiert /1/. Die von uns bestimmten Weißkopf-Hinderungsfaktoren unterstützen diese Interpretation zumindest für den letztgenannten Zustand. Die aus der Halbwertszeit eines weiteren 9^- -Zustandes bei 3461.7 keV in ^{106}Pd abgeleiteten Hinderungsfaktoren lassen den Schluß zu, daß die abregenden E2-Übergänge Einteilchencharakter besitzen.

L I T E R A T U R

/1/ Grau, J. A. et. al., Phys. Rev. C14(1976) 2297
 /2/ Flaum, C. P. and D. Cline, Phys. Rev. C14(1976) 1946

¹⁾ Jetzt: Institut für Kernforschung und Kernenergetik der BAdW, Sofia

Tab. 1 Halbwertszeiten einiger Niveaus in $^{102, 104, 106}\text{Pd}$ und Weißkopf-Hinderungsfaktoren

Nuklid	$E_{\text{Niveau}}^{I^\pi}$ [keV]	$T_{1/2}$ [ns]	E_γ [keV]	Multipolarität δ^2	F_W	
^{102}Pd	2294.4	1.1	156.7	E1	$1.2 \cdot 10^5$	
	4^-		182.8	E1	$6.5 \cdot 10^4$	
			1018.6	E1	$7.2 \cdot 10^6$	
^{104}Pd	2298.0	0.5	116.3	E1	$1.0 \cdot 10^4$	
	4^-		215.6	E1	$4.8 \cdot 10^4$	
			974.4	E1	$4.2 \cdot 10^6$	
	3151.8	0.4	163.4	M1	640	
	8^-			0.8		
				E2	0.025	
				E2	0.029	
3368.1	0.25	216.3	M1	$1.8 \cdot 10^3$		
9^-			1.0			
			E2	0.1		
		379.7	E2	0.12		
^{106}Pd	2306.1	2.2	221.4	M1	$4.7 \cdot 10^3$	
	4^-		748.3	E1	$4.0 \cdot 10^6$	
	2998.7	≤ 0.2	205.1	M1	≤ 170	
	8^-			299.4	E2	≤ 0.054
			2699.3	0.5	302.0	M1
	6^-		0.4			
			E2		0.27	
		E2	2.1			
3289.6	0.2	290.9	M1	630		
9^-		496.0	E2	0.5		

ANOMALE ENTKOUPPELTE BANDEN NEGATIVER PARITÄT IN DOPELT GERADEN ÜBERGANGSKERNEN MIT $A \approx 100$

L. K. Kostov und W. Andrejtscheff

Institut für Kernforschung und Kernenergetik der BAW, Sofia

H. Rotter, H. Prade und F. Stary

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Kernspektroskopische Untersuchungen /1/, /2/, /3/ haben gezeigt, daß doppelt gerade Cd- und Pd-Nuklide mit $A \approx 100$ ähnliche Eigenschaften besitzen. In diesen Nukliden werden die Quasirobandsysteme des Grundzustandes und bei höheren Drehimpulsen entkoppelte Zweiquasineutronen-Banden beobachtet. Die Zustände mit $I^\pi = 10^+$, 9^- und 8^- , deren Hauptkonfiguration $(h_{11/2})^2$, $(h_{11/2}, \varepsilon_{7/2})$ beziehungsweise $(h_{11/2}, d_{5/2})$ sind, wurden als Bandenköpfe interpretiert /1/, /2/, /3/. Als ein Argument für die Begründung dieser Aussage diente die Tatsache, daß die Niveaubstände $10^+ - 8^+$, $9^- - 7^-$ und $8^- - 6^-$ merklich verschieden sind von dem Niveaubstand $2^+ - 0^+$ in der Grundzustandsbande. Rechnungen im Rahmen des Zweiquasiteilchen-plus-Rotor-Modells /4/ erfolgten für ^{104}Pd /4/ und ^{106}Cd /2/ und ergaben befriedigende Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

Die von uns für die oben erwähnten 8^- -Zustände in ^{104}Pd , ^{106}Pd , ^{106}Cd und ^{108}Cd gemessenen Halbwertszeiten und die daraus berechneten reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten sind in Tab. 1 angegeben. Fig. 1 zeigt als Beispiel für die hier diskutierten Nuklide den interessierenden Teil des Niveauschemas von ^{104}Pd /1/. Aus Tab. 1 ist ersichtlich, daß die Werte $B(E2, 8^- \rightarrow 6^-)$ relativ groß sind und auf kollektive Übergänge hinweisen $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)$ beträgt in diesem Massengebiet etwa 30 W.u. . Daraus läßt sich folgern, daß die 6^- -Zustände zu den Banden gehören.

Dabei stellt sich die Frage nach der Ursache für den relativ kleinen Niveaubstand $8^- - 6^-$. Rotationsbanden mit ähnlichem Verhalten sind auch in anderen Übergangskernen beobachtet worden. So wurden z. B. in ^{196}Hg und ^{198}Hg die Spinfolgen 8^+ , 10^+ , 12^+ , 14^+ beziehungsweise 8^+ , 10^+ , 12^+ gefunden /5/. Dabei sind die Niveaubstände $10^+ - 8^+$ beziehungsweise $12^+ - 10^+$, $10^+ - 8^+$ zusammengepreßt, während die darauffolgenden Niveaubstände etwa gleich den in der Grundzustandsbande beobachteten sind. Die experimentellen Werte $B(E2, 12^+ \rightarrow 10^+)$ und $B(E2, 10^+ \rightarrow 8^+)$ /5/ sind mit dem Wert $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)$ der Grundzustandsbande vergleichbar. Für das Verhalten dieser Kerne wurde von Paessler /6/ folgende Interpretation gegeben. In ^{196}Hg entspricht der 8^+ -Zustand der bezüglich der Rotationsachse nahezu ausgerichteten Konfiguration zweier $h_{11/2}$ -Quasiprotonen, während im 12^+ -Zustand diese Quasiteilchen voll ausgerichtet sind. Da die Überlappung der Wellenfunktionen der Teilchen mit der Ausrichtung zunimmt, ist die Energiedifferenz $10^+ - 8^+$ klein. Soll der Drehimpuls weiter anwachsen, so muß der gesamte Rumpf rotieren. Der Niveaubstand $12^+ - 10^+$ wird daher ungefähr dem Abstand $2^+ - 0^+$ in der Grundzustandsbande entsprechen. In ^{198}Hg ist die Situation ähnlich, jedoch mit dem Unterschied, daß der 12^+ -Zustand die voll ausgerichtete Konfiguration zweier $i_{13/2}$ -Quasineutronen darstellt und die 8^+ - und 10^+ -Zustände nur teilweise ausgerichtet sind.

In den geraden Pt-Isotopen mit $A = 192 - 196$ und den geraden Hg-Isotopen mit $A = 194 - 200$ bilden die Zustände 5^- , 7^- , 9^- , ... "semi-aligned" Rotationsbanden /7/, die ähnliche Eigenschaften wie die oben diskutierten entkoppelten Banden zeigen. Auch hier ist der Abstand zwischen den Niveaus 7^- und 5^- viel kleiner als der Abstand $2^+ - 0^+$ in der Grundzustandsbande, und die Übergangsstärke $B(E2, 7^- \rightarrow 5^-)$ beträgt ebenfalls etwa 30 W.u. Unter der Annahme, daß das eine Quasiteilchen aus der $i_{13/2}$ -Schale und das andere aus einer Schale mit kleinem Bahndrehimpuls stammen, konnten Neergard et al. /7/ sowohl die Energetik als auch die Übergangswahrscheinlichkeiten reproduzieren.

In analoger Weise ergibt sich für die Cd- und Pd-Nuklide folgende Interpretation. Die hier diskutierten 6^- -Zustände haben die gleiche innere Struktur wie die 8^- -Zustände, d. h. große Überlappung der Einteilchenwellenfunktionen, aber eine geringere Ausrichtung der Einteilchen-Drehimpulse bezüglich der Rotationsachse. Daraus resultiert die kleine Energiedifferenz beider Zustände. Mit den Ergebnissen von Samuelson et al. /2/ wurde die E2-Übergangswahrscheinlichkeit $8^- \rightarrow 6^-$ in ^{106}Cd berechnet und eine gute Übereinstimmung mit unserem experimentellen Wert gefunden: $B_{\text{exp}}(E2, 8^- \rightarrow 6^-) = 0,113 \text{ e}^2 \text{ b}^2$ und $B_{\text{theor}}(E2, 8^- \rightarrow 6^-) = 0,102 \text{ e}^2 \text{ b}^2$. Auch die berechneten Anregungsenergien /2/ dieser Zustände stimmen gut mit den experimentellen Werten überein. Damit liefert das Zweiquasiteilchen-plus-Rotor-Modell im Massengebiet $A \approx 100$ eine gute Beschreibung für Zustände, bei denen der Rotationsenergieanteil und somit die Corioliswechselwirkung verhältnismäßig gering sind.

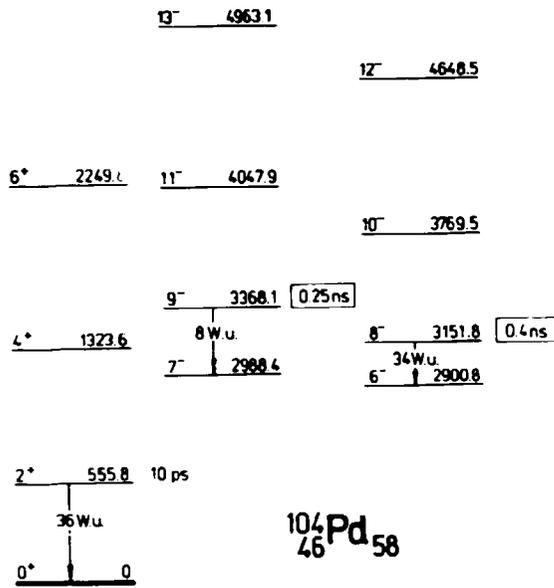


Abb. 1: Teil des Niveauschemas von ^{104}Pd

L I T E R A T U R

- /1/ Grau, J. A. et al., Phys. Rev. C14 (1976) 2297
- /2/ Samuelson, L. E. et al., Phys. Rev. C19 (1979) 73
- /3/ Samuelson, L. E. et al., Nucl. Phys. A301 (1978) 159
- /4/ Flaum, C. F. and D. Cline, Phys. Rev. C14 (1976) 1946
- /5/ Günther, C. et al., Phys. Rev. C15 (1977) 1298; Nucl. Phys. A231 (1974) 301
- /6/ Faessler, A., Lectures at the Summer School on Nuclear Structure Physics in Gull Lake, Michigan, 1979
- /7/ Neergard, K. et al., Nucl. Phys. A238 (1975) 199

Tab. 1: Gemessene Halbwertszeiten der 8^- -Yrast-Zustände in Pd- und Cd-Nukliden und reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten (in Weisskopf-Einheiten)

Nuklid	E_{Niveau} I_{π}^{ν} [keV]	$T_{1/2}$ [ns]	E_{γ} I_{π}^{ν} [keV]	Multipolarität δ^2	$B(\sigma L)$ [$W.U.$]
^{104}Pd	8^- 3151.8	0.4	163.4	M1	$1.6 \cdot 10^{-3}$
			7^-	0.8	
			251.0	E2	40
^{106}Pd	8^- 2998.7	≤ 0.2	205.1	M1	$\geq 6.0 \cdot 10^{-3}$
			7^-	E2	≥ 18
			299.4	E2	
^{106}Cd	8^- 3507.9	1.2	107.7	E2	24
			6^-		
^{108}Cd	8^- 3223.7	0.2	166.2	M1	$1.6 \cdot 10^{-2}$
			7^-	E2	22
			248.5		
			6^-		

SCHALENMODELL-BESCHREIBUNG DES Z=50-KERNES ^{111}Sn

H. Prade, W. Enghardt, H.-U. Jäger, L. Käubler, H.-J. Keller und F. Stary
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Um Protonen- und Neutronenanregungen innerhalb eines identischen Konfigurationsraumes studieren zu können, wurde von uns in Ergänzung zu $^{143}\text{Pm}_{82}$ /1/ der zugehörige Quasi-Spiegelkern $^{111}\text{Sn}_{61}$, untersucht. Die experimentellen Ergebnisse, die unter Ausnutzung der Reaktionen $^{108}\text{Cd}(\alpha, n)^{111}\text{Sn}$ und $^{111}\text{Cd}(^3\text{He}, 3n)^{111}\text{Sn}$ erhalten wurden, sind im vorgeschlagenen Niveauschema für ^{111}Sn zusammengefaßt /2/. Es konnten 12 neue Niveaus identifiziert werden, unter ihnen die zu ^{143}Pm analogen Hochspinzustände positiver Parität, deren Suche den Ausgangspunkt für die experimentellen Untersuchungen bildete. Zur Beschreibung des Kerns ^{111}Sn im Rahmen des Schalenmodells (SM) sind für die Einteilchenenergien und für die Oberflächen-Delta-Kraft im SM-Hamiltonian neue Parameter ermittelt worden, die aus der Anpassung an 22 experimentelle Niveauenergien in $^{111,112,113}\text{Sn}$ resultieren /3/. Im Vergleich zu den bekannten SM-Parametern für N=82-Kerne ergab sich eine Vertauschung der Reihenfolge der $1g_{7/2}$ - und $2d_{5/2}$ -Schalen sowie eine stärkere Restwechselwirkung im Neutronensystem. Bei der Berechnung der Zustände positiver Parität für ^{111}Sn haben wir die 14 Konfigurationen der Art $(1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{11\nu}$ und $(1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{10\nu}(2d_{3/2}, 3s_{1/2})^{1\nu}$ berücksichtigt. Die Zustände negativer Parität wurden in dem eingeschränkteren Konfigurationsraum $(1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{10}(1h_{11/2})^1$ berechnet, in dem ein Neutron die $1h_{11/2}$ -Bahn besetzt und Anregungen in die $2d_{3/2}$ - und $3s_{1/2}$ -Schalen vernachlässigt werden.

Abb. 1 zeigt den Vergleich der experimentellen und theoretischen Niveauenergien. Es zeigt sich, daß die experimentelle Niveaudichte der Zustände positiver Parität sehr gut durch das Schalenmodell reproduziert wird. Bis auf ein theoretisches Niveau ist für $E_{\text{exc}} \leq 2.5$ MeV eine Eins-zu-Eins-Korrespondenz von Theorie und Experiment zu erkennen. Für die Hochspin-Zustände mit $J^\pi \geq 11/2^+$ wird sogar die Niveaureihenfolge reproduziert. Die theoretischen Anregungsenergien der Zustände mit $J^\pi \geq 11/2^+$ sind etwas zu klein, die der Niederspinzustände im allgemeinen etwas zu groß. Für die im Experiment /2/ stark angeregten $11/2_1^+$ - und $15/2_1^+$ -Zustände bei 1347.8 keV und 2065.2 keV wird eine $(1g_{7/2})^5(2d_{5/2})^6$ -Struktur als dominierender Bestandteil ihrer Wellenfunktionen vorausgesagt. Die Zustände $13/2_1^+$, $17/2_1^+$, $11/2_2^+$, sollten im wesentlichen die Struktur $(1g_{7/2})^6(2d_{5/2})^5$ besitzen, während in den Wellenfunktionen der $13/2_2^+$ - und $15/2_2^+$ -Zustände die Konfiguration $(1g_{7/2})^7(2d_{5/2})^2$ überwiegt.

Beim Vergleich der Wellenfunktionen der Zustände positiver Parität in ^{111}Sn und ^{143}Pm kann man feststellen, daß es jeweils nur 2 Zustände gibt, die eine eindeutige Einteilchenstruktur besitzen und durch Kopplung eines $3s_{1/2}$ - oder $2d_{3/2}$ -Neutrons (Protons) an den Grundzustand des entsprechenden (A-1)-Rumpfes charakterisiert sind. Alle übrigen Zustände besitzen eine kompliziertere Mehrteilchenstruktur. Das trifft bereits auf die Grundzustände zu, bei denen die jeweils tiefste Schalenmodellbahn gefüllt ist und sich 3 Teilchen (^{143}Pm) bzw. 3 Löcher (^{111}Sn) in der darüberliegenden Bahn befinden. Wie schon aus den oben angeführten Strukturangaben zu ersehen ist, ergeben sich die weiteren Zustände positiver Parität durch 1- bzw. 2-Teilchenanregungen aus der Grundzustandskonfiguration, wobei die Zahl der Neutronenlöcher in der $2d_{5/2}$ -Schale (^{111}Sn) und die Zahl der Protonenlöcher in der $1g_{7/2}$ -Schale mit der Anregungsenergie steigt. Die Analogie der Strukturen in diesen Kernen wird durch den isomeren Charakter der $15/2_1^+$ -Zustände beider Kerne unterstrichen.

Bei den Zuständen negativer Parität ist keine so gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie feststellbar. Insbesondere wird der Abstand zwischen den $15/2_1^-$, $13/2_1^-$ -Niveaus und den höheren Niveaus negativer Parität in der Theorie nicht reproduziert. Wie bereits für die N=82-Kerne diskutiert /4/, sind die Gründe dafür in der Beschränkung des Konfigurationsraumes zu suchen. Eine verbesserte Beschreibung der Zustände negativer Parität wird von der Anwendung eines Rumpf-Teilchen-Modells erwartet /5/. Rechnungen dazu sind in Vorbereitung.

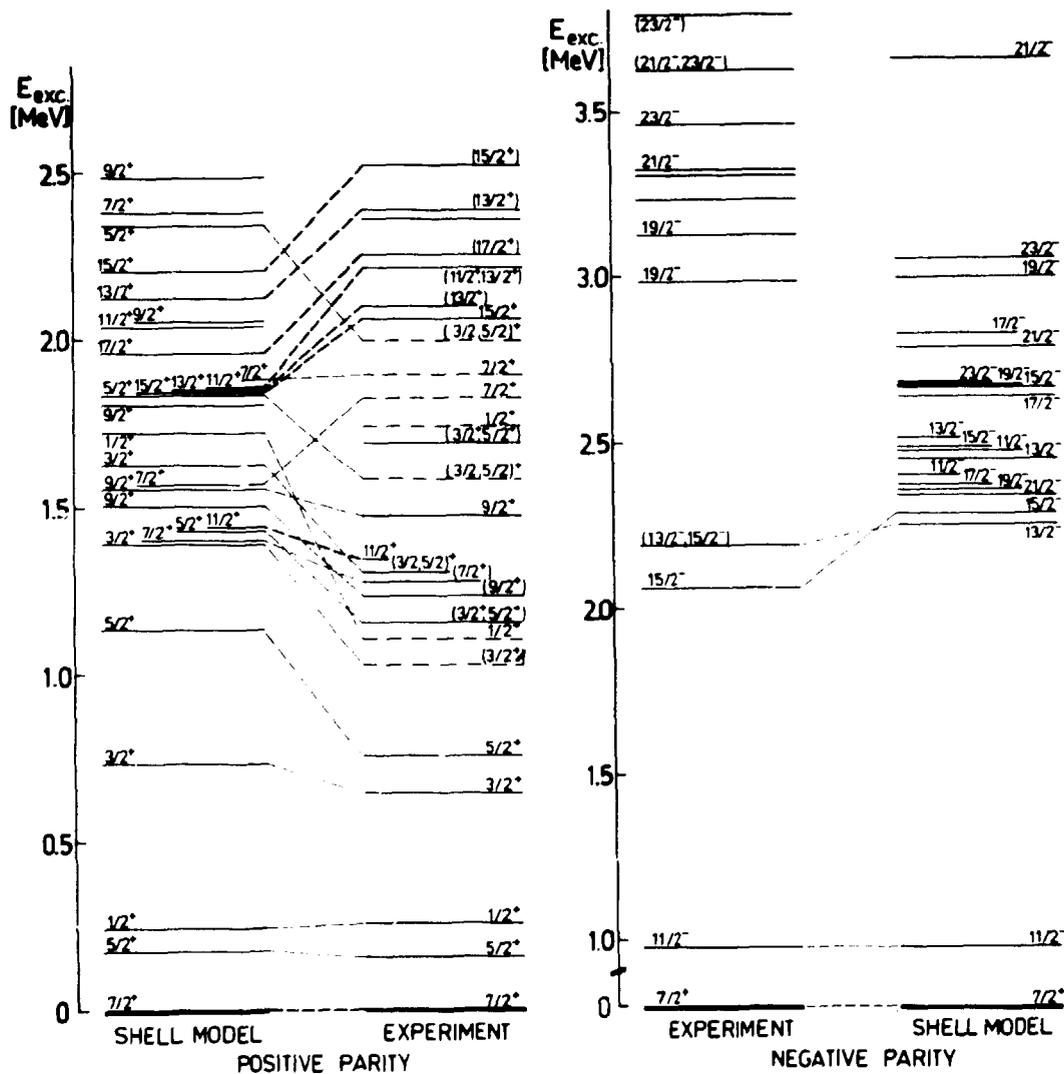


Abb. 1

Vergleich der experimentellen und theoretischen Anregungsenergien für ^{111}Sn

Literatur

/1/ H. Prade et al., Nucl. Phys. A333 (1980) 33
 /2/ H. Prade et al., Contrib. Int. Symp. on Dynamics of Nuclear Collective Motion, Tokio 1982, p. 30 und Proc. XXI. Int. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio 1983 (im Druck)
 /3/ W. Enghardt und H.-U. Jäger, Contrib. Int. Symp. on Dynamics of Nuclear Collective Motion, Tokio 1982, p. 65
 /4/ H. Prade et al., Nucl. Phys. A370 (1981) 47
 /5/ W. Enghardt und H.-U. Jäger, ZfK-485 (1982)

IN-BEAM STUDY OF HIGH-SPIN STATES IN THE EVEN-MASS N=82 NUCLEI ^{138}Ba AND ^{140}Ce

W. Enghardt, H. Prade, L. Käubler, H.-J. Keller, R. Kotte and F. Stary
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

The existence of negative-parity states in odd-mass N=82 nuclei [1,2], caused by one-proton excitation to the $1h_{11/2}$ shell, gave rise to look for similar states in the neighbouring even-even isotones. Therefore, we reinvestigated the levels above the 6^+ isomers in ^{138}Ba [3] and ^{140}Ce [4,5].

Preliminary results for ^{138}Ba gathered from experiments using the $^{136}\text{Xe}(\alpha, 2n\gamma)$ reaction have already been published [6]. In an additional γ -ray polarization measurement the value of $P_{\text{exp}} = 0.27(10)$ has been found for the 1093.3 keV transition deexciting the level at 3183.8 keV. The comparison with the γ -ray linear polarization $P_{\text{ad}} = 0.36(5)$ calculated from the angular distribution coefficients $A_2 = 0.26(2)$ and $A_4 = -0.16(3)$ suggests an E2 multipolarity for this transition. Consequently the levels at 3183.8 keV, 3622.4 keV, 3910.8 keV and 4689.6 keV should be of positive parity.

Levels in ^{140}Ce have been populated via the $^{138}\text{Ba}(\alpha, 2n\gamma)$ reaction using the beam of the Rossendorf cyclotron. The level scheme on top of the 6^+ isomer (fig. 1) is based on a $\gamma\gamma$ -coincidence experiment using two coaxial Ge(Li) detectors of about 6% efficiency. An additional $\gamma\gamma$ -coincidence measurement, where one of the coaxial detectors was replaced by an 1 cm^3 high-resolution planar detector, revealed that the earlier supposed γ -transition of about 68 keV [4,5] following the decay of the 22 ns isomer at 3714.7 keV does not exist. However, we have found two transitions of 51.8 keV and 15.7 keV providing the energy sum of 67.5 keV. The preliminary spin and parity assignments have been deduced from γ -ray angular distribution measurements with 27 MeV α -particles, from excitation functions ($E_\alpha = 20, 22, 24, 27\text{ MeV}$) and from the conversion electron data given in ref [5]. The evaluations of γ -RF time measurements and linear polarization data are in progress.

References

- [1] Prade, H. et al., Nucl. Phys. A333 (1980) 33; Nucl. Phys. A370 (1981) 47
- [2] Lederer, C.M. and V.S. Shirley, Table of isotopes, 7th ed. (Wiley, New York, 1978)
- [3] Kerek, A. and J. Kownacki, Nucl. Phys. A206 (1973) 245
- [4] Smith, G.L. and J.E. Draper, Phys. Rev. C1 (1970) 1548
- [5] Bialkowski, J. et al., Annual report, AFI Stockholm (1979) 80
- [6] Prade, H. et al., Contrib. Int. Symp. on Dynamics of Nuclear Collective Motion, Tokyo 1982, p. 34

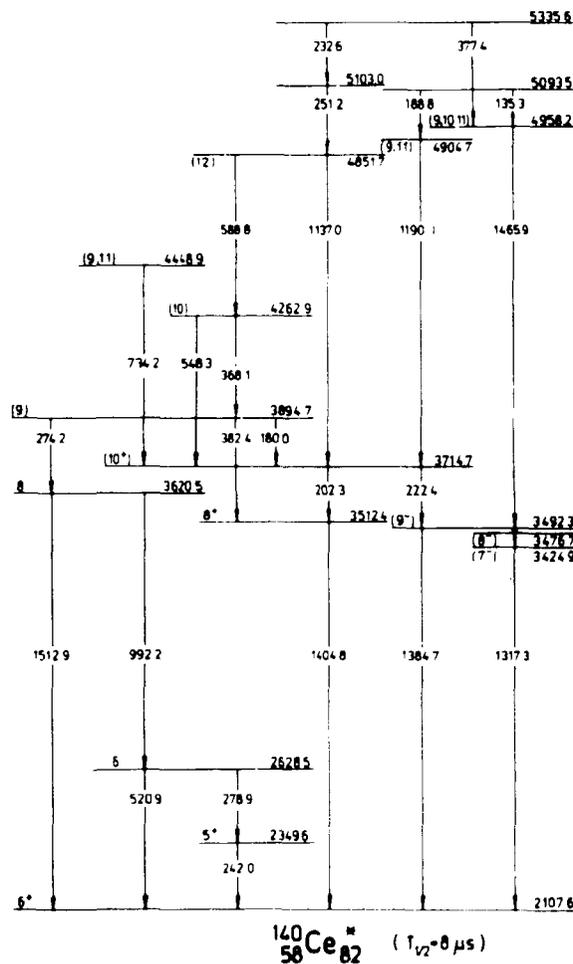


Fig. 1
Preliminary level scheme on top of the 6^+ isomeric state in ^{140}Ce

MAGNETIC MOMENTS OF MANY-QUASIPARTICLE ISOMERS IN ^{123}I AND ^{140}Ce

L. Käubler, H. Prade, W. Enghardt, H.-J. Keller and F. Stary
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP
 K.-G. Rensfelt
 Research Institute for Physics, Stockholm

Continuing our investigations of transitional nuclei /1/ near $Z = 50$ and of semi-magic nuclei with 82 neutrons /2/ the magnetic moments of the $J^\pi = (21/2^+)$ state at 2660.0 keV in ^{123}I and of the (10^+) state at 3714.7 keV in ^{140}Ce were measured. The TDPAD-experiments were performed at the pulsed 27 MeV α -particle beam (repetition time 90 ns) of the cyclotron U-120 at room temperature. Further experimental details are given in ref. /3/ and in the figs. 1 and 2. In the ^{123}I measurement a $^{121}\text{Sb}_2\text{O}_4$ target was used. From the time distributions of two transitions (fig. 1) deexciting indirectly the $(21/2^+)$ isomeric level in ^{123}I an averaged g-factor $g(E_{\text{level}} = 2660.0 \text{ keV}, ^{123}\text{I}) = + 1.04(9)$ was evaluated. By means of the $R(t)$ functions of four transitions (fig. 2) in ^{140}Ce the averaged g-factor of the (10^+) state was found to be $g(E_{\text{level}} = 3714.7 \text{ keV}, ^{140}\text{Ce}) = + 0.75(5)$. The paramagnetic correction factor of $B = 1.42$ was taken into account.

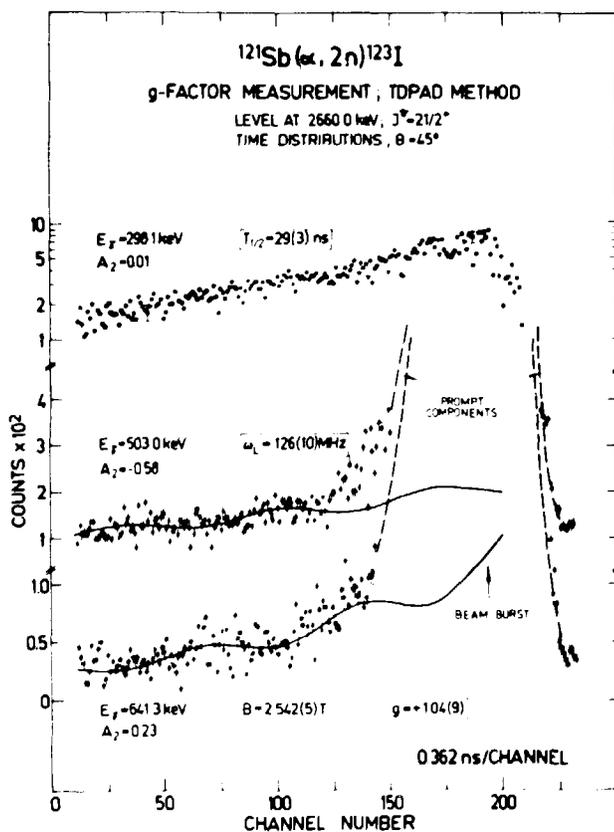


Fig. 1: Time distributions for some transitions in ^{123}I measured with the TDPAD-method

The assignment $(21/2^+)$ leads for the investigated level in ^{123}I to the magnetic moment $\mu(E_{\text{level}} = 2660.0 \text{ keV}, ^{123}\text{I}) = + 10.9(9) \mu_K$ giving by means of the additivity rule for effective magnetic moments the configuration $[\pi (g_{9/2})^{-1} (d_{5/2})(g_{7/2})]_{21/2^+}$. Considering the 3714.7 keV level as a (10^+) state /4/ the magnetic moment results to $\mu(E_{\text{level}} = 3714.7 \text{ keV}, ^{140}\text{Ce}) = + 7.5(5) \mu_K$. Shell model calculations are in progress.

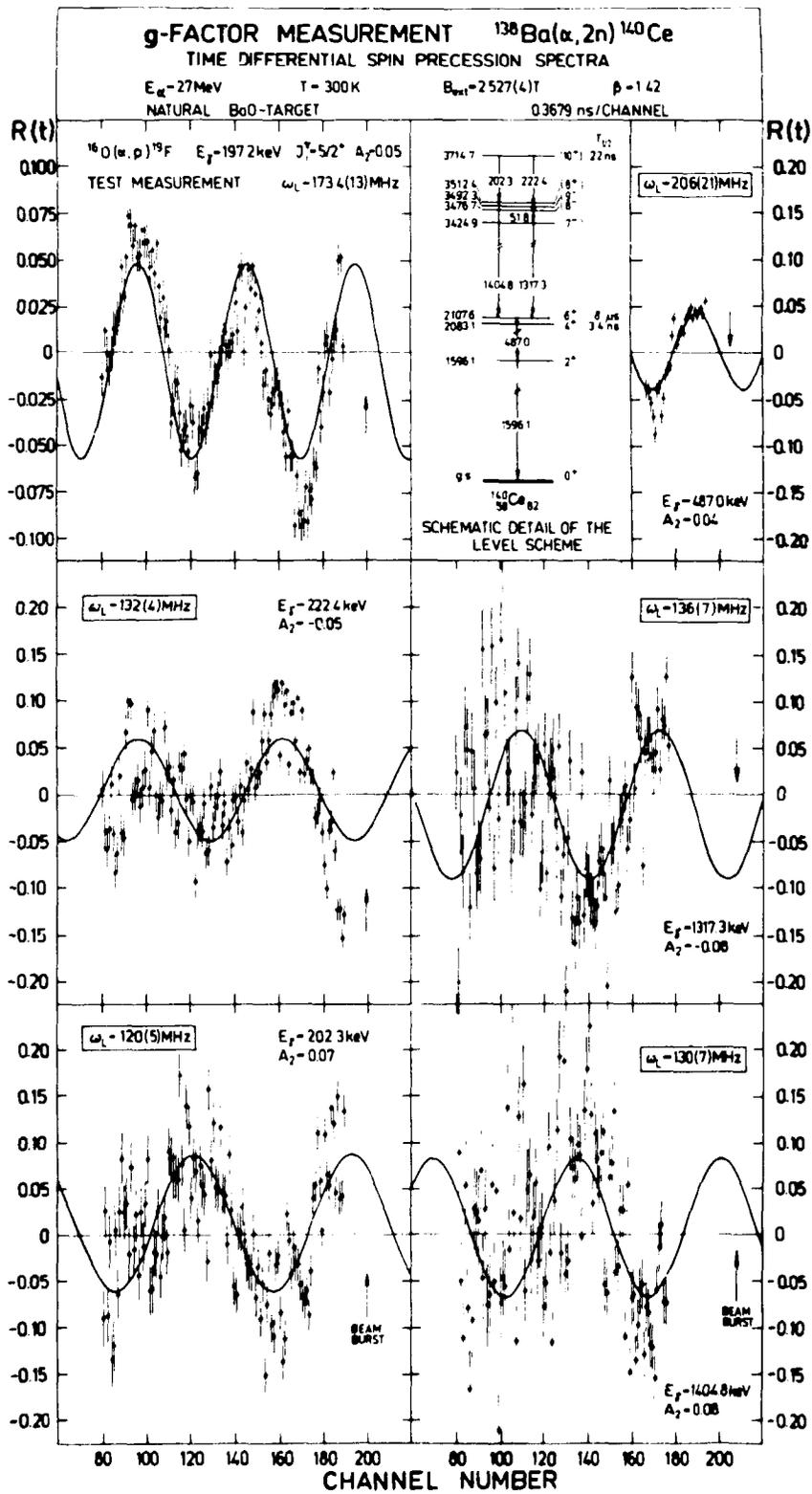


Fig. 2: R(t) curves for transitions in ^{140}Ce

References

/1/ Hagemann, U. et. al., Nucl. Phys. **A389** (1982) 341
 /2/ Prade, H. et. al., Nucl. Phys. **A370** (1981) 47
 /3/ Käubler, L. et. al., ZfK-455 (1981) 1
 /4/ Białkowski, J. et. al., Annual report, AFI Stockholm (1979) 80

3. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNTHEORIE

ENERGY DEPENDENCE OF PRODUCTION OF PIONS, KAONS AND ANTIKAONS IN HEAVY ION COLLISIONS

H.W. Barz, Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

T.S. Biró, B. Lukács, J. Zimányi, Central Research Institute for Physics, Budapest

Measurements of the meson production in heavy ion reactions at bombarding energies above 100 MeV per nucleon may help to gain insight in the state of nuclear matter during the reaction process. We investigated the collision of two equally heavy nuclei in order to check to what extent the experimental results are in agreement with the predictions of the hadrochemical model/1/. In this model a thermal equilibrium for each particle component is assumed whereas new particles are created and annihilated in individual nucleon-nucleon collisions. The time evolution of the particle number densities is calculated using kinetic equations. After the complete overlap of the colliding nuclei a spherical expansion is supposed where entropy is produced only via the chemical processes. The following types were included: $NN \rightleftharpoons NN\pi$, $NN \rightleftharpoons NNK$, $NN \rightleftharpoons NN\bar{K}$, $NN \rightleftharpoons NN\pi\pi$, $NN \rightleftharpoons NNK\bar{K}$, $NN \rightleftharpoons NN\pi K$, $NN \rightleftharpoons NN\pi\bar{K}$. For the reaction Ne on NaF the energy dependence of the cross section for pion production follows well the measured data (see Fig.1). For energies below 0.4 GeV the pion reabsorption in the expansion phase becomes very important for explaining the observed cross sections(see Fig.2). The kaon rate is also reproduced. These good results even in the sub-threshold region support the idea that the mesons are created in individual collisions where the energy of the particles are piled up in consecutive collisions.

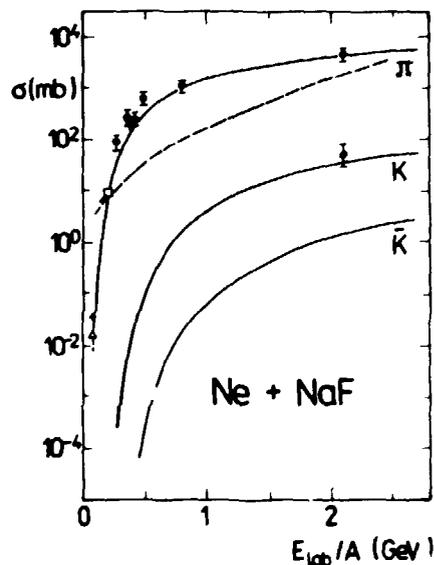


Fig.1. Cross sections for pion, kaon and antikaon production as a function of the bombarding energy compared to the data/2/. The dashed curve is taken from the bremsstrahlung model/3/.

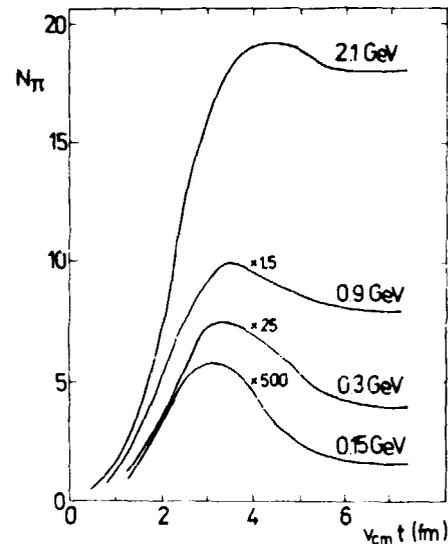


Fig.2. Pion number as a function of the collision time for different bombarding energies in the reaction Ne on NaF showing the reabsorption of pions.

References

- /1/ Montvay, I. and J. Zimányi, Nucl. Phys. A316(1979)490; Biró, T. et al. KFKI-1981-90, Budapest.
 /2/ Nagamiya, S. et al. Phys. Rev. C24(1981)971; Sullivan, S. et al. Phys. Rev. C25(1982)1499; Schnetzer, S. et al. Phys. Rev. Lett. 49(1982)989; Johansson et al. Phys. Rev. Lett. 48(82)732
 /3/ Vassak, D. et al., Phys. Scripta 22(1980)25, Phys. Lett. 95B(1980)361

ERZEUGUNG VON HYPERKERNEN IN STRANGENESS-TRANSFERREAKTIONEN BEI GRÖßEREM IMPULSÜBERTRAG

R. Wünsch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die Kinematik der Reaktion $n(K^-, \pi^-) \Lambda$ gestattet bei geeignet gewähltem Impuls des Projektils den Fall, daß der auf das erzeugte Λ -Hyperon übertragene Impuls sehr klein wird. Läuft diese Strangeness-Transferreaktion an einem Neutron eines Atomkernes A ab, so wird in diesem Fall vorzugsweise ein Hyperkern ${}^A_\Lambda$ gebildet, bei dem das Hyperon das Einteilchenniveau des Neutrons besetzt. Will man Hyperkerne mit einer davon abweichenden Struktur erzeugen, so muß man zu einem Impulstransfer übergehen, der in der Größenordnung des Fermiimpulses der Nukleonen im Kern liegt. Dabei läuft neben dem oben beschriebenen resonanten Prozeß noch ein sog. "quasifreier" Strangeness-Transfer ab. In der theoretischen Beschreibung werden beide Prozesse im allgemeinen als voneinander unabhängig betrachtet und ihre Beiträge zur Reaktionswahrscheinlichkeit in unterschiedlichen Modellen berechnet und addiert. Bei diesem Vorgehen besteht die Gefahr von Doppelzählungen und der relative Anteil beider Mechanismen muß durch Anpassung an das Experiment bestimmt werden. Das Kontinuum-Schalenmodell gestattet eine einheitliche Beschreibung, in der die beiden Reaktionsmechanismen kohärente Beiträge liefern [1].

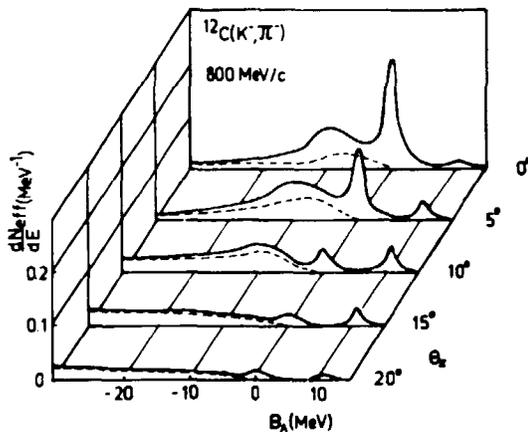
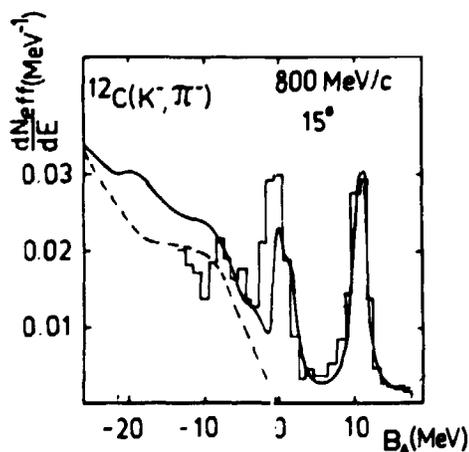


Abb.1 zeigt die Variation des Anregungsspektrums von ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ in der Reaktion ${}^{12}\text{C}(K^-, \pi^-)$ bei $p_K=800$ MeV/c, wenn man vom Winkel $\theta_p=0^\circ$ zu größeren Werten des Meßwinkels des Pions und damit zu größerem Impulstransfer übergeht. Der Grundzustand bei $E_\Lambda \approx 10$ MeV wird am stärksten bei $\theta_p=10^\circ$ angeregt, während die Resonanz bei $E_\Lambda \approx 0$ MeV dem rückstoßfreien "Ersetzen" eines Neutrons durch ein Hyperon entspricht.



In Abb.2 wird die Modellrechnung für $\theta_p=15^\circ$ mit dem Experiment [2] verglichen. Hier wird praktisch das gesamte Spektrum oberhalb der Λ -Emissionsschwelle ($B_\Lambda < 0$) durch den quasifreien Prozeß bestimmt. Alle gezeigten Spektren wurden mit einer 2 MeV breiten Breit-Wigner Verteilung gefaltet.

[1] Wünsch, R., Proc. Int. Conf. on Hypernuclear and Kaon Physics, Heidelberg 1982, MPI H - 1982 - V 20, p.103

[2] Chrien, R.E. et al., Phys.Lett. 89B (1979) 31

ZUR ANREGUNG VON ^{40}Ca DURCH MITTELENERGETISCHE ELEKTRONEN UND HADRONEN

B. Kämpfer und R. Wünsch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Mit Hilfe einer 1p-1h Version des Kontinuum-Schalenmodells [1] konnte der energieintegrierte Formfaktor für die Streuung von Elektronen am Kern ^{40}Ca reproduziert werden [2]. Für eine detaillierte Interpretation der Anregungsspektren dieses Kernes erzeugt durch mittlereenergetische Elektronen oder Hadronen (Pionen, Protonen, Heliumisotope) wurden die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(CJ)$ und $B(ISJ)$ der longitudinalen elektromagnetischen bzw. der isoskalaren Komponente des Multipoloperators $r^J Y_J^M(\hat{r})$ berechnet (Siehe Abb.).

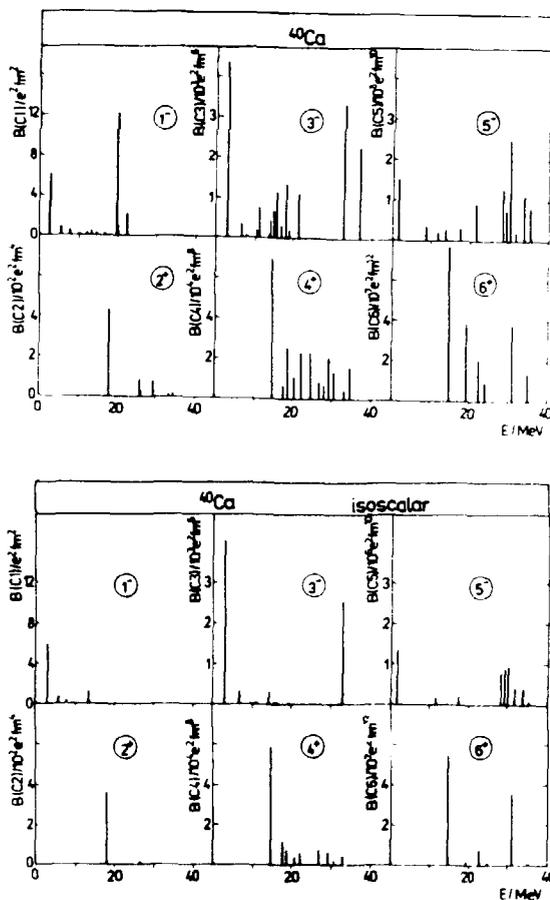


Abb. Longitudinale elektromagnetische $B(CJ)$ und isovektorielle $B(ISJ)$ reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten zu den angeregten Zuständen von ^{40}Ca .

Wegen der Beschränkung des Konfigurationsraumes auf 1p-1h Zustände mit einem Loch in der 2s-1d Schale kann nur eine qualitative Übereinstimmung unserer Ergebnisse mit den im Experiment beobachteten Grobstrukturen erwartet werden. Die bei etwa 15 MeV gefundene Dipol- und Quadrupol-Riesenresonanz wurde zur Fixierung von Modellparametern benutzt und wird demzufolge gut in unserer Rechnung reproduziert. Auch ihre Anregungsstärke entspricht den im Experiment beobachteten Anteilen an der energiegewichteten Summenregel. Diese Resonanzen bestimmen das inelastische Streuspektrum bei kleinem Impulstransfer ($q \lesssim 0.6 \text{ fm}^{-1}$). Bei größeren Werten des übertragenen Impulses dominieren höhere Multipole.

Wie im Experiment beobachtet [3] gliedert sich die Oktupolstärke in einen niederenergetischen und einen hochenergetischen Anteil. Für den letzteren ist nach unserer Rechnung hauptsächlich eine quasistabile $1h_{11/2}(1d_{5/2})^{-1}$ Konfiguration verantwortlich. Die 5^- Stärke ist in ähnlicher Weise gegliedert.

In Analogie zur Quadrupol-Riesenresonanz werden bei 15 MeV eine stark angeregte 4^+ bzw. 6^+ Resonanz mit dominanter $1h_{9/2}(1d_{5/2})^{-1}; T=0$ gefunden. Hierfür gibt es bisher noch keinen experimentellen Hinweis. Da die Existenz der Quadrupol-Riesenresonanz als gesichert angesehen werden kann, muß man nach Gründen fragen, warum die äquivalenten Strukturen höherer Multipolarität nicht angeregt werden bzw. sich nicht herausbilden.

[1] Barz, H.W., Rotter, I., Höhn, J., Nucl. Phys. **A275** (1977) 111
 [2] Kämpfer, B. und Wünsch, R., Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure, Amsterdam 1982
 [3] Carey, T.A. et al., Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 239

[1] Barz, H.W., Rotter, I., Höhn, J., Nucl. Phys. **A275** (1977) 111

[2] Kämpfer, B. und Wünsch, R., Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure, Amsterdam 1982

[3] Carey, T.A. et al., Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 239

ON SURFACE ALPHA CLUSTERING

I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Recently, absolute values for spectroscopic factors of clusters in light and medium mass nuclei have been extracted from (p, px) and ($\alpha, \alpha x$) reactions [1]. The results are somewhat surprisingly. The spectroscopic factors extracted from the alpha induced knockout reactions are 1 to 2 orders of magnitude greater than those from the proton induced reactions. The conclusion is the notion of greatly enhanced clustering in the extreme nuclear surface [1].

According to Barz et al. [2] the wavefunction \mathcal{R}_R of an isolated nuclear state R consists of the wavefunction ϕ_R of the discrete state and of an additional part ω_R which takes into account the modification of the state by the continuum. The additional term

$$\omega_R = \sum_c \int_{\epsilon_c}^{\infty} dE' \xi_{E'}^c \frac{1}{E^+ - E'} \langle \xi_{E'}^c | H | \phi_R \rangle \quad (1)$$

contains explicitly the scattering wavefunctions $\xi_{E'}^c$ which are solutions of the coupled-channels equations $(E^+ - H_{PP}) \xi_E^c = 0$ where $H_{PP} \equiv PHP$ is the projection of the Hamiltonian H onto the subspace of scattering states. The ϕ_R are solutions of $(E - H_{QQ}) \phi_R = 0$ with the shell model Hamiltonian $H_{QQ} \equiv QHQ$ where Q projects onto the subspace of discrete states. The sum in eq. (1) runs over the channels c irrespective of whether they are open ($E > \epsilon_c$) or closed ($E < \epsilon_c$). The functions ω_R are solutions of coupled-channels equations with source term $(E^+ - H_{PP}) \omega_R = H_{PQ} \phi_R$. All three functions ϕ_R , $\xi_{E'}^c$ and ω_R can be calculated [2] by traditional methods with the unique Hamiltonian $H = H_0 + V$.

The transition of the ground state ϕ_T of A to the unbound state $R + b$ which is induced by the interaction operator W can be described [2] in first-order Born approximation. The spectral function

$$S_R = | (A_R^{(res)} + A_R^{(chr)}) \frac{1}{E - E_R + \frac{i}{2} \Gamma_R} \langle \phi_R | H | \xi_E^c \rangle |^2 \quad (2)$$

for the isolated state R contains two terms

- (i) the resonance term $S_R^{(res)}$ proportional to $A_R^{(res)} = \langle \phi_R | W | \phi_T \rangle$ and
- (ii) the channel-resonance scattering term $S_R^{(chr)}$ proportional to $A_R^{(chr)} = \langle \omega_R | W | \phi_T \rangle$ where

$$\langle \omega_R | W | \phi_T \rangle = \sum_{c'} \int_{\epsilon_{c'}}^{\infty} dE' A_{E'c'}^{(dir)} (E^+ - E')^{-1} \langle \xi_{E'}^{c'} | H | \phi_R \rangle \quad (3)$$

and $A_{E'c'}^{(dir)} = \langle \xi_{E'}^{c'} | W | \phi_T \rangle$.

Numerical investigations have shown that, generally, both terms in the spectral function must be considered in nuclear reactions induced by projectiles of medium energy [3]. Nevertheless, the analysis of proton and alpha induced cluster knockout reactions is performed by taking into account only the resonance term according to the conventional assumption that ϕ_R is the wavefunction of a nuclear state. It is, at present, difficult to calculate the channel-resonance scattering term in order to show numerically the differences between proton and alpha induced reactions at about 100 MeV. They arise, mainly, from the matrix elements (3), i.e. from all the energy dependent matrix elements $A_{E'c'}^{(dir)}$ for open as well as closed channels.

Generally, the term $S_R^{(chr)}$ has the following properties.

- (i) It contains channel coupling which is characteristic of the state \mathcal{R} , with the wavefunction \mathcal{R}_R , itself according to eq. (1).
- (ii) It has averaging properties. Neglecting $A_R^{(chr)}$ in the analysis of the data will falsify the absolute values of the spectroscopic factors extracted but not so much relative ones as long as the nuclei have similar structure.
- (iii) It is important in the nuclear periphery. An analysis of the data without the channel-resonance scattering term should be done therefore with a radius larger than the rms. radius. The actual value of the radius depends on the ratio of $A_R^{(res)}$ to $A_R^{(chr)}$.
- (iv) Due to the matrix elements $A_{E'c'}^{(dir)}$ differences in the absolute values of spectroscopic

pic factors obtained by analysing different reactions with neglect of $S_R^{(chr)}$ may appear.

It follows that the virtual enhanced clustering in the nuclear periphery observed in the alpha induced reaction data may be connected with the term ω_p in the wavefunction of the nuclear states which describes virtual particles coupled to closed channels. In order to prove the statements given here more systematic data on nuclei with different nuclear structure and with both odd and even atomic number are necessary.

[1] C. Samanta, N.S. Chant, P.G. Roos, A. Nadasen, A.A. Cowley,
Phys. Rev. C26 (1982) 1379 and references therein

[2] H.W. Barz, I. Rotter, J. Höhn, Nucl. Phys. A275 (1977) 111

[3] R. Wunsch, V.L. Korotkikh, N.N. Titarenko, Yad. Fiz. 29 (1979) 318

FACTORIZATION OF PARTIAL WIDTHS

I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Most calculations of partial widths are performed in the framework of the R-matrix theory. The partial width is approximated, in these calculations, by the product of a spectroscopic factor and a penetration factor. While the spectroscopic factor is defined by the overlap of the wavefunctions of the parent nucleus with the wavefunction of the two residual nuclei in a bound state, the penetration factor describes the penetration of the performed alpha particle through the barrier. The spectroscopic factor describes the nuclear structure properties of the nuclei and can be calculated in the framework of the existing nuclear structure models with high accuracy. The penetration factor is calculated by means of the Coulomb wavefunctions in a comparably much worse approximation.

The theoretical results obtained numerically agree more or less with the partial widths extracted from the experimental data as long as the corresponding spectroscopic factors are near the Wigner limit. Problems arise for small partial widths the calculated values of which are smaller than the experimental ones. For example, the calculated alpha widths of heavy nuclei and the widths of some levels in light nuclei the decay of which is isospin forbidden are too small in absolute value. Numerical calculations in the framework of a model (continuum shell model [1,7]) in which both the discrete and continuous states are considered with comparable accuracy showed that channel coupling of the continuous states needs consideration in these cases [2,7].

The partial width $\Gamma_{R,c}$ of a decaying state $A \rightarrow B + b$ is defined by [3,7]

$$\Gamma_{R,c}^{1/2} = (2\pi)^{1/2} \langle \Omega_R | H | \chi_E^c \rangle \Big|_{E=E_R} \quad (1)$$

where the function χ_E^c describes the final state $B + b$ and is solution of the equation $(E^+ - (H_0)_{PP}) \chi_E^c = 0$ and $\Omega_R = \Phi_R + \omega_R$ with

$$\omega_R = \sum_c \int_{\epsilon_c}^{\infty} dE' \sum_E^c \frac{1}{E^+ - E'} \langle \xi_E^c | H | \Phi_R \rangle \quad (2)$$

is the wavefunction of the decaying state A. Here, the wavefunction Φ_R is eigenfunction of the shell model Hamiltonian H_{QQ} , $(E_R - H_{QQ}) \Phi_R = 0$, while the wavefunctions ξ_E^c are solutions of the coupled-channels equations $(E^+ - H_{PP}) \xi_E^c = 0$ where $H_{PP} \equiv PHP$ is the projection of the Hamiltonian H onto the subspace of scattering states (in analogy to $H_{QQ} = QHQ$ where Q projects onto the subspace of discrete states). The sum in eq. (4) runs over the channels c irrespective of whether they are open ($E > \epsilon_c$) or closed ($E < \epsilon_c$).

The functions ω_R are solutions of coupled-channels equations with source term, $(E^+ - H_{PP}) \omega_R = H_{PQ} \Phi_R$. All three functions Φ_R , ξ_E^c and ω_R can be calculated by traditional methods with the unique Hamiltonian $H = H_0 + V$ [1,7].

In the expression (1) the term

$$\gamma_2 = \langle \omega_R | H | \chi_E^c \rangle \Big|_{E=E_R} \quad (3)$$

appears additionally to the expression

$$\gamma_1 = \langle \Phi_R | H | \chi_E^c \rangle \Big|_{E=E_R} \quad (4)$$

that is believed, generally, to be the exact expression of the amplitude of a partial width. The term (3) has an averaging influence due to the integral expression (2) of ω_R . It plays a role for partial widths being small in absolute value in that it may enhance these values by one or more orders of magnitude [2,7]. For large partial widths (corresponding to spectroscopic factors near the Wigner limit) it needs not be considered in

agreement with the general statements. While the part γ_1 can be factorized, to a good approximation, into a spectroscopic factor and a penetration factor, this is not the case for the part γ_2 due to (2). Consequently, the factorization assumption for the partial widths is justified as long as $\gamma_1 \gg \gamma_2$ but not for cases with small γ_1 .

[1_] H.W. Barz, I. Rotter, J. Mühn, Nucl. Phys. A 275 (1977) 111

[2_] I. Rotter, J. of Physics C 5 (1979) 75

[3_] I. Rotter, Phys. Rev. C (in press)

BESCHREIBUNG VON DISSIPATIVER KOLLEKTIVER BEWEGUNG IN VIELTEILCHENSYSTEMEN

H. Reinhardt

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf

Ein neuer Zugang zur Beschreibung der Dynamik von Vielteilchensystemen wurde entwickelt [1_]. Die Zeitevolution der komplexen Vielteilchensysteme wird hier durch die Erwartungswerte relevanter (z. B. kollektiver, im Experiment meßbarer) Variablen beschrieben. Der Menge irrelevanter Informationen einer vollständigen, aber praktisch nicht durchführbaren, mikroskopischen Beschreibung entledigt man sich, indem unter Benutzung des Prinzips der maximalen Entropie eine reduzierte Dichtematrix konstruiert wird, die für die relevanten Variablen (Operatoren) die selben Erwartungswerte wie die exakte Dichtematrix der Mikrobeschreibung liefert, für die irrelevanten Variablen aber die statistische Annahme der minimalen Information zugrunde legt. Bei der mathematischen Formulierung der Theorie wurde von der Dualität zwischen dem Raum der Zustände und dem Raum der Observablen Gebrauch gemacht. Es wurde gezeigt, daß die Entropie eine Metrikstruktur in diesen beiden Vektorräumen induziert. Unter Ausnutzung dieser Eigenschaft lassen sich zeit- und zustandsabhängige Projektoren auf dem Raum der relevanten Observablen bzw. der reduzierten Dichtematrix konstruieren, mit deren Hilfe sich geschlossene Bewegungsgleichungen für die Erwartungswerte der relevanten Observablen ableiten lassen. Diese Gleichungen erlauben, im Gegensatz zu früheren Beschreibungen, Systeme weit ab vom thermodynamischen Gleichgewicht zu beschreiben. Insbesondere erlaubt dieser Zugang, die dissipativen Prozesse in endlichen Systemen zu untersuchen.

Der in Ref. 1 entwickelte Zugang wurde auf die tiefinelastischen Schwerionenreaktionen angewandt, wobei die Wirkung des einen Kernes auf die Nukleonen des anderen durch ein effektives äußeres Feld simuliert wurde [2_]. Als relevante Observable wurden Impuls p und Koordinate q der Relativbewegung, die hier als klassische Größen betrachtet wurden, sowie die innere Energie (Hamiltonoperator der inneren Bewegung) der Atomkerne gewählt. Man erhält für die zeitliche Entwicklung der klassischen Verteilungsfunktion $\omega(p,q,t)$ eine verallgemeinerte Fokker-Planck-Gleichung, die mit einer verallgemeinerten Langevin-(Master) Gleichung verkoppelt ist. Letztere beschreibt die zeitliche Entwicklung der inneren Energie und damit der Temperatur.

Referenzen

[1_] R. Balian, Y. Alhassid and H. Reinhardt, to be published

[2_] H. Reinhardt, to be published

MEAN-FIELD FLUCTUATIONS IN LOW-ENERGY HEAVY-ION COLLISIONS

L. Münchow and A. Pfitzner

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

In low-energy heavy-ion collisions the intrinsic dynamics of one nucleus is governed by the time-dependent mean field $\langle V \rangle_t = \text{tr}_c \mathfrak{S}(t)V$ of the other nucleus, with $\mathfrak{S}(t) = \text{tr}_{in} D(t)$ the reduced density matrix of the relative motion. The total d.m. $D(t)$ follows the v. Neumann equation with $H = H_{coll} + H_{in} + V$, $D(0) = \mathfrak{S}(0)\varphi(0)$. In order to consider fluctuations of V around $\langle V \rangle_t$ we have to include the correlation between intrinsic and relative motion defined by $D^{cor}(t) = D(t) - \mathfrak{S}(t)\varphi(t)$, with $\varphi(t) = \text{tr}_{coll} D(t)$. Time-dependent projection techniques allow to express $D^{cor}(t)$ as a functional of $\varphi(t)$ and $\mathfrak{S}(t)$. In first order perturbation theory with respect to $\delta V(t) = V - \langle V \rangle_t$ we obtain for the intrinsic motion [1]

$$i\dot{\varphi} = [H_{in} + \langle V \rangle_t, \varphi] + \frac{1}{i} \int_0^t dt' \text{tr}_{coll} [\delta V(t-t'), G_{in}(t,t') [\delta V(t'), \varphi(t') \mathfrak{S}(t')] G_{in}^\dagger(t,t')] \quad (1)$$

with $\delta V(t-t') = \exp[iH_{coll}(t-t')] \delta V(t) \exp[-iH_{coll}(t-t')]$ and $G_{in}(t,t') = \overleftarrow{T} \exp[-i \int_{t'}^t d\tau (H_{in} + \langle V \rangle_\tau)]$.

The last term in (1) contains correlation functions like $\langle \delta V(t-t') \delta V(t') \rangle_t$, with maximum value at $t'=t$, which represent the fluctuations $\langle \delta V(t)^2 \rangle_t$ of the coupling V . The equation for the time evolution of the occupation numbers $\varphi_{nn}^{(1)}(t) = \text{tr}_{in} \varphi(t) a_n^\dagger a_n$, is derived by the method of quantum-kinetic equations [2]. The result is modified by a term due to the fluctuations [1]. Approximating the two-body correlator and the fluctuations by functionals of $\varphi^{(1)}$ and neglecting off-diagonal elements [3] we obtain closed equations for the occupation numbers. As single-particle basis we choose the time-dependent states $|n\rangle_t$ generated by $h(t) = S(\varphi^{(1)}(t)) + \langle V \rangle_t$, with the self-consistent part $S(\varphi^{(1)})$ arising from the two-body interaction V . Two-body collisions as well as fluctuations introduce a memory into the equation for $\varphi_{nn}^{(1)}$, characterized by a memory time τ^M . For time intervals $|t-t'| \leq \tau^M$ we assume that the states $|n\rangle_t$ develop diabatically [4]. Introducing the mean-field propagator $g(t,t') = \overleftarrow{T} \exp[-i \int_{t'}^t d\tau h(\tau)]$, this means

$$\langle n | g(t,t') | n \rangle_t \approx \exp[-i \int_{t'}^t d\tau \epsilon_n(\tau)], \quad \epsilon_n(\tau) = \langle n | h(\tau) | n \rangle_t \quad (2)$$

In the Markov approximation we find, that the fluctuations preserve the form of a master equation for the occupation numbers [1]:

$$\frac{d}{dt} \varphi_{nn}^{(1)} = \sum_\nu \{ (W + F)_{\nu \rightarrow n} \varphi_{\nu\nu}^{(1)} (1 - \varphi_{nn}^{(1)}) - (W + F)_{n \rightarrow \nu} (1 - \varphi_{\nu\nu}^{(1)}) \varphi_{nn}^{(1)} \} \quad (3)$$

Dropping the fluctuations denoted by F we are left with an equation known from extended TDHF, describing the equilibration by two-body collisions [3,4]. The corresponding transition probabilities are

$$W_{n \rightarrow \nu} = \frac{1}{2} \sum_{\mu\mu'} | \langle n | V_{\mu\mu'} | \nu \rangle |^2 \varphi_{\mu\mu}^{(1)} (1 - \varphi_{\mu'\mu'}^{(1)}) \Delta_{\mu\mu'\nu}^{coll} \quad \Delta_{\mu\mu'\nu}^{coll} = \int_0^\infty dt' (\exp[i \int_0^{t'} d\tau \Delta \epsilon(\tau - t)]_{\mu\mu'\nu} + c.c.) \quad (4)$$

and with $\varphi_{\mu\mu}^{(1)} (1 - \varphi_{\mu'\mu'}^{(1)})$ replaced by $\varphi_{\mu\mu}^{(1)} (1 - \varphi_{\mu'\mu'}^{(1)})$ for $W_{\nu \rightarrow n}$. The transition probabilities $F_{\nu \rightarrow n}$ and $F_{n \rightarrow \nu}$ attain, in the momentum representation for $\mathfrak{S}(t)$, the transparent form

$$F_{n \rightarrow \nu} = \sum_{pq} \delta_{p-q/2, p+q/2} | \delta V_{n\nu}(q) |^2 \Delta_{n\nu}^{fl} \quad \Delta_{n\nu}^{fl} = \int_0^\infty dt' (\exp[i \int_0^{t'} d\tau (\Delta \epsilon_{n\nu}^{fl}(\tau) - pq/\mu)] + c.c.) \quad (5)$$

and with $\delta_{p-q/2, p+q/2}$ replaced by $\delta_{p+q/2, p+q/2}$ for $F_{\nu \rightarrow n}$. Note that Δ^{fl} , as compared with Δ^{coll} , contains the transferred kinetic energy pq/μ from the relative motion instead of $\epsilon_\mu - \epsilon_{\mu'}$. For an extended system, we have to drop the time-dependence of ϵ to arrive at a modified quantal Boltzmann equation with $\Delta_{n\mu, \mu'\nu}^{coll} = 2\pi \delta(\epsilon_n + \epsilon_\mu - \epsilon_{\mu'} - \epsilon_\nu)$ and $\Delta_{n\nu}^{fl} = 2\pi \delta(\epsilon_n - \epsilon_\nu - pq/\mu)$. In a finite system the collision term becomes operative by the time-dependence of $\Delta \epsilon$ which broadens the δ -function by a "width" $\Gamma \approx 2\sqrt{\Delta \epsilon}$ [1,4].

References

[1] Münchow, L., Pfitzner, A.: submitted for publication
 [2] Romyantsev, B.A., Kheifets, S.A.: Yad. Fiz. **21**, 510 (1975)
 [3] Ayik, S.: Z. Phys. **A298**, 83 (1980)
 [4] Grange, P., Weidenmüller, H.A., Wolschin, G.: Ann. Phys. **136**, 190 (1981)

VERALLGEMEINERUNG DER ZEITABHÄNGIGEN THEORIE DES MITTLEREN FELDES DURCH EINBEZIEHUNG KURZREICHWEITIGER KORRELATIONEN

P. Mädler

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna, Laboratorium für Theoretische Physik

Hochliegende Komponenten in der Impulsverteilung (Wigner-Funktion) der Nukleonen, die aus stark abstoßenden kurzreichweitigen Zweiteilchenkorrelationen resultieren, werden in der Theorie des mittleren Feldes durch die Einführung effektiver Kräfte nur in dem Maße richtig beschrieben, in dem sie globale Eigenschaften des Kernsystems beeinflussen. Zur Betrachtung von Kernprozessen, in denen die Gesamtenergie des Systems ausreichend groß ist, daß diese hohen Impulskomponenten trotz der geringen Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens ($> 1\%$) für bestimmte Teilprozesse oder gar die Dynamik des Gesamtsystems wesentlich werden können, muß eine Erweiterung der Theorie vorgenommen werden. Wir denken dabei z.B. an Pionenproduktion in Schwerionenreaktionen bei Energien/Nukleon weit unter der "freien" Schwelle. D.h. wir betrachten das Energiegebiet 20 bis 60 MeV/A.

Die Grundgleichungen der in [1] vorgenommenen Verallgemeinerung von TDHF wurden aus einem klassischen Variationsprinzip abgeleitet, wobei die Probewellenfunktion des Vielteilchensystems in der Form

$$\Psi(1, \dots, A; t) = c(t) \prod_{i,j} f_{ij}(r_{ij}, t) \hat{P}_R A \prod_i \phi_i(i, t)$$

gewählt wurde. Außer dem antisymmetrisierten Produkt von Einteilchenwellenfunktionen wurde also noch ein (einem lokalen zentralsymmetrischen Nukleon-Nukleon-Potential entsprechender) Faktor von Korrelationsfunktionen eingeführt, der nur gleich 1 ist, wenn alle Teilchen paarweise weit voneinander entfernt sind.

Mit der Annahme, daß langreichweitige Korrelationen generell sowie kurzreichweitige Korrelationen in höherer Ordnung (d.h., wenn ein gegebenes Nukleon sich gleichzeitig mit mehr als einem Nachbarn in einer Zone kurzer Reichweite befindet) durch ein mittleres Feld beschrieben werden, des weiteren einer Clusterentwicklung des Wirkungsintegrals in niedrigster Ordnung (nur nächste Nachbarn) und einer Taylorzerlegung (Abbruch in beliebiger endlicher Ordnung) der Einteilchenwellenfunktionen am Schwerpunkt des korrelierten Pairs im Bereich kleiner Relativabstände (die dem abstoßenden Teil des N-N-Potentials entsprechen) konnten anschaulich interpretierbare Bewegungsgleichungen abgeleitet werden. Im Fall der explizit betrachteten Reichweite der Korrelationen $d_1(t) \rightarrow 0$ ergibt sich daraus automatisch TDHF.

Die Gleichungen für $f_1(r, t)$, die im Bereich $0 \leq r \leq d_1(t)$ zu lösen sind, ähneln formal einer Schrödinger-Gleichung. Die Größen $d_1(t)$ werden dabei aus der Forderung eines stetigen Überganges der logarithmischen Ableitung zum "unkorrelierten" Regime (d.h. $f_1(r \geq d_1) \equiv 1$) und der Forderung $0 \leq f_1 \leq 1$ bestimmt, sind im Prinzip aber auch willkürlich wählbar. Neben einem Term der kinetischen Energie der unkorrelierten Relativbewegung steht ein entsprechender Korrelationsterm sowie ein Kreuzterm. Das "effektive" Potential besteht aus dem N-N-Potential $V_1(r)$ im Kanal 1 und einem zeitabhängigen Anteil, der den Einfluß des Mediums auf die Relativbewegung des Pairs beschreibt. Letzterer verschwindet für den Fall $A = 2$ identisch.

Die Gleichungen für die Einteilchenwellenfunktionen können in eine Form gebracht werden, daß die linke Seite mit den TDHF-Gleichungen übereinstimmt, die rechte Seite jedoch einen Term beinhaltet, der nur mit $d_1(t) \rightarrow 0$ verschwindet, d.h. die Rückkopplung der Korrelationen auf die Einteilchenbewegung beschreibt.

Das geschilderte Gleichungssystem ist zeitumkehrinvariant und sollte insbesondere dann, wenn die Rückkopplung als vernachlässigbar angesehen werden kann, mit einem numerischen Aufwand lösbar sein, der nur wenig höher ist als beim vergleichbaren TDHF-Problem.

Orthonormiertheit der ϕ_1 zu $t = 0$, Teilchenzahl und Gesamtenergie bleiben per Ableitung

erhalten. Eine Translation der stationären Lösung des korrelierten Problems kann wie auch in TDHF zur Formulierung von Anfangsbedingungen benutzt werden. Unter Verwendung der oben erwähnten Näherungen wurde ein einfacher Ausdruck für die Einteilchendichtematrix abgeleitet.

Die Parameter der zu verwendenden effektiven Wechselwirkung, die das modifizierte mittlere Feld festlegt, sind aus einer Anpassung des Energiefunctionals des korrelierten Systems an globale Kerneigenschaften zu bestimmen. Es wurde dabei vorausgesetzt, daß die funktionale Dichteabhängigkeit der Wechselwirkung die gleiche ist, wie in herkömmlichen Theorien des mittleren Feldes (Skyrme u.ä.).

Numerische Untersuchungen für eindimensionale Kernstöße sind in Vorbereitung.

Literatur

[1] Mädlar, P., Preprint E4-82-693 Dubna, 1982

NUKLEONENTRANSFER UND ANREGUNG IM TEILCHEN-LOCH-FORMALISMUS FÜR SCHWERIONENREAKTIONEN

R. Schmidt, J. Teichert

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Ursache des für tiefunelastische Schwerionenreaktionen typischen hohen Energieverlusts der Relativbewegung kann sowohl die Anregung von Einteilchenzuständen, der Nukleonenaustausch zwischen den Reaktionspartnern als auch die Anregung kollektiver Zustände sein. Ob einer, und dann welcher dieser drei Mechanismen dominiert, ist noch weitgehend ungeklärt.

Die Beschreibung im Teilchen-Loch-Formalismus erlaubt es, die Anregung von unkorrelierten Einteilchenzuständen als auch den Nukleonttransfer in einheitlicher Weise zu behandeln. Damit ermöglicht er, den Einfluß beider Prozesse auf die Reaktionsdynamik und insbesondere ihren Beitrag zur Energiedissipation zu untersuchen. Kollektive Effekte, wie Deformationen oder die Anregung kollektiver Zustände können nicht betrachtet werden.

Die Relativbewegung der beiden Kerne wird klassisch behandelt. Als Einteilchenbasis zur Beschreibung der inneren quantenmechanischen Bewegung der Kerne wird die Summe der gebundenen Einteilchenzustände der beiden ungestörten Kerne (duale Basis) [1] verwendet. Die Anregung (Teilchen und Loch im gleichen Kern) und der Transfer (Teilchen im einen und Loch im anderen Kern) erfolgen durch die Wirkung des mittleren Feldes des einen Kerns auf den anderen. Die Struktur des Hamiltonoperators des Systems, der aus den zwei Einteilchen-Hamiltonoperatoren der beiden Kerne sowie einer zeitabhängigen Wechselwirkung besteht, ermöglicht es, die Wellenfunktion des Zweikernsystems durch eine zeitabhängige Störungsentwicklung näherungsweise zu berechnen. Für die Relativbewegung der beiden Kerne ergibt sich eine klassische Bewegungsgleichung, die neben der konservativen Grundzustandswechselwirkung eine Kraft enthält, die durch die Anregungs- und Transferprozesse verursacht wird.

Anhand der die Reaktion charakterisierenden makroskopischen Größen, der Anregungsenergie, der Massendispersion und der Anzahl der Teilchen-Loch-Paare wurde das Zeitverhalten für ein Modellsystem mit konstanter Wechselwirkung qualitativ untersucht [2]. Es hat sich gezeigt, daß neben dem Zeitverhalten der Transfer- und Anregungsmatrixelemente, das durch die Relativbewegung bestimmt wird, die Dynamik der Reaktion wesentlich dadurch beeinflusst wird, inwieweit bevorzugt niederenergetische oder hochenergetische Zustände durch die beiden hier untersuchten Prozesse angeregt werden. Quantitative Aussagen erfordern deshalb insbesondere die Verwendung realistischer Matrixelemente. Entsprechende Arbeiten werden durchgeführt.

Literatur

[1] Dietrich, K. and K. Hara, Nucl. Phys. A211 (1973) 349

[2] Teichert, J., Preprint Dubna, im Druck

DREHIMPULSDISSIPATION IN SCHWERIONENSTÖSSEN

D. Janssen, M. Militzer, R. Reif
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Drehimpulsdissipation in tiefunelastischen Schwerionenstößen kann sowohl in phänomenologischen Reibungsmodellen als auch in TDHF verfolgt werden. Das Ziel der Arbeit bestand darin, einen Zusammenhang zwischen diesen unterschiedlichen Konzeptionen herzustellen. Dazu wurde in der TDHF-Gleichung $i \hbar \dot{\rho} = [h, \rho]$ eine Zerlegung in zwei Untersysteme vorgenommen

$$\rho = \rho_a + \rho_b, \quad i \hbar \dot{\rho}_a = [h, \rho_a], \quad i \hbar \dot{\rho}_b = [h, \rho_b],$$

wobei von einem Massentransfer abgesehen wird. Um die Relativbewegung explizit darzustellen, erfolgt der Übergang in ein inneres System, z.B. nach

$$r_a = \hat{U}_a \rho_a \hat{U}_a^{-1}, \quad \hat{U}_a = R_a^{-1} e^{q \frac{N_b}{N} \frac{d}{dx}} e^{-\frac{ip}{Na} x}$$

($N = N_a + N_b$, Teilchenzahlen). Das innere System wird so gewählt, daß die Mittelwerte von Ort und Impuls verschwinden. Die Dichten der beiden Untersysteme werden in einen zeitunabhängigen Anteil, der als Lösung der statischen Hartree-Fock-Gleichung sphärische Symmetrie besitzen soll, und einen zeitabhängigen Anteil, der nach RPA-Moden entwickelt wird, aufgespalten; $r(t) = r_0 + \delta r(t)$, $\delta r(t) = \sum_{\alpha} a_{\alpha}(t) \rho_{\alpha}$. Der Koeffizient a_{α} ist die Amplitude der Schwingung, mit der die RPA-Mode α im ph-, pp- oder hh-Kanal zur zeitlichen Änderung der Dichte beiträgt. Die größten Amplituden besitzen die Spurious-Moden ($\omega_{\alpha} = 0$) im ph-Kanal, die einer Translation der einzelnen Kerne entsprechen. Diese Moden lassen sich exakt eliminieren, indem wir Bedingungen für die Zeitfunktionen p und q ableiten, welche mit dem Verschwinden der Mittelwerte für Ort und Impuls korrespondieren. Die übrigen Moden im ph-Kanal mit $\omega_{\alpha} \neq 0$ entsprechen den kohärenten Oberflächenschwingungen der Kerne, die nur mit kleiner Amplitude angeregt werden sollen, so daß man sich auf die lineare Näherung in den a_{α} beschränken kann ($r \sim r_0$). Aus der Normierungsbedingung $r^2 = r$ für die Dichte folgt, daß die pp- und hh-Amplituden quadratisch in den ph-Amplituden sind ($a_{pp} \sim (a_{ph})^2$) und daher im allgemeinen vernachlässigt werden können. Es treten aber kohärente Überlagerungen im pp-Kanal auf, die den Moden der Teilchenzahl und des Drehimpulsoperators entsprechen, wobei die Amplituden des ersteren wegen der Teilchenzahlerhaltung verschwinden. Die explizite Behandlung der Drehimpulsmode erlaubt die Bestimmung der Drehimpulsdissipation. Die numerische Lösung der Gleichungen erfordert die Beschränkung der RPA-Moden im ph-Kanal mit $\omega_{\alpha} \neq 0$ auf die Betrachtung der Dipolriesenresonanzen, um den Rechenaufwand zu begrenzen. Es ergibt sich ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem für die 12 gesuchten Zeitfunktionen (Ort und Impuls der Relativbewegung, Drehimpulse der beiden Untersysteme).

UNVOLLSTÄNDIGE TIEFUNELASTISCHE SCHWERIONENSTÖSSE

F. Guzman, L. Oehme, R. Reif
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Winkelunabhängigkeit der niederenergetischen Komponente im inklusiven ^{16}O -Spektrum aus den Reaktionen $^{40}\text{Ca}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{44}\text{Ti}$, $E_{\text{lab}} = 149$ und 262 MeV, wird in einem phänomenologischen Zwei-Schritt-Modell für den Reaktionsablauf analysiert [1]. Das Modell geht davon aus, daß zunächst ein elastischer Projektilaufbruch in $\alpha + \text{O}$ erfolgt, wobei zur Vereinfachung angenommen wird, daß das schwere Projektilfragment als Spektator fungiert. Als Anfangssituation für den zweiten Reaktionschritt ergibt sich eine Dreiteilchenkonfiguration mit einer Verteilung der relativen Impulse und Energien, die durch den Fragmentationsprozeß bestimmt wird. In Abhängigkeit vom Stoßparameter im Eingangskanal führt die Wechselwirkung zwischen dem schweren Projektilfragment und dem Target im zweiten Stadium der Reaktion entweder zur Fusion (unvollständige Fusion) oder zu einer tiefunelastischen Reaktion (unvollständiger tiefunelastischer Stoß) von Projektilfragment und Target. Der starke Energieverlust in

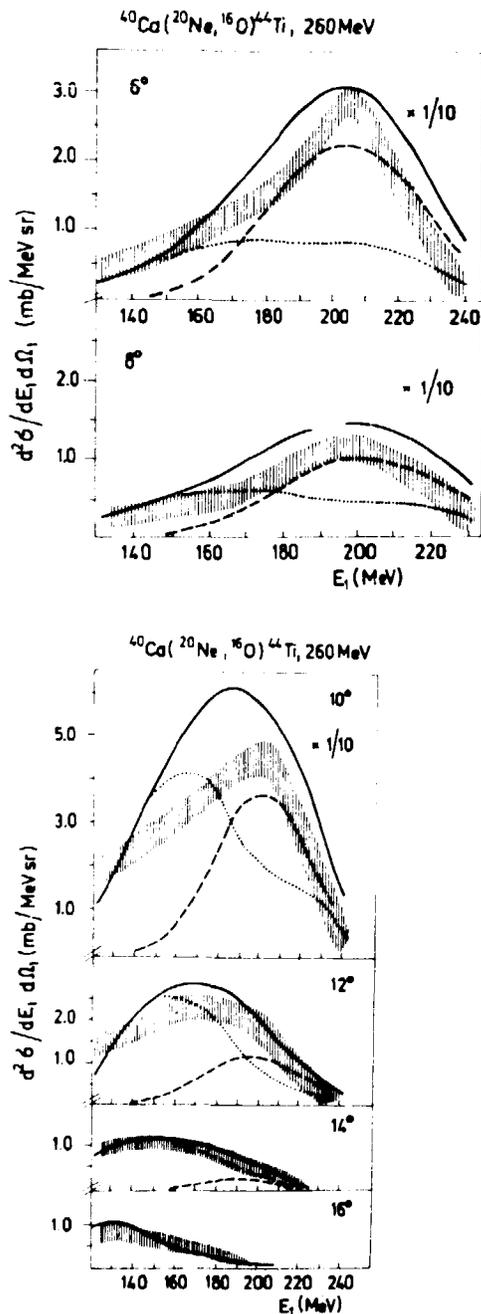


Abb. 1

Reaktion $^{40}\text{Ca}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{44}\text{Ti}$, $E_{\text{Lab}} = 262 \text{ MeV}$. Inklusives ^{16}O -Spektrum für verschiedene Emissionswinkel. Gestrichelte Kurve: elastischer Aufbruch (σ_1). Punktierter Kurve: unvollständiger tiefunelastischer Streuquerschnitt (σ_2). Ausgezogene Kurve: kombiniertes Spektrum. Strichpunktierter Kurve: nach [2]. Der schraffierte Bereich entspricht dem Verlauf der experimentellen Daten.

einer unvollständigen tiefunelastischen Reaktion bringt die niederenergetische Komponente im ^{16}O -Spektrum hervor. Diesem qualitativen Bild entsprechend wird das ^{16}O -Spektrum in zwei Komponenten mit fit-Parametern α , β zerlegt, $\sigma = \beta (\sigma_1 + \sigma_2)$. Der Anteil σ_1 entspricht dem elastischen Aufbruch, der im PWBA-Spektatormodell durch das Betragsquadrat der Fourier-Transformierten der Wellenfunktion für die Relativbewegung $\alpha - O$ im Projektgrundzustand gegeben ist. Der zweite Anteil wird abgeschätzt durch Faltung eines breakup-Wirkungsquerschnittes mit einem Wirkungsquerschnitt für die tiefunelastische Reaktion $O + \text{Target}$, der in einem zweidimensionalen klassischen Reibungsmodell mit statistischen Fluktuationen berechnet wird. Die verwendeten Parameter für die Breite der Impulsverteilung $\sigma_0 = 82 \text{ MeV/c}$ und die Reibungskraft ($a_R = 12 \text{ fm/c MeV}$, $a_0 = 0,22 \text{ fm/c MeV}$) entsprechen Standardwerten der Literatur. Die Ergebnisse für $E_{\text{Lab}} = 262 \text{ MeV}$ sind in Abb. 1 gegeben. Die Parameter α , β , die die relativen Anteile der beiden Komponenten und den absoluten Wirkungsquerschnitt kontrollieren, werden zunächst durch Anpassung an die experimentellen Daten bei 6° bestimmt, bei Variation des Emissionswinkels dann aber festgehalten. Das Modell erfaßt die Energie-Winkel-Korrelation im wesentlichen richtig. Es ist in gleicher Weise wie die DWBA-Rechnungen für einen breakup-Fusion-Prozess [2] in der Lage, die

Änderung der Spektrenform mit dem Emissionswinkel zu erfassen.

Literatur

- [1] Oehme, L. und R. Reif, Phys. Letters B (im Druck)
- [2] Udagawa, T. und T. Tamura, Lecture Notes of 1980 RCNP Kikuchi Summer School, Kobe, 1980, S. 171

MIKROSKOPISCHE BESCHREIBUNG DER ELASTISCHEN STREUUNG FÜR DAS SYSTEM $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$

G. Saupe, K. Shitikova

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna, Laboratorium für Theoretische Physik

Im Rahmen einer mikroskopischen Näherung wurde der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ für verschiedene Einschußenergien berechnet. Auf der Basis der

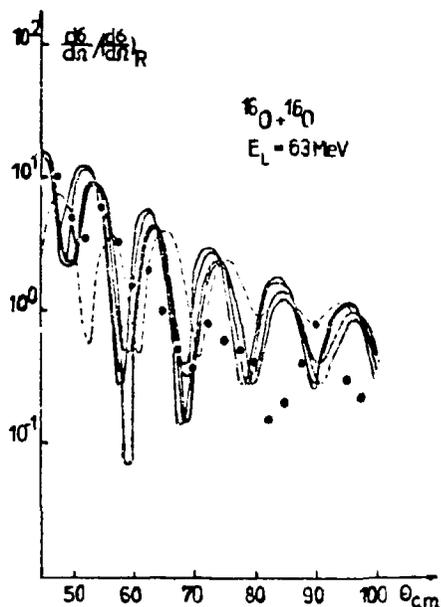


Abb. 1

Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, 63 MeV. Einzelheiten siehe Text.

Grundzustandsdichten für ^{16}O , erhalten mittels der Methode der hypersphärischen Funktionen [1] für realistische Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen [2], wurde das effektive Kern-Kern-Potential für zwei schwere Ionen im elastischen Kanal unter Annahme verschiedener Wechselwirkungsparametrisierungen konstruiert. Die elastischen Streuquerschnitte wurden auf der Grundlage des optischen Modells untersucht, wobei der Realteil des Potentials durch das berechnete Kern-Kern-Potential gegeben war. Der Imaginärteil wurde dazu proportional gewählt, der Proportionalitätsfaktor β liegt zwischen 0,15 und 0,5 für die einzelnen Energien und Parametrisierungen. Der Vergleich mit dem Experiment sowie mit den Ergebnissen einer phänomenologischen Beschreibung erfolgte für die Einschussenergien $E_{\text{Lab}} = 43, 49, 63$ MeV

[3], wobei die Kern-Kern-Wechselwirkung als Folding-Potential mit Skyrme-Kräften [4] und mit Kräften endlicher Reichweite [5] sowie im Rahmen des energy-density Formalismus [6] dargestellt wurde. Die Abbildung zeigt die berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $E_{\text{Lab}} = 63$ MeV. Die Punkte entsprechen den experimentellen Daten, die volle Kurve gibt die Resultate von Berechnungen unter Benutzung von Folding-Potentialen mit verschiedenen Skyrme-Kräften wieder, die gestrichelte Kurve zeigt Ergebnisse einer Rechnung, in der Real- und Imaginärteil des optischen Potentials als phänomenologische Woods-Saxon-Potentiale gewählt wurden [3].

Literatur

- [1] Surkov, E.L., *Jad. Fiz.* 5 (1967) 908
- [2] Brink, M. and E. Boeker, *Nucl. Phys.* A91 (1967) 1
- [3] Maher, J.V. et al., *Phys. Rev.* 188 (1969) 188
- [4] v. Giai, N. et al., *Phys. Lett.* B35 (1971) 135
- [5] Satchler, G.L. and W.G. Love, *Phys. Lett.* B65 (1976) 415
- [6] Ngo, H. and C. Ngo, *Nucl. Phys.* A348 (1980) 140

UNTERSUCHUNGEN ZUM ZWEIZENTREN-SCHALENMODELL

B. Milek, R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

F.A. Gareev

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna, Laboratorium für Theoretische Physik

Ein Zweizentrenpotential, bestehend aus der Summe zweier Woods-Saxon-Potentiale mit Spin-Bahn-Kopplung, die an den Orten R_1, R_2 lokalisiert sind, ergibt für

$R_{12} = |\vec{R}_1 - \vec{R}_2| < R_{01} + R_{02}$ (R_{0i} - Radiusparameter) eine unphysikalische Situation. Dieser Sachverhalt läßt sich umgehen, indem die sphärischen Teilpotentiale durch "abgeschnittene Kugeln" ersetzt werden.

$$V(r; R'_0) = \begin{cases} V_{\text{WOODS-SAXON}}(r; R'_0) & \vartheta > \vartheta_0 \\ 0 & |\vec{r}| > \frac{c}{\cos \vartheta} \\ v_0 & |\vec{r}| < \frac{c}{\cos \vartheta} \end{cases}$$

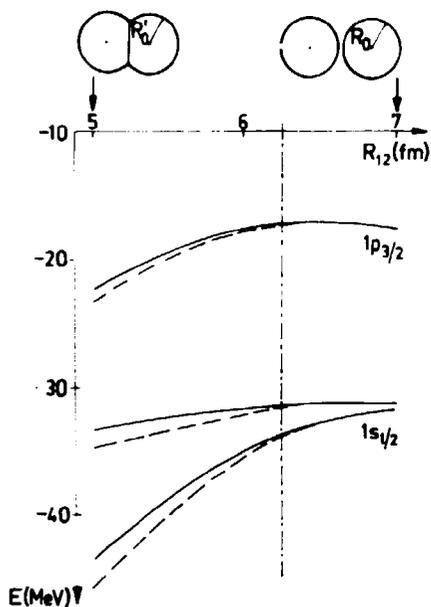


Abb. 1

Einfluß der Volumenerhaltung auf einige Einteilchenenergien mit den asymptotischen Quantenzahlen $1s_{1/2}$, $1p_{3/2}$ für den Fall $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ (Parameter des Woods-Saxon-Potentials: $R_0 = 1,24 \cdot (16)^{1/3}$ fm; $a = 0,6289$ fm; $V_0 = 51,30$ MeV; $V_{1s} = 5,54$ MeV). Gestrichelte Kurve: ohne Volumenerhaltung, ausgezogene Kurve: mit Volumenerhaltung; R_{12} : Abstand der Zentren, R'_0 : Radiusparameter bei Volumenerhaltung. Die strichpunktierte Linie entspricht dem Fall sich berührender Kugeln.

Dabei bedeuten: R'_0 = Radiusparameter bei Volumenerhaltung,

$$c = \frac{R_{12}}{2}, \quad \vartheta_0 = \arccos \frac{c}{R'_0}.$$

Der Effekt der Volumenerhaltung wurde für den Fall $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ unter Verwendung der Methode der separierbaren Potentiale [1] untersucht. Durch die Verletzung der Kugelsymmetrie steigt der numerische Aufwand gegenüber Rechnungen mit sphärischen Teilpotentialen etwa um eine Größen-

ordnung. Das Resultat ist eine Verringerung der Einteilchenbindungsenergien im Vergleich zur einfachen Addition beider Potentiale (siehe Abb. 1). Sie beträgt bei einem Überlappungsradius von 1 fm ca. 5 %. Diesem Überlappungsradius entspricht eine zur Gewährleistung der Volumenerhaltung notwendige Vergrößerung des Radiusparameters um 1 %.

Literatur

[1] Gareev, F.A. et al., Nucl. Phys. A286 (1977) 512

A SECOND NEUTRON ALIGNMENT IN YRAST SPECTRA FOR N=90

S. Frauendorf

AdW d. DDR, Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf

L.L. Riedinger, H. Ower, and L.H. Courtney

University of Tennessee, Knoxville, Tennessee

M.P. Fewell, D.R. Haenni, J.S. Hattula, S.A. Hjorth, N.R. Johnson, and I.Y. Lee

Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee

To learn more about high-spin alignment processes in the N=90 region, we have studied the previously unexplored nuclei $^{162,164}\text{Hf}$ by neon-induced reactions at ORIC. The yrast sequence of each nucleus is shown in fig. 1 along with that of ^{160}Yb (from NBI and ORIC measurements). Of interest here is a rise in l_x at $\hbar\omega \approx 0.36$ MeV in both ^{160}Yb and ^{162}Hf . This cannot result from the $\pi h_{11/2}$ crossing, since the rise is largest for ^{162}Hf which has the smallest interaction strength in the second backbend. The origin of this 3 \hbar -rise in l_x can be deduced from the blocking exercise illustrated in fig. 2, which compares some multi-quasiparticle bands in N=90 and N=91 nuclei near ^{160}Yb . The particles involved are $i_{13/2}$ quasineutrons, labelled A and B, quasineutrons E and F which arise from $h_{9/2} + f_{7/2}$ orbits and $h_{11/2}$ quasiprotons. The center part of fig. 2 shows that the yrast line of ^{160}Yb crosses the 3 q.p. bands of ^{161}Yb at $\hbar\omega \approx 0.38$ MeV. Since this l_x gain in ^{160}Yb is blocked in ^{161}Yb , the negative-parity neutrons E and F must be responsible for this alignment increase. Likewise, this l_x gain is blocked in the AE and AF bands in ^{160}Yb . In contrast, the 3 q.p. band in ^{159}Tm is more parallel to the yrast band of ^{160}Yb than to the 3 q.p. bands in ^{161}Yb , indicating that the gain in l_x is not blocked by $h_{11/2}$ protons. The s-band of ^{162}Hf shows a similar feature (bottom part of fig. 2) but that of ^{158}Er does not (top part of fig. 2).

CSM calculations with appropriate field parameters suggest that a crossing due to the alignment of negative parity neutrons ($h_{9/2} + f_{7/2}$) is expected around $\hbar\omega = 0.35$ MeV with an l_x gain of $\approx 6\hbar$. Experimentally, this ω_c is defined at the frequency where ^{162}Hf s band crosses the 3 q.p. band in ^{161}Yb (0.36 MeV) and is twice the l_x gain to this point (2×1.5).

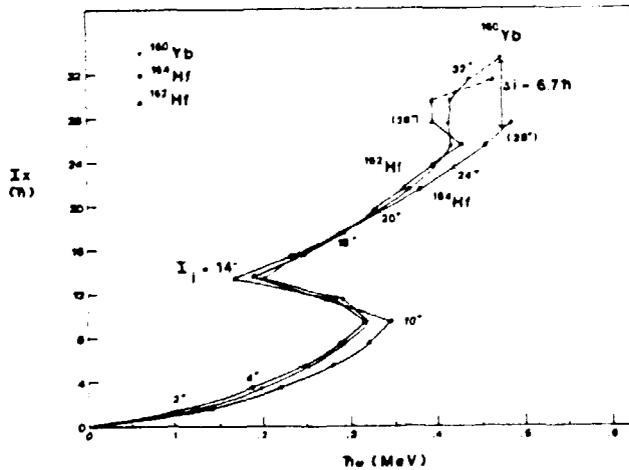


Fig. 1
 l_x vs. $\hbar\omega$ for yrast states in $^{162,164}\text{Hf}$ and ^{160}Yb from ORIC measurements

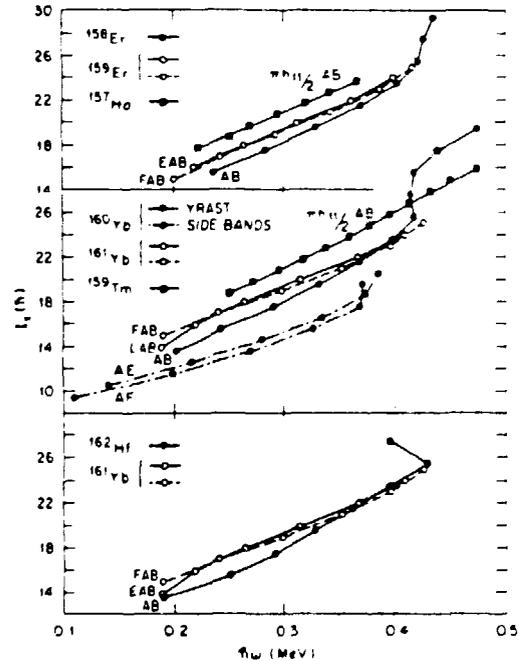


Fig. 2
 l_x vs. $\hbar\omega$ for 2 and 3 q.p. bands of N=90,91 nuclei. The 0 and 1 q.p. bands before the backbends have been omitted. The data are from ref. 1 (^{157}Ho), ref. 2 (^{159}Er), ref. 3 (^{158}Er) and ref. 4 (^{161}Yb).

1. G.B. Hagemann et al., Phys. Rev. C25, 3224 (1982)
2. J. Simpson et al., Liverpool Univ. Annual Report 1980/81, p. 25
3. I.Y. Lee et al., Phys. Rev. Lett. 38, 1454 (1977)
4. J.J. Gaardhoje, thesis, Univ. of Copenhagen; also, L.L. Riedinger, Nucl. Phys. A347, 141 (1980)

MAGNETIC MOMENTS AS A PROBE FOR ROTATIONAL ALIGNMENT

F. Dönau, S. Frauendorf

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KP

Using semiclassical means simple relations between the static and transitional magnetic moments and the collective and quasiparticle angular momenta are derived /1/.

Essentially the decomposition of the individual quasiparticle angular momenta into components parallel and perpendicular to the space-fixed total spin is used. Concerning complex quasiparticle configurations in rotational nuclei coherence effects can appear which arise from the geometry of the quasiparticle motion and from the different gyrofactors of the quasiparticles. The analysis of spectra in terms of the Cranked Shell Model permits to extract the necessary information on the intrinsic components of the quasiparticle angular momenta from the experimental energies. In the region of band crossings rapid changes of the intrinsic components are typical for which analogous changes of the magnetic properties are predicted. The static g-factors measured in $^{157, 159, 161}\text{Dy}$ and $^{232}\text{Th}, ^{238}\text{U}$ /2/ confirm these conclusions. Even more drastic effects are expected for the M1-transition matrix elements. Thus the ratio of the transitional g-factor in the 3qp aligned configuration compared to that of a regular 1qp band is given by

$$\left[\frac{B(M1)_{3qp}}{B(M1)_{1qp}} \right]_{I \rightarrow I-1}^{1/2} \approx \left| 1 - \frac{g_2 - g_R}{g_1 - g_R} \frac{i}{I} \right|$$

which critically depends on the signs of the gyrofactors for the constituents and the quasiparticle aligned angular momentum i . If the gyrofactor $g_2 - g_R$ of the aligned quasiparticles has the opposite sign of the gyrofactor $g_1 - g_R$ of the oddquasiparticle the enhancement of the M1-radiation in the crossing region $I \geq i$ amounts about 3 ... 6.

Such M1 enhancement is observed /3/ in ^{81}Kr above $I = 21/2^+$ where a $K^\pi = 7/2^+$ quasineutron band crosses a 3qp band with an alignment $i \approx 6$ due to two $g_{9/2}$ protons which have opposite gyrofactors of the neutrons. Hence, the observation magnetic properties provides additional information on the alignment and it can distinguish between proton or neutron alignment.

In a collaboration between the ZfK Rossendorf and the University of Tennessee the $K^\pi = 7/2^- h_{9/2}$ quasiproton band in ^{159}Tm has been measured and interpreted /4/. The predicted enhancement is observed for the M1/E2 mixing ratio. In ^{159}Tm the alignment of two $1_{13/2}$ neutrons leads to a coherent contribution to the M1-amplitude of the odd $h_{11/2}$ proton.

Concerning the M1-matrixelements of signature splitted bands a signature factor $(1 \pm \Delta e' / \omega_{\text{rot}})$ of the M1-amplitude for finite signature splitting $\Delta e'$ has been semiclassically derived which naturally explains the M1-staggering of these bands.

The available data on static and transitional magnetic moments seem to be consistent with the simple relations of the quasiparticle angular momenta when sufficiently carefully extracted from spectra.

References

- /1/ F. Dönau and S. Frauendorf, Proc. Int. Conf. Oak Ridge 1982; Proc. Int. Summer School Polana Brashov, 1982
- /2/ Y. S. Chen, S. Frauendorf, Nucl. Phys. A393 (83) 135
- /3/ L. Funke, F. Dönau, J. Döring, P. Kemnitz, E. Will, G. Winter, L. Hildingsson, A. Johnson, Th. Lindblad, Phys. Lett. 120B (1983) 301
- /4/ L. Courtney, S. Frauendorf, A. Larabee, L. Riedinger, J. Waddington et al. Phys. Rev. Lett. in preparations

IMPLIKATIONEN VON PHASENÜBERGÄNGEN IN KERNMATERIE FÜR NEUTRONENSTERNE UND SUPERNOVAE

B. Kämpfer

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Gegenwärtig werden durch die Kernmaterietheorie folgende Phasenübergänge erster Ordnung vorhergesagt: (i) der Gas-Flüssigkeits-Phasenübergang unterhalb der Kerndichte n_0 , (ii) Pionen-Kondensation bei $3n_0$ und (iii) der Übergang zur Quarkmaterie oberhalb $5...10n_0$.

Konsequenzen für die Neutronensternstatik wurden in den Arbeiten [1] untersucht. Ein genügend starker Effekt der Pionen-Kondensation bewirkt eine spezifische Neutronensternsdynamik: Hat während eines Wachstumsprozesses die Zentraldichte in einem Neutronenstern die kritische Dichte für das Einsetzen von Pionen-Kondensation erreicht, kollabiert der Neutronenstern zu einer neuen Konfiguration mit großem Pionen-kondensierten Kern. Für Ausgangskonfigurationen mit ausgedehnter Hülle kann der Kollaps mit einem Supernova-artigen Abblasen von etwa $0.02 M_\odot$ verbunden sein [2,3]. Voraussetzungen dafür sind (i) ein hinreichend großer Dichtesprung an der Phasengrenze und (ii) eine weiche Zustandsgleichung für den Pionen-kondensierten Zustand. Sind diese Bedingungen nicht erfüllt, findet keine Massenejektion statt. Ebenso wie für hochrelativistische Ausgangskonfigurationen mit kastenartigem Dichteprofil wird die kinetische (Kollaps-) Energie während der Oszillationen um die neue Gleichgewichtslage dissipiert.

Weitere Konsequenzen von Pionen-Kondensation wurden (i) für die Endphase des Kollaps' eines stellaren Kernes [3] und für die säkulare Entwicklung eines kollabierten stellaren Kernes [4] untersucht. Ersteres bewirkt ebenso wie der Gas-Flüssigkeits-Phasenübergang [2] eine geringe Reduktion der Supernova-Explosionsenergien (wegen der Störung der homologen Kollapsphase in einem adiabatisch-hydrodynamischen Szenario) [3,5], während letzteres die Möglichkeit eines alternativen Supernova-Explosionsmechanismus offeriert. In der Abb.1 sind die Bahnkurven ausgewählter Flüssigkeitselemente eines kollabierenden stellaren Kernes mit Pionen-Kondensation in der Endphase dargestellt. Es werden wesentlich

höhere Zentraldichten erreicht, und die Schock-Formation erfolgt bei kleinen Radien (im Vergleich mit dem Standardmodell).

Die Kombination gegenwärtig akzeptierter Zustandsgleichungen von Kern- bzw. Neutronenmaterie mit der Quantenchromodynamik in niedrigster Ordnung der Störungstheorie schließt die Existenz stabiler Quarksterne im Rahmen der Einsteinschen Gravitationstheorie aus [4].

L i t e r a t u r

[1] B. Kämpfer, Phys. Lett. 101 (1981) 366
 B. Kämpfer, J.Phys. A14 (1981) L471
 B. Kämpfer, Astr. Nachr. 303 (1982) 321
 [2] B. Kämpfer, J.Phys. A16 (1983) 633
 [3] B. Kämpfer, "On the collapse of neutron stars and stellar cores to pion-condensed stars" (1983), zur Veröffentlichung in Astrophys.Space Science eingereicht
 [4] B. Kämpfer, "Phase transitions in nuclear matter and consequences for neutron stars", ZPK 31-83
 [5] B. Kämpfer, Astr. Nachr. 304 (1983) im Druck

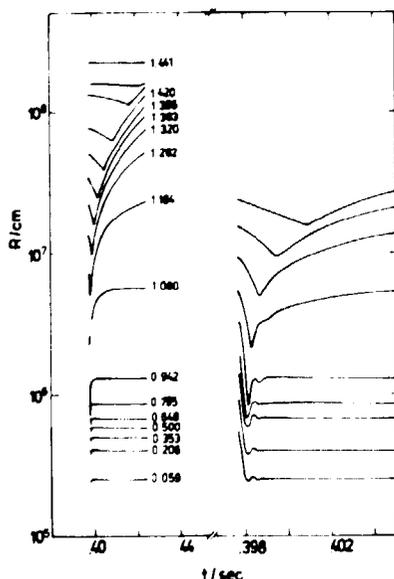


Abb.1: Bahnkurven ausgewählter Flüssigkeitselemente eines kollabierenden stellaren Kernes mit Pionen-Kondensation in der Endphase.

ZUM PHASENÜBERGANG VON HADRONEN ZU QUARKS UND GLUONEN IN SCHWERIONENKOLLISIONEN UND IM FRÜHEN UNIVERSUM

B.Kämpfer

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Hochrelativistische Schwerionenkollisionen eröffnen die Möglichkeit, in einer ausgedehnten Region ein Quark-Gluon-Plasma anzuregen. Unter Vernachlässigung von Transparenzeffekten kann man die minimale Injektionsenergie durch die Balancegleichungen von Baryonen-, Energie- und Impulsstrom an der Grenze zwischen der kalten Kernmaterie und dem Quark-Gluon-Plasma berechnen. Diese Balancegleichungen bestimmen die Schock-Adiabaten. Verwendet man die Quantenchromodynamik in niedrigster Ordnung der Störungstheorie [1], dann ergeben sich die in Abb. 1 eingezeichneten Quark-Gluon-Schock-Adiabaten.

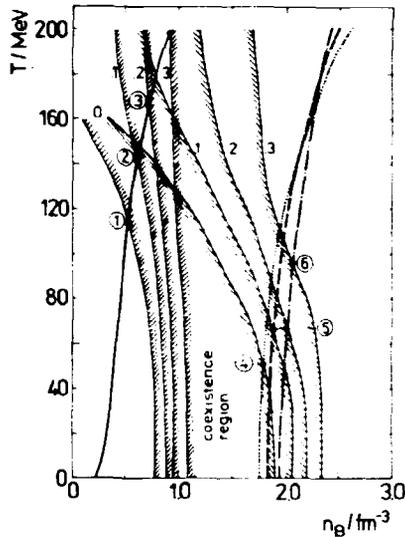


Abb.1: Phasendiagramm von Kernmaterie und Quark-Gluon-Materie (ausgezogene Linie: Schock-Adiabate in reiner Kernmaterie, punktierte [gestrichelte, punktiert-gestrichelte] Linie: Schock-Adiabate im reinen Quark-Gluon-Plasma mit $\Lambda = 0$ [0.1, 0.3] GeV, Linien mit Schraffur: Phasengrenzen für verschiedene Werte von Λ).

Zur Berechnung der Phasengrenzen wird das Gibbs'sche Kriterium verwendet; als Zustandsgleichung der Kernmaterie dient die Walecka-Theorie [2]. Die Phasengrenzen hängen empfindlich vom Skalenparameter Λ der effektiven Kopplungskonstanten ab. Die minimalen Injektionsenergien für das Erreichen der unteren Grenze der Koexistenzregion (Punkte 1...3 in Abb.1) sind 1.2, 1.7 und 2.9 GeV/Nukleon; die minimalen Injektionsenergien für das Erreichen der reinen Quark-Gluon-Phase (Punkte 4...6 in Abb.1) sind 3.5, 4.9 und 7.5 GeV/Nukleon in Abhängigkeit von Λ . Für die Produktion eines heißen Quark-Gluon-Plasmas ($T=200$ MeV) sind mindestens 12...17 GeV/Nukleon ($\Lambda = 0 \dots 0.3$ GeV) Injektionsenergie in Stößen symmetrischer Systeme nötig. Der Verlauf der Quark-Gluon-Schock-Adiabaten suggeriert einen Kühleffekt beim Phasenübergang. Zur Klärung dieses Phänomens sind hydrodynamische Rechnungen im Gange.

Der Übergang von der Quark-Gluon-Ära zur Hadronen-Ära im frühen, heißen Universum fand nach Olive [3] bei einer Übergangstemperatur von etwa 400 MeV und einem Weltalter von etwa 2.5 μ sec statt. Die Verwendung der Quantenchromodynamik in niedrigster Ordnung der Störungstheorie anstelle der Potentialmodelle [3] ergibt dagegen in einem Friedman-Szenario eine Übergangstemperatur von 200 ± 20 MeV und ein Weltalter von 8 μ sec [4]. Während des Phasenüberganges (Dauer etwa 6 μ sec) bleibt die Temperatur konstant. Das hadronische Medium besteht vorrangig aus Pionen - andere hadronische Komponenten (z.B. Walecka-artige Nukleonenpaare) sind annihiliert. Die Wechselwirkung

der Pionen beeinflusst die Übergangstemperatur nicht. Der thermalisierende nicht-hadronische Hintergrund besteht aus Elektronen, Müonen, drei Neutrinoarten und Photonen.

L i t e r a t u r

- [1] J. Kuti et al. Phys. Lett. 95B (1980) 75
- [2] J. D. Walecka, Phys. Lett. 59B (1975) 483
- [3] K. A. Olive, Nucl. Phys. B190 (1981) 483
- [4] B. Kämpfer and H. Schulz "The transition from quarks and gluons to hadrons in the early universe" (1983), wird veröffentlicht

SAUERSTOFF-HOCHDOSISIMPLANTATION IN SILIZIUM - EIN MODELL ZUR BERECHNUNG DER SAUERSTOFF-VERTEILUNG

H.-U. Jäger, E. Hensel, U. Kreissig und W. Skorupa
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei der Hochdosisimplantation von Sauerstoffionen in Silizium können oberflächennahe SiO₂-Schichten erzeugt werden, die nach einer anschließenden Temperung ähnliche elektrische Eigenschaften wie thermisch erzeugtes SiO₂ haben. Von Kreissig et al. [1] wurden diese Prozesse untersucht und ein qualitatives Modell zur Erklärung der SiO₂-Bildung entwickelt. Auf der Grundlage dieser Vorstellungen haben wir im Berichtszeitraum die Verteilung des Sauerstoffs in der Siliziumscheibe nach der Implantation berechnet.

Wir nehmen an, daß in der Siliziumscheibe während der Implantation in lateraler Richtung homogene Verhältnisse realisiert sind, und betrachten die Silizium- $n^{Si}(z,t)$ und Sauerstoffatomdichten $n^O(z,t)$ im Target in Abhängigkeit von der Zeit t ($0 \leq t \leq T_{impl}$) und der Tiefe z . Für die Zahl der Silizium- und Sauerstoffatome in einem Volumenelement werden Bilanzgleichungen

$$\frac{\partial n^{Si}}{\partial t} + \frac{\partial j^{Si}}{\partial z} = 0 \quad (1), \quad \frac{\partial n^O}{\partial t} + \frac{\partial j^O}{\partial z} = \nu(z,t) \quad (2)$$

(j - Teilchenstromdichten) verwendet, in denen ein Quellterm $\nu(z,t)$ die pro Zeitintervall ins Volumenelement implantierten Sauerstoffatome beschreibt. Da die Reichweiten der Sauerstoffionen im anfangs vorhandenen Silizium und im entstehenden SiO₂ ähnlich sind, vernachlässigten wir im Quellterm vorerst die Änderung der Zusammensetzung des Targets während der Implantation und benutzten durchweg die Reichweiteverteilung von Sauerstoff in Silizium nach Burenkov et al. [2].

In Gebieten mit einer unterstöchiometrischen Sauerstoffkonzentration $n^O(z,t) < 2n^{Si}(z,t)$ sollen die abgestoppten Sauerstoffatome sofort gebunden werden und ein Atomvolumen $\Delta \Omega \approx 1,2 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$ beanspruchen

$$\Omega_{Si} n^{Si} + \Delta \Omega n^O = 1, \quad (3)$$

das in erster Näherung aus dem Molekylvolumen $\Omega_{SiO_2} \approx 4,4 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$ im SiO₂ und dem Atomvolumen $\Omega_{Si} \approx 2,0 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$ im Silizium durch lineare Interpolation bestimmt wird. Da sich die Größen Ω_{SiO_2} und Ω_{Si} um mehr als einen Faktor 2 unterscheiden, kommt es bei der Ausbildung einer SiO₂-Schicht zu einer merklichen Ausdehnung. Es treten "Nachimplantationsströme" auf, von denen wir annehmen, daß die Sauerstoff- und Siliziumstromdichten sich zueinander wie die Konzentrationen

$$j^O = n^O j^{Si} / n^{Si} \quad (4)$$

verhalten.

Wenn infolge der fortlaufenden Implantation im Target bereits eine vergrabene überstöchiometrische Sauerstoffkonzentration $n^O(z,t) > 2n^{Si}(z,t)$ vorhanden ist, dann nehmen wir an

$$n^{Si}(z,t) \Omega_{SiO_2} = 1 \quad (5), \quad j^O = -D \frac{\partial n^O}{\partial z}, \quad (6)$$

daß in diesem Gebiet der überschüssige ungebundene Sauerstoff keine merkliche Volumenausweitung bedingt und nach dem 1. Fickschen Gesetz in die unterstöchiometrischen Gebiete an der Oberfläche und auf der Substratseite diffundiert. Der Einbau des herandiffundierenden Sauerstoffs in ein unterstöchiometrisches Gebiet soll proportional dem Sauerstoffüberschuß auf der SiO₂-Seite vom "Interface"

$$|j^O| = k (n^O - 2/\Omega_{SiO_2}) \quad (7)$$

sein. Hier wurde in Analogie zur Beschreibung der thermischen Oxidation nach Deal und Grove [3] eine Sauerstoffumsetzungsrate k am Interface eingeführt. Die Sauerstoffstrom-

dichten (6) und (7) werden dem von der Volumenausdehnung herrührenden Strom überlagert.

Aus den Gleichungen (1) - (7) erhält man eine partielle Differentialgleichung für n^0 , die in den unterstöchiometrischen Gebieten von 1. Ordnung und im überstöchiometrischen Gebiet von 2. Ordnung in $\partial/\partial z$ ist. Nach der Annahme von geeigneten Anfangsbedingungen $n^0(z, t=0) \approx 10^{16}$ Atome/cm³ und Randbedingungen

$$j^0(z=0, t) + j^{Si}(z=0, t) = - Y \frac{Dosis}{T_{impl}}$$

(Y - sputtering yield) haben wir diese Differentialgleichung numerisch gelöst (Methode der endlichen Elemente). In der Abb. 1 betrachten wir die Implantation von $^{16}O^+$ -Ionen mit 50keV in Silizium für verschiedene Dosen und vergleichen die berechneten Sauerstoffprofile mit den Ergebnissen von Rutherford-Rückstreu-Messungen. Unser Modell enthält die drei Parameter D, k, Y, die von der Temperatur und Struktur des Targets während der Implantation abhängen. Sie wurden als konstant angenommen und an die experimentellen Daten angepaßt. Dabei erhält man die Umsetzungsrate k und einen Mindestwert für den Diffusionskoeffizienten D aus dem experimentellen Ergebnis, daß in den implantierten ungetemperten Proben in der vergrabenen SiO₂-Schicht noch überschüssiger Sauerstoff in konstanter Konzentration vorhanden ist.

L i t e r a t u r

- / 1 / Kreissig, U. et al., Thin Solid Films 98 (1982) 229
- / 2 / Burenkov, A. F. et al., Tablitsy parametrov prostranstvennogo raspredeleniya ionno-implantirovannykh primesei, Izdatel'stvo BGU, Minsk, 1980
- / 3 / Deal, B. E. und A. S. Grove, J. Appl. Phys. 36 (1965) 3770

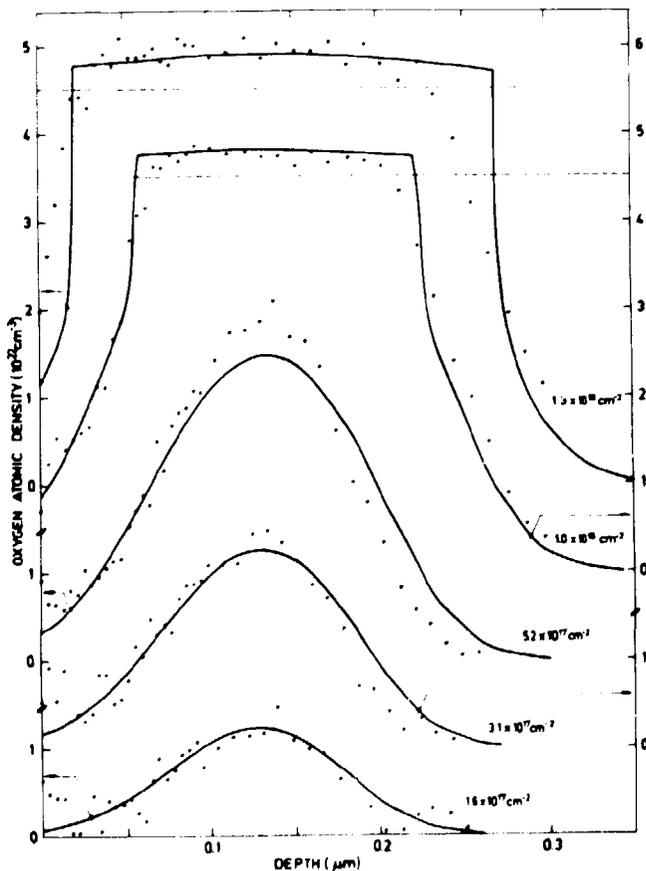


Abb. 1
Sauerstoffimplantation (50keV $^{16}O^+$; $5\mu A/cm^2$) in Silizium. Vergleich der gemessenen und berechneten Sauerstoffprofile für verschiedene Implantationsdosen (Ionen/cm²). In der Rechnung wurden die Zahlenwerte $D=10^{-13}cm^2/s$, $Y=0.15$ und $k=0.05nm/s$ verwendet. Die beiden waagerechten gestrichelten Linien markieren die Sauerstoffatomdichte $4.51 \cdot 10^{22}cm^{-3}$ in einem durch thermische Oxidation erzeugten SiO₂ der Dichte $2.25g/cm^3$.

NUMERISCHES VERFAHREN ZUR BERECHNUNG VON FLUSSDICHTESCHWANKUNGEN IN LEISTUNGSREAKTOREN

M. Bedrich, R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

K. Meyer

Ingenieurhochschule Zittau, Sektion Kraftwerksanlagen und Energieumwandlung

Die analytische Behandlung von Rauschprozessen stößt selbst in einem Eingruppendiffusionsmodell [1,2] bereits bei einfachsten Konfigurationen auf große Schwierigkeiten, so daß eine numerische Lösung der auftretenden Gleichungen notwendig wird. Es sind geeignete Verfahren aufzufinden, die mit vertretbarem Rechenzeit- und Speicherplatzbedarf auch in realen Situationen eine hinreichend genaue numerische Berechnung der Neutronenflußschwankung gestattet. An einem einfachen eindimensionalen Modellreaktor, für den Vergleiche mit analytischen Lösungen möglich sind, wurde die Brauchbarkeit des Differenzenverfahrens

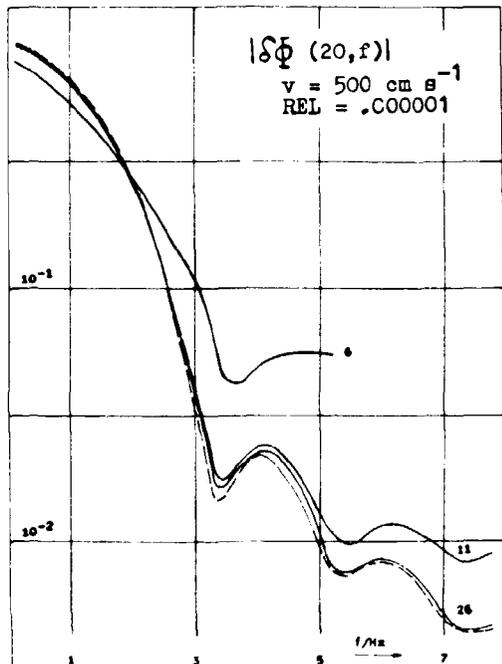


Abb. 1
 Absolutbetrag der Flußdichteschwankung als Funktion der Frequenz f für unterschiedliche Zahl von Stützstellen (6, 11, 26). Analytische Lösung: - - -, numerische Lösung: — .

Literatur

- [1] Meyer, K., Kernenergie 20 (1977) 10
- [2] Reif, R., U. Richter und K. Meyer, Kernenergie 30 (1981) 41

getestet. Für ein ortsunabhängiges Problem erfolgte sowohl die numerische Lösung der Differentialgleichung für die Flußdichteschwankungen selbst, als auch die numerische Lösung der Differentialgleichung für die zugehörige Greensche Funktion mit anschließender Integration über die Inhomogenität (Rauschquelle). Die numerisch berechnete Greensche Funktion weicht im Realteil um 0,5 bis 2 % und im Imaginärteil um 1 bis 10 % von der analytischen Lösung, die als Entwicklung nach Eigenfunktionen gewonnen wurde, ab. Für die Flußdichteschwankungen ergeben sich Abweichungen von 1 bis 10 %, wobei die Größe des Fehlers vor allem durch die Genauigkeit bestimmt wird, mit der die Quadratur über die (oszillierende) Rauschquelle erfolgt. Die optimale Anzahl der Stützstellen betrug 50. Im Frequenzbereich der Gültigkeit des Punktmodells wurde bereits mit 10 Stützstellen gute Genauigkeit erreicht. Erste Anwendungen auf ortsabhängige Fälle (Simulation von Brennelementbruch und Abbrand) ergaben Hinweise, wie das Netz der Stützstellen zu wählen ist, um Ortseffekte zu erfassen.

PROGRAMMSYSTEM ZUR BERECHNUNG DOPPELT-DIFFERENTIELLER SPALTNEUTRONENEMISSIONSQUERSCHNITTE BEZÜGLICH SPALTACHSE BZW. INZIDENZTEILCHENEINSCHUSSRICHTUNG

H. Märten, D. Neumann, D. Seeliger und B. Stobinski
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Berechnung doppelt-differentieller Spaltneutronenemissionsquerschnitte auf der Grundlage des vorrangigen Mechanismus, der Verdampfung von den voll beschleunigten Fragmenten, ist eine wesentliche Grundlage zum komplexen Studium der Charakteristika der Spaltneutronenemission sowie zur Einschätzung experimenteller Daten. Das ausgearbeitete Programmsystem IPLO [1] basiert auf den mit ANNE im Rahmen des komplexen Kaskadenverdampfungsmodells [2] berechneten Schwerpunktsystememissionsspektren komplementärer Spaltfragmente und ermittelt in der ersten Stufe unter Berücksichtigung einer geringen Anisotropie im Schwerpunktsystem [3] - bedingt durch den Drehimpuls der Fragmente - die doppelt-differentielle Emissionswahrscheinlichkeitsdichte $N(E, \theta)$ im Laborsystem (E - Emissionsenergie, θ - Emissionswinkel bezüglich der Richtung des leichten Fragments). Nach Legendrepolynom Anpassung der Winkelverteilung der Neutronen für festes E sowie der Fragmentwinkelverteilung läßt sich rechnerisch einfach die Transformation von $N(E, \theta)$ in die Emissionswahrscheinlichkeitsdichte bezüglich Inzidenzteilcheneinschussrichtung realisieren [4].

Bisher ist es nicht möglich, den Einfluß der Scissionneutronenemission auf $N(E, \theta)$ theoretisch fundiert zu berücksichtigen [5]. Anhand der Spontanspaltung von ^{252}Cf wurde die Größe zweier weiterer Effekte, der Neutronenverdampfung in der Beschleunigungsphase der Fragmente sowie der ^5He -Zerfall nach entsprechender Dreifachspaltung, abgeschätzt. Diese modifizieren die mit IPLO berechneten Winkelverteilungen in Abhängigkeit von E und der speziellen Spaltkonfiguration insbesondere für θ um 90° , d.h., sie täuschen bis zu einem gewissen Grad die Scissionneutronenemission vor.

Das Programmsystem beinhaltet Operationen zur Ausgabe spezieller, teil integraler Verteilungen der berechneten Datenmassive sowie Kontrollfunktionen zur Legendrepolynom Anpassung. Es wurde auf einige Spaltreaktionen erfolgreich angewandt (u.a. $^{252}\text{Cf}(sf)$ [6]).

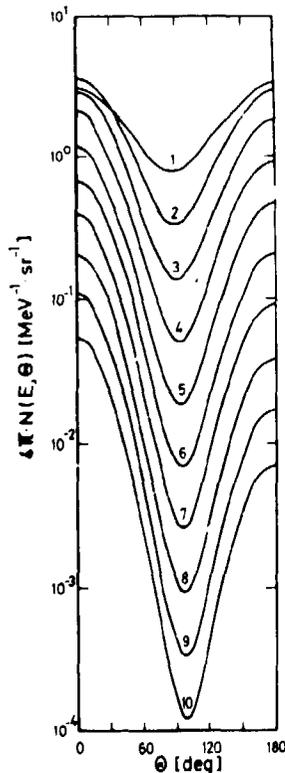


Abb. 1
Berechnete Winkelverteilungen der Neutronen aus $^{252}\text{Cf}(sf)$ für feste E (Parameter in MeV), ermittelt durch gewichtete Zusammenfassung der Beiträge verschiedener Spaltkonfigurationen [2,6].

L i t e r a t u r

- [1] Stobinski, B., Diplomarbeit 1982, Technische Universität Dresden
- [2] Märten, H. et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp, 1982, in print
- [3] Gavron, A., Phys. Rev. C13 (1976) 2561
- [4] Birjukow, N.S. et al., Jad. Konst. 12 (1973), Atomisdat
- [5] Märten, H. et al., Proc. XIIth Int. Conf. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig, 1982, ZfK-Report (1983), in print
- [6] Märten, H. et al., Gemeinsamer Jahresbericht 1982

4. ANWENDUNG KERNPHYSIKALISCHER METHODEN

CALCULATION OF THE ATTENUATION COEFFICIENT $G_2(t)$ FOR $I = 5$ AND $\eta \neq 0$ (ANALYTIC SOLUTION)

F. Schneider, S. Unterricker and W. Cordts
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

The attenuation coefficient $G_2(t)$ includes the whole information about the perturbation of the angular correlation of a γ - γ -cascade by extranuclear fields. We take an interest in the interaction between the quadrupole moment Q of the nucleus in the intermediate level $I = 5$ and the axially asymmetrical electric field gradient expressed by the z-component V_{zz} and the asymmetry parameter η .

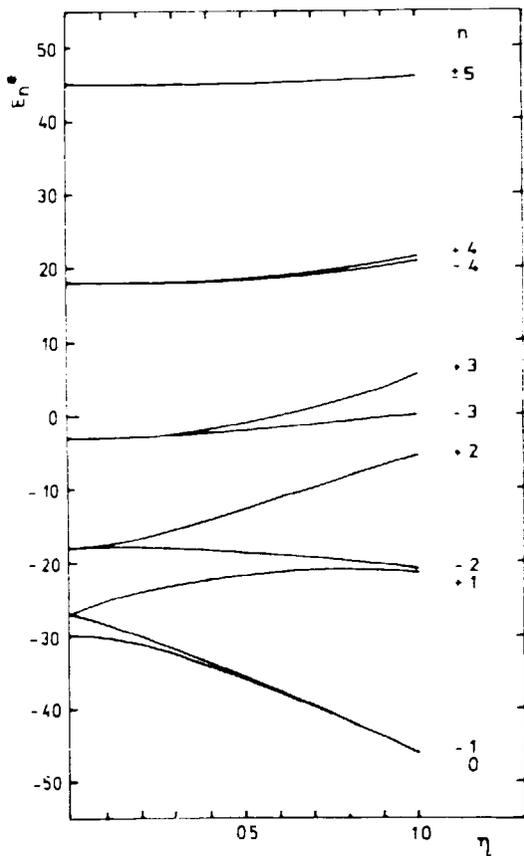


Fig. 1: Reduced eigenvalues E_n^* via η

$$a_{nn'} = \sum_{N, m_a, m_b} \begin{pmatrix} 5 & 5 & 2 \\ m_a' & -m_a & N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 5 & 5 & 2 \\ m_b' & -m_b & N \end{pmatrix} \psi_{nm_b} \psi_{nm_a} \psi_{n'm_a'} \psi_{n'm_b'}$$

and the Clebsch-Gordan-coefficients $\begin{pmatrix} I & I & 2 \\ m & m' & N \end{pmatrix}$. The summation has to be performed over such states $|m\rangle$ with even numbers $(m_a + m_b)$. The state $|m_a\rangle$ is arrived from the first γ -quantum of the cascade and $|m_b\rangle$ is the initial state for the second γ -quantum. The terms for odd numbers $(m_a + m_b)$ vanish.

R e f e r e n c e s

- [1] Steffen, R.M., H. Frauenfelder, in Perturbed angular correlations, ed. by E. Karlsson, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1964, 1
- [2] Wolf, H.J. et al., Z. Physik 232 (1970) 256

In the literature one supposed [1, 2] that there were no analytic solutions for the eigenvalues E_n of the Hamiltonian K_2 . Therefore extensive computer programmes were used to calculate the attenuation coefficient $G_2(t)$ for this case [2]. First of all the secular equation $\text{Det}[K_2 - E_n \cdot \delta_{nn'}] = 0$ ($\delta_{nn'}$ - unit matrix) can be reduced in equations of fifth and sixth order in E_n , only. The components of the eigenfunctions ψ_n result from the homogeneous linear equation system $(K_2 - E_n \delta_{nn'}) \psi_{nm} = 0$. The eigenfunctions do not depend on $e_2 V_{zz}$ and satisfy the equations $\psi_{nn} = \pm \psi_{n(-m)}$. Moreover the eigenfunction equations give three cubic and one square equations in E_n . So we can now write the E_n in an explicit form. Fig. 1 shows the reduced eigenvalues

$$E_n^* = \frac{4I(2I-1)}{e_2 V_{zz}} E_n$$

via η . This result is in good agreement with computer calculations [2]. The attenuation coefficient $G_2(t)$ can now be expressed as

$$G_2(t) = \sum_{n, n'} a_{nn'} \cos [(E_n - E_{n'}) \omega_2 t]$$

with the quadrupole frequency $\omega_2 = \frac{e_2 Q V_{zz}}{180 \hbar}$,

THICKNESS DEPENDENCE OF THE HALF WIDTH OF THE MÖSSBAUER LINE: COMPARISON OF DIFFERENT APPROXIMATIONS

E. Fritzsich and C. Pietzsch
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Following Mørup and Both [1] the line width Γ_{exp} obtained from a Mössbauer transmission experiment is given by

$$\Gamma_{exp} = \Gamma_s \cdot G(t \cdot \Gamma_{nat} / f_a; \Gamma_a / \Gamma_s) \quad (1)$$

where $t = f_a \epsilon_0 n_a$ is the effective absorber thickness, f_a , ϵ_0 and n_a have the usual meaning, G is the so-called line width function, Γ_{nat} is the natural line width, $\Gamma_a \cong \Gamma_{nat}$ is the half width of the absorber line at $t = 0$, and $\Gamma_s \cong \Gamma_{nat}$ is the half width of the emission line of the source. Lorentzian shaped lines are assumed. G cannot be expressed analytically and has to be computed by numerical integration [1].

For $\Gamma_a = \Gamma_s = \Gamma_{nat}$ approximate analytical expressions have been given by several authors:

$$\Gamma_{exp} = \Gamma_{nat} (1 + at + bt^2 + ct^3 + dt^4) \quad [2], [3], [4] \quad (2)$$

$$\Gamma_{exp} = \Gamma_{nat} [t \cdot e^{-t/2} (I_0(t/2) + I_1(t/2))] / [1 - e^{-t/2} I_0(t/2)] \quad [5] \quad (3)$$

$I_0(x)$ and $I_1(x)$ are respectively the zero and first order Bessel functions of imaginary argument, a, b, c, d : see Table 1. We compared these approximations with (1) and determined the relative deviations $\Delta\Gamma/\Gamma_{exp}$ in dependence on t . For the G values we used the data of [1]. The results are summarized in Table 1. The approximation of Heberle [3] is seen to be the best one.

Table 1

Approximations of the line width function G for the case $\Gamma_a = \Gamma_s = \Gamma_{nat}$: Coefficients according to (2), range of validity t and relative deviation

	a	b	c	d	t	$ \Delta\Gamma/\Gamma_{exp} $ [%]
Visscher [2]	0.135	0	0	0	≤ 5	< 0.35
Mørup/Both [1]	0.125	0	0	0	≤ 10	< 3.0
Visscher [2]	0.145	-0.0025	0	0	4 ... 10	< 0.6
Heberle [3]	0.1288	0.004733	-0.000921	0.0000363	≤ 12	< 0.14
Steiner et al. [4]	0.13063	0.00365	-0.00074	0.000027	$\begin{cases} \leq 5 \\ \leq 10 \end{cases}$	$\begin{cases} < 0.13 \\ < 0.22 \end{cases}$
Bykov et al. [5]			see (3)		$\begin{cases} \leq 5 \\ \leq 10 \end{cases}$	$\begin{cases} < 2.5 \\ < 3.5 \end{cases}$

For the general case $\Gamma_a \neq \Gamma_s \neq \Gamma_{nat}$ only linear approximations

$$\Gamma_{exp} = \Gamma_a + \Gamma_s + k\Gamma_{nat} \cdot t \quad (4)$$

exist with $k = 0.27$ [6] and $k = 0.26$ [1], respectively. With the limitations $\Gamma_a + \Gamma_s \leq 5\Gamma_{nat}$ and $\Gamma_s \leq 2\Gamma_{nat}$ we compared (4) with (1) for different values of Γ_a/Γ_s . Thereof we can conclude, that in the range $t < 5$ the relation $(\Delta\Gamma/\Gamma_{exp}) < 1.2\%$ is valid for $k = 0.27$, $k = 0.25$ provides higher deviations: $(\Delta\Gamma/\Gamma_{exp}) < 4\%$ for $t < 5$ and $(\Delta\Gamma/\Gamma_{exp}) < 6\%$ for $t < 10$. The linear approximations can be used for f_a factor determination. We point out, that the error of f_a determination due to linear approximation is not equal to the deviations given above. Further factors must be taken into consideration in this case [7].

R e f e r e n c e s

[1] Mørup, S. and E. Both, Nuclear Instr. 124 (1975) 445
 [2] Visscher, W.M., unpublished notes, see [7]
 [3] Heberle, J., Nuclear Instr. 58 (1968) 90
 [4] Steiner, P. et al., in E. Matthias and D.A. Shirley (eds), *Hyperfine Structures and Nuclear Radiations*, North-Holland Publ. Comp. Amsterdam 1968, 364
 [5] Bykov, G.A. and Pham Zuy Hien, Zhur. Eksper. Teor. Fiz. 43 (1962) 909
 [6] O'Conner, D.A., Nuclear Instr. 21 (1963) 318
 [7] Fritzsich, E. and C. Pietzsch, Radiochem. Radioanalytical Letters, in press

MOSSBAUERSPEKTROMETRISCHE UNTERSUCHUNGEN ZUR UNTERSCHIEDUNG HYDROTHERMALER CHALKOPYRIT-GENERATIONEN

C. Pietzsch, E. Fritzsche und H. Kämpf; Bergakademie Freiberg, Sektion Physik;
 *Zentralinstitut für Physik der Erde, Potsdam

Hydrothermale Gänge im Südwest-Vogtland zeigen häufig ein ausgeprägtes "telescoping" (Mineralisationen verschiedener Altersstellungen sind eng ineinandergeschichtet). Um die primären paramagnetischen Verhältnisse eindeutig rekonstruieren zu können, sind Trennungskriterien für Durchläuferminerale (Chalkopyrit im SW-Vogtland) erforderlich. Diese Kriterien basieren auf Wechselbeziehungen zwischen Genese, Chemismus, Gitterbau und Paragenese. Zu Chemismus und Gitterbau können dabei röntgenographisch und Mößbauer-spektrometrisch wertvolle Hinweise gegeben werden. Zur Untersuchung standen drei Chalkopyritproben (Cp I, Cp II, Cp III) zur Verfügung, die innerhalb der hydrothermalen Mineralisation im Untersuchungsgebiet auftreten, wobei die Bildungstemperatur (T_B) zwischen 350 °C und 50 °C variiert. Chemismus und Gitterkonstanten waren aus früheren Untersuchungen bekannt [1] (Tabelle). Die Mößbaueruntersuchungen dienten einer Bestätigung und Sicherung der aus diesen Untersuchungen geschlußfolgerten Resultaten. Die Ergebnisse der Mößbauer-Messungen enthält die Tabelle. Eine Auswertung der Spektren (Qualitätskriterien: χ^2 und Misfit) erlaubt folgende Schlußfolgerungen: Bei Cp I ($T_B = 350$ °C) und Cp II ($T_B = 100$ °C) können Mößbauer-spektrometrisch keine sicheren Aussagen über Abhängigkeiten zwischen Chemismus und Gitterbau gemacht werden, obwohl eine entsprechende Tendenz sichtbar ist. Für die Probe Cp III ($T_B = 50$ °C) kann besonders aus den Werten für Quadrupolaufspaltung und Linienbreite das aus dem Chemismus und den Röntgendaten gefolgerte Kationenleerstellenmodell bestätigt werden. Das zusätzlich zum Chalkopyritspektrum auftretende zentrale Dublett läßt sich dem Arsenopyrit ($AsFeS_2$) zuordnen. In ihrem relativen Gehalt stimmt die "Fremdphase" mit den Angaben von Röntgenbeugung und chemischer Analyse prinzipiell überein. Bei Koordination aller Meßergebnisse läßt sich nachweisen, daß Chemismus, Gefüge und Gitterbau hydrothermaler Kupferkiese in Abhängigkeit von der Bildungstemperatur deutlichen Veränderungen unterliegen. Dabei sind zwei Gittertypen zu unterscheiden: A für den telethermalen (50 °C) und B für den epi- bis katathermalen (350 - 100 °C) Bildungsbereich.

Tabelle 1

Mößbauerparameter (Isomerieverschiebung δ^a), Quadrupolaufspaltung Δ , Linienbreite Γ , inneres Magnetfeld H), Gitterdaten und Hauptelementchemismus der Chalkopyritproben

Parameter/Probe	Cp I	Cp II	Cp III
Mößbauerparameter			
(Sextett)			
$\delta / \text{mm s}^{-1}$	0,383(2)	0,382(1)	0,383(1)
$\Delta / \text{mm s}^{-1}$	$3,1(2) \cdot 10^{-3}$	$3,8(1) \cdot 10^{-3}$	$5,5(2) \cdot 10^{-3}$
H / Am^{-1}	$28,26(9) \cdot 10^6$	$28,21(7) \cdot 10^6$	$28,19(9) \cdot 10^6$
$\Gamma / \text{mm s}^{-1}$	0,287(7)	0,278(7)	0,311(8)
(Dublett)			
$\delta / \text{mm s}^{-1}$	0,391(9)	0,563(2)	0,509(8)
$\Delta / \text{mm s}^{-1}$	1,026(5)	0,996(5)	0,972(1)
$\Gamma / \text{mm s}^{-1}$	0,720(1)	0,494(6)	0,533(3)
χ^2	1,45	1,17	1,43
Misfit/%	0,40	0,13	0,35
Gitterdaten			
a/nm	0,52915(5)	0,52924(6)	0,52903(5)
c/nm	1,0431(1)	1,0431(2)	1,1042(1)
Hauptelementchemismus ^{b)}	$Cu_{1,00+x}Fe_{1,00+y}S_{2,00}$	$Cu_{1,00+x}Fe_{1,00+y}S_{2,00}$	$Cu_{1,00-x}Fe_{1,00-y}S_{2,00}$

a) δ rel. zu αFe ; b) $x > y$

L i t e r a t u r

[1] Kämpf, H., H. Oettel, H. Baum und C. Pietzsch: in Vorbereitung

^{119}Sn -MÖSSBAUEREFFECT AND ^{118}Sn -TDPAC INVESTIGATION OF THE ANTIMONY POSITION IN CdSnP_2

F. Schneider, S. Unterricker, E. Fritzsche and H. Kubsch
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

To produce the ^{119}Sb -Mössbauer and ^{118}Sb -TDPAC parent nuclei in situ polycrystalline CdSnP_2 samples were irradiated with 13.5 MeV deuterons. The irradiated material was before and after thermal treatments (600 °C/0.5 h) used as the source for ^{119}Sn -Mössbauer-effect (ME) experiments (absorber ^{119}Sn enriched SnO_2) as well as for ^{118}Sn -TDPAC-measurements.

Fig. 1a shows a ME pattern of the as irradiated sample. Spectra of heated samples look like this, with nearly unchanged line widths $\Gamma = (2.5 \pm 0.2)\text{mm/s}$, isomer shifts $d_{is} = -(2.53 \pm 0.06)\text{mm/s}$ and Debye-Waller factors.

The ^{118}Sn -TDPAC-measurements suffer from the superposition of the ^{120}Sn -cascade (half lives of the intermediate states: ^{118}Sn -21.7 ns, ^{120}Sn -5.5 ns). Following the numerical separation [2] of the ^{118}Sn -coincidences the time dependent anisotropies $R(t)$ were fitted

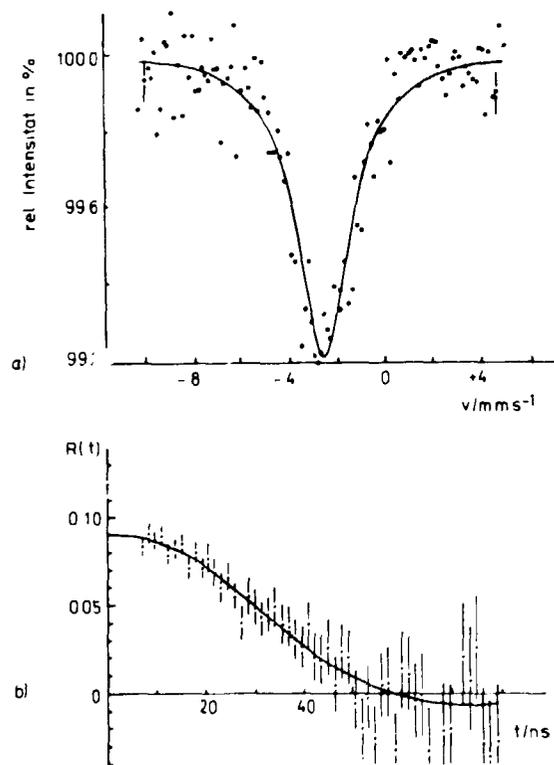


Fig. 1 a) ^{119}Sn -Mössbauer spectrum and
b) ^{118}Sn -TDPAC spectrum, as irradiated samples

by the assumption of an uniform axially symmetric quadrupole interaction (Fig. 1b).

After the thermal treatment the TDPAC-pattern was not modified. The quadrupole coupling constant ν_Q amounts to $(11 \pm 2)\text{MHz}$. Both the ^{119}Sn ME and the ^{118}Sn TDPAC measurements reflect the immediate surroundings of the implanted Sb probe nuclei. The following conclusions are obvious:

(i) Already without thermal treatments all of the probe nuclei sit in nearly uniform surroundings according to the axially symmetric field gradient (TDPAC) and the single line without any satellites due to different isomer shifts (ME).

(ii) The probes sit in thermally stable surroundings.

(iii) After the irradiation the Sb probes are placed on C-sites of the chalcopyrite structure or on positions close to uniform lattice defects, which are produced during the irradiation. This is suggested by the comparison with ^{119}Sn -ME measurements [1] the CdSnP_2 samples of which were investigated as absorbers. In the latter case we observed for the ^{119}Sn nuclei sitting on regular B-sites a considerable different isomer shift $d_{is} = +(1.58 \pm 0.02)\text{mm/s}$. Further-

more the theoretical field gradient on B-sites nearly vanishes in contrast to that on C-sites. The ν_Q -value of the ^{118}Sn -TDPAC measurements excludes therefore the regular B-position for the implanted Sb.

Annealing the samples at temperatures higher than 650 °C to crack the possible Sb-defect-bonds decomposes the chalcopyrite structure [2].

References

- [1] Schneider, F. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 92
- [2] Schneider, F., Diss. A, Bergakademie Freiberg, submitted 1983

$^{111}\text{In}(^{111}\text{Cd})$ QUADRUPOLE INTERACTION IN THE CHALCOGENIDE SPINEL CdCr_2Se_4

S. Unterricker, †M. Zvára, †P. Hlídek and F. Schneider

Bergakademie Freiberg, Sektion Physik; †Institute of Physics of the Charles University Prague

CdCr_2Se_4 and CdCr_2S_4 are semiconducting and below T_c ferromagnetic. They possess the spinel structure. Probes on sites of the divalent A-atoms have a tetrahedral environment and such on trivalent B-sites a distorted octahedral environment (point symmetry $\bar{3}m$). Therefore in the case of a regular substitution the quadrupole interaction for A-sites must vanish that for B-sites is axially symmetric.

Ref. [1] contains the results of our TDPAC-measurements with ^{111}Cd -probes in CdCr_2Se_4 and CdCr_2S_4 the ^{111}In mother nuclei of which are produced by nuclear reactions in the hosts. We mentioned two possibilities for the interpretation of the observed axially symmetric quadrupole interactions:

- (i) Most of the In atoms are situated on B-sites.
- (ii) There are well-defined stable lattice defects (anion vacancies) which are coupled to the majority of In probes on A-sites.

Vaiude et al. [2] have published TDPAC-results for magnetic hyperfine fields on ^{111}In (^{111}Cd) probes in CdCr_2Se_4 and CdCr_2S_4 at low temperatures. These data give an about 50 % substitution of the In-probes on A-sites. The ^{111}In impurities were added to the substances by synthesis (firing temperature ~ 1000 K).

To decide between (i) and (ii) our CdCr_2Se_4 sample was thermally treated at 1300 K/0.5 h in an evacuated silica ampoule and in another case at 1100 K/1 h but with added elementary Se in the ampoule (Fig. 1). In both cases we got an A-substitution for more than 50 % of the In-probes. In the high temperature case (Fig. 1b) part of nuclei finds a narrow frequency distribution around zero. A thermal treatment at 1100 K causes a time dependent anisotropy $A_2G_2(t)$ like in Fig. 1a [1].

Therefore the observed quadrupole interaction should be caused by Se-vacancies which are coupled to the In-probes. With an Se-excess the Se-vacancies are filled at considerably lower temperatures.

A simple theory gives a relation $\mathcal{V}_Q \propto d^{-3}$ (d - distance probe-defect) for the quadrupole coupling constants \mathcal{V}_Q of these probe-defect-arrangements if we compare CdCr_2S_4 and CdCr_2Se_4 . A rough measure for d is the Cd-ligand-distance.

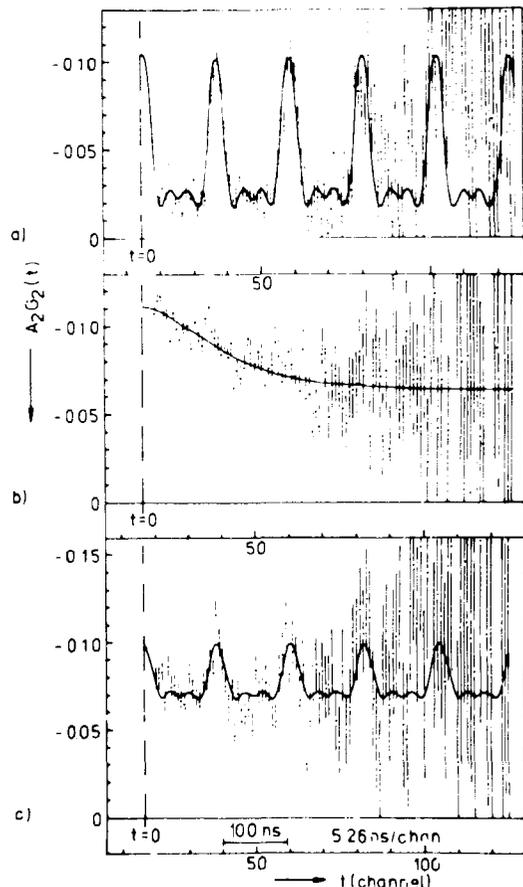


Fig. 1. Time dependent anisotropy for different sample treatments: a) 800 K/15 min, b) 1300 K/30 min, c) 1100 K/1 h with Se excess

The ratio $(d_S/d_{Se})^{-3}$ amounts to 1.17, that for \mathcal{V}_Q to 1.26 [1].

Moreover with the probe nucleus ^{77}Br (^{77}Se) the quadrupole coupling constant was determined to $\mathcal{V}_Q = 690(70)$ MHz for a ligand position.

R e f e r e n c e s

- [1] Unterricker, S. et al., phys. stat. sol. (b) 102 (1980) K 27
- [2] Vaiude, D. et al., Hyperfine Interactions 10 (1981) 873

TRENNUNG VON KOHÄRENTER UND INKOHÄRENTER RÖNTGENSTRAHLUNG MIT HILFE EINES GROSS-
FLÄCHIGEN Si(Li)-HALBLEITERDETEKTORS IN DER RÖNTGENGROSSWINKELBEUGUNG AN GLÄSERN

P. Jugelt, G. Musiol, A. Pohlers

TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Angewandte Kernphysik

G. Herms, F. Riechmann, H. Steil

Universität Rostock

Zur Bestimmung von Streukurven amorpher Stoffe, wie z.B. Gläser, die im wesentlichen nur aus leichten Elementen bestehen, hat in der Röntgengroßwinkelbeugung aus einer Reihe von Gründen /1/ die symmetrische Durchstrahltechnik unter Verwendung eines vorgeschalteten Kristallmonochromators besondere Bedeutung erlangt. Obwohl eine $K_{\alpha 1}$ -Monochromatisierung der Primärstrahlung und damit eine Verringerung in kohärenter Streuanteile erfolgt, gelingt es mit Hilfe der bisher zum Strahlennachweis verwendeten Proportionalzählrohren bzw. Szintillationsdetektoren auf Grund ihrer schlechten Energieauflösung nicht, eine Trennung der kohärenten Streuung von der inkohärenten zu erreichen /2/. Es war deshalb bisher notwendig, für die Auswertung der Beugungsdaten theoretisch berechnete Intensitätsverläufe zur Korrektur der gemessenen Werte heranzuziehen. Der Verlauf dieser Kurven erscheint insbesondere für Werte der Beugungsvariablen

$$s = 4 \pi \frac{\sin \vartheta}{\lambda} \quad (1)$$

größer 130 nm^{-1} wenig gesichert /3/. (ϑ halber Beugungswinkel, λ Wellenlänge der Primärstrahlung). Durch den Einsatz hochauflösender Halbleiterdetektoren zum Strahlennachweis ist es möglich, beide Streuanteile über weite Winkelbereiche soweit voneinander zu separieren, daß eine rechnergestützte Entfaltung möglich ist (Abb. 1).

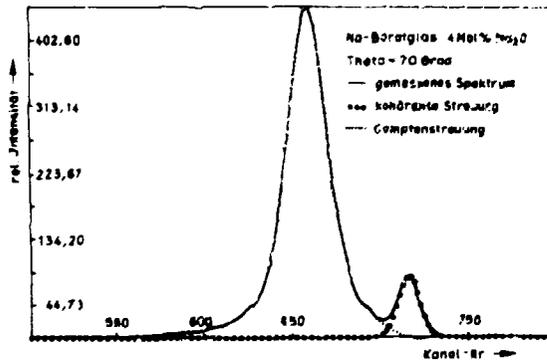


Abb. 1:
Kohärenter und inkohärenter Streuanteil, gemessen an Natriumboroglas ($\vartheta = 70^\circ$)

Der von uns genutzte Versuchsaufbau ist in Abb. 2 schematisch dargestellt.

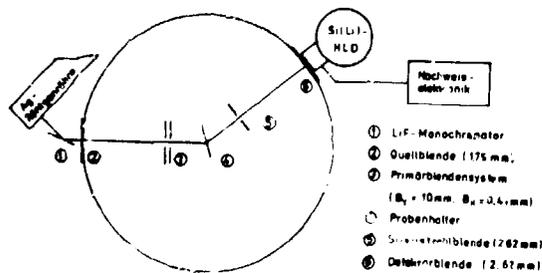


Abb 2:
Versuchsanordnung

Als Detektor wurde ein Si(Li)-Halbleiterdetektor mit einer effektiven Detektorfläche von 80 mm^2 DDR-eigener Produktion verwendet. Das Auflösungsvermögen betrug 285 eV für die $\text{MnK}\alpha$ -Strahlung. Die vollständige $\text{K}\alpha_1$ -Monochromatisierung der verwendeten Silberstrahlung wurde mit einem ebenen LiF (200)-Kristallmonochromator (Hersteller: VEB Freiburger Präzisionsmechanik) und der Begrenzung der Horizontaldivergenz erreicht. Als Proben wurden ein reines SiO_2 -Glas und ein Natriumboratglas mit 4 Mol % Na_2O ausgemessen. Die Untersuchungen erfolgten durch Vielkanalanalyse im Schrittbetrieb. Die gewonnenen Ergebnisse erlauben, für Winkel $\theta \geq 25^\circ$ zuverlässige Aussagen über den Intensitätsverlauf der inkohärenten Streuung zu treffen. Aus der geringen Änderung der Lage des Minimums zwischen beiden Streuanteilen läßt sich vermuten, daß es eine optimale Energieauflösung des Detektors gibt, bei der über einen großen Winkelbereich alle wesentlichen Anteile der inkohärenten Streuung elektronisch eliminiert werden können.

Literatur:

- /1/ Hajdn, F.; Palinken, G.: Appl. Cryst. 5 (1972) 395
- /2/ Geick, Ch.: Materialien zur Arbeitstagung "Strukturuntersuchungen an nichtkristallinen und partiellkristallinen Stoffen", Rostock (1976) 75
- /3/ Zickert, K.: "Zur Korrektur radialer Verteilungsfunktionen"
Vortrag auf der Arbeitstagung "Nichtkristalline und partiellkristalline Strukturen", Rostock, 29.4.1975

SIMULTANEOUS BRAGG AND LAUE CASE NEUTRON DIFFRACTION ON A PERFECT SILICON CRYSTAL PLATE

F. Eichhorn

Central Institute for Nuclear Research, Rossendorf

J. Kulda and P. Mikula

Institute for Nuclear Physics, Řež near Prague

A plane parallel plate with (111) orientation and a thickness of $300 \cdot 10^{-6}$ m was cut from a perfect silicon single crystal and is placed in a divergent thermal neutron beam of a wavelength of 0.109 nm. It is adjusted for an asymmetric (220) Bragg reflection, at which the diffracted beam leaves the crystal nearly parallelly to the crystal surface. According to the dynamical theory wavefields propagate into the crystal. At the exit surface the wavefields are splitted into a direct and a diffracted beam. Since the wavefields are decoupled at different surfaces (the large main face and the small side face of the plate), the diffracted beam has a fine-structure, which is analyzed by a second crystal in the symmetric Laue case at a double crystal neutron diffractometer. The diffracted beam consists of two components (see Fig. 1). If the primary beam enters the crystal under an angle of $2\theta_B - 0.74^\circ$ (θ_B - Bragg angle), then the intensity of the two partial beams is of the same order and they form together an angle of 7.8° . Screening the surfaces we determined experimentally the exit surfaces of the beams.

The component with a FWHM of 5.2° belongs to the strongly asymmetric Bragg case, whereas the component with a FWHM of 3.6° is a Laue case beam, leaving the crystal at the side face. The angle between both the beams is greater than the calculated one in the framework of conventional dynamical theory [1] but does not reach the value predicted by the theory taking into account the global curvature of the dispersion surface [2]. The difference to the last theory is caused by the great divergency of the primary beam. The coherence of the partial beams can be destroyed by defects in the lattice or at the surface of the crystal. This opens the possibility to investigate crystal defects.

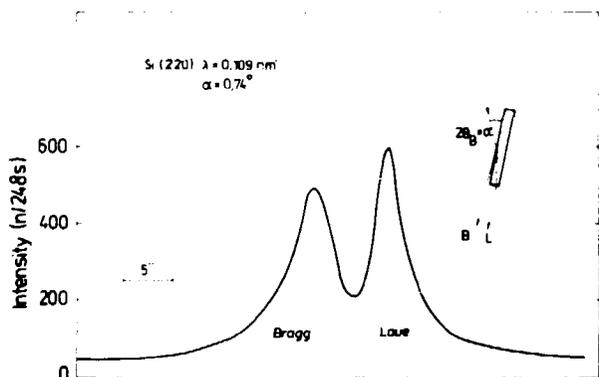


Fig. 1
Fine-structure of the diffracted beam in a strongly asymmetric Bragg case of interference.
Neutron intensity in dependence on the angle in the diffracted beam.

L i t e r a t u r e

[1] Laue, M. v., Röntgenstrahlinterferenzen, Frankfurt/Main 1960
[2] Ruetichelli, F., Phil. Mag. 31 (1974) 1

ZUM INFORMATIONSVERLUST ÜBER DIE ORIENTIERUNGSVERTEILUNGSFUNKTION (OVF) TEXTURIERTER PROBEN IN DIFFRAKTIONS-EXPERIMENTEN

Matthies, G., Helmig, K.

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

Die zentrale Aufgabe der quantitativen Texturanalyse besteht in der Reproduzierung der OVF $f(\rho)$ aus Polfiguren, die Projektionsbilder der OVF darstellen:

$$F_{\mathbf{h}_1}(\mathbf{y}) = \hat{F}(\mathbf{h}_1, \mathbf{y}, \rho) f(\rho).$$

Im normalen Streuexperiment werden jedoch nur reduzierte Polfiguren

$$\tilde{F}_{\mathbf{h}_1}(\mathbf{y}) = \hat{F}(\mathbf{h}_1, \mathbf{y}, \rho) F(\rho) = \hat{F}(\mathbf{h}_1, \mathbf{y}, \rho) \tilde{F}(\rho), \text{ mit}$$

$$\tilde{F}(\mathbf{h}_1, \mathbf{y}, \rho) = 1/2 [\hat{F}(\mathbf{h}_1, \mathbf{y}, \rho) + \hat{F}(-\mathbf{h}_1, \mathbf{y}, \rho)],$$

$$\hat{F}(\mathbf{h}_1, \mathbf{y}, \rho) \tilde{F}(\rho) = 0 \quad \text{und}$$

$$F(\rho) = \tilde{F}(\rho) + \tilde{F}(\rho) \quad \text{bestimmt.}$$

Daraus folgen in der reproduzierten OVF $\tilde{F}(\rho)$ die "gewöhnlichen Geisterphänomene", die mit dem Informationsverlust in $\tilde{F}_{\mathbf{h}_1}(\mathbf{y})$ über die Glieder mit ungeradzahigen \mathbf{l} in der Reihenentwicklung der OVF

$$F(\rho) = \sum_{\mathbf{l}=\mathbf{0}}^{\infty} \sum_{m,n=-1}^1 c_{\mathbf{l},m,n} \rho^{\mathbf{l}} \quad (\rho^{-1}), \quad \tilde{F}(\rho) \hat{=} \sum_{\mathbf{l}=\mathbf{0}(\rho)}^{\infty}$$

charakterisiert werden können [1].

Da die Symmetrie der Kristallite einer Probe auch implizit die Inversion enthalten kann (z.B. Spiegelebenen), ist es möglich, daß noch ein weiterer Informationsverlust (m-Auswahlregel) entsteht, der "Zusatzgeister" in der reproduzierten OVF bewirkt [2].

Ähnliche Effekte können auch von Seiten einer verallgemeinerten Probensymmetrie entstehen. Für eine umfassende Analyse aller möglichen Informationsverluste sind deshalb die Symmetrieeigenschaften sowohl der OVF als auch der gemessenen Polfiguren systematisch zu untersuchen, was für alle möglichen Kristallstrukturen in [3] erfolgte. Da sich die Symmetrieeigenschaften der OVF und der Polfiguren in der Regel durch unterschiedliche Punktgruppen beschreiben (im Fall der OVF-reine Drehgruppen), kann der Drehgruppenanteil der Polfigurensymmetrie eine höhere Symmetrie besitzen als die wahre OVF. In diesem Fall ist eine Geisterkorrektur \tilde{F} -Rekonstruktion von $F(\rho)$ sogar mit künstlichen Zusatzbedingungen an die reproduzierte OVF [4] ("konditionelle Geisterkorrektur") prinzipiell nicht möglich.

Aus der Untersuchung der Möglichkeiten einer Geisterkorrektur im Rahmen von Diffraktionsdaten (normale und auch anomale Streuung) ergeben sich drei Fälle: gewöhnliche (korrigierbare) sowie spezielle (korrigierbare bzw. nicht korrigierbare) Geister.

Weitere Einschränkungen für die Reproduzierbarkeit der OVF entstehen im Fall von Mischungen beider Typen enantiomorphen Kristalle.

L I T E R A T U R

[1] Matthies, G., phys.stat.sol. (b) 92, K 135 (1979)
 [2] Bunge, H.J., Helmig, G., Müller, J., J.appl.Cryst. 13, 544 (1980)
 [3] Matthies, G., Helmig, K., phys.stat.sol. (b) 112, 569 (1982)
 [4] Matthies, G., Vinel, G.W., phys.stat.sol. (b) 112, K 111, K 115 (1982)

NEUTRONENTEXTURBESTIMMUNGEN AN REGIONALMETAMORPHEN GESTEINEN (GRANULIT)

K. Feldmann, L. Drechsler

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

M. Betzl, K. Hennig, K. Walther

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

P. Bankwitz

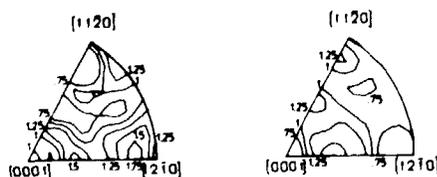
Zentralinstitut für Physik der Erde, Potsdam, Bereich Geologie

Die meisten Gesteine der Erdkruste liegen metamorph und deformiert vor, d. h. die Netzebenen der an ihrem Aufbau wesentlich beteiligten Minerale weisen durch verschiedene Regelungsmechanismen verursachte bevorzugte Raumlagen auf. Wie bei anderen Festkörpern bestehen auch bei Gesteinen bestimmte Beziehungen zwischen der Symmetrie des geologischen Körpers bzw. der daraus entnommenen Probe und der Mineralsymmetrie. Da die verschiedenen Regelungsmechanismen in den gesteinsbildenden Mineralen Druck-, Temperatur- und OH-abhängig sind (neben anderen Einflüssen), kann über Texturmessungen die Deformationsebene rekonstruiert werden - eines der Hauptziele geologischer Forschung. Die abgeleitete Orientierungsverteilung der Netzebenen wird auf lokale oder regionale tektonische Koordinatensysteme bezogen.

Die tiefere Erdkruste ist durch die Mineralassoziation der Granulitfazies gekennzeichnet, welche zur Bildung hohe Drucke und Temperaturen voraussetzt. Gesteine dieser Art treten in der DDR im Granulitmassiv nördlich von Karl-Marx-Stadt zutage. Sie bilden nach aktueller Kenntnis liegende Falten bis Decken und sind dadurch in "Schichten" unterteilt. Von diesem Modell sollten gefügekundliche Bearbeitungen des Granulitmassivs ausgehen.

Eine relativ quarzreiche Variante des Granulits (3. Teilstruktur) ist am IER-30 des VIK Dubna auf die Quarztextur hin untersucht worden. Die geringen Unterschiede in den Regelungsintensitäten spiegeln die Tendenz zur axialsymmetrischen Deformation wider, was am Gestein durch die Undeutlichkeit der Lineation auch unmittelbar zum Ausdruck kommt. Es handelt sich um α -Quarz (trigonal, enantiomorph). Die niedrige Mineralsymmetrie machte eine größere Anzahl von Polfiguren erforderlich, um die Textur genauer bewerten zu können. Es wurden neben Polfiguren auch inverse Polfiguren und die Orientierungsverteilungsfunktion ermittelt. Die Regelungsintensität des Quarz ist relativ gering. Ausgehend von den inversen Polfiguren (Abb. 1) ist die Regelung nach (0001), dem Prisma und dem Rhomboeder (2021) deutlich, wobei Prisma und Basis die dominierenden Flächen der Translationbewegung sein dürften, ohne daß ausschließlich auf sie die Bewegung konzentriert war.

Der Übergang von einer Regelung nach (0001) zur Regelung nach dem Prisma entspricht einem Übergang von der ebenen Deformation zur Plättung, der sich etwa bei 6 kbar und 600° vollzieht; zunehmender Wassergehalt reduziert die Temperaturgrenze. Der aus den Messungen sichtbare relativ hohe Anteil der Bewegung nach dem Prisma spricht dafür, daß die angegebene Temperatur fast erreicht wurde (thermobarometrische Untersuchungen liefen parallel und ergänzten die Aussagen über die Bildungsbedingungen der Deformationsgefüge der Granulite).



Die Auswertungen haben deutlich gemacht, daß die Methode für die Erfassung des speziellen Typs geologischer Deformationen und ihrer Bildungsbedingungen sehr geeignet ist.

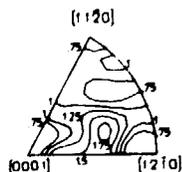


Abb. 1: Inverse Polfiguren

oben links: der tektonischen Achse c
oben rechts: der tektonischen Achse b
unten: der tektonischen Achse a

NEUTRONENTEXTURUNTERSUCHUNGEN AN KONTAKTMETAMORPHEN GESTEINEN (MAGNETITSKARNE)

H. Kämpf, S. Siegesmund, G. Andrehs
Zentralinstitut für Physik der Erde Potsdam, Bereich Geologie
M. Betzl, K. Walther
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Am RFR wurden erstmals geologische Proben mittels Neutronentexturanalyse untersucht. Die Arbeiten tragen Testcharakter. Das Ziel bestand darin:

- methodische Erfahrungen zur Anwendung der Neutronentexturanalyse auf geologische Fragestellungen und Proben zu sammeln und
- erste quantitative Ergebnisse zur Textur des Magnetitgefüges der Gesteine in Abhängigkeit von geologischen Bildungsgesetzmäßigkeiten zu erhalten.

Es wurden zwei Typen von kontaktmetamorphen Gesteinen aus Grundgebirgseinheiten der DDR bearbeitet:

- (1) prävariszische Magnetitskarne, die altpaläozoisch gebildet wurden (Alter: 500 bis 530 Mio. a) und denen durch die variszische Tektonogenese eine epigenetische Metamorphosetextur aufgeprägt ist und
- (2) variszische Magnetitskarne, die nach der variszischen Tektonogenese entstanden sind (Alter: 280 bis 300 Mio. a), d. h. nicht überprägt wurden und damit höchstens eine syngenetische Wachstumstextur aufweisen können.

Nach /1/ zeigen die Magnetitkörner der Proben von Typ 1 eine deutliche Formanisotropie parallel b . Die Längen-Breiten-Verhältnisse in b -parallelen Schnittlagen betragen 1,7 : 1 bis 2 : 1. Demgegenüber weisen die Magnetitkörner der Proben von Typ 2 keine Vorzugsorientierung und keine Formanisotropie auf. Mehr läßt sich mit herkömmlichen geologischen Methoden zur Textur der Magnetitskarne nicht aussagen.

Quantitative Angaben zur kristallographischen Orientierung des Magnetitgefüges sind nur mit Röntgen- oder Neutronentexturanalyse zu erbringen /2/. Die Neutronentexturuntersuchungen am RFR brachten folgende Ergebnisse:

Methodische Resultate

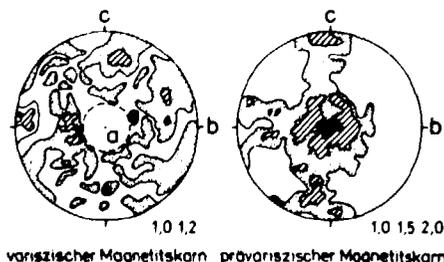
Insgesamt wurden 5 Proben untersucht, von denen sich nur zwei für Neutronentexturuntersuchungen eigneten. Das hat folgende Gründe:

- Die Proben enthalten 3 bis 5 Hauptmineralphasen. In einigen Neutronenspektren werden Braggreflexe des Magnetit durch solche anderen Minerale überlagert und sind dadurch konventionellen Diffraktionsuntersuchungen entzogen.
- Der Magnetitgehalt einiger Proben lag unter 20 %. Die Braggreflexe wurden zu klein für eine quantitative Texturanalyse.

Die untersuchten Gesteine weisen trikliner Probensymmetrie auf (Normalfall für geologische Proben). Damit nimmt der Zeitbedarf für die Messung von Gesteinen im Vergleich zu metallkundlichen Proben, die häufig eine orthorhombische Probensymmetrie aufweisen, um mindestens das Vierfache zu.

Inhaltliche Resultate

Es wurden $\{111\}$ -Polfiguren von je einer Probe der beiden Typen gemessen (Abb. 1). In Abbildung 1 gewinnt man einen ersten quantitativen Eindruck zur Textur der untersuchten Gesteine. Es zeigt sich wie erwartet bei Typ 1 ein klarer Textureffekt, während Typ 2, wenn überhaupt, nur schwach kristallographisch geregelt erscheint.



/1/ U. JOSIGER u. a., Preitberger Forsch.-H., R C, in Druck

/2/ P. MÜLLER, H. SIEMES, Neues Jb. Mineral. Abh. 117, 33 (1972)

Abb. 1: $\{111\}$ -Polfiguren (Magnetittextur) von kontaktmetamorphen Gesteinen unterschiedlichen Alters

NEUTRONENDIFFRAKTIONSUNTERSUCHUNGEN AN AMORPHEM $Fe_{80}P_{13}C_7$

W. Matz, K. Hennig

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

A. Besrukov, V. Serebrjakov

Institut für Festkörperphysik Chernogolovka, UdSSR

Amorphe Bänder des Systems $Fe_{80}P_{13}C_7$ wurden für 3 verschiedene Behandlungszustände untersucht. Es sollte geklärt werden, wie groß die dabei auftretenden Unterschiede im statischen Strukturfaktor $S(Q)$ und in der reduzierten Atomverteilungsfunktion $G(r)$ sind. Für folgende 3 Proben wurde mit Neutronendiffraktion $S(Q)$ im Q -Bereich von $12,5$ bis 94 nm^{-1} gemessen:

- 0 - frisch abgeschreckte Probe
- 1 - thermisch behandelte Probe (Aufheizung auf $300 \text{ }^\circ\text{C}$ und langsame Abkühlung)
- 2 - thermo-magnetisch behandelte Probe (thermische Behandlung wie 1 und Abkühlung im Magnetfeld von $500e$)

Zur Bestimmung des statischen Strukturfaktors $S(Q)$ wurden die Rohdaten auf Vielfachstreuung, inelastische Streubeiträge und inkohärente Streuung korrigiert. Die Normierung des $S(Q)$ erfolgte nach /1/ unter Verwendung des Dichtewertes von $\rho_0 = 6,97 \text{ gcm}^{-3}$ /2/. Abb. 1 zeigt die erhaltenen Strukturfaktoren, die sich für $Q > 50 \text{ nm}^{-1}$ nicht mehr voneinander unterscheiden. Für kleine Q wird durch die Behandlung das erste Maximum erniedrigt, während sich gleichzeitig ein Vormaximum andeutet. Abb. 2 zeigt die aus $S(Q)$ durch Fouriertransformation gewonnenen reduzierten Atomverteilungsfunktionen $G(r)$. Es ist zu sehen, daß die Veränderungen durch die Behandlung gering sind. Für die erste Nachbarschaftssphäre wurden die Koordinationszahlen Z_1 aus $G(r)$ bestimmt. Probe 0: $Z_1 = 11,8$; Probe 1: $Z_1 = 11,72$; Probe 2: $Z_1 = 11,51$. Die Ergebnisse für Probe 0 stimmen weitestgehend mit früheren Röntgenstrukturuntersuchungen überein /2/.

/1/ J. Krogh-Moe, Acta Cryst. 2, 951 (1956)

/2/ S.C.H. Lin, P. Duwez, phys. stat. sol. 34, 469 (1969)

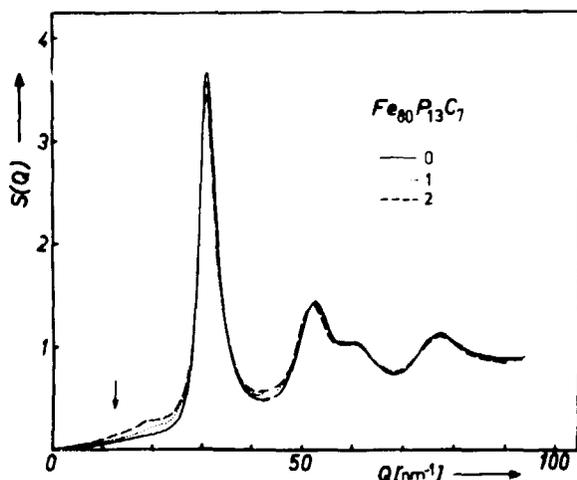


Abb. 1: Strukturfaktoren von $Fe_{80}P_{13}C_7$

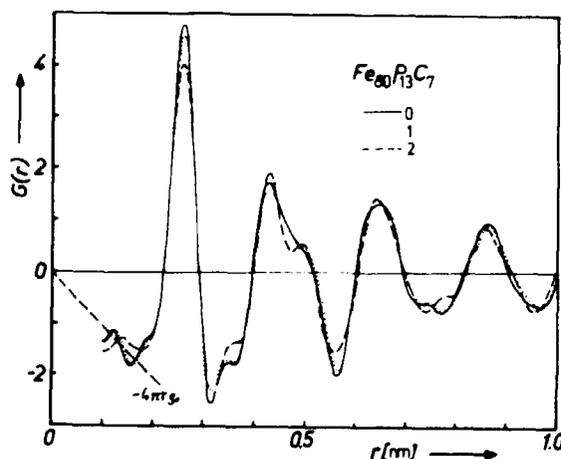


Abb. 2: Aus den Strukturfaktoren von Abb. 1 berechnete reduzierte Atomverteilungsfunktionen

STRUKTURUNTERSUCHUNGEN AN FLÜSSIGEN Ga-Te-LEGIERUNGEN MIT NEUTRONENDIFFRAKTION

A. Müller, W. Hoyer, M. Wobst

TH Karl-Marx-Stadt, Sektion Physik/Elektronische Bauelemente

W. Matz

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Um Aussagen über Assoziatbildungen in schmelzflüssigen Legierungen zu erhalten, wurde der statische Strukturfaktor $S(Q)$ von flüssigen $\text{Ga}_x\text{Te}_{1-x}$ -Legierungen ($x=0; 0,14; 0,286; 0,4; 0,429; 0,5; 0,65; 0,7; 0,8; 0,9; 1$) bei einer Temperatur von 1170 K mit Neutronendiffraktion bestimmt.

Für jede Probe wurde eine Kurve der gestreuten Neutronen im Bereich $Q=14-94\text{nm}^{-1}$ ($Q=4\pi\sin\theta/\lambda$) bei konstanten Winkelschritten $\Delta(2\theta)=10'$ aufgenommen. Zur Ermittlung der reinen Probenstreuintensität I_{korr} mußten die experimentellen Daten I_{PGH} bezüglich der Streubeiträge von Probengefäß (G) und Heizer (H) korrigiert werden.

$$I_{\text{korr}} = \frac{1}{A_{\text{P,PGH}}} \left\{ I_{\text{PGH}} - \frac{A_{\text{G,PGH}}}{A_{\text{G,GH}}} I_{\text{GH}} - \frac{1}{A_{\text{H,H}}} \left(A_{\text{H,PGH}} - \frac{A_{\text{H,GH}} \cdot A_{\text{H,PGH}}}{A_{\text{G,GH}}} I_{\text{H}} \right) \right\}$$

Die Koeffizienten $A_{i,j}$ wurden nach dem Formalismus von Poncet /1/ berechnet.

Abb. 1 zeigt für ein Beispiel die verschiedenen experimentellen Intensitäten. Die auftretenden scharfen Peaks sind Braggreflexe Niobheizers. Der Strukturfaktor $S(Q)$ ist durch folgende Beziehung gegeben:

$$S(Q) = \frac{1}{\langle b \rangle^2} \left\{ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{coh}} - (\langle b^2 \rangle - \langle b \rangle^2) \right\}$$

mit $\langle b \rangle = c_1 b_1 + c_2 b_2$; $\langle b^2 \rangle = c_1 b_1^2 + c_2 b_2^2$. Die b_i sind die kohärenten Streulängen der Atome und c_i die Atomkonzentrationen. Um aus I_{korr} den kohärenten differentiellen Streuquerschnitt $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{coh}}$ zu bestimmen, müssen inkohärente Streuung, Vielfachstreuung /2/ und inelastische Streubeiträge /3/ abgezogen werden. Weiterhin ist eine Normierung der Streukurven notwendig, die nach dem Verfahren von Krogh-Moe /4/ erfolgte. Die Normierung mit einer Vanadiummessung führte zu keinem zufriedenstellenden Ergebnis.

Abb. 2 zeigt für einige repräsentative Legierungszusammensetzungen die gewonnenen Struktur faktoren.

/1/ P.F.J. Poncet, ILL-Report 77P015S, Grenoble 1977

/2/ I.A. Blech, B.L. Averbach, Phys. Rev. 137A, 1113 (1965)

/3/ J.L. Yarnell et al., Phys. Rev. A 7, 2130 (1973)

/4/ J. Krogh-Moe, Acta Cryst. 2, 951 (1956)

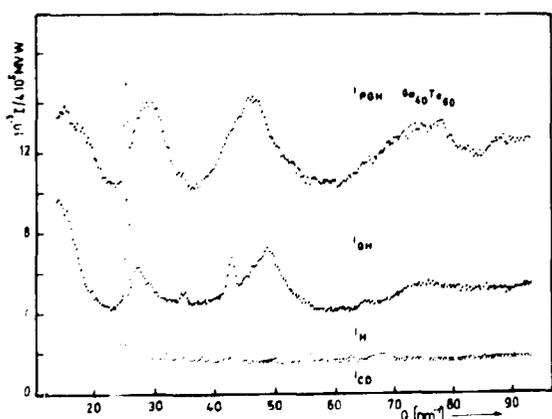
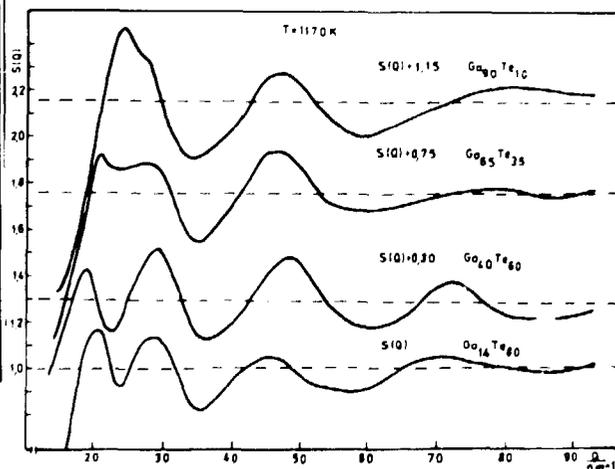


Abb. 1



Erläuterungen siehe Text Abb. 2

BESTIMMUNG VON QUALITÄTSPARAMETERN DER ROHBRAUNKOHLE

B. Heinrich, G. Muciol, U. Richter

TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Angewandte Kernphysik

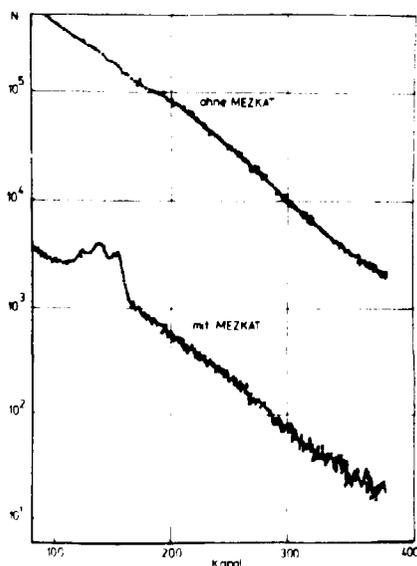
Mit einer geplanten Förderleistung von jährlich 300 Mill. Tonnen stellt die DDR den größten Braunkohlenförderer der Welt dar. Eine qualitätsgerechte Verteilung der Kohlezüge an die Hauptabnehmer Kraftwerk und Brikettierfabrik erfordert die Kenntnis der Kohleparameter Heizwert und Aschegehalt in Zeiten kleiner als 10 Minuten von einer möglichst großen, repräsentativen Probenmenge. Daher werden kontinuierlich am Hauptband in Tagebauen arbeitende Analysenverfahren angestrebt.

Für die einzelnen Abbaugelände können Korrelationsfunktionen zwischen Elementgehalten und Kohleparametern gefunden werden /1/. Als neues Verfahren wurde die unelastische Neutronenstreuung ($n, n'\gamma$) hinsichtlich ihrer Eignung zur Elementgehaltsbestimmung untersucht. Als intensive Quelle energiereicher Neutronen wurde ein COCKROFT-WALTON-Generator verwendet. In ersten Messungen wurden die herkömmlichen Methoden auf Anwendbarkeit geprüft. Mit einer sogenannten Vorwärtsstreuengeometrie konnten als kleinste statistische Fehler in 10 Minuten bei Messungen mit einer Graphitprobe von ca. 10 kg 2 % erreicht werden. Messungen zur Kohlenstoffbestimmung mit gepulstem Generator zur Unterdrückung der γ -Strahlung aus Neutroneneinfangprozessen konnten nach dem Bau eines Plasma-Pulsungssystems durchgeführt werden. Rechnungen zum Meßeffect bei der aktivierungsanalytischen Bestimmung von Kohlenstoff zeigten, daß die zu erwartenden Zählraten um 1 s^{-1} liegen. Da alle diese Verfahren die Forderung nach einem schnellen und genauen Analyseverfahren nicht erfüllen können, wurde ein neuer Weg beschritten.

Zur Reduzierung des bei den Messungen auftretenden Strahlungsuntergrundes erfolgt die Impulsauswahl mit Hilfe der Methode der zeitlich korrelierten assoziierten Teilchen (MEZKAT) /2/. Angaben zu Meß- und Bestrahlungsgeometrie sowie elektronischer Realisierung sind /3/ zu entnehmen.

Abbildung 1 zeigt den Unterschied zwischen einem direkt und einem mit der MEZKAT aufgenommenen Spektrum unter sonst gleichen Bedingungen.

Abb. 1: Vergleich von Spektren mit und ohne MEZKAT unter gleichen Versuchsbedingungen



Für Graphitproben sind Peak/Untergrund-Verhältnisse von zwei erreichbar. Es konnte in Übereinstimmung mit MONTE-CARLO-Rechnungen gezeigt werden, daß die Sättigungsdicke für Graphit ca. 50 cm beträgt. Für erste Messungen wurden Braunkohleproben durch SiO_2 -Graphit-Gemische simuliert und die Meßeffecte von den Elementen Kohlenstoff, Sauerstoff und Silicium bestimmt. Für Kohlenstoff sind die Ergebnisse in Abbildung 2 dargestellt.

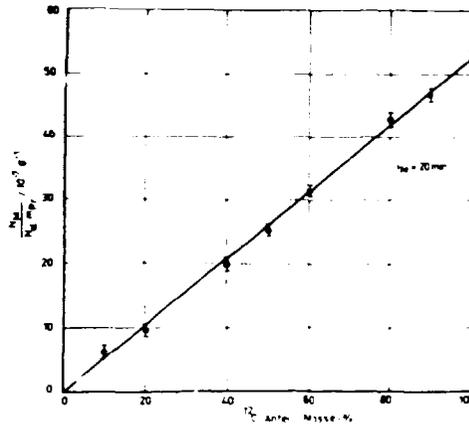


Abb. 2: Ergebnisse der Kohlenstoffbestimmung

Die Nachweisgrenze (doppelte Standardabweichung des meßeffectfreien Untergrunds) beträgt 2,8 g bei Probemassen von 150 g in 10 Minuten. Erste Messungen in realen Kohleproben mit Kohlenstoffgehalten um 50 % ergaben Abweichungen vom chemisch bestimmten Wert um 3 Masse-%.

Zur Erhöhung des Meßeffects durch Konusvergrößerung und zum Einsatz eines Ge(Li)-Detektors werden Untersuchungen durchgeführt.

Literatur:

- /1/ C.G. Clayton, M.R. Wormald: IAEA-CN-40/119
- /2/ Le Chi Than: Dissertation TU Dresden, Sektion Physik, 1981
- /3/ B. Heinrich, G. Musiol, U. Richter: eingereicht in Isotopenpraxis

NEUTRONENINDUZIERTE DEFOKTCLUSTERGEBIETE IN SILIZIUM

Geßner, T.

Technische Hochschule Karl-Marx-Stadt

Pasemann, M.

Institut für Festkörperphysik und Elektronenmikroskopie Halle

Schmidt, B.

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die Beschreibung von Defektclustergebieten, hervorgerufen durch schnelle Neutronen, erfolgt auf der Grundlage eines Modells in Analogie zur Strahlenschädigung bei Ionenimplantation von Si^+ in Si. Dabei findet das PKA-Konzept [1] Anwendung, nach dem bei der Bestrahlung von Si mit schnellen Neutronen primäre Stoßprozesse der Neutronen mit Si-Atomen von sekundären Si-Stoßkaskaden unterschieden werden. Die mittlere Energie der PKA's ("primary knock-on atoms") \bar{E}_{Si} kann in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E_n nach [2] berechnet werden. Es wird vorausgesetzt, daß nach primärer Wechselwirkung die Si-Atome in sekundären Stoßkaskaden als Ionen mit der Energie \bar{E}_{Si} mit den Si-Gitteratomen wechselwirken, so daß die sekundären Wechselwirkungsprozesse analog zur Ionenimplantation von Si^+ -Ionen in Si beschrieben werden können.

Nach der LSS-Theorie werden die mittleren projizierten Reichweiten R_p der Si^+ -Ionen und nach der SIGMUND-Theorie [3,4] die Strahlenschädigungereichweiten ΔR_{ps} in transversaler (Y)-und longitudinaler (X)-Richtung zur Bewegungsrichtung der Si^+ -Ionen berechnet. Zur Bestimmung der Größe der Defektclustergebiete wird definiert, daß die Länge l eines Zylinders gleich der longitudinalen $\Delta R_{ps,x}$ und der Durchmesser D gleich der transversalen mittleren Standardabweichung $\Delta R_{ps,y}$ der Strahlenschädigungsverteilung bei einer Si^+ -Implantation in Si ist. In Tabelle 1 sind die Clusterparameter (D, l) und das Clustervolumen bei zwei charakteristischen Neutronenenergien berechnet worden.

Tabelle 1

Parameter eines durch schnelle Neutronen hervorgerufenen Defektclusters

$E_n \approx 0,7$ MeV wahrscheinlichste Neutronenenergie } wassermoderierter
 $E_n \approx 2,0$ MeV mittlere Neutronenenergie } Kernreaktor

E_n /MeV	\bar{E}_{Si} /keV	R_p /nm	l/nm	D/nm	V_c /cm ⁻³
0,7	47	62,2	15,6	8,8	$1,13 \times 10^{-18}$
2,0	133	190,4	51,6	16,9	$1,16 \times 10^{-17}$

Zur Bestätigung des Modells wurden hochauflösende TEM-Untersuchungen an neutronenbestrahltem ($\Phi_n = (5...6) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) $\langle 110 \rangle$ -Silizium durchgeführt. Die erstmaligen TEM-Aufnahmen [5] von neutroneninduzierten Defektclustern zeigen, daß diese aus Leerstellenanhäufungen bestehen. Dabei nimmt die Tendenz zur Ausbildung von teilweise amorphen Gebieten mit steigender Clustergröße zu. Weiterhin wurde festgestellt, daß die Clustergebiete keine sphaerische Form besitzen und daß die berechneten Parameter, insbesondere der Zylinderdurchmesser bei $E_n = 0,7$ MeV, eine gute Übereinstimmung mit den TEM-Aufnahmen zeigen.

L i t e r a t u r

[1] Wood, S. et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-28, N^o 6, (1981) 4107
 [2] Sigmund, P., Appl. Phys. Lett. 14 (1969) 114
 [3] Sigmund, P. et al., Proc. Int. Conf. on Application of Ion Beam Semiconductor Technology, (ed. P. Gertin) Grenoble (1967) 215
 [4] Sigmund, P. et al., Radiation Effects 11 (1971) 39
 [5] Geßner, T. et al., phys. stat. sol. (b) (zur Veröffentlichung eingereicht)

BESTIMMUNG DER Li-, Na-, F- UND Mn-VERTEILUNG IN EINER MANGANKNOLLE

U. Wolf, J. Vogt und G. Otto

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB AKP

P. Opitz

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Geophysik

Mangankonkretionen sind größtenteils aus Mn- und Fe-Hydroxiden bestehende konzentrisch gewachsene Mineralaggregate, die als Ausfällung im oxydierenden Bereich verschiedener Lösungen entstehen können. Die umfangreichen Vorräte der "Knollen" auf dem Meeresboden mit ihren hohen Gehalten an Ni, Cu und Co machen sie wirtschaftlich interessant. Ihre Entstehung ist aber noch weitgehend unbekannt. Die Bestimmung der Elementverteilung in der Knolle stellt einen Beitrag zur Klärung des Ablagerungsmechanismus und der Anreicherungsprozesse unterschiedlicher Metalle in den Knollen dar und erlaubt Rückschlüsse auf die prähistorischen chemischen Verhältnisse im Ozean.

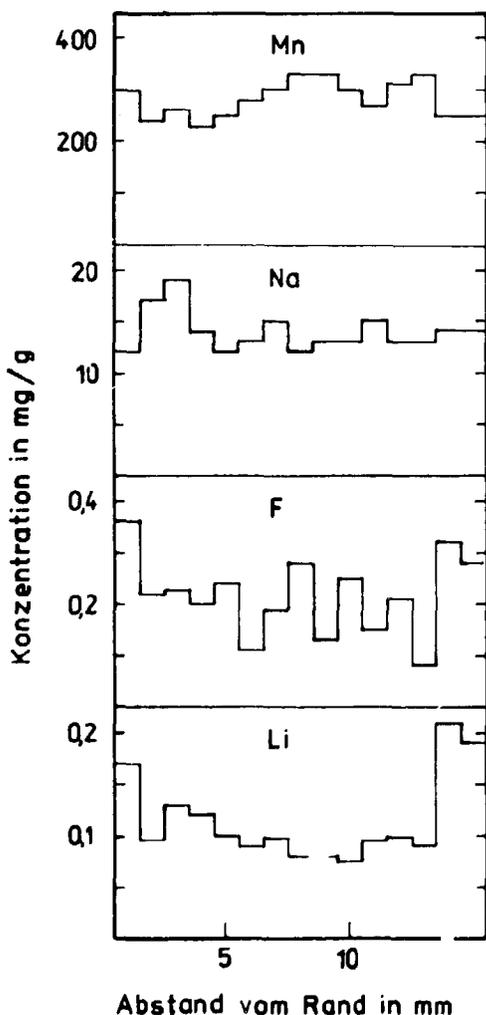


Abb. 1

Gemessene radiale Elementverteilung in einer Manganknolle

Die Messung erfolgte durch punktweise Bestrahlung eines Knollenquerschnittes mit einem auf 1 mm ausgeblendetem Protonenstrahl ($E_p = 1700$ keV) bei mittleren Strahlströmen von 50 nA, wobei pro Meßpunkt eine Ladungsmenge von $100 \mu\text{C}$ akkumuliert wurde. Die emittierte Gammastrahlung wurde mittels $55\text{-cm}^3\text{-Ge(Li)}$ -Detektor und VKA NTA 1024 energetisch spektrometriert.

Zum Elementnachweis wurden die Kernreaktionen: ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$, ${}^{19}\text{F}(p,p'\gamma){}^{19}\text{F}$, ${}^{23}\text{Na}(p,p'\gamma){}^{23}\text{Na}$ und ${}^{55}\text{Mn}(p,p'\gamma){}^{55}\text{Mn}$ genutzt.

Die Ermittlung der Konzentration erfolgte durch Vergleich der gemessenen Ausbeuten mit denen entsprechender Standards unter Berücksichtigung des unterschiedlichen Bremsvermögens [1]. Die bei Protonenbeschuß des Knollenmaterials auftretende Dehydratation wurde durch separate Messungen bestimmt und korrigiert [2,3].

Die in Abb. 1 dargestellten Ergebnisse zeigen Unterschiede der Elementkonzentration in den verschiedenen konzentrischen Lagen. Besonders deutlich heben sich die Rand- und Kernbereiche von den Zwischenlagen ab, wodurch ein Wechsel der chemischen und physikalischen Ablagerungsbedingungen an der Grenze zum Kern und diagenetische Prozesse im Randbereich vermutet werden können.

Literatur

- [1] Deconninck, G. et al., J. Radioanal. Chem. 12 (1972) 189
- [2] Wolf, U., Diplomarbeit. KMU Leipzig, 1982
- [3] Vogt, J., Dissertation A. KMU Leipzig, 1982

WASSERSTOFFKONTAMINATION IN DÜNNEN AUFGEDAMPFTEN KOHLENSTOFFSCHICHTEN

D. Lehmann

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Yu.G. Mashkarov

Gorki-Universität Charkov, UdSSR

C. Helser

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Nach Poore [1] enthalten Kohlenstofftargets merkliche Anteile von Wasserstoff. Um diese Feststellung zu quantifizieren, haben wir ca. 100 nm dicke Kohlenstoffschichten (freitragend bzw. auf Al-Unterlage) untersucht, die in einer Bogenentladung zwischen Kohleelektroden im Hochvakuum (etwa 10^{-3} Pa) hergestellt wurden. Zur Bestimmung der Konzentration und des Tiefenprofils der Wasserstoffverteilung in oberflächennahen Bereichen setzten wir die Kernreaktion ${}^1\text{H}({}^{19}\text{F}, \alpha \gamma){}^{16}\text{O}$ [2] ein, die u.a. bei einer Strahlenergie der Fluorionen von 16,44 MeV eine ausgeprägte, 89 keV breite isolierte Resonanz besitzt. Zur Verbesserung der Tiefenauflösung wählten wir einen Strahleinfall unter 70° zur Targetnormalen. Die γ -Strahlung (Energiefenster 3 bis 7,2 MeV) aus der Abregung im ${}^{16}\text{O}$ -Kern wurde mit einem NaJ(Tl)-Detektor unter einem Winkel von 90° gemessen.

Abb. 1 zeigt die gewonnene Anregungskurve sowohl für das Kohlenstofftarget, als auch für eine Vergleichsprobe ($10^{17}\text{H}^+/\text{cm}^2$, implantiert mit 15 keV in Si). Beide Targets liefern einen ausgeprägten Wasserstoffpeak unmittelbar an der Oberfläche. Beim Kohlenstoff setzt sich diese Verteilung auch noch in der Probe bis zu 70 nm Tiefe (senkrecht zur Oberfläche) fort. Aus Streumessungen an freitragenden C-Schichten vergleichbarer Dicke kann ein oberflächlicher Wasserfilm weitgehend ausgeschlossen werden, da diese Schichten bei mehr als 30 Atom-% Wasserstoffanteil nur Spuren von Sauerstoff im Rückstreupektrum zeigten [3]. Es liegt deshalb nahe, das Vorhandensein des Wasserstoffs in den so hergestellten C-Schichten auf den Herstellungsprozeß der Targets zurückzuführen.

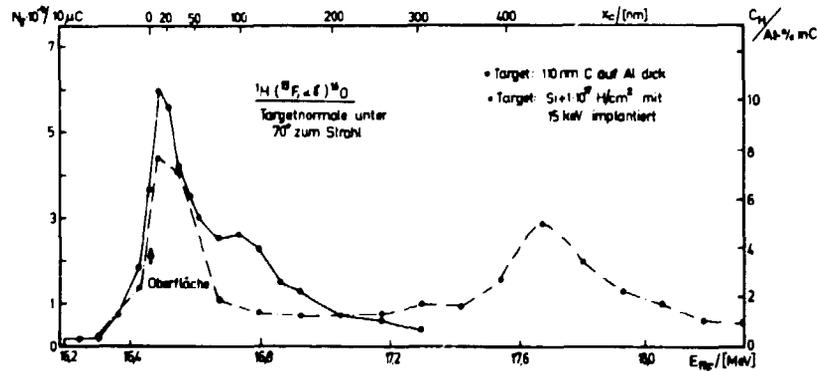


Abb. 1

Bestimmung der Konzentration und Tiefenverteilung von Wasserstoff in einer auf Aluminium aufgedampften Kohlenstoffschicht mit der Resonanzreaktion ${}^1\text{H}({}^{19}\text{F}, \alpha \gamma){}^{16}\text{O}$. Bei der Eichung der Konzentrationsskala mit Hilfe eines ${}^1\text{H}$ -implantierten Si-Targets wurde der Einfluß der Resonanz bei 17,6 MeV Projektilenergie berücksichtigt.

Literatur

[1] Poore, R.V. and R.M. Williamson, Rev. Sci. Instrum. **36** (1965) 1051

[2] Gippner, P. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 112

[3] Wadewitz, U. und E. Wagner, Belegarbeit zum Forschungspraktikum, KMU Leipzig 1982

RRSSIM - EIN PROGRAMM ZUR MODELLIERUNG VON RUTHERFORD-RÜCKSTREUSPEKTREN

H.-E. Zschau, Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Das Programm dient der Modellierung von Rutherford-Rückstreuenspektren dünner Schichten mit und ohne Substrat. Abb. 1 zeigt nach [1] das prinzipielle Vorgehen am Beispiel dreier Schichten gegebener Dicke und Elementkonzentration.

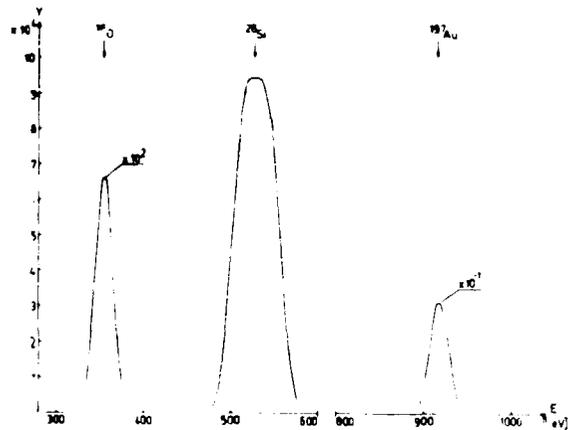
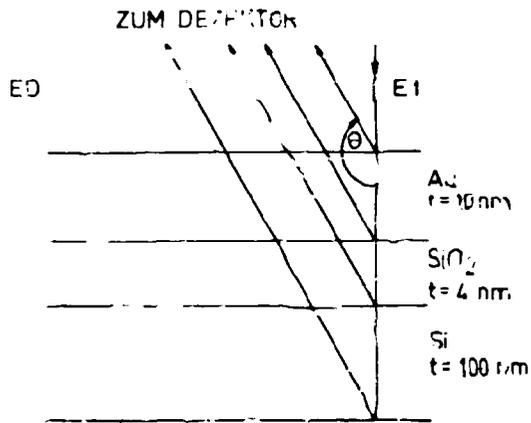


Abb. 1

Modellschichtfolge zur Berechnung des Rutherford-Rückstreuenspektrums (nicht maßstäblich). E_1 - Stoßenergie, E_D - Registrierenergie der zur Analyse verwendeten Teilchen, t - Schichtdicke

Abb. 2

Berechnetes Rückstreuenspektrum von 1-MeV-Heliumionen an der Schichtfolge aus Abb. 1. (Rückstreuwinkel $\Theta = 170^\circ$, Ladungsmenge 20 μC , Detektorraumwinkel $\Omega = 4,11$ msterad)

Das in FORTRAN geschriebene Programm realisiert:

1. Eine Unterteilung der Schichten in Mikroschichten zur besseren Berücksichtigung des Bremsvermögens als Funktion der Projektilenergie sowie einer realistischen Berechnung des Spektrums. Das Bremsvermögen wird nach Ziegler [2] bestimmt.
2. Die Berechnung des Vektors E_1 der aktuellen Streuenergie für jede Mikroschicht im L-System.
3. Für jedes Element der Schichtfolge bei gegebenem Rückstreuwinkel
 - die Berechnung der Rückstreausbeute für jede Mikroschicht
 - die Berechnung der Registrierenergie E_D der Teilchen im Detektor
 - das Sortieren der Energiewerte E_D sowie der zugehörigen Ausbeuten in einem "Vielkanalanalysator" gegebener Kanalzahl und Kanalbreite.
4. Die Addition der Einzelspektren.
5. Die Glättung des erhaltenen Spektrums mit der Detektorauflösungsfunktion, wobei ein Gauß-Filter Anwendung findet.

Energiestraggling wird nicht berücksichtigt.

Abb. 2 zeigt das modellierte Rückstreuenspektrum für He-Ionen der Einschussenergie $E = 1$ MeV an der Modellschichtfolge aus Abb. 1.

Literatur

- [1] Ziegler, J.F. et al. In: Ion Beam Surface Layer Analyses, vol. 1, 163
Ed. O. Meyer, G. Linker, F. Köppler. New York: Plenum Press 1976
- [2] Ziegler, J.F.: The Stopping and Ranges of Ions in Matter, vol. 4: Helium.
New York: Pergamon Press 1977

UNTERSUCHUNGEN ZUR GITTERAUFWEITUNG VON GALLIUMPHOSPHID-EINKRISTALLEN BEIM BESCHUSS MIT ENERGIEREICHEN MITTELSCHEWEREN IONEN

C. Ascheron^X, Yu. G. Mashkarov^{XX}, G. Otto^X und S. A. Karamian^{XXX}

^X Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

^{XX} Gorki-Universität Charkov

^{XXX} VIK Dubna, Labor für Kernreaktionen

Während des Ionenbeschusses von Einkristallen entstehen Defekte, die zu Gitterverspannungen führen. Diese können z. B. durch röntgenographische Messungen nachgewiesen werden /1/. Die für den Protonenbeschuss von GaP mittels des protoneninduzierten Kossel-effekts "in situ" durchgeführten ausführlichen Untersuchungen zur Gitteraufweitung /2, 3/ wurden auf den Bereich der Schädigung durch schwerere energiereiche Ionen erweitert (s. Tabelle 1).

Darüber wurde ein breites Spektrum von Inzidenzionen (bis $Z = 20$), Ionenenergien (bis $E = 175$ MeV) und Dosen (bis 10^{19} cm⁻²) betrachtet. Da die mittleren Eindringtiefen der Ionen größer als $4 \mu\text{m}$ waren und die Kossel-effektuntersuchungen jedoch nur Aussagen über eine oberflächenschicht von ca. $1 \mu\text{m}$ Dicke liefern, lag das Maximum der Strahlenschädigung nicht im Analysierbereich. Das beobachtete Auftreten scharfer Kosselreflexe läßt den Schluß zu, daß im untersuchten Gebiet eine relativ gleichmäßige Gitteraufweitung vorliegt. Während der untersuchte Dosisbereich bei der H⁺- und He⁺-Bestrahlung bis weit in den Sättigungsbereich hinein ausgedehnt und identische Sättigungswerte ($\Delta d_{\text{sat}} \approx 1 \cdot 10^{-3}$ nm) festgestellt wurden, konnten die Messungen bei den schwereren Ionen noch nicht so weit geführt werden.

Beim Vergleich der Anstiegsbereiche der Aufweitungsfunktionen fällt deren qualitative Übereinstimmung auf. Die gemessenen Aufweitungsfunktionen unterscheiden sich offenbar nur um konstante Dosisfaktoren, wobei zur Erzeugung identischer Aufweitungen um so geringere Dosen D nötig sind, je schwerer und langsamer die Ionen sind. Diese Faktoren zur Erzeugung identischer Aufweitung werden in Tab. 1 in der Spalte $D_{\text{H}^+}/D_{\text{Ion}}$ ($\Delta d = \text{const}$) genannt.

Tabelle 1 Vergleich der experimentellen Ergebnisse (3. Zeile) mit theoretischen Werten (4. Zeile)

Ion	⁴⁰ Ar	³¹ P	²⁰ Ne	²² Ne	⁴ He	¹ H
Energie (MeV)	24	31	12	175	1,3	1,0
$D_{\text{H}^+}/D_{\text{Ion}}$ ($\Delta d = \text{const}$)	700	400	300	20	20	1
$\sigma_{\text{Ion}}^d / \sigma_{\text{H}^+}^d$	900	380	270	16	20	1

Die ermittelten Dosisverhältnisse werden befriedigend beschrieben durch die entsprechenden unterschiedlichen Querschnitte σ^d für elastische Deplazierungen nach dem Modell von Kinchin und Pease /4/. Diese Übereinstimmung weist auf den unmittelbaren Zusammenhang zwischen Defekterzeugung und Gitteraufweitung hin. Für den Protonenbeschuss von GaP war dieser Zusammenhang bezüglich der Energieabhängigkeit durch parallele RBC- und Kosselmessungen bereits nachgewiesen worden /2, 3/.

Durch die vorgestellten Ergebnisse wird gezeigt, daß auch die Abhängigkeit der Gitteraufweitung (Defektzahl) von der Masse und Kernladung des Inzidenzteilchens durch das Modell von Kinchin und Pease für energiereiche mittelschwere Ionen befriedigend beschrieben wird. Die bei allen untersuchten Ionenarten beobachtete qualitative Ähnlichkeit der Dosisabhängigkeit der Gitteraufweitung hängt sicher auch damit zusammen, daß sich die mittleren im Stoßprozeß übertragenen Energien in allen betrachteten Fällen nicht wesentlich unterscheiden (z. B. Unterschied zwischen ⁴⁰Ar⁺- und ¹H⁺-Beschuss im Analysiergebiet: Faktor 1,7).

L I T E R A T U R

/1/ Halliwell, M. A. G., et al., J. Phys. D 10 (1977) L 29
 /2/ Ascheron, C., Dissertation A, KMU Leipzig (1980)
 /3/ Geist, V. et al., Rad. Eff. 24 (1981) 105
 /4/ Kinchin, G. H. and R. S. Pease, Rep. Progr. Phys. 18 (1955) 1

ANALYSE VON WASSERSTOFF IN 300 KEV PROTONENIMPLANTIERTEM GaP MITTELS INFRAROTSPEKTROSKOPIE UND DER REAKTION ${}^1\text{H}({}^{19}\text{F}, \alpha \gamma){}^{16}\text{O}$

C. Ascheron, H. Sobotta, V. Riede

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

C. Bauer, R. Grötzschel, D. Grambole, C. Heiser, W. Rudolph

AdW der DDR, Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf

A. Schindler

AdW der DDR, Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig

Durch Protonenbestrahlung können die elektrischen und optischen Eigenschaften von Halbleitern gezielt und effektiv modifiziert werden. Für optoelektronische Bauelemente ist GaP ein interessantes Halbleitermaterial. Die Spezifik der Protonenbestrahlung besteht darin, daß sich ein Teil des eingebrachten Wasserstoffs an Gitterdefekten anlagert, die infolge des Implantationsprozesses entstehen. Dabei werden freie Valenzen durch H abgesättigt. Zur Analyse des chemisch gebundenen Wasserstoffs wurde die Infrarotspektroskopie (IR) genutzt. Die Gesamtkonzentration an eingebautem Wasserstoff ist mittels Kernreaktionen bestimmbar. Die Reaktion ${}^1\text{H}({}^{19}\text{F}, \alpha \gamma){}^{16}\text{O}$ gestattet eine matrixunabhängige Untersuchung von H-Konzentrationsprofilen im oberflächennahen Gebiet ($d < 0,5 \mu\text{m}$) von Festkörpern [1]. Zur Messung von H-Profilen in größeren Tiefenbereichen (einige μm) wurde die Reaktion ${}^1\text{H}({}^{19}\text{F}, \alpha \gamma){}^{16}\text{O}$ in Kombination mit der Strahlschlifftechnik angewandt. Durch Sputterätzen (1 keV Ar^+) wurde an H-implantiertem GaP-Substrat (Energie: 300 keV, theoretische projizierte Reichweite: $2,5 \mu\text{m}$, Dosis: $3 \cdot 10^{17} \text{ H/cm}^2$) eine Keilstruktur von 10 mm Länge realisiert und mittels 1 mm breitem ${}^{19}\text{F}$ -Ionenstrahl lateral abgetastet. Der Vergleich (Abb. 1) mit den Ergebnissen der IR-Spektroskopie gibt Auskunft über Anteil und Konzentrationsverteilung des chemisch gebundenen Wasserstoffs in Relation zum totalen H-Profil. Ergänzende RBS-Untersuchungen zum Schadenprofil [2] bekräftigen die Interpretation der Bindung von Wasserstoff an die implantationsinduzierten Defekte.

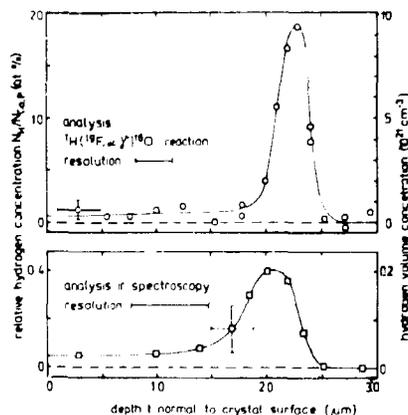


Abb. 1

Oben: Totales H-Konzentrationsprofil, gemessen mittels ${}^1\text{H}({}^{19}\text{F}, \alpha \gamma){}^{16}\text{O}$ -Reaktion

Unten: Konzentrationsprofil des gebundenen Wasserstoffs, gemessen mittels IR-Spektroskopie (P - H-Schwingungsbande)

Literatur

[1] Gippner, P. et al., Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982) 4.16

[2] Ascheron, C. et al.: Hydrogen analysis in 300 keV proton implanted GaP by means of infrared spectroscopy and the ${}^1\text{H}({}^{19}\text{F}, \alpha \gamma){}^{16}\text{O}$ nuclear reaction. In: Proceedings Tagung - Nukleare Analysenverfahren - 1983, April 1983, Dresden, DDR

STÖRSTELLENSPEKTROSKOPIE AN PROTONENBESTRAHLTEN GaP-KRISTALLEN

V. Geist und U. Schwinger

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Im Rahmen unserer Untersuchungen zur Protonenstrahlschädigung von GaP und anderen Verbindungshalbleitern wurden sowohl GaP-LEDs (mit unterschiedlicher Nettodotierung) als auch GaP-Schottky-Kontakte mit 1-MeV-Protonen im Dosisbereich $3 \cdot 10^{13}$ bis $3,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ bei Raumtemperatur bestrahlt. An den Raumladungszonen erfolgten vor und nach der Bestrahlung C-V-Analysen zur Ermittlung der Nettodotierungskonzentration und Kapazitäts-Messungen zur Bestimmung der Parameter tiefer Störstellen.

Die Raumladungszonen lagen etwa 4 bis 6 μm tief unter der Probenoberfläche, während die projizierte Reichweite der Protonen 12 bis 13 μm beträgt. Die bisher erhaltenen Ergebnisse lassen sich folgendermaßen kurz zusammenfassen:

Durch den Protonenbeschuss entstanden vier neue Niveaus in der oberen Hälfte der verbotenen Zone. Sie sind mit großer Wahrscheinlichkeit donatorartig und haben folgende Abstände zur unteren Kante des Leitungsbandes: 230 bis 270 meV, 310 meV, 600 meV und 680 bis 720 meV.

Weiterhin führte die Protonenbestrahlung zu einer Verringerung der Nettodotierung.

Durch anschließendes Tempern wurde versucht, die nach der Bestrahlung entstandenen Störstellen auszuheilen und thermische Aktivierungsenergien zu bestimmen.

Im einzelnen ergab sich, daß

1. die Abnahme der Nettodotierung durch die Bestrahlung proportional zur ursprünglichen Nettodotierung ist,
2. die Proportionalität der Konzentration des schon im unbestrahlten Material auftretenden Donatorniveaus bei 450 meV zur Nettodotierung [1,2] auch nach der Bestrahlung erhalten bleibt, d.h. die Konzentration dieser Störstelle nimmt wie die der Nettodotierung ab,
3. eines der neu entstandenen Niveaus einem Niveau ähnelt, welches bei der Degradation von LEDs beobachtet wurde und wahrscheinlich mit dem Antisite-Defekt P_{Ga} zusammenhängt [3],
4. einige Niveaus nach dem Tempern ausheilen.

Eine hypothetische Erklärung der ersten zwei Befunde bestünde in der Annahme einer Deplazierung der substitutionell eingebauten Donatoratome infolge des Teilchenbeschusses. Dies würde sowohl zur beobachteten Abnahme der Nettodotierung als auch zu einer Konzentrationsverringerng des Niveaus bei 450 meV führen, da diese Störstelle höchstwahrscheinlich einen Donator-Vakanzen-Komplex darstellt [1,2].

Literatur

- [1] Breitenstein, O., Dissertation A. KMU Leipzig, 1980
- [2] Krispin, P., Phys. Status Solidi A 69 (1982) 193
- [3] Pickenhain, R. et al., eingereicht bei Phys. Status Solidi

EINFACHE NÄHERUNG ZUR BESCHREIBUNG DER VORGÄNGE IN DER VERLAGERUNGSKASKADE NACH IONENIMPLANTATION

B. Rauschenbach

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

Ein beschleunigtes Ion, das auf ein festes Target trifft, induziert kurzzeitig eine Druck- und Temperaturerhöhung in der Verlagerungskaskade. Es wird ein einfaches Modell zur Beschreibung der Spike-Vorgänge, das auf der Rankine-Hugoniot-Gleichung und der Landau-Lifshitz-Theorie über die Geschwindigkeit einer starken Kompressionswelle basiert, vorgeschlagen /1, 2/.

Es wird ein Kompressionskoeffizient β abgeleitet, der das Verhältnis der Dichte beim Durchgang einer durch Ionenbeschuss induzierten Kompressionswelle zur Ausgangsdichte beschreibt und wie folgt definiert ist

$$\beta = 1 + \sqrt{\frac{2 \Delta E}{U_2^2}} \quad (1)$$

wobei ΔE die Änderung der inneren Energie und U_2 die Geschwindigkeit der Kompressionswelle ist. Mit Hilfe dieser Beziehung ergibt sich der Druck in Spike zu

$$p = \frac{2F_D(x, y, z, E_0)}{M_1} \beta(\beta-1) \quad (2)$$

bzw. die Temperatur zu

$$T_2 = \frac{T_1}{\beta} \sqrt{\beta} + \frac{1}{\beta T_1} \frac{F_D(x, y, z, E_0)}{M_1 N_1} \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) \sqrt{\beta} \quad (3)$$

wobei F_D die Verteilung der in elastische Stoßprozesse deponierte Energie, in Abhängigkeit vom Ort und der Implantationsenergie, M_1 die Masse und N_1 die atomare Dichte des Targets und T_1 die Targettemperatur sind. Auf der Grundlage dieser Vorstellungen können verschiedene physikalische Effekte in Zusammenhang mit der Verlagerungskaskade, wie Schmelzprozesse und plastische Deformation in Spike sowie die Zerstäubungsaustöße bei Schwerionenbeschuss von schweren Targets befriedigend erklärt werden /3/.

L I T E R A T U R

- /1/ B. Rauschenbach und K. Hohmuth, phys. stat. sol. (a) 75 (1983) 159
- /2/ K. Hohmuth und B. Rauschenbach, Veröff. Dresdner Seminare für Theor. Physik, Metzdorf 1982
- /3/ B. Rauschenbach und K. Hohmuth, phys. stat. sol. (a) eingereicht

VERBINDUNGSBILDUNG NACH STICKSTOFF-IONENIMPLANTATION IN EISEN BEI RAUMTEMPERATUR

Kolitsch, A., Rauschenbach, B.

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Stickstoffionen einer Energie von 30 bis 60 keV und einer Dosis von 1×10^{10} bis $1 \times 10^{18} \text{ N}^+/\text{cm}^2$ wurden in Eisen implantiert. Die implantierten Eisenschichten wurden mittels Höchstspannung-Elektronenmikroskopie in Transmission und mit Elektronen-Feinbereichbeugung untersucht. Die Ausscheidungen wurden hinsichtlich Morphologie, Kristallstruktur und Quantität charakterisiert [1,2].

Bis zu einer Implantationsdosis von ca. $4 \times 10^6 \text{ N}^+/\text{cm}^2$ konnte nur γ -Austenit nachgewiesen werden. Der interstitial eingelagerte Stickstoff bevorzugt dabei die Oktaederplätze der fcc-Festkörperlösung. Oberhalb einer Dosis von $4 \times 10^{16} \text{ N}^+/\text{cm}^2$ konnte neben dem γ -Austenit die metastabile Phase des kubischen $\alpha''\text{-Fe}_{16}\text{N}_2$, die hexagonale $\epsilon\text{-Fe}_2\text{N}_{1-x}$ und das α' -Martensit nachgewiesen werden. Das ϵ -Nitrid ist aus unvollständigen Fe_3N -Schichten aufgebaut. Die Sequenz dieser Stapelfolge wird unterbrochen durch Stapelfehler vom extrinsic-Typ. Das α' -Martensit, das konventionell nur durch schnelles Abschrecken herstellbar ist, zeigt eine sehr hohe Versetzungsdichte. Die Abb. 1 demonstriert die Abhängigkeit der Gitterparameter des α' -Martensits und damit der Morphologie vom Stickstoffgehalt. Deutlich kann eine Sättigung des Martensits ab ca. $5 \times 10^{17} \text{ N}^+/\text{cm}^2$ nachgewiesen werden.

Eine ähnliche Abhängigkeit wurde für das ϵ -Nitrid und das γ -Austenit gefunden. Die Bildung der Eisenitride nach Stickstoffionenimplantation kann mit dem Modell der Ionenimplantationsinduzierten Phasentransformation in zwei Schritten, einer gitter-invarianten Deformation und einer diffusionsgesteuerten Transformation zwanglos beschrieben werden.

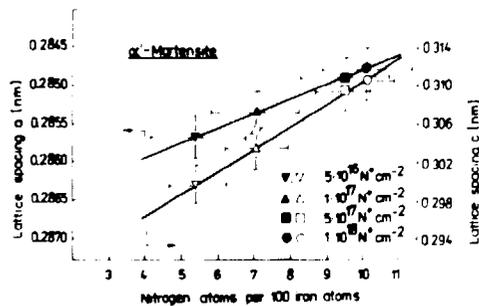


Abb. 1
Abhängigkeit der Gitterparameter des Martensits von der Implantationsdosis

L i t e r a t u r

[1] Rauschenbach, B. und A. Kolitsch, phys. stat. sol. (a), eingereicht
[2] Hohmuth, K., B. Rauschenbach, A. Kolitsch und E. Richter, Conf. on Ion Beam Modification of Materials, Grenoble 1982

IMPLANTATIONSPROFILE NACH LICHTIMPULSAUSHEILUNG ODER NIEDERTEMPERATURAUSHEILUNG

Panknin, D., Wieser, E.

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Es wurden die Grenztemperaturen untersucht, bei denen die Implantationsprofile (B, P, As) bei thermischer Ausheilung praktisch noch nicht verbreitert werden. Bei diesen Ausheiltemperaturen wird aber nur eine unvollständige elektrische Wirksamkeit der Dotanten beobachtet. Dagegen erhält man mittels Kurzzeitausheilungsmethode (hier Blitzlampenausheilung) bessere elektrische Parameter (Schichtwiderstand, Aktivierung) bei ebenfalls nur unwesentlich verbreiterten Profilen.

Die Untersuchungen wurden an <100>-Si durchgeführt, die Implantation erfolgte bei Raumtemperatur mit Energien von 50 keV (B, P) bzw. 100 keV (As). Die Profile wurden aus Halleffekt-Messungen und aus SIMS-Messungen erhalten. Die Ergebnisse bezüglich der Grenztemperatur und der erreichten elektrischen Wirksamkeit der Dotanten sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Arsen ist von den hier untersuchten Dotanten für die thermische Ausheilung günstig, da es den kleinsten Diffusionskoeffizienten besitzt. Wesentlich vorteilhafter als die Erniedrigung der Ausheiltemperatur ist die Verkürzung der Ausheilzeit. Hier werden bei hohen Dosen, bei denen sich die temperaturabhängige elektrische Löslichkeitsgrenze für die Niedertemporausheilung negativ auswirkt, bessere Ergebnisse betreffs der elektrischen Wirksamkeit und des Schichtwiderstandes erhalten.

Für Bor markiert sich die elektrische Löslichkeitsgrenze in diffusionsverbreiterten Profilen durch eine Schulter, da die bei hohen Konzentrationen gebildeten elektrisch inaktiven Borkomplexe eine Diffusionshemmung bewirken. Dieser Effekt ist in Abb. 1 für 5×10^{15} B/cm² nach einer Temperung von 900°/30 min. deutlich sichtbar. Bei der Blitzlampenausheilung liegt die Löslichkeitsgrenze (Maximaltemperatur der Probe ~1350 °C) über der Maximalkonzentration des Profils.

Tabelle 1: Grenztemperatur T_A für thermische Ausheilung und Grenzenergiegedichte E_B für Blitzlampenausheilung sowie die für diese Grenzwerte erreichbare elektrische Aktivierung (aus eigenen u. Literaturwerten gemittelt) in Abhängigkeit von Dotantenart und Dosis

Dotant	Dosis At/cm ²	Grenzwerte		Aktivierung / % /	
		T_A /°C/	E_B /J/cm ² /	therm.	Blitz
Arsen	1×10^{14}	900	120	80	69
	1×10^{15}	900	120	90-100	106
	5×10^{15}	900	120	50	109
	1×10^{16}	900	120	30- 40	50
	2×10^{16}	900	120	10	24
B o r	1×10^{13}	900	120	90	130
	1×10^{14}	800	120	70-80	110
	1×10^{15}	800	120	10-20	105
	1×10^{16}	700	120	5	100
Phosphor	1×10^{14}	700	120	60	85
	1×10^{15}	700	103	80	85
	1×10^{16}	700	103	50	65
	5×10^{16}	700	94	-	14

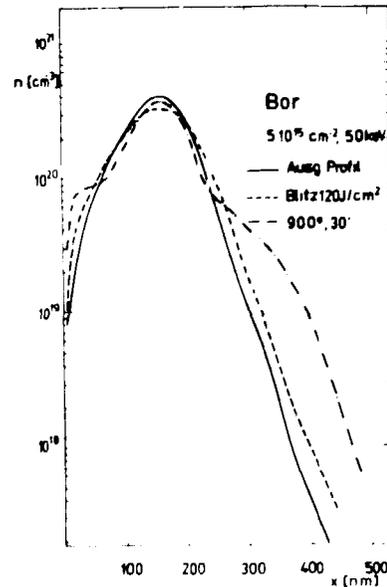


Abb. 1: SIMS-Profile für eine Implantation von 5×10^{15} B/cm² nach unterschiedlichen Ausheilbehandlungen

BLITZLAMPENAUSSHEILUNG IN $\langle 111 \rangle$ Si

Von Borany, J.; Döring, C.; Urwank, P.

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Im Zusammenhang mit der Herstellung von Kernstrahlungsdetektoren wurde die Aktivierung implantierter Dotanten (B, 15 keV, $5 \cdot 10^{12}$ bis $5 \cdot 10^{14}$ cm $^{-2}$ bzw. P, 50 keV, 10^{14} bis 10^{16} cm $^{-2}$) in $\langle 111 \rangle$ Silizium durch Lichtimpulse von 10 ms im Energiedichtebereich 85 bis 120 J/cm 2 untersucht.

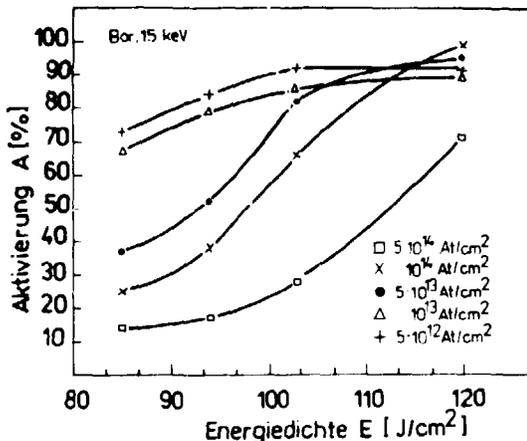


Abb. 1: Aktivierung der Bordotanten

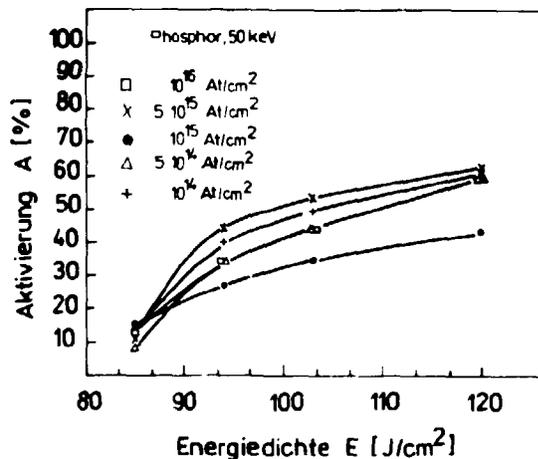
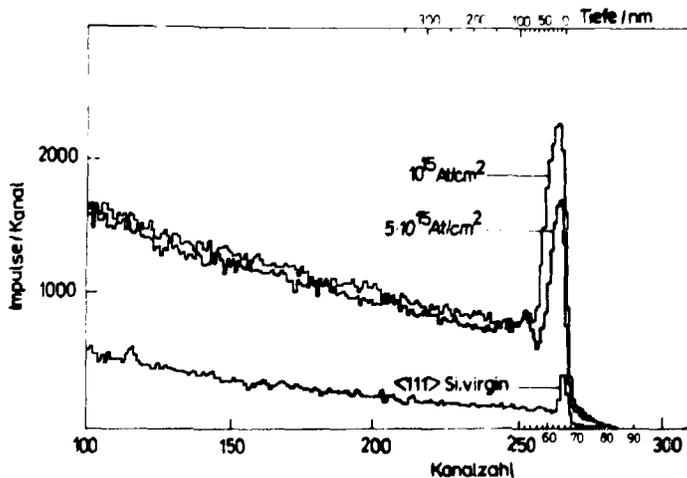


Abb. 2: Aktivierung der Phosphordotanten

Die mittels Schichtwiderstands- und Hallbeweglichkeitsmessungen bestimmten Aktivierungen sind in Abb. 1 und 2 dargestellt.

Für Bor wird bei hohen Blitzenergien und Dosiswerten $\leq 10^{14}$ cm $^{-2}$ eine Aktivierung $\geq 90\%$ erzielt. Bei Phosphor hingegen wird selbst bei hohen Energiedichten nur eine 60%ige Aktivierung - Gegensatz zum $\langle 100 \rangle$ Silizium erreicht /1/. Die Ursache liegt in der gegenüber dem $\langle 100 \rangle$ Material kleineren Rekristallisationsgeschwindigkeit \approx Faktor 25/. Während bei Temperaturen kleiner 1150 °C ≈ 104 J/cm 2 die Zeit von 10 ms für eine vollständige Rekristallisation zu kurz ist, kommt es bei Temperaturen oberhalb 1050 °C ≈ 95 J/cm 2 in amorphen Gebieten zusätzlich zur Polysiliziumbildung /2/.



Das RBS-Spektrum (Abb. 3) zeigt bei kanalisiertem Einschuss von $^4\text{H}^+$ bedingt durch das Polysilizium deutlich ein schmales gestörtes Gebiet im Oberflächenbereich (50 nm). Das Störungsprofil und der Oberflächenpeak sind dabei überlagert. Ein Restschaden im Bereich des tiefer liegenden Phosphor-Dotierungsprofils ($R_p = 60$ nm) wird im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht beobachtet.

Abb. 3: Kanalisierte Rückstreuungsspektren von P-implantierten Proben nach einer Lichtblitzausheilung von 120 J/cm 2

L I T E R A T U R

/1/ Klages, R. et. al., Zwischenbericht KFB 3181, ZfK Rossendorf

/2/ Roth, J. A. et. al., in "Laser and Electron beam Interactions with solids"

Elsevier, North Holland, 1982

BESONDERHEITEN DER BLITZLAMPENAUSSHEILUNG HOHER BORDOSEN

Wieser, E., Panknin, D., Syhre, H., Klages, R., Gröttschel, R.
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Es werden einige physikalische Besonderheiten beschrieben, die sich im Profilverlauf nach Borimplantation (2×10^{16} B/cm², 50 keV in <100>-Si, Implantation bei Raumtemperatur) und Ausheilung mittels Blitzlampe ergeben.

In Abb. 1 sind mit Lichtimpulsen (120 bzw. 103 J/cm²) ausgeheilte Profile (SIMS-Messung) dargestellt. Hier erkennt man deutlich die effektive elektrische Löslichkeitsgrenze als eine Schulter im Profilverlauf. Ihre Temperaturabhängigkeit (Maximaltemperaturen 1350 °C bzw. 1130 °C bei 120 bzw. 103 J/cm²) stimmt mit der in /1/ für thermische Ausheilung angegebenen gut überein. Die Schulter bildet sich aus, weil die im Konzentrationsbereich oberhalb der Löslichkeitsgrenze gebildeten, elektrisch inaktiven Borkomplexe eine Diffusionshemmung bewirken /2/. Diese Diffusionshemmung ist bei den kurzen Einwirkzeiten der nichtkonventionellen Ausheilung bis dicht an die Schmelztemperatur nachweisbar.

Die Profilanteile oberhalb der Schulter sind auch bei Lichtblitzausheilung elektrisch inaktiv. Für die mit 120 J/cm² behandelte Probe wurde eine Aktivierung von 90 % bestimmt. Der Profilbereich oberhalb der Schulter enthält 12 % der implantierten Atome. Ein durch Halleffekt-Messungen mit schichtweiser Abtragung bestimmtes Ladungsträgerprofil zeigt im Bereich des Konzentrationsmaximums einen glatten Verlauf.

Ebenfalls in Abb. 1 ist das aus Halleffekt-Messungen bestimmte Ladungsträgerprofil nach Ausheilung mit einem Lichtblitz von 85 J/cm² dargestellt. Die elektrische Aktivierung beträgt in diesem Fall 20 %. Man erkennt deutlich zwei Maxima. Das erste (in einer Tiefe von 55 nm) liegt in einem Bereich geringer Strahlenschadensdichte, welcher offenbar leicht ausheilt. Das zweite Maximum fällt mit einem intensiven Strahlenschadenspeak im Rutherfordrückstreu-Spektrum (RBS) (in Kanalisierungsrichtung gemessen) der nicht ausgeheilten Probe zusammen (siehe Abb. 2). Die Intensität dieses Peaks reicht fast an die Intensität des random-Spektrums heran. Das spricht dafür, daß in dieser Tiefe (etwa 10 nm hinter dem Konzentrationsmaximum) bereits größere amorphisierte Gebiete auch bei Raumtemperaturimplantation von 2×10^{16} B/cm² entstehen. Diese heilen offenbar leicht aus und führen zu einer guten elektrischen Aktivierung. Dabei ist interessant, daß nach der Ausheilung mit 85 J/cm² in diesem Tiefenbereich nach Aussage der RBS-Messung noch eine hohe Dichte von Sekundärdefekten (unregelmäßiges Versetzungsnetzwerk) vorliegt.

L i t e r a t u r

- /1/ Ryszal, H., et.al., Appl. Phys. 22 (1980) 35
- /2/ Hofker, W.K., Philips Res. Rep. Suppl. 8 (1975)

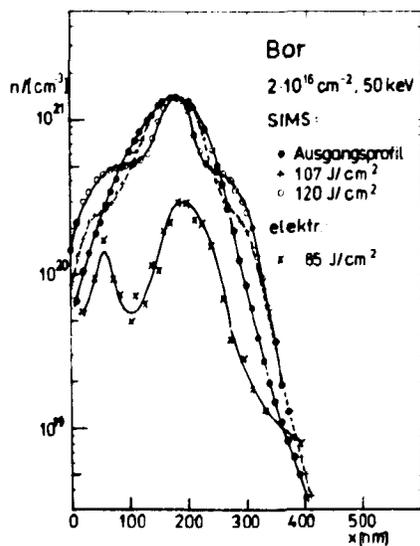


Abb. 1
Dotanten- und Ladungsträgerprofile für 2×10^{16} B/cm² nach Blitzlampenausheilung

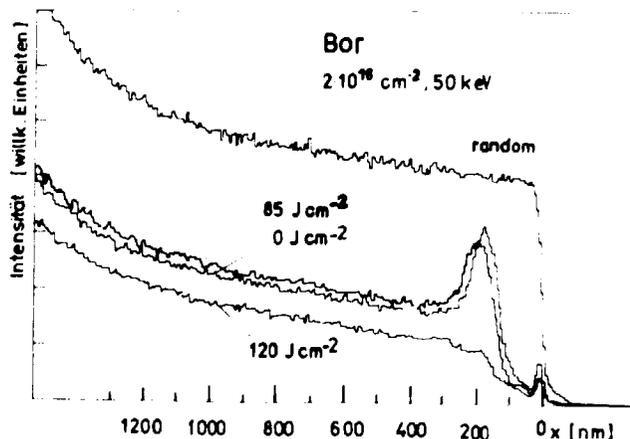


Abb. 2
RBS-Spektren für 2×10^{16} B/cm² in unterschiedlichen Ausheilzuständen

ABHÄNGIGKEIT DER ELEKTRISCHEN EIGENSCHAFTEN BLITZLAMPENAUSGEHEILTER IMPLANTIERTER POLYSILIZIUMSCHICHTEN VON DER DOTIERUNG

Klabes, R.; Matthäi, J.; Voelskow, M.

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Untersucht wurden 350 nm und 500 nm dicke Polysiliziumschichten, die mittels CVD-Verfahren bei 900 °C auf thermisch oxidierten (100 nm SiO₂) Siliziumscheiben (Ø 50 mm) abgeschieden wurden. Die Implantation erfolgte mit B, P oder As bei Energien von 50 keV im Dosisbereich von 5 · 10¹³ - 1 x 10¹⁷ Atom⁻². Bestrahlt wurden die Scheiben von der Rückseite bei Energiedichten von 120 Jcm⁻² mit Impulsen von 10 ms Dauer an Luft. Die maximale Proben temperatur betrug hierbei rund 1400 °C.

In der Abb. 1 ist die Abhängigkeit des Schichtwiderstandes von der Implantationsdosis dargestellt. Die niedrigsten in diesem Regime erreichten Werte betragen für: As - 35 Ohm/□ ; B - 10 Ohm/□ und P ebenfalls B - 10 Ohm/□ . Das starke Absinken des Widerstandes mit steigender Implantationsdosis im Bereich von 5 · 10¹³ - 5 · 10¹⁵ cm⁻² wird, wie durch Halleffekt-Messungen festgestellt wurde, durch ein Ansteigen der Beweglichkeit um eine Größenordnung und gleichzeitiger Zunahme der effektiven Ladungsträgerkonzentration hervorgerufen (Abb. 2). Der Unterschied in der Aktivierung von B im Vergleich zu As und P ist in diesem Bereich niedriger Dosen auf das unterschiedliche Diffusions- und Segregationsverhalten zurückzuführen. SIMS- und REE-Messungen zeigten, bleibt bei B-Implantation in Polysilizium das Ausgangsprofil während der Blitzlampenausheilung im wesentlichen erhalten, während bei P- oder As-Implantation nach der Ausheilung mit 120 Jcm⁻² ein Kastenprofil entstanden ist.

Dieses unterschiedliche Verhalten im Vergleich zu As /1/ und P ist darin begründet, daß das B nicht an die Korngrenzen segregiert und damit eine korngrenzenbeschleunigte Diffusion für diesen Dotanden kaum auftritt. Die daraus resultierende höhere Dotandenkonzentration in der B-implantierten Schicht bewirkt, daß die Korngrenze einen geringeren Einfluß auf den Ladungsträgertransport als bei P und As ausübt.

Die Sättigung des Schichtwiderstandes setzt mit steigender Dosis zuerst für As ein. Der Grund dafür liegt in einem Absinken der Beweglichkeit, hervorgerufen durch die Bildung elektrisch inaktiver As-Komplexe, die mit dem Erreichen der Aktivierungsgrenze einsetzt. Für B und P dagegen nimmt die Beweglichkeit bei Dosen D > 10¹⁵ cm⁻² konstante Werte an, so daß die Sättigungswerte des Schichtwiderstandes allein durch die Aktivierung der beiden Dotanden bestimmt werden. Im Unterschied zu As steigt deshalb für B und P der Schichtwiderstand im Bereich von 2,5 · 10¹⁶ - 10¹⁷ Atom⁻² nicht wieder an.

L I T E R A T U R

/1/ Klabes, R. et. al. Gemeinsamer Jahresbericht 1981 ZfK-489 (1982)

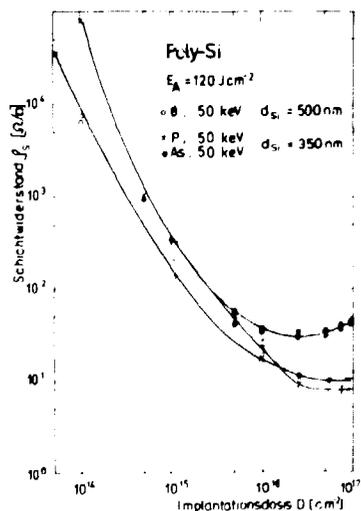


Abb. 1: Abhängigkeit des Schichtwiderstandes implantierter Polysiliziumschichten von der Dotierung (E_A = 120 Jcm⁻²)

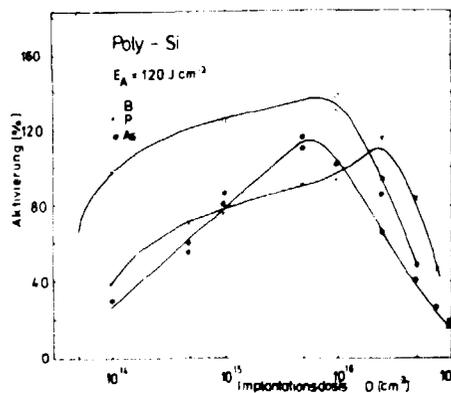


Abb. 2: Abhängigkeit der Aktivierung der implantierten Dotanden im Polysilizium von der Dosis (E_A = 120 Jcm⁻²)

EINFLUSS DER BLITZLAMPENBESTRAHLUNG AUF DIE ELEKTRONISCHEN EIGENSCHAFTEN VON NICHTIMPLANTIERTEN UND IMPLANTIERTEN $\text{Al/SiO}_2/\text{Si}$ -STRUKTUREN

Sieber, N., Klages, R., Voelskow, M.

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KP

Bei dem Einsatz von nichtkonventionellen Wärmebehandlungsmethoden für Schichtsysteme (z.B. Si/SiO_2) können neben der gewünschten elektrischen Aktivierung der Dotanten im Halbleiter die elektronischen und atomar-chemischen Eigenschaften des Isolators sowie der Grenzflächen verändert werden. Kenntnisse über solche Veränderungen sind unbedingt notwendig, um einen effektiven Einsatz der nichtkonventionellen Wärmebehandlung als Ausheilungsmethode zu ermöglichen.

Zur Untersuchung der Ausheilung von Implantationsschäden im Gebiet der SiO_2/Si -Grenzfläche und der elektrischen Aktivierung der Dotanten werden Argon- und Borionen im Dosisbereich zwischen $10^{11}/\text{cm}^2$ und $10^{12}/\text{cm}^2$ an die SiO_2/Si -Grenzfläche implantiert. Dieser Dosisbereich entspricht dem der Kanalimplantation zur Einstellung von Schwellspannungen von MOS-Transistoren.

Implantierte und unimplantierte SiO_2/Si -Scheiben wurden in der Blitzkammer mit Lichtimpulsen der Energiedichte zwischen 60 J/cm^2 und 120 J/cm^2 von der Halbleiterseite bestrahlt. Während der Bestrahlung wurden die Scheiben thermisch isoliert sowohl in einer durch Quarzglas abgeschirmten Probenhalterung als auch offen gelagert.

Vergleichsproben erhielten eine N_2 -Temperatur (20 min, 700°C , 800°C , 900°C und 1000°C). Die Untersuchung erfolgte mittels HV-CV, Impuls-CV und TVS-Methoden und brachte folgende Resultate:

- Bei der Blitzlichtbehandlung ohne abgeschirmte Probenhalterung hängt die effektive Grenzflächenladungsdichte N_{eff} von der Bestrahlungsenergiedichte ab. Die kleinsten Werte, vergleichbar mit den Ausgangswerten wurden bei Energiedichten von 60 J/cm^2 und 106 J/cm^2 erzielt. Im abgeschirmten Probenhalter ist auf einer Scheibe bei ca. 30 % aller gemessenen MOS-Strukturen die Grenzflächenladung von der Bestrahlungsenergie unabhängig und entspricht dem Wert der unbehandelten Probe. Bei den restlichen Strukturen wird jedoch eine erhebliche Streuung der N_{eff} -Werte festgestellt.
- Die energetische Grenzflächenzustandsdichte an der nichtimplantierten SiO_2/Si -Grenzfläche bleibt bei Bestrahlungsenergiedichten zwischen 60 J/cm^2 und 106 J/cm^2 nahezu unverändert. Eine merkliche Zunahme wurde nur bei 120 J/cm^2 beobachtet.
- Hinsichtlich der beweglichen Ladungen im unimplantierten Oxid brachte die Blitzlampenbestrahlung keine signifikante Veränderung.
- Bei der Ausheilung der Strahlenschäden der SiO_2/Si -Grenzfläche nach der Ar-Implantation wurden zwischen der Blitzlampenbehandlung mit der Energiedichte $> 100 \text{ J/cm}^2$ und der konventionellen Temperatur bei $T \geq 800^\circ\text{C}$ keine merklichen Unterschiede festgestellt. Eine geringere Diffusion von beweglichen Ionen in Ar-implantiertem SiO_2 während der Blitzlampenbehandlung kann als Vorteil der kurzzeitigen Wärmebehandlungsmethoden gegenüber der konventionellen Temperatur angesehen werden.
- In B-implantierten MOS-Strukturen wurde bei $W \geq 87 \text{ J/cm}^2$ eine vollständige Aktivierung des implantierten Bors erreicht.
- Bei den Energiedichten zwischen 60 J/cm^2 und 100 J/cm^2 lagen die Werte für die Lebensdauer der Minoritätsladungsträger in Bor-implantierten MOS-Strukturen zwischen $5 \mu\text{s}$ und $30 \mu\text{s}$. Die durchschnittlichen Lebensdauerwerte von $\geq 200 \mu\text{s}$ in ungeblitzten Vergleichsproben wurde bei dieser Blitzlichtbehandlung nicht erreicht.

LASERANNEALING OF ION IMPLANTED AMORPHOUS GaAs LAYERS

W. Wesch, G. Götz, A. Unkroth, P. Ressel

Friedrich- Schiller- Universität Jena, Sektion Physik

For the electrical activation of implanted dopands in GaAs temperatures between 600°C and 900°C are necessary /1/. But due to the surface decomposition of GaAs for temperatures higher than about 500°C as a consequence of As outdiffusion thermal annealing requires surface covering with SiO₂ or Si₃N₄ layers /2,3/. In the last years laser irradiation experiments gave rise to the assumption that irradiation of implarated GaAs layers with short laser pulses can be a successful method for annealing without protective layers.

The present work deals with the recrystallization and the change of surface stoichiometry of implanted amorphous GaAs layers during pulsed laser irradiation. <100> oriented n- GaAs samples (electron concentration $n_e \approx 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) were implanted with Ar⁺- and Te⁺- ions (dose $N_i = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) at room temperature. The implanted and annealed samples were investigated by the Rutherford backscattering (RBS) technique using 1.6 and 1.8 MeV - He⁺ ions. The thicknesses of the as implanted layers determined by RBS were 0.21 μm and 0.15 μm, respectively. Annealing was carried out with laser pulses from a Nd- glass- laser at 1.06 μm wavelength and 25 - 45 ns duration. Because of the high absorption coefficient of amorphous GaAs layers at this wavelength /4/ the laser energy is deposited into the implanted layer.

Fig. 1 shows the increase of the dechanneling yield $\Delta\chi$ as a measure for the total defect concentration /4/ in dependence on the laser energy density E. The fast decrease of $\Delta\chi$ in a narrow laser energy density interval, which is accompanied by the disappearing of the damage peaks in the RBS spectra is a consequence of the recrystallization of the amorphous layers. Because of the smaller thickness of the Te⁺- implanted layer the recrystallization occurs already at an energy density of about $(0.25 \pm 0.03) \text{ J cm}^{-2}$, whereas according to /5/ recrystallization of the thicker Ar⁺- implanted layer requires a threshold energy density of about $(0.38 \pm 0.03) \text{ J cm}^{-2}$. The slower decrease of $\Delta\chi$ for the Te⁺- implanted samples could be connected with inhomogeneities in the laser spot.

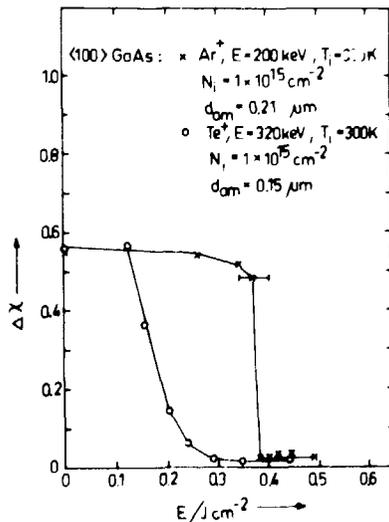


Fig. 1
Increase of the dechanneling yield $\Delta\chi$ in dependence on the laser energy density E for amorphized GaAs layers

For good recrystallized layers the dechanneling yield is 2% over that of the unimplanted crystal indicating residual defects.

The investigation of the surface stoichiometry was carried out by analysing the gallium and arsenic peaks of the aligned RBS spectra, which are shown in Fig. 2 for Ar⁺- implanted laser annealed samples. As can be seen, the dechanneling as well as the Ga

and As surface peaks are higher for the laser annealed samples than for the crystalline substrate.

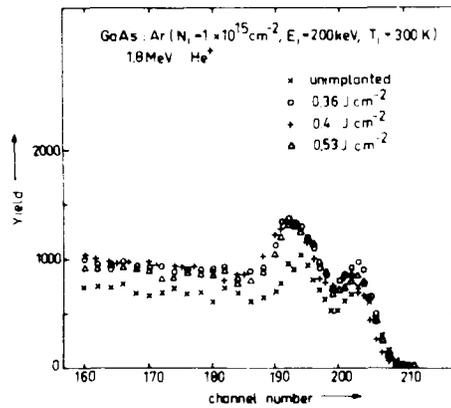


Fig. 2
Aligned RBS spectra for unimplanted and laser annealed GaAs samples

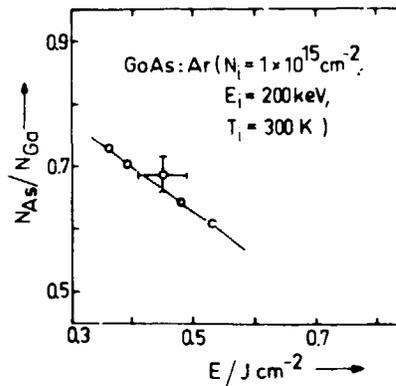


Fig. 3
Stoichiometric ratio N_{As}/N_{Ga} in dependence on the laser energy density E

To get a quantitative information about the surface stoichiometry, after eliminating the backscattering yield connected with dechanneling of He^+ - ions the ratio of the number of As and Ga surface atoms was calculated from the measured surface peaks F_{As} and F_{Ga} by:

$$\frac{N_{As}}{N_{Ga}} = \frac{F_{As}}{F_{Ga}} \frac{Z_{Ga}^2}{Z_{As}^2} \quad (Z_{Ga}, Z_{As} - \text{atomic numbers of Ga and As}).$$

The influence of the analysing He^+ - beam which changed the ratio N_{As}/N_{Ga} by 0.4% per $1 \mu C$ was taken into consideration correcting the results to $0 \mu C$. The results for Ar^+ -implantation are given in Fig. 3. The stoichiometric ratio decreases linearly with the laser energy density. For the lowest energy density of $0.36 J cm^{-2}$ yielding good recrystallisation of the amorphous layer, the stoichiometric ratio is 0.73, i.e. 27% of As are outdiffused during laser irradiation. The best results of thermal annealing (SiO_2 -capsulated, 30 min. at $900^\circ C$) exhibit an As loss of about 45% at the surface [6]. Without capsulation the loss of As - atoms is in the order of 70% [7].

Thus it can be concluded that with careful adjustment of parameters recrystallization of ion implanted GaAs layers by laser irradiation is possible without passivation layers. Nevertheless, the received results have to be confirmed by electrical measurements.

References

/1/ Stephens, K.G., Int. Conf. on Ion Beam Modification of Materials, Grenoble 1982
 /2/ Harris, J.S. and J.W. Mayer, Appl. Phys. Lett. 21 (1972) 601
 /3/ Ikoma, T., H. Yokomizo, H. Tokuda, Jap. Journal of Appl. Phys. 18 (1979) 131
 /4/ Wesch, W., E. Wilk and K. Hehl, phys. stat. sol. (a) 70 (1982) 243
 /5/ Tsu, R., J.E. Beglin, G.J. Lasher and J.C. Tsang, Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 153
 /6/ Gruska, B., Diplomarbeit, Jena 1976
 /7/ Kudo, H., Y. Ochiai, K. Takita, K. Masude and S. Seki, J. Appl. Phys. 50 (1979) 5034

SIMS-UNTERSUCHUNGEN ZUR ÄNDERUNG DER STÖCHIOMETRIE VON GaAs-OBERFLÄCHEN NACH WÄRMEBEHANDLUNG

Sybre, H.

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die Änderung der Stöchiometrie wurde durch Aufnahme von SIMS-Tiefenprofilen nach verschiedenen Temperbehandlungen von GaAs untersucht. Die Tiefenprofile zeigen deutlich die Wirkung der Arsenverarmung auf die Stöchiometrie in der Nähe der Oberfläche. Die Tiefe der beeinflussten Oberflächenschicht reicht bis zu 1000 nm. An der Oberfläche ist die Arsenkonzentration zum Teil auf weniger als 1 % des Volumenanteiles abgesunken. Die Tiefenprofile der unbehandelten Probe weisen aus, daß die Stöchiometrie bis an die Oberfläche konstant ist. Nach 10-20 nm erreichen die Masselinien einen konstanten Verlauf (Oberflächenverunreinigung, Einlaufeffekte durch Primärionenbeschuß).

Die größte Störung der Stöchiometrie weist die bei 850 °C getemperte Probe auf (Abb. 1). Die Arsenkonzentration an der Oberfläche liegt unter 1 % der Volumenkonzentration. Der extrem unterstöchiometrische Bereich erstreckt sich bis zu 300 nm Tiefe. Der Verlauf der GaO⁺ und O⁺ Linien weist auf einen erhöhten Sauerstoffanteil in dieser Schicht hin. Darunter liegt eine Zone in der die As-Konzentration etwa 30 % der Volumenkonzentration beträgt. Erst in einer Tiefe von 1000 nm wird die Volumenstöchiometrie erreicht.

Eine "face-to-face" getemperte Probe zeigt optisch zwei deutlich unterscheidbare Zonen, einen ca. 4 mm breiten, mattgrauen Rand und eine metallisch glänzende Mitte. Direkt an der Oberfläche der Randzone beträgt die As-Konzentration etwa 10 % der Volumenkonzentration. Sie sinkt bis 100 nm Tiefe auf etwa 0-3 % und steigt erst danach allmählich an. Das normale Stöchiometrieverhältnis wird in einer Tiefe von ca. 600 nm erreicht. An der Oberfläche liegt die erhöhte Sauerstoffkonzentration vor.

Die Tiefenprofile der Scheibenmitte (Abb. 2) zeigen die gleiche As-Konzentration an der Oberfläche, aber darunter keine weitere As-Verarmung. Der As-Gehalt steigt auf etwa 30 % nach 100 nm Tiefe. Die Volumenkonzentration wird in etwa 500 nm Tiefe erreicht.

Nach Blitzlampenausheilung (92 J/cm²) weisen die Profile für die Oberfläche zwar ebenfalls eine extreme Arsenverarmung aus (5-10 % Arsengehalt), die Dicke dieser Schicht beträgt aber nur etwa 50 nm, danach steigt der Arsengehalt sehr steil an und bereits nach 200 nm Tiefe sind die Stöchiometrieverhältnisse ungestört.

Tabelle 1

SIMS-Untersuchungsparameter

Anlage IMSA (Fa ARL; USA) ZfW Dresden

Primärionen	¹⁶ O ₂ + 20 keV	Strahldurchmesser	15 µm
Strahlstrom	35 nA	Rastergröße	250 x 250 µm ²
elektronische Apertur	20 x 20 µm	Sekundärionen	¹⁶ O ⁺ ; ⁶⁹ Ga ⁺ ; ⁷⁵ As ⁺ ; ⁶⁹ Ga ¹⁶ O ⁺ ; ⁷⁵ As ¹⁶ O ⁺

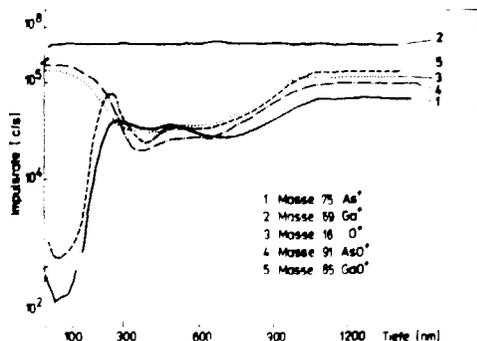


Abbildung 1
GaAs 20 min bei 850 °C getempert
(in Quarzampulle N₂-Atmosphäre)

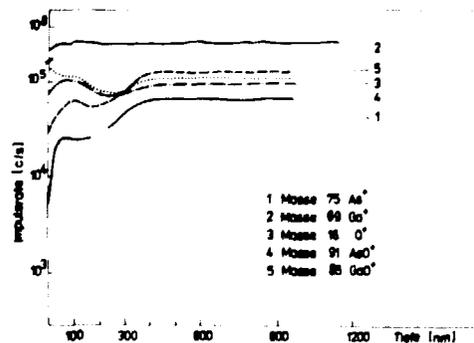


Abbildung 2
GaAs wie Abb. 1 aber "face-to-face"
2 GaAs-Proben mit Quarzklammern zusammengehalten
Tiefenprofil von Probenmitte

ÜBER DIE OXYDATION VON GEÄTZTEM SILICIUM IN LUFT BEI RAUMTEMPERATUR

J. Mende

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

J. Finster, D. Flamm und D. Schulze

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Chemie

Bei der Herstellung elektronischer Bauelemente kommt Si häufig in Kontakt mit Flußsäure und anschließend mit Luft, was eine Oxydation des geätzten Siliciums bei Raumtemperatur zur Folge hat. Eine genaue Kenntnis der Oxidwachstumsrate ist z. B. bei der Erzeugung von ultradünnen Oxidschichten bzw. Metall-Kontakten auf Si von Interesse.

Im Jahre 1975 wiesen Raider, Flitsch und Palmer durch Vergleichsmessungen mit ESCA nach, daß die früher nur ellipsometrisch bestimmten Schichtdicken infolge von Kontaminationsschichten auf der Oxidoberfläche zu groß sind. Jedoch ist die ESCA-Schichtdickenmessung ebenfalls nicht frei von Fehlerquellen, da ein entscheidender Parameter für die Schichtdickenbestimmung - nämlich die mittlere freie Weglänge der Elektronen - nur ungenügend genau bekannt ist. Daher war es notwendig, die Ergebnisse der ESCA-Messung mit einer weiteren unabhängigen Methode zu vergleichen, nämlich der Neutronenaktivierungsanalyse (NAA) des Si-Gehaltes bei Oxidschichten. Als Standardmaterial für die Untersuchungen diente $\langle 100 \rangle$ orientiertes p-Si (10 Ohmcm). Das polierte und mit H_2O_2/H_2SO_4 gereinigte Material wurde mit 1 n HF geätzt, mit gesättigter Borsäurelösung, deionisiertem Wasser und absoluten Alkohol gespült und schließlich getrocknet. Nachdem die Proben eine bestimmte Zeit mit Luft in Berührung gekommen waren, wurden sie in das ESCA-Spektrometer eingeschleust.

Parallelproben des erwähnten Materials wurden im Rossendorfer Forschungsreaktor bestrahlt, um einen Teil des ^{30}Si durch eine n, γ -Reaktion in das radioaktive Isotop ^{31}Si umzuwandeln. Nach Austeilung der Proben (30 min bei $800^\circ C$ in N_2 -Strom) konnte die gleiche Prozedur wie vor der ESCA-Messung durchgeführt werden. Das durch Luft-einwirkung gebildete Oxid wurde mit 1 n HF abgeätzt und der Si-Gehalt durch Vergleich der Radioaktivität der Aatlösung mit der des bestrahlten Si-Standards ermittelt und auf SiO_2 -Schichtdicken umgerechnet, da das gebildete Oxid laut ESCA-Spektrum im Untersuchungszeitraum (3 - 1000 min) als SiO_x ($x < 2$) vorliegt. Die Ergebnisse der NAA (Δ in Abb. 1) stimmen gut mit denen der ESCA-Messung (Abb. 1) überein. Die Oxidwachstumsrate beträgt wie bei Raider et al. etwa 0,2 nm/Dekade. Die Messungen geben den Hinweis, daß die von Raider et al. ermittelten Oxidsättigungsdicken von $< 1,4$ nm richtig sind, wenn die Dotierkonzentration im Si $10^{19} cm^{-3}$ beträgt. Erstmals konnten Expositionszeiten von < 1 h mit Hilfe von ESCA und NAA untersucht werden.

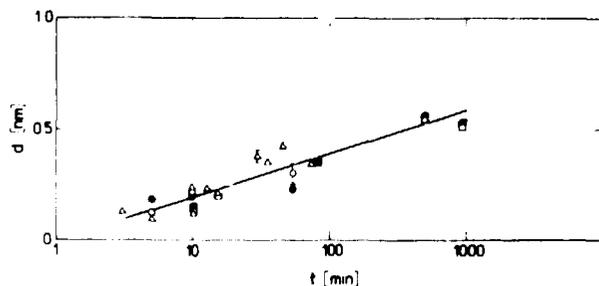


Abb. 1: Die Oxiddicke als Funktion der Expositionszeit an Luft.

ABHÄNGIGKEIT DER CHEMISCHEN ÄTZRATE VON DER DEPONIERTEN ENERGIEDICHTE BEI DER IONENIMPLANTATION VON SiO₂

B. Wiedemann, G. Götz, J. Mittenbacher und E. Sennewald
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

R. Klages, Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Implantation von Ionen in thermisch gewachsene SiO₂-Schichten führt bei naßchemischer Ätzung mittels F-etch (3VT/2VT/60VT HF(49%)/HNO₃(70%)/H₂O) in einem durch die Ionenmasse und die Einschussenergie E₀ der Ionen festgelegten Dosisbereich zu einer erhöhten und tiefenabhängigen Ätzrate /1,2/.

Vergleiche zwischen den gemessenen Tiefen \hat{X}_p für die Maxima der erhöhten Ätzrate und den berechneten Tiefen X_p für die Maxima der nuklear deponierten Energiedichte /3,4/ weisen sehr deutlich auf einen bestehenden Zusammenhang zwischen der erhöhten Ätzrate und der nuklear deponierten Energiedichte hin (Tabelle 1).

Ion	40Ar+		31P+		14K+		11B+	
	100	200	100	200	100	200	100	200
E ₀ (keV)								
\hat{X}_p (nm)	76±5	156±9	88±5	200±12	196±10	445±22	325±20	-
X _p (nm)	71	152	84	188	190	421	295	570

Tabelle 1: \hat{X}_p und X_p für Ar⁺-, P⁺-, N⁺- und B⁺-Implantationen bei Einschussenergien von 100 keV und 200 keV (Implantationstemperatur 300 K, Stromdichte ≤ 1 μA/cm²)

Der Dosisbereich, in dem die Maximalwerte der relativen Ätzrate v/v₀ (v₀-Ätzrate der gleichzeitig mitgeätzten unimplantierten Schicht) mit der Dosis zunehmen, wird durch eine Schwelle und einen engen Bereich beginnender Sättigung begrenzt. Für eine bestimmte Einschussenergie verschieben sich diese Grenzen mit zunehmender Ionenmasse zu kleineren Werten (Bild 1). Die für verschiedene Ionenarten übereinstimmende Abhängigkeit zwischen der jeweiliger Maximalwerten der relativen Ätzrate und der nuklear deponierten Energiedichte zeigt eindeutig, daß die erhöhte Ätzrate durch die nuklear deponierte Energiedichte bestimmt wird (Bild 2).

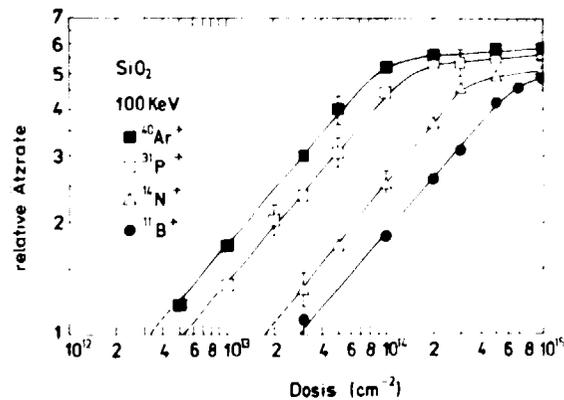


Bild 1: Dosisabhängigkeit für die Maximalwerte der relativen Ätzrate für Ar⁺-, P⁺-, N⁺- und B⁺-SiO₂ bei einer Einschussenergie von 100 keV

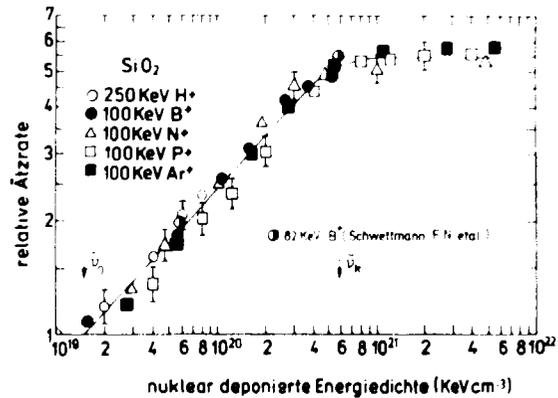


Bild 2: Abhängigkeit der relativen Ätzrate von der nuklear deponierten Energiedichte für ionenimplantierte SiO₂-Schichten

Auch für 250 keV H⁺-ionenimplantierte SiO₂-Schichten der Dicke 500 nm, in denen die elektronisch deponierte Energiedichte die nuklear deponierte Energiedichte um den Faktor 10³ überschreitet, bleibt dieser Zusammenhang, wie Bild 2 für den Dosisbereich von 1·10¹⁶/cm²

bis $9 \cdot 10^{16}/\text{cm}^2$ zeigt, erhalten. Demzufolge ist die elektronisch deponierte Energiedichte bis zu einer Einschussenergie der Ionen von 250 keV für die erhöhte Ätzrate wirkungslos, so daß die Tiefenabhängigkeit der relativen Ätzrate von der nuklear deponierten Energiedichte bestimmt wird. Dies verdeutlichen die Bilder 3 und 4 für die Ätzraten-Tiefenprofile von Ar^+ - und B^+ - Ionenimplantationen bei einer Einschussenergie von 100 keV.

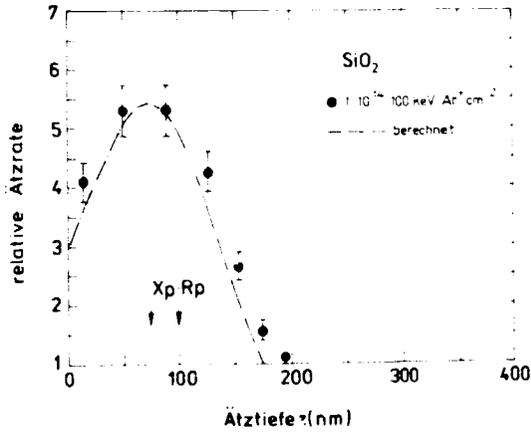


Bild 3: Tiefenabhängigkeit der relativen Ätzrate für $1 \cdot 10^{14}$ 100 keV Ar^+/cm^2 - SiO_2

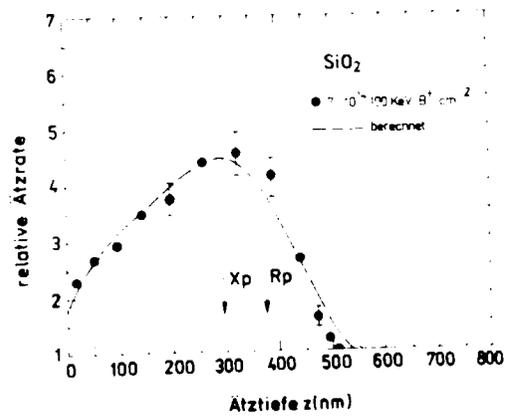


Bild 4: Tiefenabhängigkeit der relativen Ätzrate für $7 \cdot 10^{14}$ 100 keV B^+/cm^2 - SiO_2

Die berechneten Kurven folgen aus der Abhängigkeit der nuklear deponierten Energiedichte \tilde{v} von der Tiefe z (Bild 5)/3,4/ sowie aus der Beziehung zwischen der relativen Ätzrate v/v_0 und \tilde{v} (Bild 2). Als Ursache der erhöhten Ätzrate sind demnach durch nukleare Prozesse entstandene Verlagerungen von Atomen anzusehen. Diese führen in Verbindung mit einer Umordnung der Si-O -Tetraeder aufgrund aufgebrochener oder verspannter Si-O -Bindungen zu einer metastabilen Phase mit geänderten physikalischen und chemischen Eigenschaften.

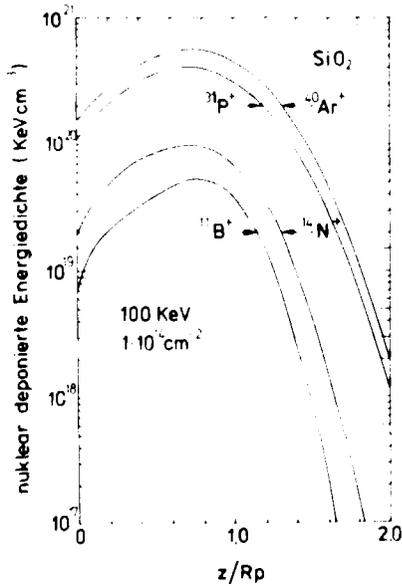


Bild 5: Tiefenabhängigkeit der nuklear deponierten Energiedichte für Ar^+ -, P^+ -, N^+ - und B^+ -Implantationen bei einer Einschussenergie von 100 keV und einer Dosis von $1 \cdot 10^{14}/\text{cm}^2$

Literatur:

- /1/ F.N.Schwettmann, R.J.Dexter u.D.P.Cole; J.Electrochem. Soc. 120 (1973), 1566
- /2/ B.Wiedemann, G.Götz, J.Mitterbacher; Int.Working Meeting on Ion Implantation in Semiconductors and other Materials, Prague (1981)
- /3/ D.K.Brice; Ion Implantation Range and Energie Deposition Distributions, Vol.1 JFI/Plenum Press, New York (1977)
- /4/ J.F.Gibbons, W.S.Johnson u.S.W.Mylroie; Projected Range Statistics, Dowden Hutschingen and Ross, Inc., Stroudsburg, Pennsylvania (1975)

NASSCHEMISCHES STRUKTURÄTZEN VON IONENIMPLANTIERTEN SiO₂-SCHICHTEN

B. Wiedemann, G. Götz, J. Mittenbacher und E. Sennewald
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Bei der Fertigung elektronischer Bauelemente kann die erhöhte Ätzrate von ionenimplantierten, thermisch gewachsenen SiO₂-Schichten zur Lösung technologischer Probleme genutzt werden.

So ist es möglich, die Unterätzung einer Haftmaske über eine zuvor durch Ionenimplantation erzeugte Hilfsschicht mit der Dicke \underline{d} und der erhöhten Ätzrate v zu steuern (Bild 1)/1/. Im Bereich der Schicht mit der Ätzrate v_0 entstehen abgeflachte Ätzkanten. Die dabei zwischen dem Böschungswinkel θ und der relativen Ätzrate $v/v_0 > 1$ geltende Beziehung $\theta = \arcsin(v_0/v)$ (v_0/v) wurde für 100 keV P⁺-ionenimplantierte SiO₂-Schichten für verschiedene Ätzlösungen verifiziert (Bild 2). Das Ätzkantenprofil mit dem Böschungswinkel $\theta = 41^\circ \pm 2^\circ$, das bei einer Dosis von $5 \cdot 10^{13}/\text{cm}^2$ mittels der Ätzlösung 6,7/1 NH₄F(40%)/HF(49%) erhalten wurde, zeigt Bild 3 nach Ablösen der Fotolackhaftmaske (AZ 1350).

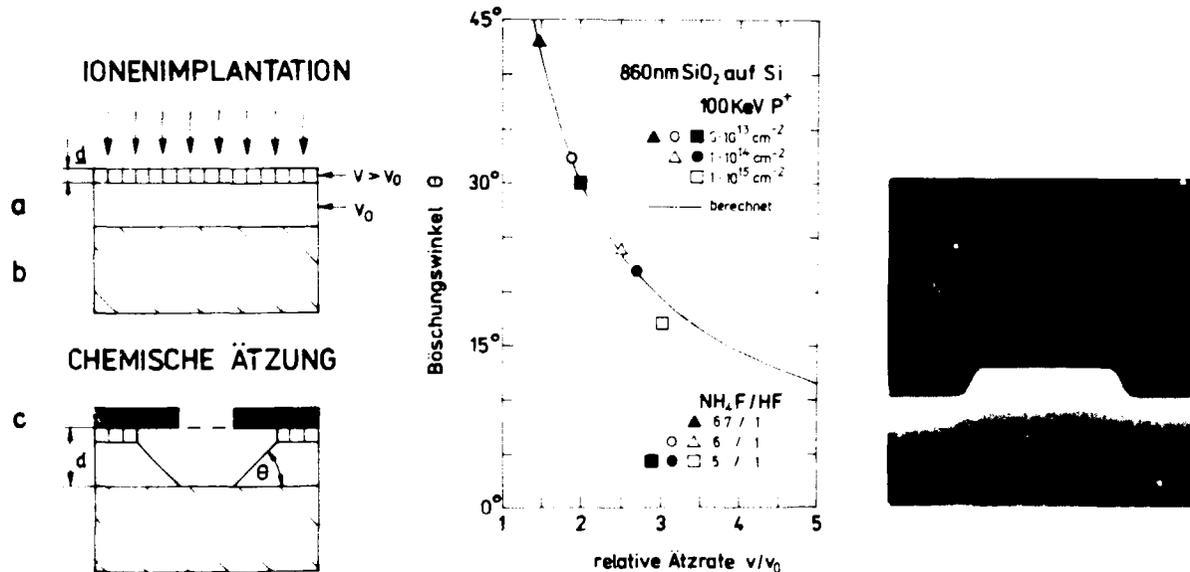


Bild 1: a-Schicht (Dicke d), b-Substrat, c-Haftmaske

Bild 2: Abhängigkeit des Böschungswinkels von der relativen Ätzrate

Bild 3: Ätzkanten an einer SiO₂-Struktur (d=860 nm)

Beim maskenlosen Ätzen von lateral begrenzten, ionenimplantierten Schichtbereichen mit erhöhter Ätzrate bilden sich Strukturen heraus, deren Abmessungen durch die Geometrie sowie durch die relative Ätzrate bestimmt sind (Bild 4). Schließt die seitliche Begrenzung des ionenimplantierten Bereiches nach außen mit der Schicht-Substrat-Grenzfläche den Winkel β ein, so gelten für die Höhe h und den Böschungswinkel θ die Abhängigkeiten $h = \underline{d} (1 - v_0/v)$ und $\theta = \beta - \arcsin(v_0/v)$ für $v/v_0 > 1$ (Bild 5)/2/. Für gleiche Haftmasken und gleiche Implantationsbedingungen zeigen die für verschiedene Ätzlösungen bestimmten Böschungswinkel und relativen Ätzraten eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Kurven ($\beta = 38^\circ$: 1,2 μm dicke AZ 1350-Fotolackmaske; $\beta = 51^\circ$: 1,15 μm dicke isotrop geätzte Aluminiummaske). Bei der 150 keV N⁺-Ionenimplantation mit der Dosis $1 \cdot 10^{15}/\text{cm}^2$ durch die Öffnungen einer 0,35 μm dicken Kupfer-lift off-Maske ($\beta = 74^\circ$) führt das erhaltene Ätzkantenprofil (Bild 6) auf den Böschungswinkel $\theta = 64^\circ \pm 2^\circ$, entsprechend Bild 5.

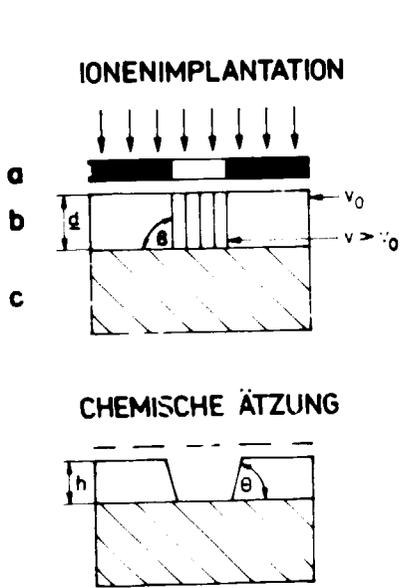


Bild 4: a-Maske, b-Schicht, c-Substrat

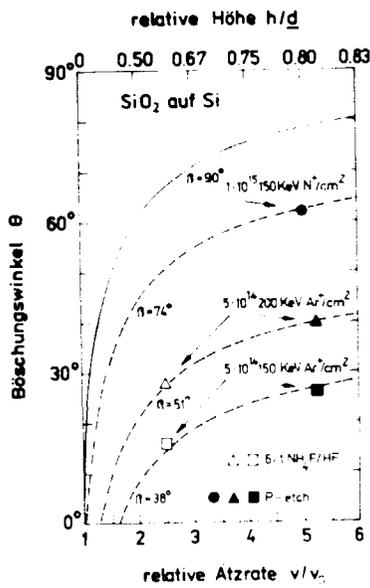


Bild 5: Abhängigkeit des Böschungswinkels von der relativen Ätzrate



Bild 6: Maskerlos geätzte SiO₂-Struktur (h=370 nm)

Ebenso wie die relative Ätzrate v/v_0 (Bild 7)/3/ sind die Strukturparameter aus der Ortsverteilung der nuklear deponierten Energiedichte \tilde{v} berechenbar. Dies verdeutlicht Bild 8 am Beispiel für die Dosisabhängigkeit der beim maskenlosen Ätzen entstehenden Stufenhöhe h.

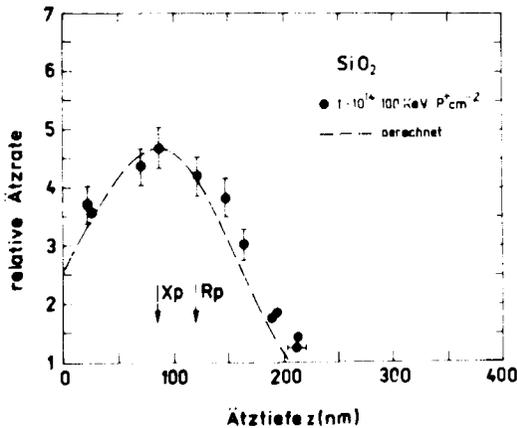


Bild 7: Tiefenabhängigkeit der relativen Ätzrate für 10^{14} 100 keV P⁺/cm²-Ionenimplantation (P-etch)

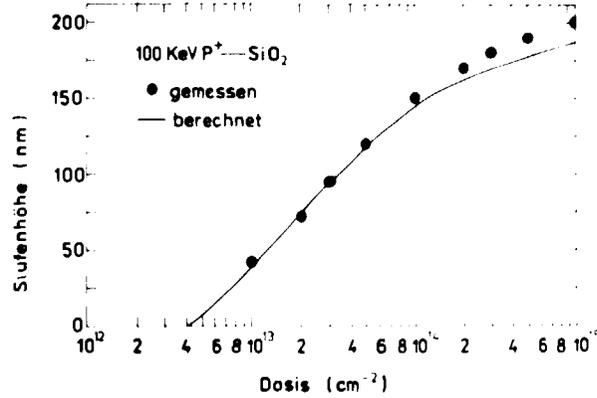


Bild 8: Dosisabhängigkeit der Stufenhöhe h für 100 keV P⁺-Ionenimplantation (I-etch)

Für die Stufenhöhe gilt:
$$h = \int_0^{\infty} \left[1 - v_0/v(\tilde{v}(z)) \right] dz \text{ für } v/v_0 \geq 1.$$

Literatur:

/1/ R.A.Moline, R.P.Buckley, S.E.Hasko und A.U.MacRae; IEEE Trans.Electron Devices, ED-20 (1973),840
 /2/ B.Wiedemann, G.Götz und J.Mittenbacher; Arbeitstagung 81' "Ionenstrahltechnologie" Thürmsdorf, DDR (1981)
 /3/ B.Wiedemann, G.Götz, J.Mittenbacher, E.Senneker und R.Klabes; Gemeinsamer Jahresbericht 1982, ZfK (1983)

EINFLUSS DER BOR- UND PHOSPHORKONZENTRATION AUF DAS CHEMISCHE ÄTZVERHALTEN IONENIMPLANTIERTER SiO₂-SCHICHTEN

E. Sennewald, G. Götz, J. Mittenbacher und B. Wiedemann
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Thermisch gewachsenes SiO₂ auf Silicium zeigt nach der Implantation von Bor- und Phosphorionen und der Ausheilung der bei diesem Prozeß entstehenden Strahlenschäden ein unterschiedliches Ätzverhalten. Oberhalb einer Borkonzentration von 1×10^{19} Atome/cm³ wird die Ätzrate saurer fluoridhaltiger Lösungen erniedrigt /1/. Dagegen führen Phosphorkonzentrationen ab 10^{20} Atome/cm³ zu einer Erhöhung der Ätzrate /2/. Zur Gewinnung der entsprechenden Konzentrationsverteilung stellt die Bestimmung der relativen Ätzrate v/v_0 (definiert als das Verhältnis der Ätzraten von implantiertem zu unimplantiertem Material) eine einfache Technik dar. Die Anwendung von verdünnten Fluoridlösungen der Ionenstärke $I = 1$ mol/l mit verschiedenem pH-Wert /3/ (Tab. 1) zur Gewinnung der jeweiligen Ätzraten-Tiefenprofile führt immer zu einem der Fremdatomverteilung entsprechenden Verlauf der relativen Ätzrate.

Tabelle 1: Ätzlösungen der Ionenstärke $I = 1$ mol/l nach /3/

pH ber.	HCl [mol/l]	NH ₄ F [mol/l]	NH ₄ Cl [mol/l]	v_0 (SiO ₂) (298 K)[nm/min]
0,09	0,90	0,096	0,10	0,54
0,67	0,45	0,240	0,55	2,67
1,31	0,45	0,445	0,50	8,00
3,11	0,30	0,672	0,30	12,80
3,89	0,20	0,768	0,20	9,33
4,59	0,10	0,867	0,10	5,00

Dabei zeigt sich, daß die borinduzierte Erniedrigung von v/v_0 pH-Wert-abhängig ist. Für eine Dosis von 1×10^{16} 50 keV B⁺/cm² nimmt der Minimalwert der relativen Ätzrate $(v/v_0)_{\min}$ zwischen pH 1,31 und pH 3,89 von 0,84 auf 0,53 ab.

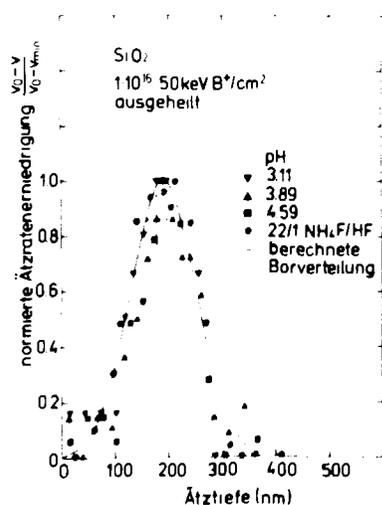


Abb. 1: Vergleich der Tiefenabhängigkeit der normierten Ätzratenerniedrigung einer 50 keV B⁺-Implantation mit der berechneten Borverteilung nach Ausheilung.

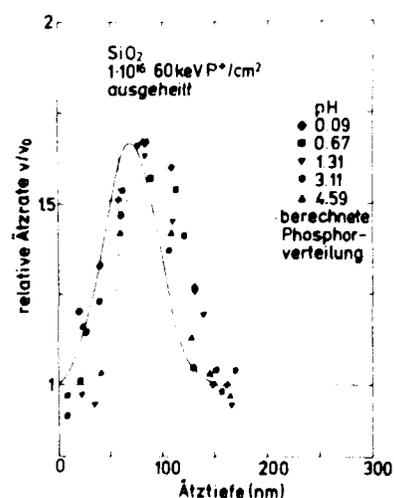


Abb. 2: Vergleich der Tiefenabhängigkeit der relativen Ätzrate einer 60 keV P⁺-Implantation mit der berechneten Phosphorverteilung nach Ausheilung.

Die normierte Ätzniedrigung $(v_0 - v)/(v_0 - v_{\min})$ in Abhängigkeit von der Tiefe zeigt für drei ausgewählte Lösungen gute Übereinstimmung mit der Fremdatomverteilung und kann näherungsweise durch eine Gauß-Verteilung beschrieben werden (Abb. 1). In gleicher Weise läßt sich eine Ätzlösung der Zusammensetzung 22/1 $\text{NH}_4\text{F}/\text{HF}$ in die Darstellung einordnen. Die maximale Borkonzentration von $6,5 \times 10^{20}$ Atome/ cm^3 liegt in einer Tiefe von $(192 \pm 19)\text{nm}$. Dies entspricht der projizierten Ionenreichweite von 190,7 nm.

Für 60 keV P^+ zeigen sich die Werte für $(v/v_0)_{\max}$ vom pH-Wert im Bereich zwischen 0,09 und 4,59 unabhängig (Abb. 2). Die maximale Phosphorkonzentration von $1,5 \times 10^{21}$ Atome/ cm^3 für eine Dosis von 1×10^{16} P^+/cm^2 wird bei $v/v_0 = 1,67 \pm 0,17$ und in einer Tiefe von $(77 \pm 8)\text{nm}$ angezeigt. Das Tiefenprofil wird durch die berechnete Phosphorkonzentrationsverteilung annähernd wiedergegeben.

Das Verfahren zur Bestimmung der relativen Ätzrate gestattet ferner eine Überprüfung der Energie-Reichweite-Beziehung (Abb. 3). Für Borimplantationen stimmt die Tiefe des Ätzratenminimums in Abhängigkeit von der Implantationsenergie mit den Ergebnissen von Schwettmann /1/ und mit den berechneten Ionenreichweiten nach Gibbons et al. /4/ überein.

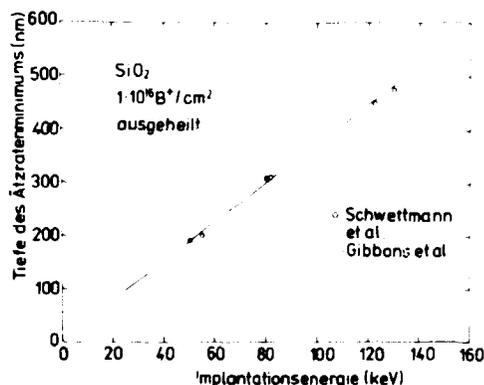


Abb. 3: Vergleich der experimentellen und berechneten projizierten Reichweiten von Bor in SiO_2 für verschiedene Implantationsenergien

Literatur:

- /1/ Schwettmann, F.N., R.J. Dexter, D.F. Cole; J. Electrochem.Soc. 120, 1566 (1973).
- /2/ Fliskin, W.A., R.P. Gnall; J. Electrochem. Soc. 111, 872 (1964).
- /3/ Judge, I.S.; J. Electrochem.Soc. 118, 1772 (1971).
- /4/ Gibbons, J.F., W.S. Johnson, S.W. Mylroie; "Projected Range Statistics", Dowden Hutchings and Ross Inc., Stroudsburg, Pennsylvania (1975).

VERFAHREN UND AUSRÜSTUNG ZUR HERSTELLUNG EXTREM FLACHER SCHRÄGSCHLIFFE AUF FESTKÖRPER-OBERFLÄCHEN

F. Bigl, A. Schindler, R. Fechner, I. Herold

Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung, Leipzig, Bereich Strahlenforschung
Th. Hänsel

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Schrägschliffe auf Festkörperoberflächen dienen der Freilegung vertikaler Stoff- bzw. Defektverteilungen in Oberflächennähe. Die damit erreichte Streckung der Verteilungsprofile erlaubt eine Tiefenprofilanalyse mit Untersuchungsmethoden, deren Tiefenauflösungsvermögen sonst zu gering ist. Konventionelle Schrägschliffverfahren sind das mechanische Schleifen (max. Streckungsverhältnis 1:200) und das chemische Ätzen mit bewegter Probe (max. Streckungsverhältnis bisher 1:5000). Für Untersuchungen extrem flacher Profile mit Dicken unter $1 \mu\text{m}$ bzw. auch unter $0,1 \mu\text{m}$ reichen diese Streckungsverhältnisse nicht aus.

Es wurden zwei Verfahren zur Herstellung extrem flacher Schrägschliffe mit beliebig kleinen Neigungswinkeln entwickelt, einmal mit Materialabtrag durch Ionenstrahlätzen und ein zweites durch naßchemisches Ätzen. Für praktische Anwendungen wurden Schliffe mit Neigungswinkeln von einigen 10^{-4} Grad (Streckungsverhältnis $1:2 \times 10^5$) realisiert.

Beim Ionenstrahlverfahren /1/ wird mit Hilfe eines großflächigen Ionenstrahls das Material in Abhängigkeit vom Ort unterschiedlich tief abgetragen. Dies wird durch eine Relativbewegung zwischen Probe und einer Strahlblende erreicht.

Auf der Basis einer Hochvakuumbedampfanlage B 30 und einer Breitstrahlionenquelle BS 50 (ZfI-Entwicklung) wurde eine Laboranlage zur Herstellung ionenstrahlgeätzter Schrägschliffe gebaut. Der Aufbau der Anlage ist modular. Die Hauptteile der Anlage neben der Hochvakuumpumpe und der Breitstrahlionenquelle mit Versorgung sind eine Probenschleuse, eine Schrittmotorsteuerung für den Probenvortrieb und eine Prozeßüberwachung. Die Probenschleusungszeit ist kleiner 30s, die Gesamtzeit bei Probenwechsel kleiner 3 min. Die TTI-Logik für die Schrittmotorsteuerung umfaßt wählbare Schrittfrequenz über 4 Größenordnungen (Quarzgenerator), automatischer Start des Schrittzählers bei fest einstellbarer Startposition, freie Wahl der Schrittzahl (1 Schritt entspricht $4,8 \mu\text{m}$ Probenlänge), automatische Ionenquellenabschaltung bei Schliffende, automatischer Probenrücklauf sowie Ätzstop und Motorstop bei Havarie. Damit läßt sich ein teilautomatisierter Betrieb der Anlage realisieren, was besonders für Langzeitätzungen bis zu mehreren Stunden vorteilhaft ist.

Technische Daten:

Grundvakuum:	$5 \times 10^{-3} \text{ Pa}$
Betriebsvakuum:	$2 \dots 3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$
Ätzgase:	Ar, reaktive Gase (CF_4 , C_2F_6 , $\text{C}_2\text{Cl}_2\text{F}_2$, CCl_4 , CH_4 u.a.)
max. Probengröße:	L = 35 mm, B = 20 mm, D = 3 mm (8 mm ohne Probenträger)
Schrägschliff:	max. Länge: 12 mm (= 2560 Schritte des Schrittmotors) Breite: 8 mm
Bearbeitungszeit: (für 12 mm Schlifflänge)	0,25s...7h (= Taktzeit von 10^{-4} ...10s)

Erreichbare Schrägschlifftiefen (Beispiele)

Ar ⁺ , 1keV; 0,8 mAcm ⁻²	Taktzeit	Bearbeitungszeit	max. Tiefe
Si	1 s	42 min	3,0 μm
SiO ₂	1 s	42 min	1,7 μm
Si ₃ N ₄	1 s	42 min	3,8 μm
GaAs	1 s	42 min	11,0 μm

CCl ₄ , 1keV; 0,6 mAcm ⁻²	Taktzeit	Bearbeitungszeit	max. Tiefe
InP	1,56 s	60 min	5,3 μm

Das Verfahren "chemischer Schrägschliff" ist ein naßchemisches Ätzverfahren bei dem die Probe gleichmäßig durch die Grenzfläche Ätzmittel-Stopflüssigkeit bewegt wird, die in einem Gefäß übereinander geschichtet sind. Aufgrund hoher Ätzselektivität ist dieses Verfahren i.a. nur für homogenes Material einsetzbar. Es wurde zunächst für Si (Ätzmittel: HF/HNO₃/CH₃COOH/H₂O - 1:1,5:4:3,4) und für GaAs (Ätzmittel: H₃PO₄/H₂O₂/H₂O - 3:1:50) entwickelt. Stopflüssigkeit ist in beiden Fällen CCl₄.

Es ergänzt das Ionenstrahlverfahren dahingehend, daß keine Strahlenschäden entstehen und eignet sich daher besonders zur Untersuchung von Strahlenschadensverteilungen durch niederenergetische Ionen (0,3...3 keV).

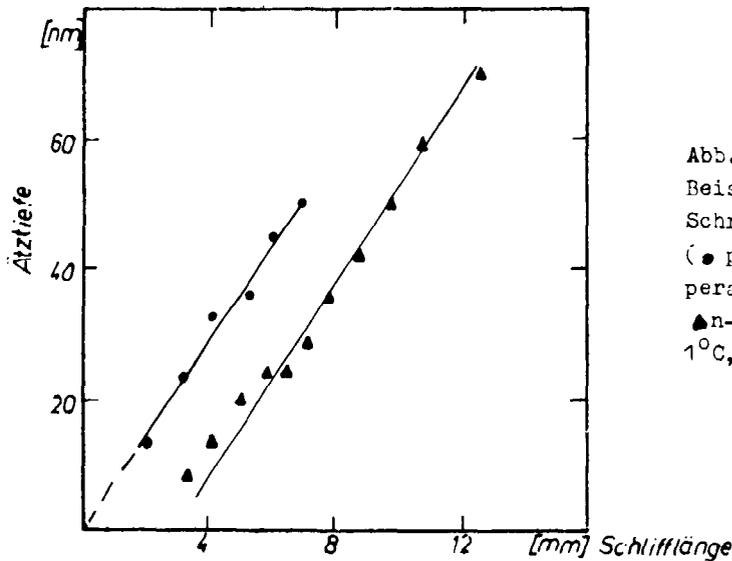


Abb.1:
Beispiele für chemisch geätzte Schrägschliffe
(● p-Si <111> 4...8x10⁻³ Ωcm, Ätztemperatur 20°C, gesamte Ätzzeit 300 s;
▲ n-GaAs (Te) <100>, Ätztemperatur 1°C, gesamte Ätzzeit 75 s)

/1/ Bigl, F. et al., Int.Conf. on Ion Beam Modification of Materials, Budapest 1978

STRUKTURÜBERTRAGUNG DURCH REAKTIVES IONENSTRAHLÄTZEN

G. Ringel, F. Bigl, G. Wolf

Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung, Leipzig, Bereich Strahlenforschung

Dieser Kurzfassung liegen nur Ergebnisse zugrunde, die mit der ZfI-Eigenbauionenquelle PS 100L und der ZfI-Eigenbauanlage KTA (Basisanlage B 55.2 von HVD, Restgasdruck $p \leq 5 \times 10^{-4}$ Pa, N₂, fl-Kühlung, keine Partialdrucküberwachung, Arbeitsdruck ca. 6×10^{-2} Pa, Strahlneutralisation mit Glühkathode im Strahlengang) bei der Strukturierung von SiO₂- bzw. Silox-Schichten auf Si bzw. Poly-Si gewonnen wurden.

Die im folgenden angegebenen Ätzgeschwindigkeiten und Selektivitäten sind auf Standardbedingungen normiert (1 mAcm^{-2} Stromdichte). Zur Vermeidung von Substrattemperaturen über 100°C wurde tatsächlich nur mit Stromdichten bis $0,4 \text{ mAcm}^{-2}$ gearbeitet. Die Bestimmung der Ätzgeschwindigkeiten erfolgte ausschließlich durch nachträgliches Ausmessen der Ätzstufen mit dem Gerät TALYSTEP. Zur Maskierung wurde AZ 1350H verwendet.

SiO₂- und Silox-Schichten können bei Verwendung von CF₃H und C₂F₆ auf Si- und Poly-Si-Unterlagen mit hoher Selektivität und guter Maskenübertragungsgenauigkeit strukturiert werden, wobei Kantenwinkel und Strukturverbreiterung hauptsächlich durch Form und Ätzverhalten der Haftmaske bestimmt sind.

Für alle getesteten Ätzgase (CF₃H, C₂F₆, C₃F₈, CF₄, CF₄/O₂, SF₆) liegen die "normierten" Ätzgeschwindigkeiten zwischen 30 und 50 \AA s^{-1} bei 1 keV Ionenenergie. Selektivitätswerte = 10 bzgl. Si- bzw. Poly-Si-Unterlage wurden jedoch nur mit CF₃H und C₂F₆ erreicht. Abb.1 zeigt die Abhängigkeit der Ätzgeschwindigkeit für Silox- und Si-Schichten von der Energie der Ionen (Anteil mehrfach geladener Ionen vernachlässigt) für CF₃H.

Nach diesen Ergebnissen ist der Bereich von etwa 400 bis 600 eV für den Maskenübertragungsprozeß als optimal anzusehen. Abb.2 enthält Trendaussagen zur Abhängigkeit der Selektivität $S = v_{\text{SiO}_2} : v_{\text{Si}}$ von der Ionenenergie für verschiedene Ätzgase.

Für den Photoresist AZ 1350H, der als Ätzmaske verwendet wurde, konnten folgende "normierte" Ätzgeschwindigkeiten bei 1 keV Ionenenergie ermittelt werden ($v_{\text{ätz}}$ in \AA s^{-1}):

Ätzgas	Ätzgeschwindigkeit
CF ₃ H	6 ± 2
CF ₄ und C ₂ F ₆	10 ± 4
C ₃ F ₈	20 ± 6
CCl ₄ /Ar - 2:1	20 ± 6

Die Abtragraten für Elektronenstrahlresists liegen signifikant höher.

CF ₃ H	Faktor 1,5...2
C ₂ F ₆	Faktor 2.....3
CF ₄	Faktor 4....6

Abb.1 zeigt die Abhängigkeit der Ätzgeschwindigkeit für AZ 1350H von der Energie der Ionen für CF₃H.

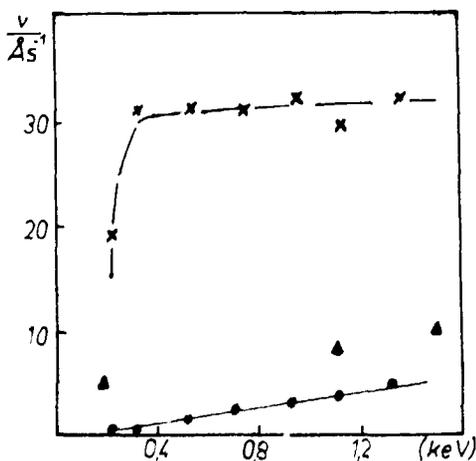


Abb.1: $v_{\text{ätz}} = f(E_{\text{Ionen}})$ für CF₃H
 $i = 1 \text{ mAcm}^{-2}$
 (Silox x, Si •, AZ 1350H ▲)

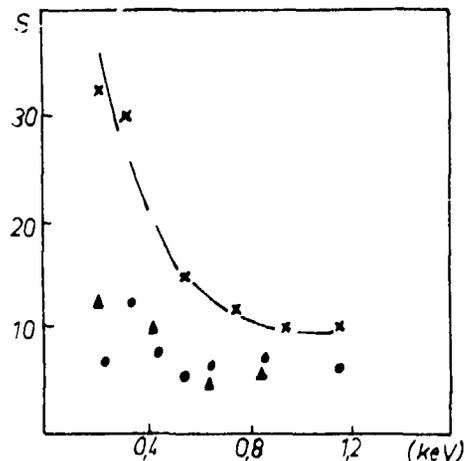


Abb.2: $S = v_{\text{SiO}_2} : v_{\text{Si}} = f(E_{\text{Ionen}})$ für CF₃H x,
 C₂F₆ •, CF₄/O₂ ▲

KRISTALLISATIONSHEMMUNG AN Kieselglas DURCH Al^{+} -IMPLANTATION

G. Boden, K. Wollschläger, E. Richter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Langzeittemperaturen (> 25 h, $1250^{\circ}C$) von synthetischem Kieselglas führen zur Bildung von Kristallkeimen, die bei weiterer thermischer Belastung wachsen. Dieser großkristalline Cristobalit erfährt durch Phasenumwandlung eine Volumenänderung, wodurch schließlich die Festigkeit des Materials stark abnimmt. Dieser Prozess geht von der Oberfläche aus. Durch Ionenimplantation können dünne aluminiumdotierte Schichten erzeugt werden, die das Vordringen der Rekristallisationsfront in die Tiefe verhindern.

Als geeignetes Analysenverfahren bietet sich die Infrarot-Reflexionsspektroskopie an. Abb. 1 zeigt die bekannten Spektren von synthetischem Kieselglas und oberflächlich rekristallisiertem synthetischem Kieselglas. Außerdem sind die Spektren von argonimplantiertem Kieselglas vor und nach einer Langzeittemperatur dargestellt. Die Argonatome werden nicht in das Glasnetzwerk eingebaut, sie verhindern deshalb auch nicht die Rekristallisation.

Ein völlig anderes Verhalten findet man nach Aluminiumimplantation (Abb. 2). Zunächst erkennt man noch eine gleichmäßige Untergrundreflexion, die auf einen Aluminiumüberschuß hindeutet. Bei erhöhter Temperatur ($> 600^{\circ}C$) wird dann Aluminium in das Glasnetzwerk eingebaut und verhindert so die Rekristallisation.

Über der vergrabenen aluminiumdotierten Zone können sich noch Kristallkeime bilden (Abb. 3), da hier der Aluminiumgehalt zu gering ist ($< 2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$). Mit steigender Dosis wird die schützende Zone dicker und erreicht die Oberfläche.

IR-Reflexionsspektren von synthetischem Kieselglas

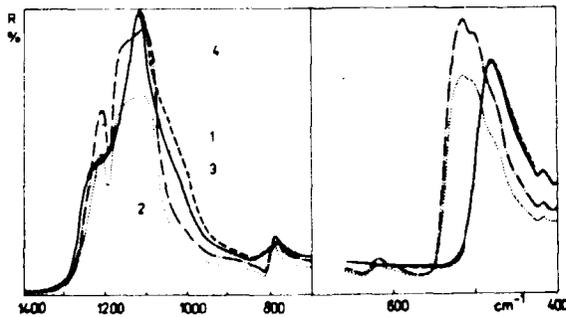


Abb. 1 1-Ausgangszustand, 2- nach Langzeittemperatur, 3- argonimplantiertes Kieselglas (50 keV ; $3,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$), 4- letzteres nach Langzeittemperatur

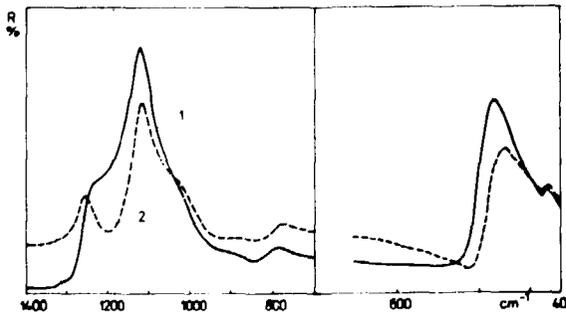


Abb. 2 1-Ausgangszustand, 2- nach Aluminiumimplantation (50 keV ; $3,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$)

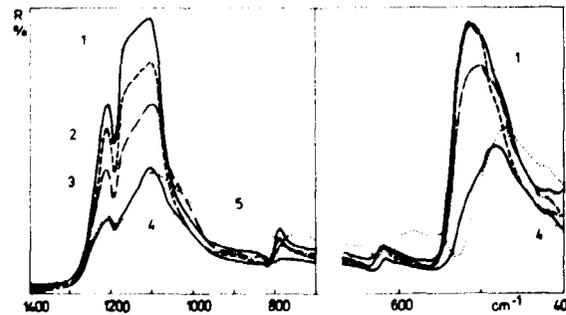


Abb. 3 Spektren nach Al^{+} -Implantation (50 keV) und anschließender Langzeittemperatur, 1- nicht implantiert, 2- 10^{16} cm^{-2} ; 3- 10^{17} cm^{-2} ; 4- $3,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ 5- 10^{18} cm^{-2}

ZUR WIRKUNG HOHER STRAHLENDOSIS AUF DAS ABSORPTIONSVERHALTEN VON KIESELGLÄSERN

Boden, G., Richter, E.

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

In der Literatur beschriebene Arbeiten zur Wirkung ionisierender Strahlung auf das Absorptionsverhalten von Kieselgläsern beziehen sich im allgemeinen auf Röntgen- oder γ -Strahlen im Dosisbereich um 10^4 Gy (s. Literaturzusammenstellung in /1/). Während nach Bestrahlung mit ionisierender Strahlung aus kristallinem Quarz (Bergkristall) erschmolzene Kieselgläser ein Absorptionsmaximum im sichtbaren Wellenlängenbereich (550 nm), das eine Violettfärbung hervorruft, aufweisen, zeigen synthetische, aus SiCl_4 in der Knallgasflamme hergestellte Kieselgläser diese Bande nicht und damit auch keine Verfärbung im sichtbaren Bereich. Es wurden Untersuchungen über den Einfluß sehr hoher Strahledosen (Kernreaktorbestrahlung) auf das Absorptionsverhalten von Kieselglas durchgeführt. Der Absorptionspeak bei 550 nm nimmt zunächst bis zu einer Dosis von ca. 6×10^5 Gy mit steigender Bestrahlungsdosis zu (Abb. 1). Dies äußert sich visuell in einer Vertiefung der Violettfärbung. Oberhalb 6×10^5 Gy nimmt mit steigender Bestrahlungsdosis die Peakintensität wieder ab, d.h. es tritt eine Ausheilung des die Absorption bewirkenden Defektzentrums ein. Damit im Zusammenhang steht eine Aufhellung der Violettfärbung mit zunehmender Bestrahlungsdosis oberhalb der angegebenen Grenzdosis. Zur Deutung der durch die Bestrahlung hervorgerufenen Defektzentren wird angenommen, daß die Bande bei 550 nm mit dem Vorliegen von "Vorordnungszuständen" im Kieselglas aus Bergkristall und deren Abbau durch die intensive Reaktorbestrahlung infolge Netzwerkumlagerungen verknüpft ist, zumal bekannt ist, daß kristalliner Quarz bei den angegebenen Bestrahlungsbedingungen gittergestört und schließlich amorphisiert wird /2-4/.

L I T E R A T U R

/1/ Boden, G., ZfK-319 (1976)

/2/ Boden, G., Richter, E., Ebert, J., Silikattechn. 22, 347 (1982)

/3/ Leadbetter, A.J., Wright, A.C., Phys. Chem. Glasses 18, 79 (1977)

/4/ Kolonzova, E.V., Kulago, Je.E., Tomilin, N.A., Kristallografija 18, 1198 (1973)

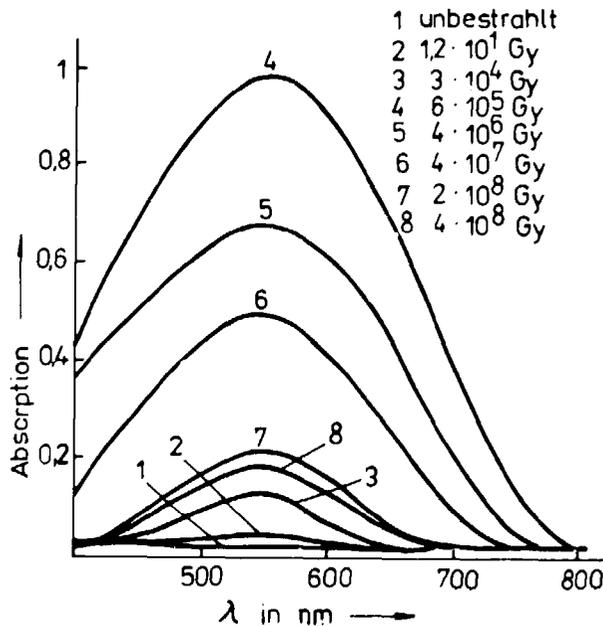


Abb. 1:
Abhängigkeit der Intensität der
550-nm - Absorptionsbande von
der Strahledosis bei reaktorbe-
strahlten Kieselgläsern aus
Bergkristall

HERSTELLUNG VON DÜNNEN SI-SCHICHTEN DURCH CHEMISCHES ÄTZEN

Beulich, H. und H. Münzer

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für die Herstellung von dE/dx -Detektoren werden dünne Si-Substrate benötigt. Die verwendete Ätzvorrichtung besteht aus einem Polyäthylbecher, welcher gegenüber der Vertikalen verstellbar geneigt ist. Für die Versuche wurde Silizium mit einem spezifischen Widerstand von $\approx 1 \text{ k}\Omega \text{ cm}$ eingesetzt. Für die von Hemment und Stevens [1] und Stoller [2] angegebenen Ätzgemische war unter unseren Versuchsbedingungen die starke Haftung von Gasblasen auf der Si-Oberfläche nachteilig.

Gute Ergebnisse wurden mit einem Ätzgemisch, bestehend aus rauchender Salpetersäure, Flußsäure (39%ig) und Essigsäure (99%ig), erreicht.

Die 18-mm-Si-Scheiben (Dicke $300 \mu\text{m}$) wurden mit einem ätzresistenten Lack auf eine Teflonscheibe aufgebracht und ein Rand von 2,5 - 3,0 mm mit Lack abgedeckt.

Bei Ätzraten von $4,5 - 5,0 \mu\text{m}/\text{min}$ erfolgte die Ätzung in 2 Teilschritten bis auf die gewünschte Enddicke der Si-Scheibe.

Es wurden Abdünnungen bis auf $22 \mu\text{m}$ erreicht bei Parallelitätsabweichungen in der Größenordnung $5 \mu\text{m}/11 \text{ mm}$, wobei Abweichungen $\leq 1 \mu\text{m}$ bis zu einem Durchmesser von 9 mm gemessen wurden.

Abb. 1 und 2 zeigen die Aufnahme des Oberflächenprofils einer Si-Scheibe mit dem Tastschnittgerät ME 10 vor und nach dem Ätzprozeß. Die geläppte Oberfläche wird im Verlauf der Ätzung eingeebnet; der Krümmungsverlauf der Oberfläche vor und nach dem Ätzprozeß stimmt nicht überein.

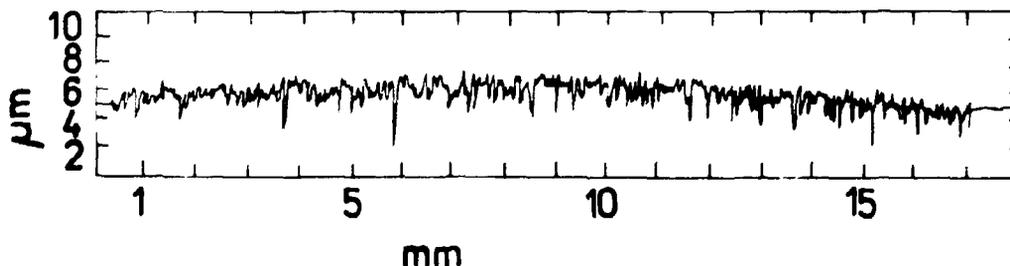


Abb. 1
Oberflächenprofil einer Si-Scheibe vor dem Ätzprozeß

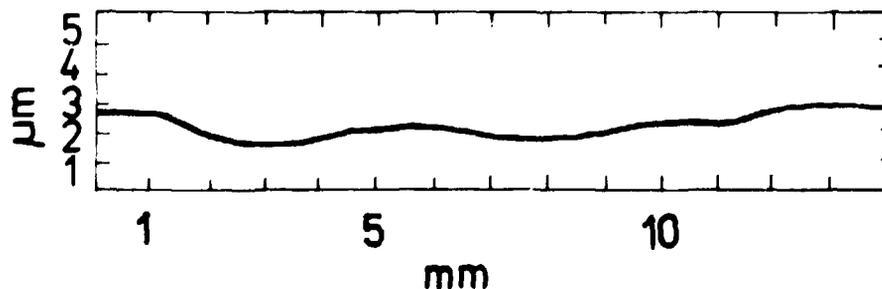


Abb. 2
Oberflächenprofil einer Si-Scheibe nach dem Ätzprozeß

L i t e r a t u r

- [1] Hemment, PLF, Stevens, PRG, Journal of Physics E (Scientific Instruments) 1969, Vol. 2, 19-21
- [2] Stoller, A.J. u.e., RCA Review, Juni 1970, 265-270

DER EINFLUSS TIEFER HAFTSTELLEN AUF DAS ENERGETISCHE AUFLÖSUNGSVERMÖGEN VON HALBLEITERDETEKTOREN AUS HOCH-
REINEM NEUTRONENDOTIERTEM SILIZIUM

Bischoff, L.

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Störstellen sind energetisch erlaubte Zustände in der verbotenen Zone des Bändermodells, die durch lokale Störungen des Gitterpotentials (Fremdatome, Leerstellen oder Punktdefekte) hervorgerufen werden. Sie bilden Rekombinationszentren, die die Minoritätsladungsträgerlebensdauer reduzieren und so negativ auf das Sperrstromverhalten wirken. Der wesentliche Einfluß der Störstellen besteht bei hochreinem ND-Basisilizium ($\rho_n = 5 \dots 50 \text{ k}\Omega\text{cm}$) in der Verminderung des spezifischen Widerstandes durch ihren Donatorcharakter. Zusätzliche Donatoren können durch Eindiffusion von Schwermetallen (Cu, Fe) oder durch prozeßinduzierte Zentren entstehen. Beide Prozesse verringern das elektronische Auflösungsvermögen und beeinträchtigen die Sammeleigenschaften der Ladungsträger in der Raumladungszone.

Die Untersuchungen wurden mittels Kapazitätsspektroskopie (DLTS) durchgeführt. Verunreinigungen durch interstitielles Eisen (Fe^0 , $E_T = E_V + 0,40 \text{ eV}$) und durch Eisen-Bor-Paare (FeB , $E_T = E_C - 0,55 \text{ eV}$) konnten nachgewiesen werden /1/. Bei allen Proben wurde ein Donatorniveau bei $E_C - 0,26 \text{ eV}$ beobachtet. Die Abhängigkeit der Trapkonzentration von der Temperaturbehandlung und der Passivierungsart deutet auf eine Eindiffusion von Schwermetallen hin (Abb. 1). Nach einer Implantationsausheilung bei 600°C wurde ein Absinken des spezifischen Widerstandes auf die Hälfte des Ausgangswertes gemessen. Die Energieauflösung beträgt für einen derartigen Detektor 300 eV für die Mn K_{α} -Linie ($5,9 \text{ keV}$). Durch Herabsetzen der Temperatur auf 450°C wurden die Widerstandswerte erhalten. Die Trapkonzentration sank um ca. eine Größenordnung. Eine Verbesserung der Energieauflösung wurde nicht festgestellt. Die Ursache wird in einem zusätzlichen Niveau bei $E_C - 0,36 \text{ eV}$ gesehen (Abb.2), welches auf eine unvollständige Implantationsausheilung hindeutet. Nach MEISE /2/ handelt es sich um einen 5-Vakanz-Komplex.

L I T E R A T U R

/1/ Bischoff, L., Geßner, T., Mönzenstern, H., Phys.Stat.Sol. (a) 70 (1982) K 35

/2/ Meese, J.M., A Review of NTD-Induced Defects in Silicon (1980)

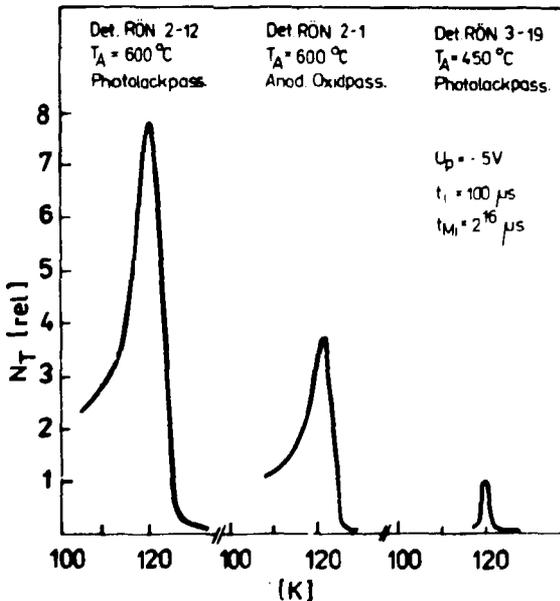


Abbildung 1
DLTS-Spektren des Niveaus $E_C - 0,26 \text{ eV}$
von Detektoren unterschiedlicher
technologischer Varianten

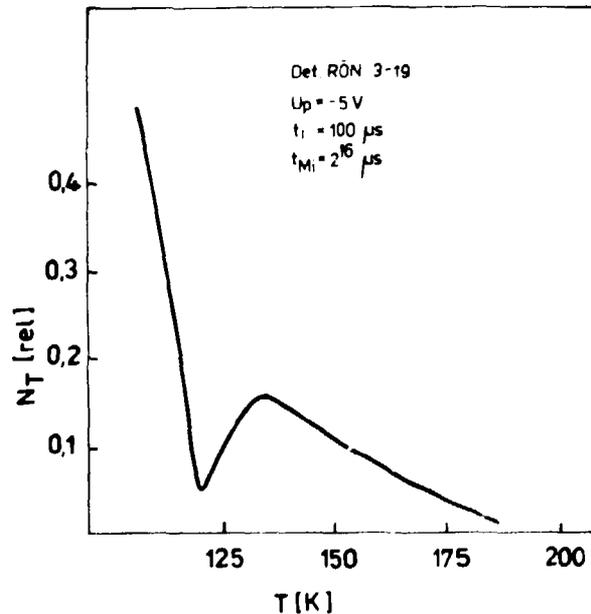


Abbildung 2
DLTS-Spektrum des Niveaus $E_C - 0,36 \text{ eV}$

Spektrometrische Eigenschaften Ionenimplantierter Halbleiterdetektoren

Von Borany, J.; Schmidt, B.;

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

An den im ZfK hergestellten Ionenimplantierten Detektoren für die Teilchenspektrometrie /1/ wurden weitere Untersuchungen vorgenommen. Dabei konnten folgende Ergebnisse erreicht werden:

- Das energetische Auflösungsvermögen bei der α -Spektrometrie wird im wesentlichen durch das Energiestragging in der Quelle bzw. in der Totschicht des Detektors bestimmt. Bei Verwendung einer speziell hergestellten ^{210}Po - α -Quelle (Schichtdicke ≤ 1 nm) wurde das bisher beste α -Spektrum mit einer Peakhalbwertsbreite von 11,2 keV gemessen (Abb. 1). Die mit der α -Winkelmethode bestimmte Totschichtdicke des Detektors von 190 nm liefert dabei einen Beitrag von 8,7 keV. Durch Abdünnung des implantierten Borprofils sollte ein α -Auflösungsvermögen von 10 keV erreichbar sein.
- Aufgrund des geringen elektronischen Rauschens eignen sich die Detektoren gut zur niederenergetischen Elektronenspektrometrie ($E < 250$ keV). Abb. 2 zeigt das Spektrum der Konversionselektronen einer ^{139}Ce -Quelle. Wie aus dieser Abbildung ebenfalls ersichtlich, ist auch eine Raumtemperaturspektrometrie von Röntgenstrahlung möglich. Der erfassbare Energiebereich liegt dabei zwischen 15 und 60 keV. Bei höheren Energien wird die Nachweiseffektivität durch die Scheibendicke von 300 μm zu stark herabgesetzt.

Die Detektoren werden erfolgreich beim Nachweis von Pu-Isotopen in einer Kernbrennstofflösung /2/, bei analytischen Aufgaben auf dem Gebiet der Transuranchemie sowie der traditionellen α -Spektrometrie im ZfK eingesetzt.

L I T E R A T U R

/1/ Von Borany, J. et. al., Gemeinsamer Jahresbericht ZfK-488 (1982)

/2/ Niese, U., Jahresbericht KB des ZfK Rossendorf (1983)

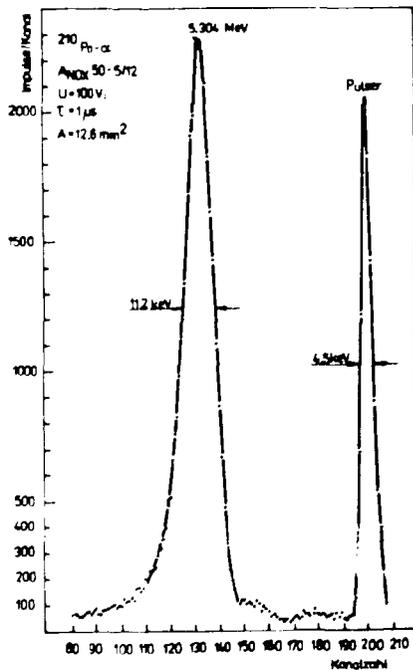


Abb. 1: α -Spektrum einer ^{210}Po -Quelle

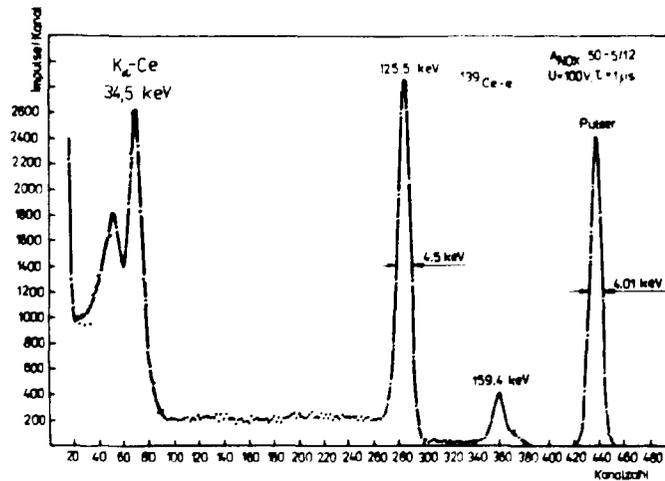


Abb. 2: Konversionselektronenspektrum einer ^{139}Ce -Quelle

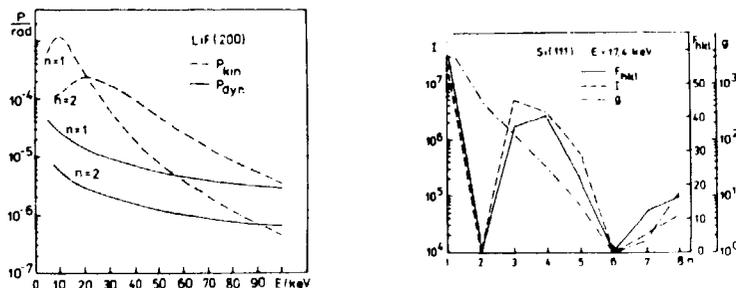
PBRAGG - EIN PROGRAMM ZUR BERECHNUNG INTEGRALER REFLEKTIVITÄTEN IN BRAGG-KRISTALL-DIFFRAKTIONSSPEKTROMETERN

G. Zachornack, A. Pohlers, A. Reichmann

TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Angewandte Kernphysik

Bei der Abschätzung der Lichtstärke von Bragg-Diffraktionspektrometern ist es notwendig, den Quotienten P/ω zwischen integraler Reflektivität P und der Halbwertsbreite ω des Diffraktionsreflexes für einen gegebenen Kristall bei definierter Wellenlänge der Quantenstrahlung und festgehaltener Beugungsordnung zu bestimmen. Da jedoch nur experimentelle Werte der integralen Reflektivität für wenige Kristalle und Gitterebenen bei ausgewählten Energien und Beugungsordnungen vorliegen, macht sich oftmals die Berechnung der integralen Reflektivität für den jeweils konkret interessierenden Fall notwendig. Das vorliegende Programm PBRAGG erlaubt die Berechnung der integralen Reflektivitäten in der kinematischen (idealer Mosaikkristall) und dynamischen (idealer Einkristall) Theorie für ebene und gebogene Kristalle. Absorptions- und Extinktionseffekte werden berücksichtigt, ebenso der Beitrag anomaler Dispersion durch entsprechende Beiträge zum Atomstreuformfaktor und der Einfluß der Temperatur durch den Debye-Waller-Faktor. Der Atomstreuformfaktor kann entweder durch eine Reihenentwicklung /1/ oder durch die Berechnung des entsprechenden Integrals /2/ auf der Grundlage relativistischer Wellenfunktionen aus dem Programm HEX /3/ erhalten werden. Der im Programm PBRAGG verwendete mathematische Apparat wird in seinen Grundzügen in /4/ beschrieben.

In den Abbildungen 1 und 2 werden als Beispiele einige mit dem Programm PBRAGG erhaltene Resultate angegeben. Abbildung 1 zeigt die Energieabhängigkeit der integralen Reflektivitäten von LiF(200) im Energiegebiet der charakteristischen K-Röntgenstrahlen von Schwerionen für die kinematische und dynamische Theorie für die Beugungsordnungen 1 u. 2.



Der Kurvenverlauf in Abb. 1 weist darauf hin, daß in Abhängigkeit der Quantenenergie Bereiche existieren, in welchen das Reflexionsvermögen von Kristallen nahezu modellunabhängig ist bzw. wo das Reflexionsvermögen des idealen Einkristalls das des idealen Mosaikkristalls wesentlich übertrifft. Ein derartiges Verhalten konnte für eine Reihe von Kristallen und Gitterebenen ermittelt werden. In Abb. 2 wird der berechnete Verlauf des Strukturformfaktors für die ersten 8 Beugungsordnungen von Si(111) mit gemessenen relativen Reflexintensitäten /5/ verglichen. Die Abweichung zwischen beiden Kurvenverläufen für $n=4$ kann durch den Einfluß von Extinktionsprozessen erklärt werden. Die Größe g charakterisiert, in welchem Maße der Kristall als idealer Mosaikkristall ($g=0$) angesehen werden kann.

Literatur:

- /1/ International Tables for X-Ray Crystallography, Kynoch Press, Birmingham, England, 1974
- /2/ Fraga S. et al., Handbook of Atomic Data, Elsevier Publishing Company, Amsterdam a.o., 1976, p.46
- /3/ Modifizierte Variante des Programmes HEX aus Liberman D.A. et al. Comp. Phys. Commun., 1971, 2, p.107

- /4/ Cauchois Y., Bonnelle C. "X-Ray Diffraction Spectrometry",
in "Atomic Inner-Shell Processes", Vol.II, Academic Press, New York a.o., 1973
/5/ Pohlers, A., Zschornack G.: Preprint VIK, P13-81-794, Dubna, 1981

Bildunterschriften:

Abb. 1: Integrale Reflektivität von Si(200) in Abhängigkeit von der Quantenenergie E für verschiedene Beugungsordnungen n.

Abb. 2: Berechneter Verlauf des Strukturformfaktors F_{hkl} für die ersten acht Beugungsordnungen n von Si(111). Zum Vergleich werden gemessene relative Reflektivitäten I /5/ angegeben. Die Größe g charakterisiert, in welchem Maße der Kristall als idealer Mosaikkristall (g=0) angesehen werden kann.

AUFLÖSUNGSGRENZEN VON BRAGG-KRISTALLDIFFRAKTIONSSPEKTROMETERN BEI DER MESSUNG VON RÖNTGENSPEKTREN AN QUELLEN HOCHGELADENER SCHWERIONEN

G. Musiol, G. Zschornack

TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Angewandte Kernphysik

Bei der Messung der charakteristischen Röntgenstrahlung aus Quellen hochgeladener Ionen, wie sie in den Elektronen-Ionen-Ringen des Schwerionenkollektivbeschleunigers /1/ oder in der Elektronenstrahlionenquelle "KRYO-2" /2/ des VIK Dubna auftritt, wird oft eine Überlagerung mehrerer Röntgenlinien des gleichen Übergangs gemessen, die verschiedenen Ionisationszuständen des analysierten Elementes zuzuordnen sind. Um aus den gemessenen Spektren signifikante Informationen abzuleiten, macht sich eine Entfaltung nach den Einzelpeakkomponenten notwendig.

Bei der Entfaltung von Röntgenspektren mit überlagerten Peakkomponenten beschreibt die Konditionszahl α für das Problem charakteristischer Koeffizientenmatrix die Fehlerfortpflanzung bei der Auflösung des entsprechenden Gleichungssystems /3/. Zwischen dieser Konditionszahl α und dem Abstand Δx der Einzelpeakkomponenten sowie der Varianz σ der Einzelpeaks besteht der Zusammenhang

$$\alpha \sim \left(\frac{1}{\Delta x / \sigma} \right)^{n-1}$$

mit n als Zahl der überlagerten Peakkomponenten. Somit muß bei der Messung entsprechender Röntgenspektren die Realisierung eines möglichst großen Koeffizienten $\Delta x / \sigma$ angestrebt werden. Dies ist besonders bei dem Einsatz von Kristalldiffraktionsspektrometern infolge der um ca. eine Größenordnung besseren energetischen Auflösung gegeben.

In Abb. 1 wird der Verlauf des Auflösungsvermögens $\Delta x / \sigma$ eines Kristalldiffraktionsspektrometers für einen LiF (200) Kristall für alle Ionisationszustände von Argon, Krypton, Xenon und Uran für ausgewählte intensive Röntgenübergänge angegeben. Dabei wurden Röntgenübergangsenergieverschiebungen aus /4, 5/ zugrunde gelegt.

Der in Abb. 1 dargestellte Verlauf des Auflösungsvermögens stellt einen Grenzwert dar, welcher auf Grund der natürlichen Linienbreite der Röntgenübergänge nicht wesentlich verbessert werden kann.

Da insbesondere die Analyse der Röntgenübergänge der L- und M-Serien sowie der K-Serien leichter Elemente die Erreichung eines hohen Auflösungsvermögens erlaubt, muß dies bei der Auswahl eines entsprechenden Spektrometertypus berücksichtigt werden.

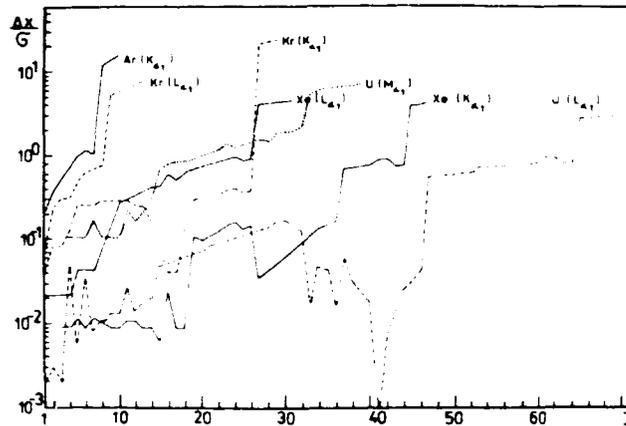


Abb. 1: Verlauf des Auflösungsvermögens $\Delta x/G$ eines Kristalldiffraktionsspektrometers für einen LiF(200)-Kristall für alle Ionisationsstufen I ausgewählter Elemente und einige intensive Röntgenübergänge

Literatur:

- /1/ G. Zschornack: et al. Nucl. Instr. Methode, 1980, 173, p. 457
- /2/ E.D. Donets: EČAJA, 1982, Band 13, Ausgabe 5, S.
- /3/ G. Müller: et al. Preprint VIK, E7-12219, Dubna, 1979
- /4/ G. Zschornack u.a.: Optika i Spektroskopija, Band 47, 1979, S. 430
- /5/ G. Zschornack: Preprint VIK, E7-82-375, Dubna, 1982

KINEMATIK FÜR EIN HOCHAUFLÖSENDES BRAGG-KRISTALLDIFFRAKTIONSSPEKTROMETER ZUR MESSUNG DER CHARAKTERISTISCHEN RÖNTGENSTRAHLUNG VON ELEKTRONEN-IONEN-RINGEN

G. Musiol, G. Zschornack
TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Angewandte Kernphysik

G. Müller, TU Dresden, Sektion Informationstechnik
H.-J. Oertner, G. Karrasch, W. Schulze, VIK Dubna

Zur Spektrometrie der charakteristischen Röntgenstrahlung von Schwerionen, welche in die Elektronenringe des Schwerionenkollektivbeschleunigers des VIK Dubna eingelagert werden, wurde ein hochauflösendes Bragg-Kristalldiffraktionsspektrometer entwickelt. Dabei mußten eine Reihe von Forderungen berücksichtigt werden, welche die konkrete Meßgeometrie am Schwerionenkollektivbeschleuniger, die Forderung nach einem großen Winkelmeßbereich und die Realisierung des Einsatzes eines Laserinterferometers zur Kontrolle der Kristallpositionierung betreffen.

Die Kinematik des Kristalldiffraktionsspektrometers, d.h. die gleichzeitige Verdrehung des Kristalltisches mit dem Kristall K und die Bewegung der Eintrittsblende B sowie des Detektors D gemäß vorgegebener Bewegungsfunktion werden mit Hilfe eines mehrgliedrigen Getriebes realisiert. Der Grundantrieb besteht aus einem zykliden Getriebe, welches gewährleistet, daß sich Blende und Detektor so bewegen, daß die Braggsche Reflektionsbedingung ständig eingehalten wird (Bild 1). Dabei befindet sich der Kristall ständig am gleichen Ort und wird nur um seine eigene Achse verdreht. Die Blendenbahn ergibt sich als Strecke auf der Einfallsgeraden des Röntgenstrahls mit dem Abstand Blende-Kristall $BR = r_B$, gleich dem Abstand Kristall-Detektor $RD = r_D$ zu

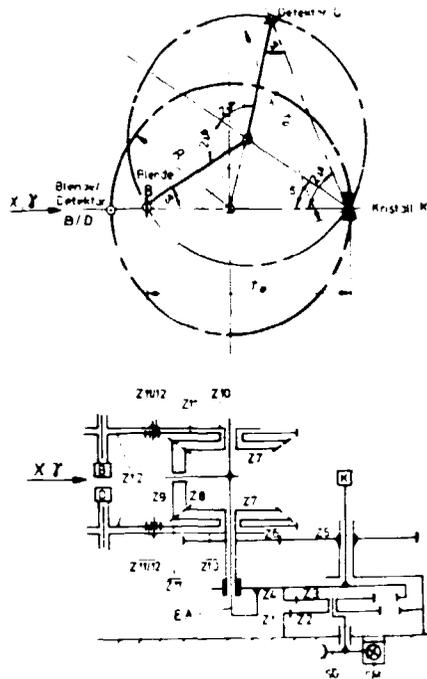


Abb. 1: Funktionsprinzip und mechanischer Grundantrieb des Kristalldiffraktionspektrometers

für eine Betriebsfrequenz des Schrittmotors von 3 kHz.

Schrittmotor und Schneckengetriebe sind durch eine dämpfende, elastische Kopplung miteinander verbunden. Am Gestellrad Z_1 kämmt Z_2 , das mit Z_3 zum Planetenrad gekoppelt ist

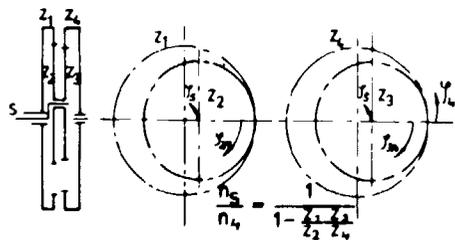


Abb. 2: Umlaufrädergetriebe zur Kristallpositionierung

(Abb. 2). Z_3 kämmt mit Z_4 , womit die Grundpositionierung des Kristalls realisiert ist (Verbindung Kristall/ Z_4). Z_4 stellt gleichzeitig das Hauptlager des Antriebes dar und bewegt die starr gekoppelte Exzenterachse (EA) (Abb. 1). Zahnrad Z_6 rollt am Gestellrad Z_5 ab ($i = 1 : 2$) Der damit aufgenommene Drehwinkel 2ψ wird unmittelbar zur Detektorverstellung genutzt (Z_{10}) bzw. über $Z_7/Z_8/Z_{10}$ in entgegengesetzter Drehrichtung auf die Blende wirksam. Die Paarungen $Z_8/9/Z_{11}/12/Z_{12}$ bewirken eine Verstellung der drehbar gelagerten Blenden- und Detektoraufnahmen derart, daß die Oberflächennormalen von Blende und Detektoreintrittsfenster ständig zum Kristall gerichtet sind (Verdrehung um den Winkel ψ). Die Fertigung der Zahnräder des Umlaufrädergetriebes erfolgt in einem Maschinenbaubetrieb der DDR in der Genauigkeitsklasse 6, was bei den gewählten Verzahnungsdaten einer maximalen Winkelabweichung von $< 1'$ entspricht. Die erforderliche Feinverstellung des Kristalls wird durch eine Feinpositioniereinheit (Piezostellglied) erreicht, die einen Verstellbereich von $\pm 150 \mu\text{m}$ gewährleistet. Dabei wird die Einstellung des Kristalls durch ein Laserinterferometer kontrolliert (Winkelauflösung $\lesssim 0,1''$) und über eine on-line Kopplung mit einem Kleinrechner durch das

$$r_B = r_D = 2R \sin \psi \quad (1)$$

Die Geraden \overline{BK} schließen den Winkel 2ψ ein; der Durchmesser r des Rowlandkreises ist $2R = 648 \text{ mm}$.

Für die Bewegung des Detektors ergibt sich im x-y-Koordinatensystem mit dem Ursprung in der Drehachse des Kristalls

$$\begin{aligned} x_D &= 2R \sin \psi \sin 2\psi \\ y_D &= -2R \sin \psi \cos 2\psi \end{aligned} \quad (2)$$

Für Blende und Detektor wird über ein Zusatzzwangsgetriebe gewährleistet, daß Blenden- und Detektorebene jeweils senkrecht zum ein- bzw. ausfallenden Strahl stehen.

Der Antrieb (s. Getriebschema Abb. 1) erfolgt durch einen Schrittmotor (SM) mit $1,5^\circ$ -Winkelinkrement, der über ein Schneckengetriebe (SG) als erste Getriebestufe ($i = 1 : 120$) mit dem nachfolgenden Umlaufrädergetriebe (URG $Z_1 \dots Z_4$) gekoppelt ist, für das beim Montageprozeß eine veränderliche Untersetzung realisiert werden kann. Die Gesamtuntersetzung liefert für ein Motorinkrement eine Kristallverdrehung von $0,1813''$, was ein Optimum hinsichtlich Zeitökonomie und Feinfühligkeit für die Operation des Spektrometers darstellt. Die Winkelgeschwindigkeit liegt damit antriebsseitig bei $544''/\text{s}$ bzw. bei $1^\circ/6,6 \text{ s}$ Winkelverstellung

Piezostellglied nachgestellt.

EIN PIEZOANTRIEB ZUR KRISTALLFEINPOSITIONIERUNG IN EINEM RÖNTGENKRISTALLFRAKTIONS-SPEKTROMETER

G. Karrasch, R. Kirchbach VIK Dubna

G. Zschornack TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Für die hochauflösende Spektrometrie von Röntgenlinien und niederenergetischen γ -Linien mit Hilfe eines Bragg-Kristalldiffraktionspektrometers kommt es darauf an, eine möglichst definierte Kristallposition zu realisieren. Eine Abweichung $\Delta\vartheta$ vom Braggschen Winkel ϑ bei der Bestimmung der Wellenlänge λ der analysierten Strahlung führt zu einem Fehler von

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\sin\vartheta - \sin(\vartheta + \Delta\vartheta)}{\sin\vartheta}$$

Je nach analysiertem Winkelbereich ist es möglich, die Winkelpositionierung des Kristalls unter Einsatz eines Laserinterferometers [1] mit einer Genauigkeit von $\Delta\vartheta = 0,1''$ bis $0,01''$ zu bestimmen. Da derartige Genauigkeiten mechanisch durch herkömmliche Getriebe nicht realisiert werden können, macht sich eine Feinpositionierung im Anschluß nach erfolgter Positionierung durch den mechanischen Grundantrieb und erfolgter interferometrischer Bestimmung der Istlage des Kristalls durch einen Feintrieb notwendig. Zur Realisierung eines solchen Feintriebes wurde für den Einsatz im Kristalldiffraktionspektrometer ein Piezoantrieb entwickelt.

Als elektromechanische Wandlerelemente werden Scheiben aus Piezolan S2 eingesetzt. Bei Anlegen einer Spannung an die aufgedampften Elektroden der Piezoscheiben erfolgt eine Vergrößerung der Scheibendicke entsprechend dem Piezomodul des verwendeten Materials. Im beschriebenen Piezoantrieb wurden 30 Piezowandler gestapelt (mechanische Reihenschaltung) und elektrisch parallelgeschaltet. Die Konstruktion des Piezoantriebes wurde für eine maximale Nennspannung von 1 kV ausgelegt. Die Abmessungen der Konstruktion betragen $\varnothing 26 \text{ mm} \times 70 \text{ mm}$. Die gemessene Änderung des Verstellweges als Funktion der angelegten Spannung U wird in Abb. 1 dargestellt.

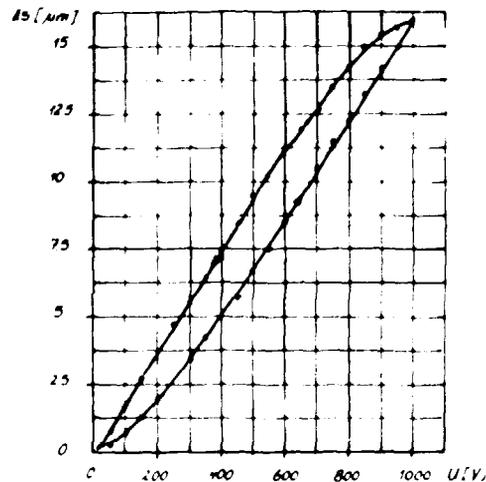


Abb. 1: Gemessene Änderung Δs des Verstellweges des Piezoantriebes als Funktion der angelegten Spannung U

Es können auch andere Verstellwege realisiert werden. Durch einfache Rechnung werden dazu die Längen der Isolier- und Gehäusehülle sowie die Anzahl der notwendigen Piezowandler bestimmt. Die Bewegungsübertragung vom Piezotrieb auf die zu verstellende Baugruppe erfolgt über einen Stößel ($\varnothing 5$), welcher wohl mit einer Querbohrung $\varnothing 2$ als auch mit einem Haftmagneten versehen werden kann (Abb. 2).

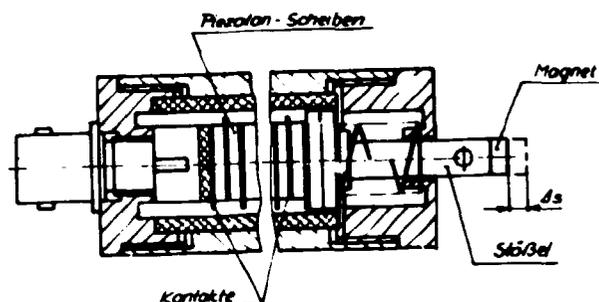


Abb. 2:
Mechanische Baugruppen
des Piezotriebes

Die Spannung wird über einen Steckverbinder 2/6,5 TGL 200-3800 zugeführt. Erzeugt wird die Spannung von einer linear einstellbaren Spannungsquelle 0-1000 V, zu deren Ansteuerung eine Spannung von 0 bis 5 V dient. Damit wird der Einsatz des Piezostellers sowohl in analogen als auch in Verbindung mit einem DAC in digitalen Systemen zur Positionsteuerung bzw. Regelung möglich.

Literatur:

/1/ G. Müller u.a.: Mitteilung VIK, P13-81-698, Dubna, 1981

OPTIMIERUNG DES EINSATZES ENERGIEDISPERSIVER DETEKTIONSSYSTEME ZUM NACHWEIS CHARAKTERISTISCHER RÖNTGENSTRAHLUNG AN BRAGG-SPEKTROMETERN

A. Pohlert, G. Zschornack

TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Angewandte Kernphysik

Zur hochauflösenden Spektrometrie charakteristischer Röntgenstrahlung eignen sich in besonderen Maße BRAGG-Spektrometer, die einen nachgeschalteten energiedispersiven Detektor zum Strahlennachweis nutzen. Um kleine Nachweisgrenzen über ein möglichst breites Energieintervall zu erreichen, ist es notwendig, neben einer hohen Nachweiseffektivität eine möglichst gute Trennung der Nutzstrahlung vom Untergrund sowie eine Separierung der Reflexspektren verschiedener Beugungsordnungen zu erreichen. Zugleich kann durch simultane Messung von Reflexspektren verschiedener Beugungsordnungen n für einen gegebenen Kristall mit dem Netzebenenabstand d eine Erweiterung des Meßbereiches zu großen Energien hin erfolgen /1/. Diese Erweiterung des Meßbereiches ist notwendig, da der für Messungen nutzbare Winkelbereich $\vartheta_{\min} \leq \vartheta \leq \vartheta_{\max}$ durch die Konstruktion des Spektrometers sowie den Einfluß geometrischer Aberrationen begrenzt wird /2/. Die für einen bestimmten Winkel in Abhängigkeit von der Beugungsordnung meßbare Energie E_n ergibt sich aus:

$$\frac{E_n}{E_0(d)} = n \cdot (\sin \vartheta)^{-1} \quad (1)$$

Dabei ist $E_0(d)$ eine charakteristische materialabhängige Energie. Sie stellt zugleich die minimale Energie dar, die für $\vartheta \rightarrow 90^\circ$ mit einem gewählten Kristallmaterial noch gemessen werden könnte. Als Minimalforderung an das Detektionssystem steht die Aufgabe,

Reflexspektren benachbarter Beugungsordnungen voneinander zu trennen. Das daraus abgeleitete minimale relative Auflösungsvermögen $R_{rel}^{(min)}$ ergibt sich aus:

$$R_{rel}^{(min)} = X_g \cdot \frac{1}{n} \cdot 100 \% \quad (2)$$

und ist keine Funktion des Winkels θ . Der statistische Faktor X_g berücksichtigt die Vollständigkeit der Trennung benachbarter Reflexspektren ($X_g = 95 \% = 0,60102$; $X_g = 99 \% = 0,45730$).

Unter Berücksichtigung der relativen Nachweiseffektivität R_{rel} in Abhängigkeit von der Energie und der Beugungsordnung wurde die Erfüllung dieser Forderung für

- Proportionalzählrohre (PZR)
 - Szintillationszählrohre (SZ)
 - Proportional-Szintillationszähler (PSZD) und
 - Halbleiterdetektoren (HLD) aus verschiedenen Halbleitermaterialien
- untersucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 enthalten.

Literatur:

- /1/ A. Pohlers, G. Zachornack, VIK-Preprint
P 13-81-794, Dubna (1981)
- /2/ G. Zachornack u.a.: Nucl. Instr. Meth. 200 (1982) 481

Tabelle 1: Untere Grenze des spektrometrischen Energiebereichs unter Berücksichtigung des minimalen relativen Auflösungsvermögens für verschiedene energiedisper-sive Detektoren

Detektionssystem	Energie/keV											
	n=1		n=2		n=3		n=4		n=5		n=6	
	S=95%	99%	95%	99%	95%	99%	95%	99%	95%	99%	95%	99%
SZ (NaJ (TL))	3	5,5	10	30	35	70	-	-	-	-	-	-
PZR (Xe/CH ₄)	0,4	0,8	2	3,5	5	10	10	20	15	30	25	50
PSZD (Xe)	0,1	0,15	0,4	0,8	1	2	2	4	3	6	4,5	9
Si(Li)/Ge(Li)-HLD mit FWHM=250 eV (MnK α)	0,4	0,5	0,7	1	1	1,5	1,5	2	2	2,5	2,2	3
HgJ ₂ -HLD - mit FWHM=300 eV (MnK α)	0,4	0,55	0,8	1,1	1,3	1,7	1,7	2,2	2,2	3,0	2,7	3,5

Die Grenzenergien ≤ 3 keV gelten vorbehaltlich dem Erreichen einer entsprechenden Nachweiseffektivität.

ANWENDUNG DES HARTMANN-SCHEN REGRESSIONSVERFAHRENS ZUR WINKELDISPERSIVEN UND ENERGIE-
DISPERSIVEN RÖNTGENPHASENANALYSE VON STAHLPROBEN

A. Pohlner, W. Socher

In der energiedispersiven und winkeldispersiven Röntgendiffraktometrie hat sich das standardfreie Verfahren als eine wichtige Methode zur quantitativen Phasenanalyse erwiesen /1/. Kennzeichen dieses Verfahrens ist, daß entsprechend der Grundgleichung der Intensitätsrechnung aus den gemessenen Spektren die Nettoreflexintensität I_{1k} (1-ter Reflex der K-ten Phase) zu bestimmen und durch Vergleich mit den Intensitätsfaktoren R_{1k} die gesuchten Volumenanteile v_k zu ermitteln sind:

$$I_{1k} = \eta(E) \cdot K_k(E) \cdot R_{1k} \cdot v_k \quad (1)$$

Dabei sind $\eta(E)$ die relative Nachweiseffektivität in Abhängigkeit von der Energie E der interferierenden Röntgenstrahlung und $K_k(E)$ eine Größe, die die Strahlungsintensität der Primärstrahlung sowie ihre Absorption durch die K-te Phase berücksichtigt. Der Intensitätsfaktor beinhaltet alle anderen Größen wie Polarisations-Lorentz-Faktor, Strukturfaktor, Elementarzellenvolumen und Flächenhäufigkeitsfaktor.

Als Alternative zu aufwendigen Entfaltungsprogrammen mit anschließender Bestimmung der Volumenanteile wurde von HARTMANN in /2/, ein Regressionsverfahren zur schnellen und direkten Berechnung von Volumenanteilen aus winkeldispersiv gemessenen Stahlproben vorgeschlagen. Besonderer Vorteil dieses Verfahrens ist, daß durch Einteilung der Reflexspektren in Reflexgruppen auch superpositionierte Reflexe zur Berechnung mit verwendet werden, ohne daß eine Entfaltung erfolgt. Bei der Berechnung kann dabei wohlweise von untergrundfreien oder untergrundbehafteten Reflexspektren ausgegangen werden.

Bei der Ausdehnung dieses Verfahrens auf die energiedispersive Röntgendiffraktometrie muß die Energieabhängigkeit des Produktes $\eta \cdot K$ berücksichtigt werden. Die Abhängigkeit von der Art der Phasen entfällt wie im winkeldispersiven Fall, da der Absorptionsfaktor für alle in Stahl auftretenden Phasen nahezu gleich ist. Durch Einführung modifizierter Intensitätsfaktoren

$$R_{1k} = \eta(E) \cdot K(E) \cdot R_{1k} \quad (2)$$

ergibt sich ein vergleichbarer Formalismus wie im winkeldispersiven Fall. Das Produkt $\eta \cdot K$ für die einzelnen Reflexe ist über die Messung des Primärspektrums der verwendeten Spektroskopie experimentell zugänglich. Ebenso ist es möglich, durch Ausmessen einphasiger Standardspektren die modifizierten Intensitätsfaktoren zu bestimmen bzw. rechnerisch ermittelte zu korrigieren /3/.

Mit dem nach dem HARTMANN'schen Regressionsverfahren arbeitenden Programm ORPA /4/ wurde ein Vergleich von winkeldispersiver und energiedispersiver Röntgenphasenanalyse für verschiedene Stahlproben durchgeführt. Es konnte Übereinstimmung in den Grenzen der Verfahrensunsicherheit gezeigt werden. Die Zuverlässigkeit der gewonnenen Ergebnisse kann mit Hilfe von ebenfalls durch das Programm ausgegebenen Prüfgrößen eingeschätzt werden /5/. Für beide Verfahren werden Vertrauensbereiche kleiner 5 % bei einer statistischen Sicherheit von 95 % erreicht.

Literatur:

- /1/ Foninger, G. u.a.: Härtereitechn. Mitteil. 30 (1975) 231
- /2/ Hartmann, U.: Härtereitechn. Mitteil. 27 (1972) 251
- /3/ Socher, W.: Forschungsbeleg, TU Dresden, Sektion Physik, WD Angew. Kernphysik, (1982)
- /4/ Pohlner, A.: Diplomarbeit, TU Dresden, Sektion Physik, WD Angew. Kernphysik
- /5/ Hartmann, U.: Härtereitechn. Mitteil. 27 (1972) 271

5. BERICHTE ZU DEN BESCHLEUNIGERN

DER BETRIEB DES ZYKLOTRONS U-120

B. Anders und H. Odrich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Das Zyklotron wurde im Berichtszeitraum dreischichtig betrieben, 87 % der Gesamtarbeitszeit standen für Experimente mit dem Strahl zur Verfügung. Die Tabelle 1 zeigt die Statistik des Zyklotronbetriebes nach Nutzer~~n~~ und Ionenarten.

Tabelle 1

Statistik des Zyklotronbetriebes

Zeitverteilung	Stunden	Ionenart	%
Verfügbare Zeit		D ⁺	63
11-31.12.1982	5859	H ₂ ⁺	1
Ein- und Ausschaltung, Wartung	497	He ²⁺	36
geplante Revision	333		
Strahlzeit	5029		
davon Kernphysik	1226		
Isotopenproduktion	2457		
Neutronentherapie	141		
Aktivierungsanalyse	120		
Biophysik	189		
Verschleißuntersuchung	102		
Sonstige Nutzer	344		
Beschleunigungstechnik	450		

Die Produktion relativ kurzlebiger Isotope wurde erhöht. Mit den im ZfK Rossendorf hergestellten Nuklearpharmaka erzielte die Medizinische Akademie Dresden gute Ergebnisse, so daß in den nächsten Jahren der Bedarf an Zyklotron-Isotopen steigen wird. Diese Steigerung erfordert zusätzliche Arbeiten zur Erhöhung der Betriebssicherheit des Zyklotrons und zur Verbesserung der Strahlkontrolle.

Die Herstellung von ¹²³J nach der Reaktion ¹²²Te (d,n) ¹²³J konnte durch Wobbelung des Ionenstrahles sowie durch die Messung der relativen Temperaturverteilung des Ionenstrahles auf einem Kontrolltarget verbessert und Verluste von ¹²²Te verhindert werden.

Für die Tastung des Hochfrequenzgenerators wurde ein neues Gerät entwickelt, das sich durch höhere Betriebssicherheit auszeichnet.

Die Ablenkmagnete erhielten neue stabilisierte Stromversorgungen, die eine höhere Stabilität, niedrigeren Energieverbrauch und einfachere Bedienung aufweisen.

EIN NEUER MODULATOR FÜR DEN HOCHFREQUENZGENERATOR DES ZYKLOTRONS

H. Büttig und M. Zschernig

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Im Berichtszeitraum erfolgte die Rekonstruktion der Modulatorbaugruppe des Zyklotron-Hochfrequenzgenerators. Das Blockschaltbild zeigt Abb. 1. Die Funktion des Modulators verdeutlicht Abb. 2. Eine sinusförmige Spannung (1) wird begrenzt und in eine Rechteckspannung umgeformt (2). Die Rechteckspannung steuert einen Dreiecksgenerator. Durch Überlagerung einer Gleichspannung wird der Grundpegel der Dreiecksspannung (3) verschoben. Da die Anstiegsflanke des hieraus erzeugten Rechteckimpulses (4) mit dem Grundpegel korrespondiert, wird durch die Größe der Gleichspannung die Impulsbreite definiert. Die Rechteckimpulse steuern über einen Optokoppler die Schaltstufe Abb. 3.

Am Ausgang der Schaltstufe stehen die verstärkten Rechteckimpulse mit einer Amplitude von $-400\text{ V}_{\text{SS}}$ bei einem mittleren Strom von 100 mA zur Tastung des Bremsgitters der Generatorröhre zur Verfügung. Die Impulsbreite ist in zwei Bereichen von 1 ms bis 20 ms (kontinuierlicher Betrieb) regelbar.

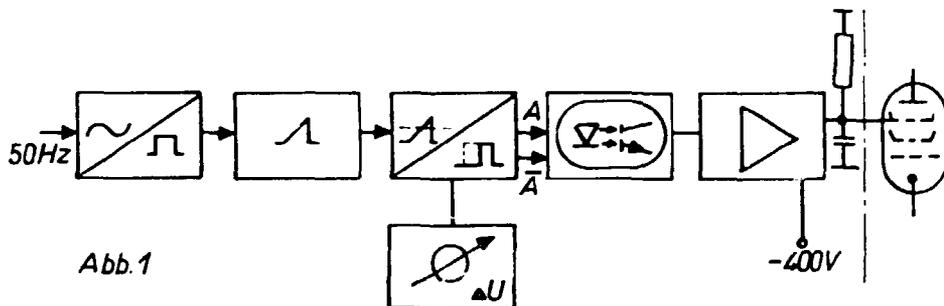


Abb. 1

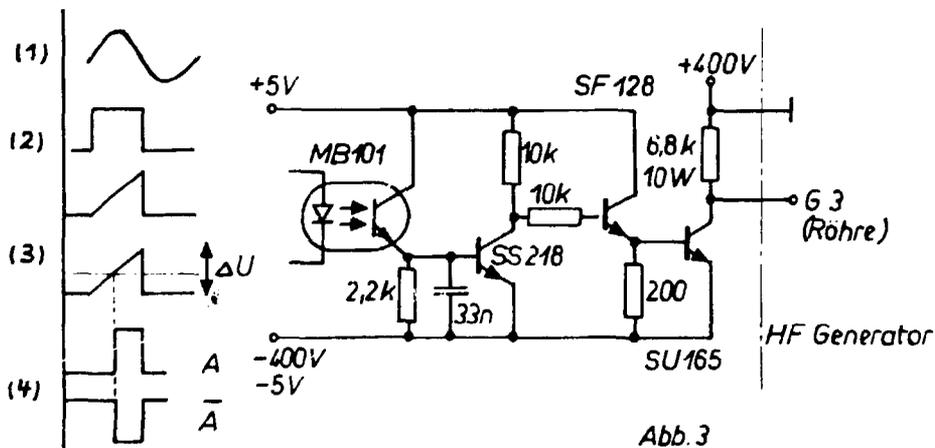


Abb. 2

Abb. 3

EINE METHODE ZUR MESSUNG DER TEMPERATURVERTEILUNG AUF EINEM KONTROLLTARGET

R. Brückner

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Zur Vermeidung von Substanzverlusten, die bei der Isotopenproduktion mit dem ausgeführten Zyklotron-Ionenstrahl bei lokaler thermischer Überlastung empfindlicher Targets eintreten, wird vor Beginn der Isotopenproduktion die Temperaturverteilung auf einem mit Thermomeßstellen ausgerüsteten Kontrolltarget gemessen. Die Meßwerte werden gleichzeitig am Auswertegerät angezeigt. Abweichend von der üblichen Temperaturbestimmung, bei der 2 Thermodrähte zum Thermoelement vereint werden, werden hier Cr-Ni-Drähte auf ein Ni-Blech geschweißt. Zur Auswertung der Temperatur sowie der Ionenstrahllage wird folgendes Meßprinzip angewendet (Abb. 1).

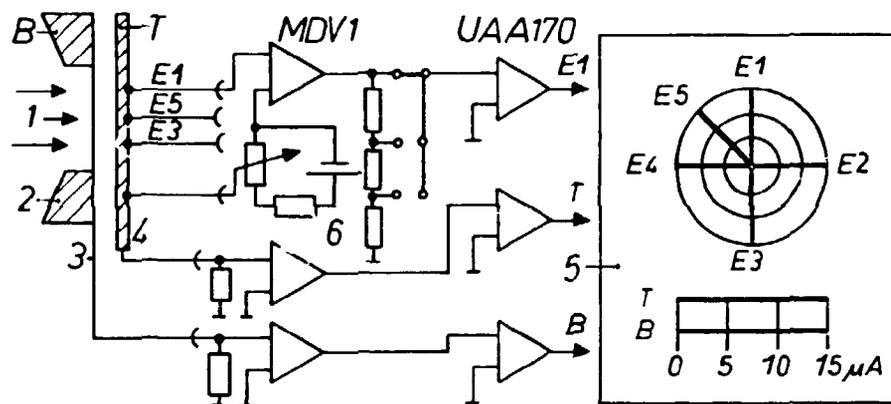


Abb. 1

Prinzipialschaltbild der Temperatur- und Strommessung

Der ausgeführte Ionenstrahl (1) wird mit der Blende (2) auf 12 mm begrenzt. Dann durchdringt der Strahl das Fenster der Ionenleitung (3) und trifft auf das Kontrolltarget (4). Das Kontrolltarget besteht aus einem 0,2 mm dicken Ni-Blech auf dem an der Rückseite auf den x- und y-Achsen sowie im Targetzentrum 0,3 mm dicke CrNi-Thermodrähte (E1...E5) aufgeschweißt sind. Das Ni-Blech ist der gemeinsame Minuspol der 5 Thermoelemente. Das Kontrolltarget sowie das Produktionstarget werden auf der Rückseite mit Wasser (6,4l/min) und auf der Vorderseite mit Luft (60l/min) gekühlt. Bei einer thermischen Belastung der Kontrolltargetoberfläche von 70 W und annähernd gleichmäßiger Intensitätsverteilung beträgt die Thermospannung je Meßstelle ≈ 1 mV. Die Thermospannungen werden durch Mini-driftverstärker (MDV 1...5) auf 1,5 V verstärkt und die Ausgangsspannungen steuern dann die Ansteuerschaltkreise vom Typ UAA 170. Jeder Schaltkreis steuert punktförmig 16 Lichtemitterdioden auf den Skalen des Auswertegeräts (5) an. Die Nullpunkt-Korrektur für die Temperatureauswertung erfolgt für alle Thermomeßstellen mit einer Kompensationsspannungsquelle (6). Zusätzlich wird am Auswertegerät der Ionenstrom auf der Blende und dem Target angezeigt.

ZUR MONITORISIERUNG VON NEUTRONENBESTRAHLUNGEN FÜR DIE KREBSTHERAPIE

K. Regel und R. Zimmermann

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Als Strahlenquellen zur Krebsbehandlung mit externem Bündel schneller Neutronen werden Kernreaktionen mit zyklotronbeschleunigten Ionen oder D-T-Generatoren verwendet. Als Beispiel ist in Abb. 1 ein Schnitt durch die Rossendorfer Neutronentherapieanlage (Roneutha) angegeben [1], bei der das Zyklotron U-120 als Beschleuniger zur Auslösung der Kernreaktion ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ verwendet wird.

Die Dosierung der Strahlenbehandlungen erfolgt durch die Registrierung von Monitormeßgrößen. Von der ECNEU wird empfohlen, eine sichere Dosierung durch zwei voneinander unabhängige Meßgrößen zu gewährleisten [2]. Für die Bestimmung der Dosiskomponenten an der Roneutha werden

- die auf der Achse des Strahlenbündels mit einer Ionisationskammer gemessene Freiluftdosis D_M (Abb. 1, Pos. 14) und
- die auf das dicke Berylliumtarget (Abb. 1, Pos. 2) geschossene Deuteronenladung Q

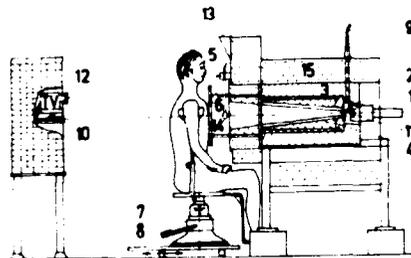


Abb. 1
Darstellung der Rossendorfer Neutronentherapieanlage

verwendet. Unter reproduzierbaren Bestrahlungsbedingungen ist jedem Monitormeßwert eine bestimmte Verteilung der Dosiskomponenten (Neutronen, Gammastrahlung) frei in Luft und im bestrahlten Gewebe zuzuordnen.

Ein wichtiges Problem jeder Neutronentherapieanlage besteht darin, die Monitormeßgrößen so zu wählen, daß die Beziehungen zwischen ihnen und den Dosiskomponenten auf der Strahlachse nahezu unabhängig von der Bestrahlungsfeldgröße und von möglichen Änderungen der Neutronenquelle sind. In welchem Maße diese Forderungen durch die an der Roneutha gemessenen Monitormeßgrößen erfüllt werden, zeigt Abb. 2. In Abb. 2 sind die Verhältnisse D_N/D_M bzw. D_N/Q in Abhängigkeit von der Bestrahlungsfeldgröße dargestellt. Die Neutronendosis D_N wurde jeweils auf der Strahlachse frei in Luft und in zwei verschiedenen Tiefen eines gewebeähnlichen Phantoms bestimmt (5 cm, 21 cm). Abb. 2 zeigt, daß das Verhältnis D_N/D_M unabhängig von der Feldgröße ist, während das für das Verhältnis D_N/Q nicht gilt. Außerdem konnte gezeigt werden, daß geringe Änderungen der Deuteroneneinschußparameter am Be-Target, die zu einer kleinen Änderung des Verhältnisses D_M/Q führen (10 %), das Verhältnis D_N/D_M nicht merklich ändern. D_M ist somit eine sehr geeignete Monitormeßgröße.

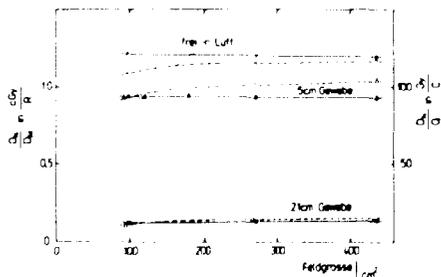


Abb. 2
Darstellung der Verhältnisse D_N/D_M (ausgezogene Kurven) bzw. D_N/Q (gestrichelte Kurven) in Abhängigkeit von der Bestrahlungsfeldgröße

L i t e r a t u r

[1] Regel, K. Arch. Geschwulstforschung 46 (1976) 276-280
 [2] Broerse, J. J., Mijneer, B. J., Williams, J. R., Brit. J. Radiol. 54 (1981) 882-898

BETRIEB DER ELEKTROSTATISCHEN BESCHLEUNIGER

S. Turuc

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Tandembeschleuniger

Im Betriebsjahr 1982 wurde der Beschleuniger dreischichtig betrieben. Der Beschleuniger war für Experimente der Kernphysik, Festkörperphysik und beschleunigungstechnische Arbeiten eingesetzt. In Tabelle 1 sind die erreichten Betriebsdaten, in Tabelle 2 die prozentuale Verteilung der beschleunigten Ionenarten und in Tabelle 3 die prozentuale Verteilung der Beschleunigungsspannungen angegeben.

Tabelle 1

Stundenverteilung

Aufteilung	Stunden
Verfügbare Zeit	5.764
Beschleun. unter Spannung	3.747
Experimente mit Strahl	3.595
Entwicklungsarbeiten	769
Reparaturen und geplante	
Stillstandszeiten	1.400

Tabelle 2

Beschleunigte Ionenarten

Ionenarten	%
p	27
d	16
N ⁿ⁺	34
O ⁿ⁺	3
F ⁿ⁺	16
C ⁿ⁺	4

Tabelle 3

Terminalspannungen

Spannung in MV	%
<2	4.0
>2-3	7.4
>3-4	41.8
>4-5	36.8
>5	10.0

Der Beschleuniger wurde 1982 dreimal zu Reparaturzwecken geöffnet.

In einer Meßperiode, in der Stickstoff beschleunigt wurde, arbeitete der Beschleuniger zuverlässig ca. 300 Stunden bei 5,1 MV Terminalspannung mit einer mittleren Durchschlagsrate von 0,18 Durchschlägen pro Stunde.

Die bisher zwischen Beschleuniger und Analysiermagneten eingesetzte elektrostatische Linse-Steerer-Kombination wurde zu einer elektrostatischen Linse und einem separaten x-, y-Steerer umgebaut. Durch die Trennung dieser beiden Baugruppen wurden die ionenoptischen Bedingungen klarer gestaltet und die Bedienung dieser ionenoptischen Elemente erleichtert. Der Schwerionenbetrieb (außer Stickstoff) wurde mit der in der Abteilung GBE entwickelten Miniatur-Sputterquelle MISS-4M [1] durchgeführt.

Im vergangenen Jahre wurden sieben Experimentierkanäle umgerüstet und dabei gleichzeitig die Strahlführungselemente optimal an die jeweiligen Experimente angepaßt.

Seit Inbetriebnahme der rechnergestützten Betriebsführung sind die überwiegende Zahl der Betriebsdaten und Betriebszustände auf einem Display ablesbar. Es sind vier Vakuumbilder, ein Störbild und eine Betriebsdatenliste mit einem Lichtstift anwählbar. Sie gestatten einen schnellen Überblick über die jeweiligen Betriebszustände der Beschleunigeranlage.

2 MV-Van-de-Graaff-Beschleuniger

Der Beschleuniger arbeitete 1982 1387 Stunden. Es wurden vorwiegend Deuterium- und Heliumionen für festkörperphysikalische Untersuchungen beschleunigt. Der Beschleuniger erhielt eine neue HF-Ionen-Quelle mit einer Gitterlinse am Beschleunigungsrohreingang. Die Stromversorgung für die Ionenquellenspeisung wurde ebenfalls erneuert.

L i t e r a t u r

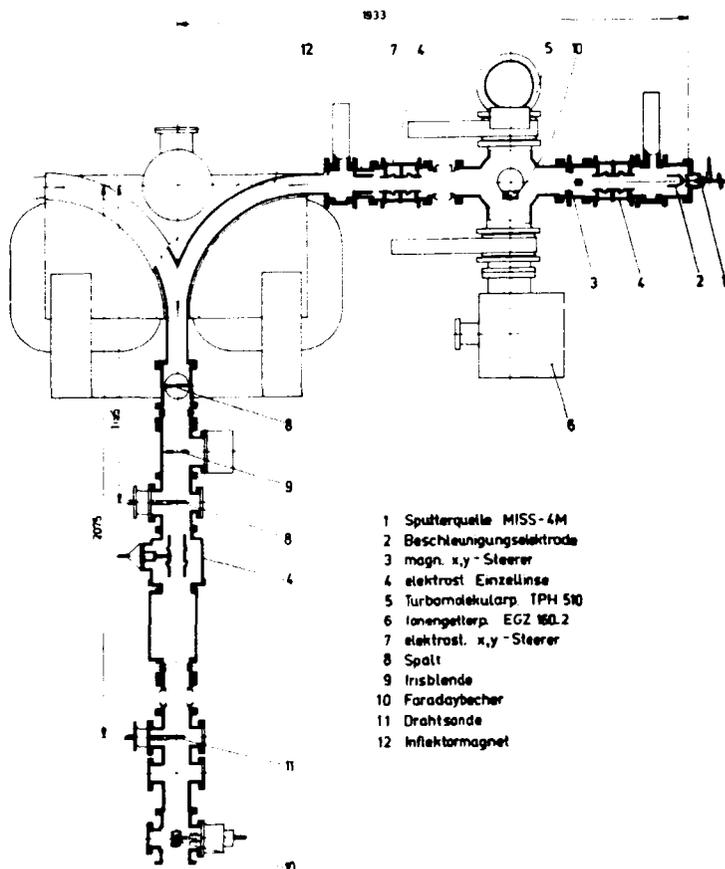
[1] Matthes, H. Dissertation AdW der DDR 1983

DER SCHWERIONENINJEKTOR DES TANDEMBESCHLEUNIGERS EGP-10-1

H. Matthes, W. Pfestorf und L. Steinert

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Die Entwicklung der Rossendorfer Sputterquelle MISS-4M [1] war von Anfang an auf einen unmittelbaren Einsatz am Tandembeschleuniger EGP-10-1 orientiert. Zu diesem Zweck mußte der Injektor zu einem Schwerioneninjektor umgebaut werden. Die Voraussetzungen dazu waren günstig, weil der Injektor bereits über einen Inflektormagnet mit $2 \times 90^\circ$ Ablenkung verfügte. Der neu aufgebaute Schwerioneninjektor ist in Abb. 1 dargestellt. In Anlehnung



- 1 Sputterquelle MISS-4M
- 2 Beschleunigungselektrode
- 3 magn. x,y-Steerer
- 4 elektrost. Einzelinse
- 5 Turbomolekularp. TPM 510
- 6 Ionengetterp. EGZ 160.2
- 7 elektrost. x,y-Steerer
- 8 Spalt
- 9 Irisblende
- 10 Faradaybecher
- 11 Drahtsonde
- 12 Inflektormagnet

an die ursprüngliche Konzeption des Injektors wurde auch für die Schwerionenseite keine spezielle Vorbeschleunigungsstrecke vorgesehen. Dadurch konnte der Abstand zwischen der Ionenquelle und den auf Erdpotential liegenden Baugruppen kurz gehalten werden. Das Vakuum wird im Betriebsfall von einer auf Erdpotential liegenden Turbomolekularpumpe TPM-510 erzeugt. Der Betriebsdruck beträgt etwa $1 \cdot 10^{-6}$ mbar. Während der Betriebspausen der Sputterquelle wird das Vakuum von einer Ionengetterpumpe EGZ 160.2 (Sauggeschwindigkeit ca. 100 l/s) aufrechterhalten, um die Adsorption von unerwünschten Substanzen in der Sputterquelle einzuschränken. Die Anordnung der ionenoptischen Elemente hat sich im Betrieb bewährt. Besonders wirkungsvoll in der Korrektur von kleinen Bahnfehlern erwies sich der elektrostatische x-y-Steerer. Die Kammer des Injektormagneten wird durch eine Ionengetterpumpe EGZ 160.2 evakuiert, um die Strahlverluste durch Rekombination in diesem Bereich niedrig zu halten.

Abb. 1

Der Schwerioneninjektor des Tandembeschleunigers EGP-10-1 mit der Sputterquelle MISS-4M und den Einrichtungen zur Emittanzmessung (8,11)

L i t e r a t u r

- [1] Matthes, H., Dissertation, AdW der DDR 1983

UNTERSUCHUNGEN ZUR SEKUNDÄRELEKTRONENBELASTUNG AM BESCHLEUNIGUNGSROHR
DES TANDEMBESCHLEUNIGERS EGP-10-1

M. Friedrich und R. Günzel

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

A. Kiss und E. Koltay

Beschleunigerlaboratorium des ATOMKI Debrecen

J. Felszerfalvi

Institut für angewandte Physik der Kossuth Universität Debrecen

Bei bis 1975 am Spannungsteiler des Tandembeschleunigers EGP-10-1 im Einsatz befindlichen ungeschützten Kohleschichtwiderständen trat eine Vielzahl von Ausfällen oberhalb des Terminals auf. Die seit 1975 im Einsatz befindlichen, in Epoxidharz vergossenen und mit Schutzfunkenstrecken versehenen Kohleschichtwiderstände arbeiteten bisher ohne Ausfälle [1]. Eine Auswertung der Widerstandsausfälle seit Inbetriebnahme des Beschleunigers 1972 bis zum Jahre 1975 zeigte, daß unmittelbar neben dem Terminal und im Bereich der 120. Rohrelektrode eine Häufung von Ausfällen auftrat (Abb. 1).

Mit dem Programm BROHR [2] wurden die Bahnen von Sekundärelektronen im Niederenergie-Beschleunigungsrohr berechnet. Dabei ergab sich, daß Sekundärelektronen aus dem mit elektrischem Geradfeld versehenen Anfangsteil des Beschleunigungsrohres mit hoher Energie zwischen der 117. und 138. Rohrelektrode oder auf dem Terminal auftreffen. Der Ort des Auftreffens der hochenergetischen Sekundärelektronen auf die Rohrelektroden ist somit mit einem Ort gehäufeter Widerstandsausfälle identisch.

In Zusammenarbeit des ZfK Rossendorf mit dem ATOMKI Debrecen wurde die Röntgenbremsstrahlung längs des Beschleunigungsrohres gemessen. Eine Bestimmung der Elektronenendenergie mittels Szintillationsdetektoren [3] brachte infolge des hohen Strahlungsuntergrundes vom Strippereingang keine eindeutigen Ergebnisse. Es wurden deshalb Messungen mit Thermolumineszenzdosimetern, welche an der Kossuth Universität Debrecen gefertigt wurden, durchgeführt. Dabei ergab sich ein steiles Ansteigen der Strahlungsintensität etwa ab der 105. Rohrelektrode (Abb. 2). Dies zeigt in Verbindung mit der Elektronenbahnberechnungen, daß in diesem Bereich eine erhöhte Sekundärelektronenbelastung auftritt.

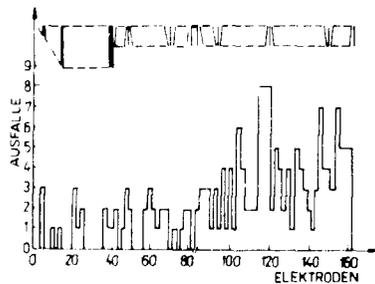


Abb. 1

Verteilung der Ausfälle von Teilerwiderständen am Niederenergie-Beschleunigungsrohr

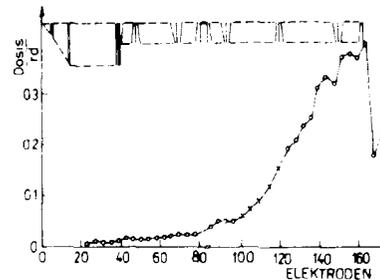


Abb. 2

Gemessene Dosis der Röntgenbremsstrahlung

Infolge der Verbindungsflansche am Drucktank, mußten die Meßpunkte an einigen Stellen extrapoliert werden (Kreuze in Abb.2). Der steile Abfall am Rand des Terminals ist durch den Abschirmeffekt der Terminaldeckplatte bedingt. Da die Detektoren einen großen Raumwinkel erfassen, werden noch Messungen mit abgeschirmten Detektoren durchgeführt. Eine Veröffentlichung der Ergebnisse ist in Vorbereitung.

L i t e r a t u r

- [1] Matthes, H. und R. Weibrecht, Rev. de Phys. Appl. 12 (1977) 1327
- [2] Friedrich, M. und R. Günzel. Jahresbericht ZfK-315 (1976) 154
- [3] Kiss, A. et al., Nucl. Instr. and Meth. 117 (1974) 325

DIE HERSTELLUNG VON KOHLENSTOFFFOLIEN FÜR EINEN FOLIENSTRIPPER

R. Günzel

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Am Tandembeschleuniger EGP-10-1 ist künftig neben dem Gasstripper der Einsatz eines Folienstrippers vorgesehen.

Die für einen Folienstripper benötigten Kohlenstofffolien von möglichst hoher Lebensdauer werden durch cracken von Äthylen in einer Glimmentladung bei einem Druck von etwa 3 Pa und einer Spannung von 2-5 kV erhalten [1-4]. Dabei werden dem Äthylen noch 10 % Argon beigemischt. Gewöhnlich werden die Folien auf polierten Scheiben aus Edelstahl, die mit einer im Vakuum aufgedampften NaCl-Schicht bedeckt sind, abgeschieden. Werden die Scheiben langsam in Wasser getaucht, so löst sich das Salz und die Folien schwimmen auf dem Wasser. Die auf dem Wasser schwimmenden Folien werden mit dem Folienhalter herausgehoben und können nach dem Trocknen in den Folienstripper eingebaut werden.

Die Versuche zur Herstellung von Kohlenstofffolien für den Tandembeschleuniger EGP-10-1 wurden an einer Hochvakuumbedampfungsanlage HBA 1 des VEB Carl Zeiss Jena, die in ihren Parametern den Anforderungen entspricht, durchgeführt.

Die Bedampfung der Substrathalter mit NaCl und anschließende Abscheidung der Folien in der Glimmentladung in ein und derselben Anlage erfordert ständige Umbau- und Reinigungsarbeiten. Um nicht andernfalls zwei Anlagen zu benötigen wurde untersucht, welche Materialien außer dem im Vakuum aufgedampften NaCl noch als Schichtträger für das Abscheiden der Kohlenstofffolien geeignet sind.

Hierzu wurden verschiedene Seifen, Wachse und Lacke getestet. Die zu untersuchenden Schichtträger wurden auf den Substrathalter aufgebracht und anschließend 20 Minuten bei 120 °C getrocknet. Es zeigte sich, daß im Handel erhältliche Flüssigseifen gut als Schichtträger geeignet sind. Die Folien lassen sich beim Eintauchen in Wasser leicht vom Substrathalter ablösen. Die Folienoberfläche zeigt allerdings, wenn die Seife nicht gleichmäßig aufgetragen wird, eine leichte Strukturierung ihrer Oberfläche.

Sehr glatte Folien, ohne erkennbare Oberflächenstruktur wurden bei Verwendung von Nitrolacken und Wachsen erhalten. Bei der Ablösung der Folien in Nitroverdünnung, Azeton oder Benzol rollten sich die Folien jedoch häufig zusammen, so daß es nur selten gelang eine Folie auf den Folienhalter zu spannen. Auch lösten sich die Lacke und Wachse nicht vollständig von der Folie ab.

Die Dicke der auf Seifen abgeschiedenen Folien wurde durch die Schwächung von α -Strahlen beim Durchgang durch die Folien zu $5-25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ bestimmt. Bei entsprechender Dauer der Glimmentladung sind demzufolge Folien, die auf einer Seife abgeschieden wurden, als Stripperfolien für den Tandembeschleuniger EGP-10-1 geeignet. Eine Aussage über die Haltbarkeit der Folien ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht möglich.

L i t e r a t u r

- [1] Tait, N.R.S. et al. Nucl. Instr. and Meth. 167 (1979) 21
- [2] Gallant, J.L. et al. Proc. Ann. Conf. Int. Nuclear Target Development Soc., 1979 (N.England Nucl. Corp., Boston)
- [3] Auble, R.L. and D.M. Gialbraith, Proc. Ann. Conf. Int. Nuclear Target Development Society, 1979 (N. England Nucl. Corp., Boston)
- [4] Huck, B. et al. Nucl. Instr. and Meth. 184 (1981) 215

ENTWICKLUNGSSTAND EINES ECHTZEITBETRIEBSSYSTEM FÜR MPS 4944

B. Hartmann

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Für die Steuerung der Ionenquellen und zur Prozeßführung des Strahltransportsystems am Tandemgenerator EGP-10-1 soll ein weiterer Mikrorechner (MR) eingesetzt werden [1]. Das Betriebssystem (BS) des MR, das Teil eines Prozeßrechnersystems mit verteilter Intelligenz [2] ist, hat folgende Aufgaben zu unterstützen:

- Steuerung des Echtzeitbetriebes, Interruptverarbeitung, Kommunikation mit anderen Rechnern,
- Dialog Mensch-Rechner mittels Bildschirmkommunikation,
- Prozeßein- und -ausgabe über CAMAC-Peripherie,
- Eigentest des MR und Test ausgewählter CAMAC-Module

Die Verbindung des Kleinrechners TPAi mit dem MPS 4944 ist über LINK 1470 realisiert [3,4]. Mit dem Programm >LADMP< werden die in unterschiedlichen Blockstrukturen auf den externen Speichern des TPAi ausgelagerten MR Programme vom TPAi zum MR übertragen. Bei gestörter Rechnerkopplung kann mit Lochstreifen geladen werden. Über den Prom-Lader hat der TPAi direkten Zugriff zu folgenden Systemtask des MR; LINK Test, Datentransfer TPAi \leftrightarrow MR, Start des Echtzeitbetriebssystems, Bildtransfer mit Zwangsbildwechsel. Mit Einführung des RTSI am Kleinrechner hat der MR direkten Zugriff zu dem Nutzer und Systemtask des TPAi.

Kernstück des Betriebssystems ist die Interruptverarbeitung. Die Priorität der Interrupts am MR und der LAMs im CAMAC-Crate werden durch den Steckplatz der Module bestimmt.

Die Meßwerterfassung mit Grenzwertüberwachung und der Informationsaustausch zwischen den Rechnern laufen als Vordergrundprogramme. Prozeßstörungen erzeugen über ein LAM-Request Register einen Interrupt zum Start einer Maßnahmeroutine. Im Hintergrund erfolgt die Darstellung von Teilprozessen auf dem Display. Die Verarbeitungstask's sind bildorientiert aufgebaut. Es werden nur diejenigen Meßwerte verarbeitet und Sollwerte variiert, die im ausgewählten Bild dargestellt werden, womit eine Entlastung des Prozessors erzielt wird. Die Bildschirmkommunikation beinhaltet z.Z. die Steuerung von Schiebern und Targets, die Variation der Sollwertgeber und den Bildwechsel am Display. Durch Auswertung eines Prozeßstatuswortes werden Informationen zwischen den Teilprozessen (Displaybilder) ausgetauscht. Die Prozeßein- und -ausgabe erfolgen über zwei CAMAC-Crates [2]. Zur Systemkontrolle (RAM Speicher, CAMAC Module) stehen dem Nutzer (kein EDV-Spezialist) Testprogramme zur Verfügung, die über Display mit dem Nutzer kommunizieren.

L i t e r a t u r

- [1] Pietzsch, G., mrs 25 (1982) H. 11, 641
- [2] Hiekmann, S. und R. Fülle, msr 25 (1982) H. 11, 621
- [3] Fülle, R. et al., mrs 22 (1982) H. 12, 677
- [4] Linnemann, W.-J., ZfK-490 (1982) 50

BEITRÄGE ZUR SPUTTERQUELLENENTWICKLUNG

H. Matthes, W. Pfestorf und L. Steinert

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Im Zusammenhang mit der Optimierung von Form und Anordnung des Ionisierers der Sputterquelle MISS-4M [1] [2] wurden der Einfluß der Katodenerosion auf die Fokussierung des negativen Ionenstrahles und die Änderung der Sputterrate untersucht. Die rechnerischen und experimentellen Ergebnisse zeigen, daß die Änderung sowohl der Fokussierung als auch der Sputterrate die Ionenausbeute der Ionenquelle erheblich beeinflussen (Abb. 1

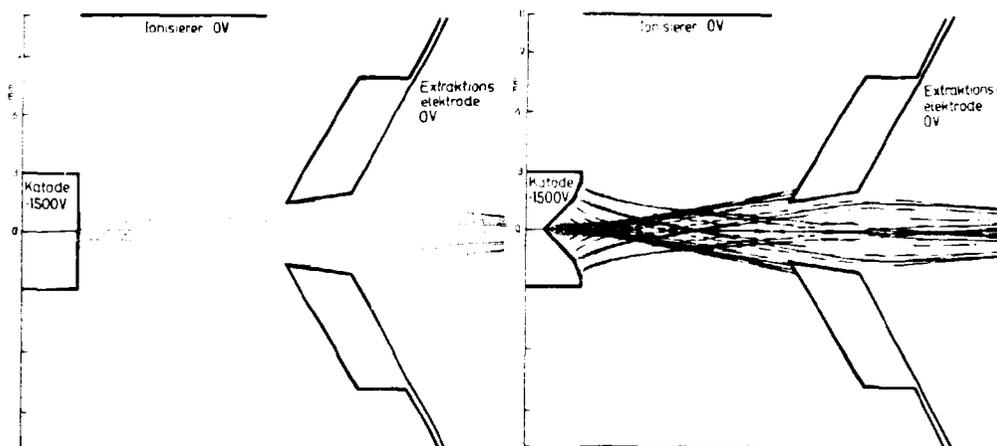
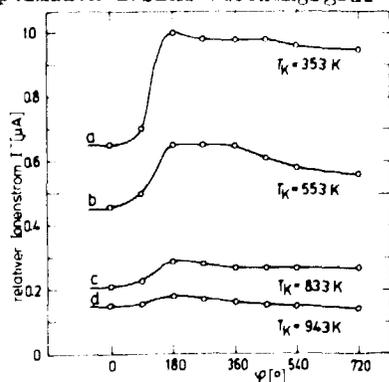


Abb. 1 Fokussierung des negativen Ionenstrahles durch eine ebene und eine erodierte Katode

Beide Effekte überdecken sich in ihren Auswirkungen, so daß sich in der Summe mit fortschreitender Katodenerosion eine steigende Ionenausbeute ergibt, womit eine Erklärung für den beim Ionenquellenbetrieb beobachteten "Einbrenneffekt" gegeben werden kann.

Einen weiteren Beitrag zum Verständnis des Betriebsverhaltens und zur Steigerung der Ionenausbeute einer Zäsiumputterquelle lieferten die Untersuchungen zum Einfluß der Katodentemperatur auf die Ionenausbeute [2]. Eine hohe Ionenausbeute ist an einen optimalen Zäsiumbedeckungsgrad der Katode gebunden. Abb. 2 zeigt, daß ein optimaler



Zäsiumbedeckungsgrad und somit hohe Ionenausbeuten nicht allein durch einen entsprechenden Zäsiumpartialdruck (in Abb. 2 durch den Dosierventilöffnungswinkel φ dargestellt) realisiert werden können. Hohe Ionenausbeuten können nur mit effektiv gekühlten Katoden erreicht werden. Diese Tatsache stellt auf Grund des hohen Temperaturgradienten im Katodenbereich an die Konstruktion der Katode hohe Anforderungen.

Abb. 2

Abhängigkeit des negativen Ionenstromes vom Ventilöffnungswinkel φ bei verschiedenen Katodentemperaturen

L i t e r a t u r

- [1] Matthes, H., W. Pfestorf und L. Steinert, ZfK-488 (1981)
- [2] Matthes, H., Dissertation, AdW der DDR 1983

6. APPARATIVE UND METHODISCHE ARBEITEN

EIN SZINTILLATIONSZÄHLER-TELESKOP ZUR REGISTRIERUNG LEICHTER GELADENER TEILCHEN

Guratzsch, H., Meintze, G., Hutsch, J., Möller, K., Möner, J., Neubert, W., Schmidt, E., Schmidt, G., Stiehler, Th.

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Zur Messung des totalen Querschnittes der Einfangreaktion ${}^1\text{H}(n,d)$ bei $E_n = 25$ MeV wurde ein Detektorteleskop, bestehend aus 3 Szintillationszählern SZ 1, SZ 2, SZ 3, aufgebaut. Alle zu registrierenden Einfangdeuteronen werden innerhalb eines Kegels mit einem Öffnungswinkel von 8° emittiert, der vom Szintillationsteleskop voll erfaßt wird. (Abmessungen der Szintillatoren: SZ 1 - $74 \times 74 \times 0,5$ mm³, SZ 2 - $75 \times 75 \times 2,1$ mm³, SZ 3 - $80 \times 80 \times 4,8$ mm³). Um die vergleichsweise sehr geringe Zahl der Einfangdeuteronen von den Rückstoßprotonen ($N_d/N_p \approx 10^{-3}$) separieren zu können, wurden die Dicken der Szintillatoren so gewählt, daß die Einfangdeuteronen bereits im Szintillator SZ 2 gestoppt werden, während die Rückstoßprotonen bis zum Szintillator SZ 3 gelangen (Grobunterscheidung). Eine Abtrennung des verbleibenden Untergrundes soll mit Hilfe der ΔE -E-Methode mit SZ 1 und SZ 2 realisiert werden. In Vorversuchen mit verschiedenen geladenen Teilchen bei verschiedenen Energien wurden die Lichtausbeuten der Szintillationszähler ermittelt [1]. Für die beiden Zähler SZ 2 und SZ 3 ergeben sich energetische Auflösungen (FWHM) von 10 % bis 12 % für Protonen von 18 MeV.

Schwierigkeiten bereitet die Lichtsammlung in dem dünnen Durchschußzähler SZ 1. Die Lichtausbeute ist hier sehr stark vom Ort des Teilchendurchganges abhängig. Um diese Abhängigkeit zu kompensieren, wurde dieser Szintillator an zwei gegenüberliegenden Seiten jeweils an einen SEV gekoppelt und die Signale aus diesen beiden SEV addiert. In dieser Anordnung wurden zwei Varianten (SZ-1A-Szintillator senkrecht zum Teilchenstrahl, SZ-1B-Szintillator schräg zum Teilchenstrahl) getestet. Abb. 1 zeigt diese beiden Varianten und die Lichtausbeuten für Deuteronen von 7,8 MeV in Abhängigkeit vom Ort des Teilchendurchganges. Insgesamt erwies sich die Variante SZ 1B als günstiger.

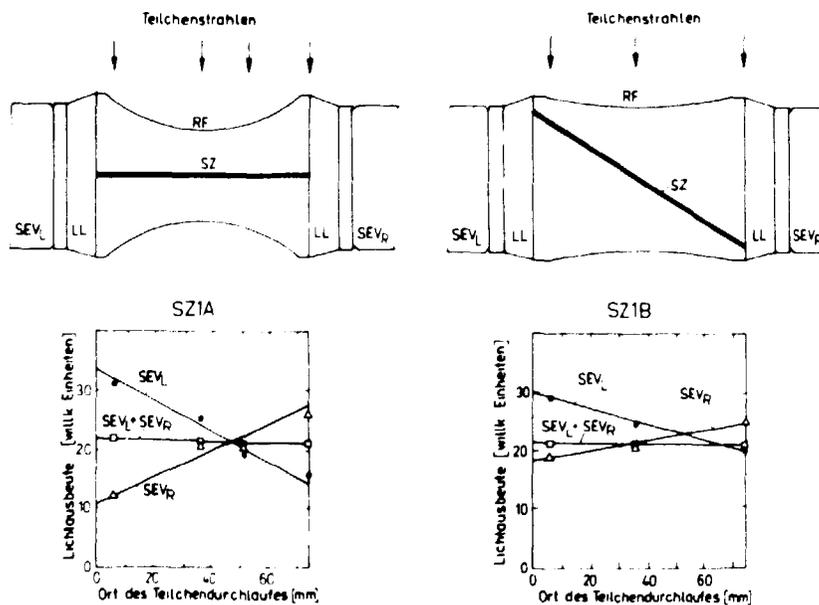


Abb. 1

L i t e r a t u r

[1] Guratzsch, H., Meintze, G., Hutsch, J., Möller, K., Möner, J., Neubert, W., Schmidt, E., Schmidt, G. and Stiehler, Th., Exp. Techn. d. Phys. 30 (1982) 3, 255

EIN KOLLIMATOR ZUR FORMIERUNG EINES 25-MeV-NEUTRONENSTRAHLES

Guratzsch, H., Heintze, G., Kühn, B., Möller, K., Möner, J., Neubert, W., Pilz, W., Schmidt, G., Stiehler, Th.

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Zur Untersuchung der Reaktion $^1\text{H}(n,d)$ am Rossendorfer Tandem-Beschleuniger werden an einem Scandium-Tritium-Target über die Neutronenerzeugungsreaktion $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ ($Q = 17,59$ MeV) Neutronen von 25 MeV erzeugt. Die Akzeptanz der nachfolgenden Apparatur verlangt, daß die Neutronen sehr gut kollimiert werden. So soll der Durchmesser der Neutronenkeule in einem Abstand von 1 m vom Tritium-Target 30 mm nicht wesentlich überschreiten.

Abb. 1 zeigt schematisch die Anordnung: Tritium-Target, Kollimator und einen Teil der nachfolgenden Apparatur. Man beachte die unterschiedlichen Maßstäbe in horizontaler und vertikaler Richtung. Die Proportionalzähler PZ stellen die konstruktiven Elemente dar, die der Neutronenkeule am nächsten kommen.

Die radiale Verteilung der Neutronenintensität wurde in verschiedenen Entfernungen l vom Kollimatoraustritt mit Hilfe einer Szintillationssonde (\varnothing 6 mm, Länge 6 mm) gemessen. Die Sonde ist über einen Lichtleiter (\varnothing 6 mm, Länge 100 mm) an einen beweglichen SEV (Typ FEU 30) gekoppelt. Abb. 2 a zeigt eine radiale Intensitätsverteilung, gemessen im Abstand 308 mm vom Kollimatorausgang.

Trägt man die Breiten (in halber Höhe) der radialen Verteilungen über der Entfernung l zum Kollimatorausgang auf, so ergibt sich die Gerade in Abb. 2b. Die gestrichelte Linie ist die Fortsetzung des Konus des Kollimatormittelteils.

Das Ergebnis zeigt, daß mit dem beschriebenen Kollimator die gewünschte Formierung des Neutronenstrahles erreicht wird.

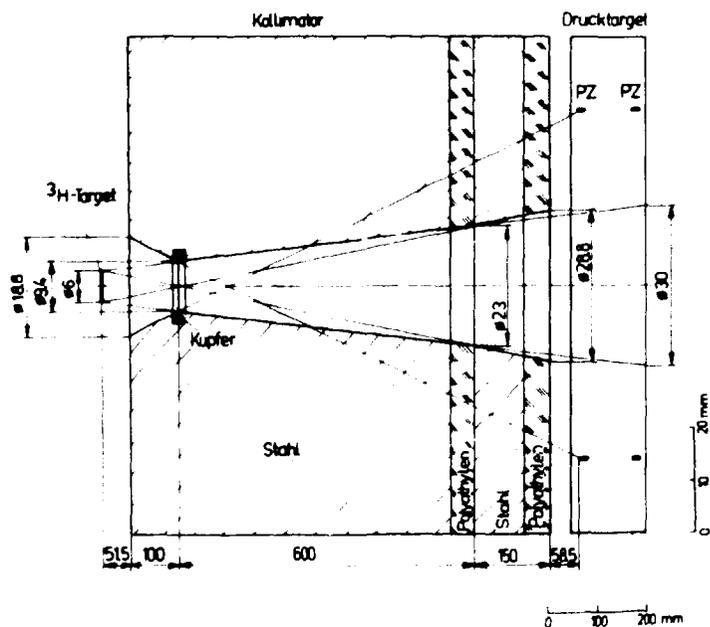


Abb. 1

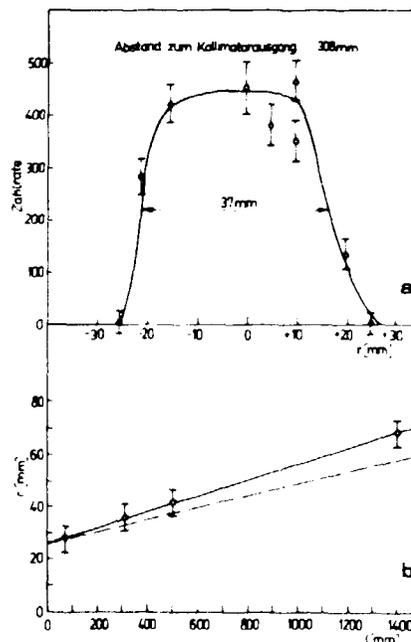


Abb. 2a, b

L i t e r a t u r

- [1] Marion, J., Fowler, J., Physik schneller Neutronen, Band 1
- [2] Maruyama, T. and Bouts, C.J., Phys. Med. Biol. 17 (1972) 420

EIN PROBLEMIORIENTIERTER ORTSEMPFINDLICHER PARALLELPALTEN-LAWINENZÄHLER

W. Neubert, U. Baumann und J. Hutsch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, 8019 Dresden, DDR

A. A. Kotov

Leningrader Institut für Kernphysik, 188350 Gatchina, UdSSR

Wird die Energie von schweren geladenen Teilchen mit Si-Halbleiterdetektoren gemessen, dann treten eine Reihe von Problemen (wie Impulshöhendefekt, kleiner erfaßter Raumwinkel und Dosislimit) auf, die bei Verwendung von gasgefüllten Ionisationskammern vermieden werden können. Durch Kombination mit Detektoren, die ein ortsproportionales und schnelles Zeitsignal liefern, läßt sich eine Ionisationskammer (IK) zu einem leistungsfähigen Detektorsystem ausbauen. Diese Aufgabenstellung läßt sich vorteilhaft mit einem ortsempfindlichen Parallelplatten-Lawinen-Zähler (PPAC) lösen. Wenn der PPAC vor dem Arbeitsvolumen der IK angeordnet wird, dann muß der Energieverlust der eintretenden Teilchen so gering wie möglich gehalten werden. Um außer den unvermeidlichen Energieverlusten in den Elektroden-Polien weitere Energieverluste zu vermeiden, wird von einer Trennung des Gasraumes für den PPAC und der Ionisationskammer mit einer Trennfolie abgesehen. Die physikalische Aufgabenstellung erfordert bei den gegebenen Kammerdimensionen einen Gasdruck von $p \geq 50$ Torr.

Die konstruktive Ausführung des positionsempfindlichen PPAC zeigt Abb. 1. Die ortsempfindliche Elektrode besteht aus 34 aufgedampften Au-Segmenten (jedes 3 mm x 20 mm mit einem Zwischenraum von 0,5 mm zum nächsten) und kann im Abstand von 2 mm vom Eintrittsfenster der IK angeordnet werden. Von den Segmenten wird mit Leitsilber der Kontakt zur Leiterplatte hergestellt. Die eigentliche Einkoppelplatte für die Verzögerungsleitung ist rechtwinklig angeordnet und befindet sich unterhalb des Stützens, der die Eintrittsfolie für das Kammerinnenraum trägt. Durch diese Anordnung wird eine Störung der Ionisationskammerkonfiguration weitestgehend vermieden.

Das Zeitsignal wird von der unter Hochspannung liegenden Anode ausgekoppelt. Das Signal von der mit dem Wellenwiderstand abgeschlossenen Verzögerungsleitung wird entweder über einen ladungsempfindlichen oder Stromvorverstärker ausgelesen. Die weitere Signalverarbeitung erfolgt mit ns-Standardelektronik.

Abb. 2 zeigt ein Ortsspektrum von einer unkollierten ²⁵²Cf Quelle. Bei der angelegten Zählerspannung werden ausschließlich Spaltfragmente registriert. Das gemessene Spektrum läßt sich nur unter der Bedingung anfitzen, daß die Linienbreite mit wachsender Kanalzahl (proportional der durchlaufenen Länge der Verzögerungsleitung) zunimmt. Dieser Effekt wird durch eine relativ hohe Dispersion der verwendeten Verzögerungsleitung (Gesamtverzögerung $T_0 = 140$ ns) hervorgerufen. Die andere Verzögerungsleitung ($T_0 = 23$ ns) zeigt eine bessere Kompensation und eine vernachlässigbar kleine Abhängigkeit der Ortsauflösung vom Einfallspunkt des Teilchens. Für alle weiteren Untersuchungen wurde deshalb die letztere Verzögerungsleitung benutzt.

Die erste Erprobung des kombinierten Systems PPAC-IK mit 30 Torr Pentan zeigte, daß keine Überkopplung von Impulsen beider Detektoren auftritt.

Abb. 1

- 1 - Vakuumtrennfolie
- 2 - segmentierte Elektrode des PPAC
- 3 - Anode des PPAC
- 4 - 100 kΩ Widerstand
- 5 - Verzögerungsleitung
- 6 - Einkoppelplatte
- 7 - Katode der IK
- 8 - FRISCH-Gitter
- 9 - Anode der IK

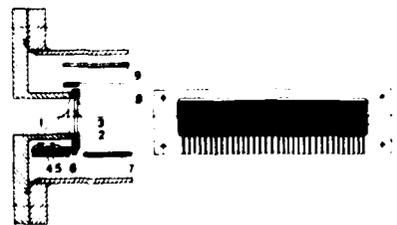


Abb. 3

Effektivität des ortsempfindlichen PPAC (Abtastung mit 10-mm-Schritten)

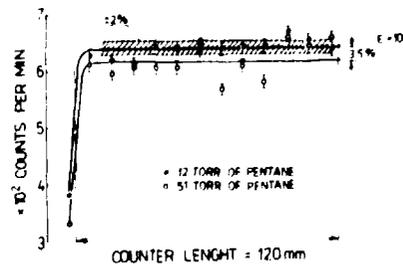
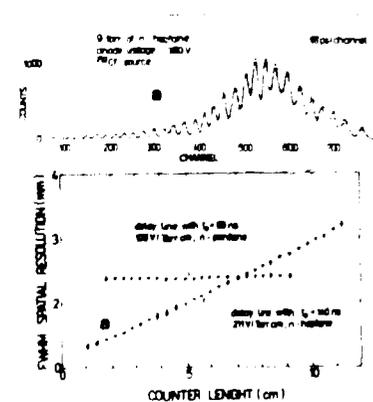


Abb. 2

Intensitätsverteilung und Ortsauflösung



DER EINFLUSS DER GASVERSTÄRKUNG AUF DIE GENAUIGKEIT DER ORTSBESTIMMUNG

Neubert, W.

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KP

Da bei einem ortsempfindlichen PPAC die Ortskoordinate über eine ns-Zeitmessung erfolgt, wird die Ortsauflösung auch durch die Steilheit der Start- und Stopimpulse beeinflusst. Bei Gasdrücken $p > 50$ Torr werden nicht mehr die notwendigen reduzierten Feldstärken E/p erreicht, die ein optimales Zeitsignal liefern. Der Einfluss der Feldstärke E und damit der Gasverstärkung auf die Ortsbestimmung wurden mit n-Heptan bei 51 Torr untersucht. Das Startsignal wurde von der Anode ausgekoppelt. Das Stoppsignal lieferte ein Ende der Verzögerungsleitung ($T_0 = 93$ ns). Abb. 1 zeigt Ortsspektren für unkollierte Spaltfragmente einer ^{252}Cf -Quelle für 5 verschiedene Zählervoltagen. Jedes Spektrum wurde mit symmetrischen Gaußverteilungen konstanter Breite gefittet. Im Bereich von 1.05 kV bis 1.25 kV (im Plateau der Zählereffektivität) wurde mit wachsender Zählervoltage nur eine geringfügige lineare Verschiebung der Peakposition von $\delta x = 0.46$ mm pro 50 V registriert. Im rechten Teil der Abb. 1 sind die Abweichungen der gefitteten Schwerpunkte der Ortskoordinate der Einzelsegmente von der Ausgleichsgeraden dargestellt. Das qualitative Verhalten ist bei allen Zählervoltagen gleich, was den Schluß zuläßt, daß nicht die Gasverstärkung, sondern konstruktive Faktoren (Toleranzen der Segmentbreite und des Windungsbelages der Verzögerungsleitung) die Ursache sind. Die Ortsauflösung (FWHM) verbessert sich mit wachsender Zählervoltage. Die experimentell bestimmte Abhängigkeit (Abb. 2) wurde durch den Ansatz $\Delta^2(\text{exp}) = \Delta^2(\text{DL}) + \Delta^2(\text{A}) = \Delta^2(\text{DL}) + \text{const.} \times G^{-2/3}$ so gefittet, daß der Beitrag der Verzögerungsleitung $\Delta^2(\text{DL})$ nicht von der Gasverstärkung G abhängt. Diese Annahme ist insofern berechtigt, da die Anstiegszeit der Impulse am Ausgang der Verzögerungsleitung für eingekoppelte ns- und sub-ns Flanken bei 8-10 ns liegt. Die Beziehung für den Beitrag der Anode $\Delta^2(\text{A})$ wird durch die bekannte Abhängigkeit der Zeitauflösung τ eines PPAC von der Gasverstärkung $\tau \sim G^{-1/3}$ /1/ nahegelegt. Die Gasverstärkung $G = \exp(\alpha d) / (\alpha d)^2$ wurde aus den Townsendkoeffizienten für n-Heptan in der parametrisierten Form $\alpha/p = A \exp(B \cdot p/E)$ berechnet. Als Parameter wurden $A = 14 (\text{Torr cm})^{-1}$ und $B = 325 \text{ V}/(\text{Torr cm})$ verwendet /1/.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß selbst größere Driften der Gasverstärkung zu Ungenauigkeiten in der Koordinatenbestimmung führen, die klein gegen die Segmentbreite (als bestimmendes Element der Ortsauflösung) sind.

L I T E R A T U R

/1/ Brösicke, H., Diplomarbeit, Physik. Institut der Universität Heidelberg (1976)

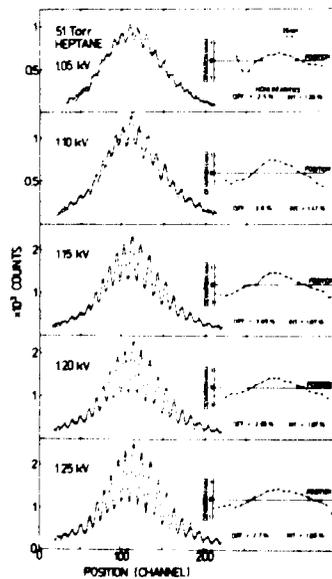


Abb. 1

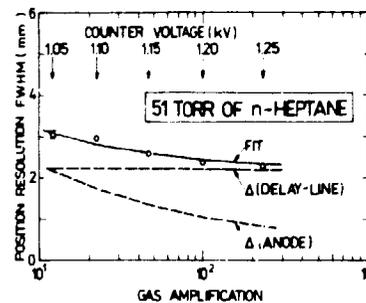


Abb. 2

VERHALTEN EINES POSITIONSEMPFINDLICHEN PPAC BEI HÖHEREN GASDRÜCKEN

Neubert, W.

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Als Zählgas im Druckbereich $50 \leq p \leq 150$ Torr eignet sich bei Zimmertemperaturen n-Pentan, das sich durch eine einfache Vakuumdestillation der gekühlten Flüssigkeit reinigen läßt. Durch Messung der Gasverstärkungskurven für n-Heptan, n-Pentan und n-Hexan wurde entschieden, welcher der organischen Dämpfe im Druckbereich $p \geq 50$ Torr am geeignetsten ist. Für alle drei Dämpfe sind die Unterschiede bis ca. 10 Torr geringfügig. Für höhere Drücke zeichnet sich eine eindeutige Tendenz ab: mit Pentan wird bei demselben Zähler die gleiche Impulshöhe bei geringeren Spannungen erreicht (etwa 100 V weniger bei 30 Torr im Vergleich zu Hexan). Diese Eigenschaft des Pentan ist von Vorteil, da eine kleinere Arbeitsspannung zu einer Verringerung der elektrostatischen Anziehungskräfte der Folien führt. Bei einem Flächengewicht der Formvar-Trägerfolien von $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Au-Belag kann der Zähler bis 2 kV (bei 150 Torr Pentan) ohne Stützstege stabil betrieben werden.

Da der entwickelte Detektor neben der Ortskoordinaten auch ein schnelles Zeitsignal (STOP für TOF) liefern soll, muß die Zählspannung so hoch wie möglich gewählt werden. Zu diesem Zwecke wurden die Durchschlagsspannungen im Druckbereich von $5 \leq p \leq 105$ Torr experimentell ermittelt. Die Ergebnisse sind in Form der PASCHEN-Kurve in Abb. 1 dargestellt. Der schraffierte Bereich ergibt sich aus dem Kriterium von RATHER [1], wobei die experimentellen Townsend-Koeffizienten α für Pentan aus [2] entnommen wurden. Das Kriterium von RATHER $\alpha/p \approx 18/dp$ ist eine Näherung für ein exaktes Plattenparallelfeld. Durch die Segmentierung einer Elektrode ist diese Bedingung nicht genau erfüllt, trotzdem kommen die experimentellen Punkte dem Kriterium sehr nahe. Mit anderen Worten, konstruktiv wurden alle Vorkehrungen getroffen, die einen Betrieb des Zählers im physikalisch zugänglichen Bereich ermöglichen.

Abb. 2 zeigt Gasverstärkungskurven für Spaltfragmente von einer ^{252}Cf -Quelle bei verschiedenen Gasdrücken. Der Verlauf wird befriedigend durch Kurven reproduziert, die mittels der Townsend-Koeffizienten für Pentan berechnet wurden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das Arbeiteregime mit Pentan des ortsempfindlichen Zählers bei höheren Gasdrücken mit Hilfe der bekannten Townsend-Koeffizienten mit hinreichender Sicherheit berechnet werden kann.

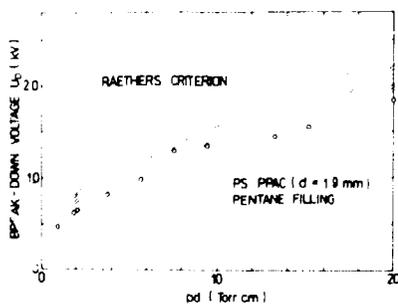


Abb. 1

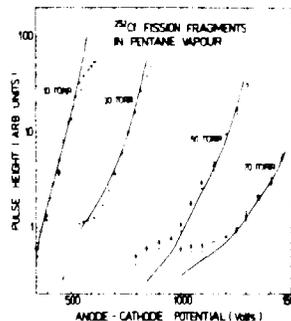


Abb. 2

L i t e r a t u r

- [1] Räther, H., Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworths, London 1964
- [2] Brösicke, H., Diplomarbeit, Physik. Institut Universität Heidelberg (1976)

ZUR AUSWERTUNG VON GAMMA-SPEKTREN AUS PLUNGERMESSUNGEN

H. Rotter, L. K. Kostov und G. Winter
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Nach der Plungermethode gemessene γ -Energiespektren wurden sowohl nach der Linienform als auch nach der Abnahme der relativen Stoppeakintensität $R(D) = I_{\text{STOP}} / (I_{\text{STOP}} + I_{\text{FLUG}})$ mit zunehmender Flugstrecke D ausgewertet /1/. Dazu wurde die Energieverteilung nach Abzug des Untergrundes in eine Summe aus einem Stoppeak- und einem Flugpeakanteil zerlegt. Die erforderlichen Linienmodelle wurden direkt den experimentellen Spektren, gemessen bei einer gegenüber der gesuchten Lebensdauer sehr kleinen beziehungsweise sehr großen Flugzeit, entnommen. Alle Energieverteilungen enthalten einen flugzeitunabhängigen Beitrag zum Stoppeak, der von γ -emittierenden Rückstoßkernen nach ihrer vollständigen Abbremsung bereits im Target herrührt. Dieser Beitrag I_T tritt in der Verteilung für eine gegenüber der Lebensdauer langen Flugzeit deutlich hervor, da in diesem Fall kein echter Stoppeak auftritt. Der Beitrag I_T ist bei mit der Targetdicke vergleichbaren Reichweiten der Rückstoßkerne, die für unsere Plungerexperimente in der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion charakteristisch sind ($\bar{v}/c \approx 0.4$), von merklicher Größe ($\lesssim 10\%$).

Wie sich aus der Intensitätsbilanz bei der Zerlegung in Stoppeak- und Flugpeakanteil zeigen läßt, ergibt sich bei durchgängiger Benutzung der bezüglich des Targetbeitrages I_T unkorrigierten Spektren, einbegriffen die für die Linienmodelle verwendeten Spektren, für das Verhältnis $R(D)$ der gleiche Wert wie nach vorheriger Subtraktion dieses Anteils in allen Verteilungen. Abgesehen vom zusätzlichen Aufwand ist die Abtrennung des Stoppeakanteils I_T in allen Verteilungen wegen der unbekanntem Form des Flugpeaks mit einer erheblichen systematischen Unsicherheit verbunden und daher das von uns verwendete Verfahren /1/ vorzuziehen. Die gleiche Unsicherheit wohnt auch dem von Alexander und Forster /2/ angegebenen Vorgehen inne, das sich auf die Astrernung von I_T nur im Spektrum für die sehr lange Flugzeit beschränkt und den flugzeitunabhängigen Anteil I_T in allen Spektren als zusätzlichen Parameter bestimmt.

Bei der Bestimmung der Lebensdauer aus den Werten $R(D)$ muß bei Reichweiten der Rückstoßkerne von der Größenordnung der Targetdicke die unsymmetrische Verteilung der Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne berücksichtigt werden. Die mittlere Lebensdauer τ des betreffenden Niveaus ergibt sich in diesem Fall durch Anpassung einer Summe von Exponentialfunktionen $\sum_i g(v_i) \cdot \exp(-D/\tau \cdot v_i)$ an die experimentellen Werte $R(D)$, wobei die Gewichtsfaktoren $g(v_i)$ die Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne charakterisieren. Diese kann durch Entfalten des Flugpeaks eines möglichst hochenergetischen intensiven γ -Übergangs mit der Detektorauflösungsfunktion erhalten werden, nachdem der vom Target herrührende Beitrag I_T zum Stoppeak subtrahiert ist. An dieser Stelle läßt sich die Abtrennung von I_T mit der oben erwähnten Unsicherheit nicht umgehen, welche hier aber geringeren Einfluß auf den Wert von τ haben. Für die Auswertung des Plungerexperimentes zum ^{82}Kr wurde der Übergang mit 1044 keV gewählt.

Die Entfaltung des Flugpeaks erfolgte mit dem Optimierungsprogramm VARIOM, indem ein mit einer analytisch dargestellten Geschwindigkeitsverteilung berechnetes gefaltetes Spektrum an das gemessene Flugpeakspektrum angepaßt wurde. Als Formfunktion für die Geschwindigkeitsverteilung wurde die Faltung einer Exponentialfunktion mit einer Gaußkurve /3/ gewählt, die außer der Fläche als Normierungsfaktor nur drei Parameter enthält. Außerdem wurde durch direkte Entfaltung zu jedem Punkt des gemessenen Spektrums ein Punkt der Geschwindigkeitsverteilung berechnet, indem die Werte der Geschwindigkeitsverteilung als Parameter aufgefaßt und durch Anpassung des berechneten gefalteten Spektrums an das gemessene Spektrum optimiert wurden. Die erforderlichen Anfangswerte, die nur innerhalb vorgegebener Grenzen ($\pm 30\%$) variiert wurden, lieferte die mit der Formfunktion berechnete Geschwindigkeitsverteilung. Innerhalb der beträchtlichen Fehlergrenzen stimmten beide Geschwindigkeitsverteilungen überein. Für ^{82}Kr ergaben sich nur wenig geänderte Lebensdauerwerte im Vergleich zu den Werten /1/, die ohne Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne ermittelt worden waren. So beträgt z. B. für den Übergang 542 keV der neue Mittelwert $\tau = 165$ ps gegenüber dem alten Wert $\tau = 187$ ps /1/.

L I T E R A T U R

/1/ G. Winter et al., Gemeinsamer Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982)
/2/ T. K. Alexander and J. S. Forster, in Advances in Nuclear Physics, ed. by M. Baranger and E. Vogt, Vol. 10 (1978) 197
/3/ L. Varnell and J. Trischuk, Nucl. Instr. and Meth. 76 (1969) 109

BESTIMMUNG DER γ -LINEARPOLARISATION MIT EINEM ZWEI-DETEKTOR-COMPTONPOLARIMETER

W. Enghardt, W.D. Fromm, U. Fromm und R. Schwengner
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereiche KF und G

Aus zwei oder drei großvolumigen Ge(Li)-Detektoren [1,2] aufgebaute Comptonpolarimeter sind insbesondere für die Messung der Linearpolarisation höherenergetischer γ -Strahlung ($E_\gamma \gtrsim 1$ MeV) wichtig, weil in diesem Energiebereich die geringe Nachweiseffektivität der oft benutzten Plattenpolarimeter [1] Messungen mit kleinem statistischen Fehler verhindert.

Die Polarisationsmessung mit zwei Detektoren ist eine Koinzidenzmessung. Die von beiden Detektoren gelieferten energieproportionalen Impulshöhen werden als Ereignisse auf Magnetband am KRS 4201 abgespeichert. Dazu wird das Standardprogramm COIN [3] eingesetzt. Die beiden Ge(Li)-Detektoren sind auf einem CAMAC-gesteuerten Drehtisch angeordnet. Die Lage ihrer Verbindungslinie zur Reaktionsebene (orthogonal oder parallel) wird in Abständen von 120 min. gewechselt. Dadurch wirken eventuell störende Einflüsse wie Targetaktivierung oder elektronische Langzeinstabilitäten gleichmäßig auf beide Teilmessungen, wodurch die Auswertung erleichtert wird. Die Steuerung des Drehtisches erfolgt durch das aus dem Standardprogramm für Polarisationsmessungen [4] abgeleiteten Programm POLK, das mit dem Koinzidenzaufzeichnungsprogramm über den Detektororientierungen zugeordnete Experimentnummern zusammenwirkt. Die Stabilität kann anhand der von beiden Detektoren gewonnenen Achsenspektren kontrolliert werden.

Die Auswertung erfolgt off-line mit Hilfe des sowohl am KRS 4201 als auch am ES 1055 vorliegenden Programms UCSE. Das Programm erzeugt die Polarisationspektren $N_I(E_S)$ und $N_{II}(E_S)$ als Impulshöhenverteilungen über der Summe der während eines Koinzidenzereignisses von beiden Detektoren registrierten Energie,

$$E_S = E_1 + E_2, \quad (1)$$

wobei zwischen absorbierter Energie E_1 und registrierter Impulshöhe k_1 ein linearer Zusammenhang angenommen wird:

$$E_1 = a_1 k_1 + b_1, \quad (i = 1, 2). \quad (2)$$

Im Gegensatz zur on-line Summation [1] besteht hier die Möglichkeit, Peakverschiebungen, die von elektronischen Instabilitäten während der Messung hervorgerufen werden können, durch Änderung der Energiegleichung (2) zu kompensieren.

Die für die Berechnung der Polarisation

$$P(E_\gamma) \sim (N_I - N_{II}) / (N_I + N_{II}) \quad (3)$$

eines γ -Überganges der Energie E_γ interessierenden Photopeakereignisse $N_I(E_\gamma)$ bzw. $N_{II}(E_\gamma)$ resultieren ausschließlich aus der Comptoneinfachstreuung, bei der das in einem Detektor gestreute Quant vom anderen vollständig absorbiert wird. Die Polarimeterempfindlichkeit verringert sich durch Untergründereignisse, zu denen zufällige Koinzidenzen und Ereignisse gehören, die durch Comptonmehrfachstreuung, Escape-Prozesse bzw. zeitlich korrelierte Abregung von Kernniveaus hervorgerufen werden. Der letztgenannte Beitrag zum Untergrund wird durch Setzen digitaler Fenster unterdrückt.

Eine Untergrundreduzierung (Abb. 1), die sich durch funktionelle Trennung von Comptonstreuer und Analysator noch verbessern läßt [2,5], wird erreicht, wenn bei der Bildung der Summenspektren nur Ereignisse berücksichtigt werden, welche die kinematische Bedingung der Comptoneinfachstreuung [2]

$$F = \frac{m_0 c^2 E_{sc}}{E_{an}(E_{an} + E_{sc})} = 1 - \cos \vartheta \quad (4)$$

erfüllen (E_{sc} , E_{an} - im Comptonstreuer bzw. im Analysator registrierte Energiebeträge; m_0 - Elektronenruhmassa). Der erlaubte kinematische Bereich $\vartheta_1 < \vartheta < \vartheta_2$ wird allein durch

die Polarimetergeometrie festgelegt.

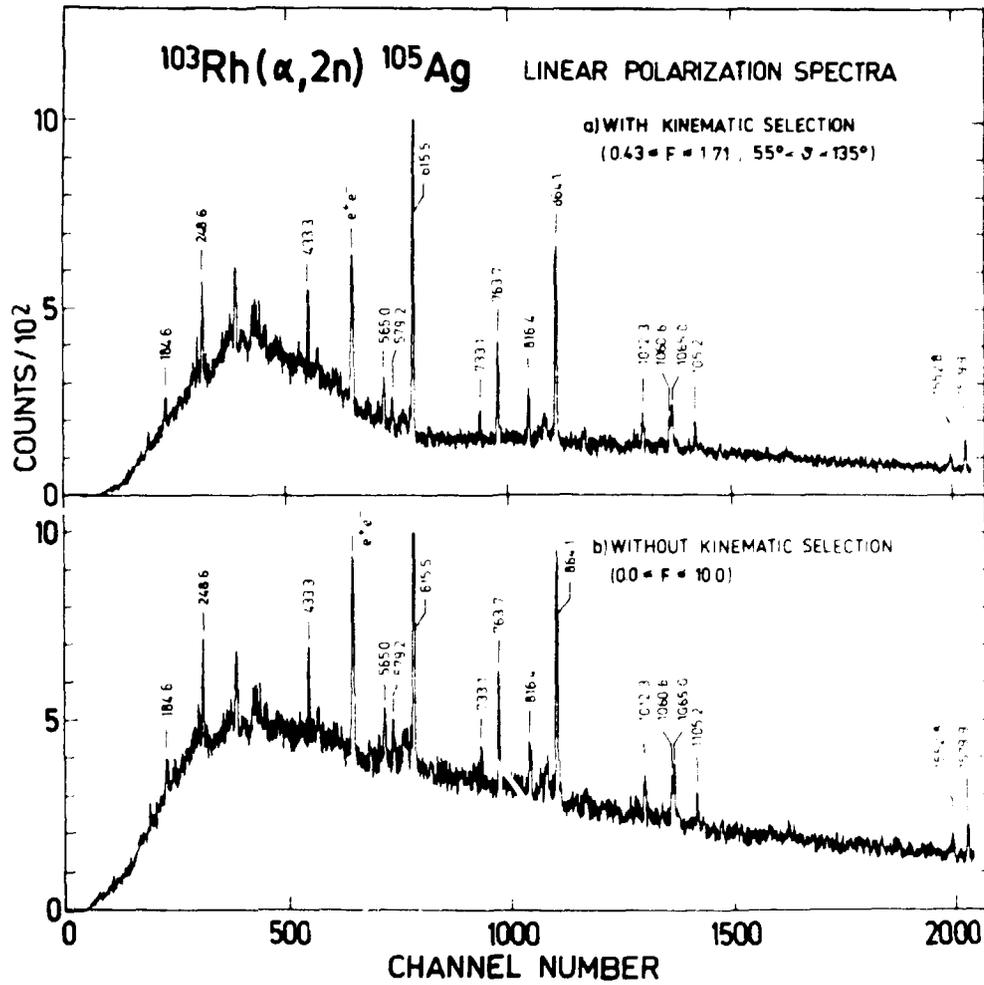


Abb. 1

Summenkoinzidenzspektren für ^{105}Ag , berechnet aus ca. $1.5 \cdot 10^6$ Koinzidenzereignissen, die mit einem Polarimeter aus zwei koaxialen Ge(Li)-Detektoren (40 cm^3 bzw. 45 cm^3 aktives Volumen) registriert wurden.

Literatur

- [1] Prade, H., et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 204
- [2] Kasagi, J., et al., Nucl. Instr. Meth. 144 (1977) 201
- [3] Fromm, W.D. und E. Will, Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 182
- [4] Fromm, W.D., Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982) 193
- [5] Byrne, A.D. and A.R. Poletti, Nucl. Instr. Meth. 193 (1982) 489

VOLLSTAENDIGE REGISTRIERUNG VON KOINZIDENZMATRIZEN AUF PLATTENSPEICHER

W.D. Fromm

Zentralinstitut fuer Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im allgemeinen werden von der experimentellen Apparatur gelieferte koinzidente Ereignisse auf Magnetband aufgezeichnet. Die Bildung interessierender Schnitte durch die Koinzidenzmatrix erfolgt nach der Messung in einem oder mehreren Sortierdurchlaeuften[1]. Niday und Mann [2] ist es gelungen, mit Hilfe eines schnellen Festkopfflattenspeichers Koinzidenzen direkt auf der Platte aufzubauen. Fuer die am Zyklotronstrahl des ZfK durchgefuehrten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperimente wuerden zur Aufzeichnung von 2048 x 2048-Kanaelen 8,2 MByte benoetigt, was die Kapazitaet des vorhandenen Plattenspeichers ISOT 1370 uebertrifft. Fuer den Fall von HF- γ -Messungen reicht die Plattenkapazitaet jedoch aus. Die vollstaendige Registrierung der γt -Matrix hat den Vorteil, dass sowohl verzoeagerte Spektren als auch Zeitkurven von einzelnen Uebergaengen gebildet werden koennen. Darueberhinaus ist es leichter moeglich, die Korrektur der Energieabhaengigkeit des Zeitverhaltens des Detektionssystems [3] durchzufuehren.

Bei der Realisierung des on-line Programms MARE stand die Erreichung einer hohen Verarbeitungsgeschwindigkeit im Vordergrund. Dazu muss die Zahl der Plattenzugriffe klein gehalten werden. Die aufgenommene Energieinformation umfasst 4096 Kanaele, die 128 Zeitkanaelen zugeordnet sind. Jedem Zeitkanal ist ein Pufferbereich von 128 Worten im Hauptspeicher und ein Track auf der Platte zugewiesen. Die Datenannahme erfolgt ueber 2 umschaltbare Eingangspuffer, die jeweils 1024 Ereignisse im DMA-Betrieb aufnehmen. Die Verarbeitung erfolgt durch Einsortierung der Energieinformation in den jeweiligen Puffer. Bei Fuellung eines Puffers wird das zugehoerige Spektrum von der Platte in den Spektrenbereich gelesen, aufdatiert und zurueckgeschrieben. In einem Statistikfeld (128 Worte) wird die Anzahl der Plattenzugriffe fuer jeden Zeitkanal registriert. Das Programm MARE belegt somit 24 K Worte als Datenbereich. Aufgrund der erforderlichen Plattenpositionierzeiten ist eine Last von 1000..1500 Ereignissen/sec noch verarbeitbar. Beim Lesen von der Platte muss auf das Ende der Operation gewartet werden, waehrend das Schreiben nur angestoessen wird und das Programm die Sortierung parallel zur Plattenarbeit fortsetzt.

Zur Summierung der Information der Matrix in die gewuenschten Schnitte wird Programm SUMA verwendet. Die Bildung verzoeagerter Spektren erfolgt durch Summieren des vorgegebenen Trackbereichs und Ausgabe des Summenspektrums auf Plattenspeicher. Bei der Bildung von Zeitkurven ist das Verfahren komplizierter, da quer zur Informationszugriffsbichtung fortgeschritten werden muss. Als Eingabepuffer wird ein 256 Worte (2 Sektoren) langes Feld benutzt, da das gewuenschte Energiefenster an einer Sektorgrenze liegen kann. Es muessen fuer jedes Zeitspektrum alle 128 Tracks der Matrix durchgezogen werden, da die Summe ueber das Energiefenster in einem Track einen Punkt des Zeitspektrums ergibt. Dieser Vorgang dauert ca. 4 sec. Die Zeitspektren werden im Hauptspeicher nacheinander aufgebaut.

Obwohl der Kassettenplattenspeicher im beschriebenen Messregime grossen Beanspruchungen unterworfen ist (Random-Positionierung ueber mehr als 24 Stunden), arbeitete die Geratetechnik zuverlaessig. Insbesondere bei γt -Koinzidenzen mit begrenzter Last und erforderlicher Schonung des verwendeten Ge-Detektors bietet das vorgestellte Verfahren auf Grund der vollstaendigen Registrierung der Information Vorteile.

L i t e r a t u r

- [1] W.D. Fromm , Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982) 191
- [2] J.B. Niday und L.G.Mann, Proc. of the Conf. on Radioactivity in Nuclear Spectroscopy, Vol.1, S.313, Gordon and Breach, New York-London-Paris 1972
- [3] W.D. Fromm und G. Winter, Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982) 194

EXPERIMENTDATENUEBERTRAGUNG AUS DEM LABORATORIUM FUER KERNREAKTIONEN DES VIK DUBNA
W.D. Fromm und W. Enghardt
Zentralinstitut fuer Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Ein Problem bei den bisher an Kleinrechnern vom Typ CM3 in Dubna durchgefuehrten Experimenten [1] bestand im Fehlen des Magnetbandenschlusses. Die Kapazitaet der vorhandenen Plattenspeicher von 5 MByte reicht zur Aufnahme grosser Datenmengen nicht aus, ferner ist die Moeglichkeit der genauen Auswertung der Messdaten im ZFK nur ueber Magnetbandaustausch realisierbar. Von Mitarbeitern des LJaR wurde der Anschluss von Magnetbandgeraeten des Typs EC 5012-03 als CAMAC-Modul mit Zugriff zum UNIBUS realisiert [2]. Die von den Autoren erstellte Softwareunterstuetzung erlaubt nur das Auslagern von Files im RT11-Format.

Fuer den flexiblen Einsatz in Messprogrammen wurden FORTRAN-rufbare Unterprogramme entwickelt. Dabei mussten von der Software zahlreiche Aufgaben uebernommen werden, die sonst durch Hardware geloest werden. Der Modul transferiert Daten von einer festen Startadresse an byteweise aus 16 Bit-Worten. Das Datenfeld muss daher entsprechend umkopiert werden. Paritaetsbildung und LRC-Berechnung erfolgen im Modul. Das Blockende wird durch Setzen des Paritaetsbits einiger Nullworte signalisiert. Zur Sicherung der Datentraegerkompatibilitaet muss das CRC-Wort softwaremaessig durch Berechnung des Generatorpolynoms

$$G(x) = x^9 + x^6 + x^5 + x^4 + x^3 + 1$$

gebildet werden. Das erfolgt nach folgender Vorschrift:

- Loeschen CRC
- Modulo 2 Addition eines Datenbytes (XOR)
- zyklische Verschiebung
- bei Carry: XOR mit '74
- am Ende: XOR mit '327 und Ausgabe

Diese Aufgabe wird durch das Fehlen des XOR-Befehls an der CM3 erschwert, der durch 4 Befehle ersetzt werden kann:

```
XOR R1,R3 = MOV R1,R2 ; BIC R3,R1 ; BIC R2,R3 ; BIS R1,R3
```

Das Paritaetsbit muss in die Pruefsummenberechnung mit einbezogen werden. Da dafuer ebenfalls kein geeigneter Maschinenbefehl zur Verfuegung steht, muss diese in einer Schleife berechnet werden, was pro Byte ca. 80/us in Anspruch nimmt. Aufgrund der umfangreichen Vorbereitung des Datenblocks ist die effektive Schreibgeschwindigkeit mit dem schnellen Bandgeraet EC 5012-03 (v=3m/s) geringer als mit dem Minimagnetband ISOT 5003 (v=30cm/s), fuer das ein Interface [3] existiert, das keine Blockvorbereitung erfordert.

Das Unterprogrammpaket MBUP enthaelt folgende Routinen:

- | | |
|---------------------|---|
| CALL MBREAD(NN,LEN) | Lies Block auf Feld NN, LEN=Blocklaenge |
| CALL MBWRIT(NN,LEN) | Schreibe Block von Feld NN mit Laenge LEN |
| CALL MBEND | Schreibe Bandmarke |
| CALL MBREW | Band rueckspulen |
| CALL MBFVS | Band 1 File vorsetzen |
| CALL MBACK | Band 1 Block ruecksetzen |

Nach Ueberarbeitung des MB-Moduls [2] kann der Datenaustausch mit 2 MB-Geraeten und von einer wahlbaren Anfangsadresse an erfolgen. Da gleichzeitig alle Funktionscodes geaendert wurden, musste das MB-Paket umfassend ueberarbeitet werden. MBUP2 enthaelt zusaetzlich den Eintrittspunkt:

```
CALL MBUFF(MB,IADR) Auswahl MB-Geraet und Anfangsadresse
```

Ferner wird vor Bandmarken und beim Schreiben am Bandanfang von MBUP2 selbstaendig eine erweiterte Blockluecke geschrieben.

Folgende Service-Programme, die auf MBUP(2) zurueckgreifen, stehen zur Verfuegung:

- DEMAG: MB-Bedienung fuer Multiparameter-Experiment DEMAS [1]
- MBFIWR: Ausgabe beliebiger Files auf Magnetband
- MBDISK: Lesen von MB-Files und Uebertragung auf Systemplatte
- MBPROT: Protokoll des MB-Inhaltes

Mit den im VIK Dubna beschriebenen Magnetbaendern wurde an den Rechenanlagen EC 1055, KRS 4201 und CPAI erfolgreich gearbeitet.

L i t e r a t u r

- [1] W.D. Fromm und W. Enghardt, Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982) 188
- [2] R. Kupchak und G. Baluka, Preprint Dubna (1982) im Druck
- [3] L.S. Pchir und V.T. Sidorov, Preprint 10-81-517 Dubna (1981)

ANSCHLUSS DER KASSETTENMAGNETBANDEINHEIT KMBE K 5221 AN DAS STANDARD-INTERFACE SIF-1000

J. Pöthig
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Um den Einsatz der Kassettenmagnetbandeinheit KMBE K 5221 an möglichst vielen Rechnertypen zu ermöglichen, wurde eine Anschlußeinheit mit dem an DDR-Rechnern gebräuchlichen Interface SIF-1000 entwickelt [1]. Diese Anschlußeinheit wird in die KMBE eingebaut. Sie realisiert rechnerseitig das Anschlußbild SIF-1000 für je einen Ein- bzw. Ausgabekanal. Magnetbandseitig sind zwei Kanäle mit dem gerätespezifischen Interface IFKB nach KROS 5014 vorhanden. Die Zuordnung der SIF-1000 zu den ITTB-Kanälen erfolgt über ein frei programmierbares Steuerregister. Bei Verwendung der Einzellaufwerke K 5200 ist der Anschluß von maximal zwei Geräten möglich.

Die Koppereinheit ist in Aufwand und Leistungsvermögen einem Einsatz an Mikro- und Kleinrechnern angepaßt. In einfachen Systemen kann die Lochbandtechnik unter Beibehaltung vorhandener Software substituiert werden. Bei höheren Anforderungen ist die Anwendung des international gebräuchlichen Standards ISO 3407 (KROS R-5109) möglich, da alle von der Koppelkarte bestimmten Aufzeichnungs- und Wiederabeparameter diesem Standard entsprechen. Somit ist auch die Austauschbarkeit der Datenträger gewährleistet.

Die Anschlußeinheit arbeitet in Verbindung mit der KMBE K 5221 als passives Gerät. Sie realisiert folgende Funktionen:

- Aufzeichnen eines Bytes,
- Lesen eines Bytes,
- Schreiben von nominellen Blocklücken,
- Blockgerechtes Stoppen nach Schreiben bzw. Lesen,
- Möglichkeit zum Simultan-Lesen bei Aufzeichnung (read after write),
- Schnelles Vor- oder Rücksetzen um N Blöcke,
- Selektieren nach frei vorkombinierbarem Zeichen,
- Paritätskontrolle bei Schreiben und Lesen - abschaltbar, wahlweise gerade/ungerade Parität,
- Umspulen zum Bandanfang,
- Löschen,
- Lesen der Laufwerk-Statussignale.

Der Datenaustausch erfolgt byte-seriell. Die Zeit zwischen zwei Bytes innerhalb eines Blockes beträgt max. 1 ms (Zeit zwischen 0/1-Flanke des Signals 'End' bis zur 0/1-Flanke des Signals 'Ruf'). Die interne Verarbeitung eines Bytes erfolgt bit-seriell gemäß KROS R-5109 (ISO 3407). Die einzelnen Funktionen werden mit Hilfe der SIF-1000-Kommandoleitungen unterschieden. Eine Rückmeldung der Laufwerkzustände bzw. von Fehlern erfolgt über die SIF-1000-Statusleitungen.

Die Realisierung der Anschlußeinheit erfolgt auf zwei Platinen 215 mm x 170 mm, die in die KMBE eingebaut werden können. Die nötigen Versorgungsspannungen werden den Netzteilen der KMBE entnommen. Technologische Unterlagen zur Nachnutzung sind in Form einer Dokumentation [2] verfügbar.

L i t e r a t u r

[1] Pöthig, J., Vortrag auf der CAMAC-MPS-Schule des ZfK, Dresden, 1980

[2] Pöthig, J. et al., Abschlußbericht NVE 05/08/81/2, 1982

EIN CAMAC-MODUL ZUR KALIBRIERUNG, MESSUNG UND ÜBERWACHUNG VON TEMPERATUREN

W.P. Dunin, G. Karrasch, F. Weidhase VIK Dubna

G. Zschornack, TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Physikalische Präzisionsmessungen stellen oft hohe Anforderungen an die Temperaturstabilität der Proben bzw. des Meßgerätes selbst. Beispielsweise ergibt sich bei einer absoluten Energiegenauigkeit von 0,3 ppm einer Einzelmessung für ein Röntgenkristalldiffraktionsspektrometer die Forderung nach einer Temperaturkonstanz des Kristalls von besser als $\pm 0,05$ K. Der vorliegende CAMAC-Modul wurde für das am VIK Dubna im Aufbau befindliche Röntgenkristalldiffraktionsspektrometer entwickelt.

Der Modul (s. Abb. 1) arbeitet nach dem Prinzip der Digitalisierung eines temperaturabhängigen Zeitintervalles, wobei als Meßfühler entweder temperaturabhängige Widerstände oder Halbleiter-pn-Übergänge vorgesehen sind. In einer ersten Variante werden zur Bildung des temperaturabhängigen Zeitintervalles sowjetische monostabile Multivibratoren des Types K155AG1 eingesetzt. Diese Schaltkreise sind gemeinsam mit einem Quarz-Referenzgenerator in einem Minithermostaten untergebracht. Die Betriebsspannung wird gesondert stabilisiert. Eine zweite Wandlervariante nutzt den mehrfachen FET-Eingangs-Operationsverstärker des Types B 084 im Rahmen eines Präzisions-Wien-Brücken-Oszillators.

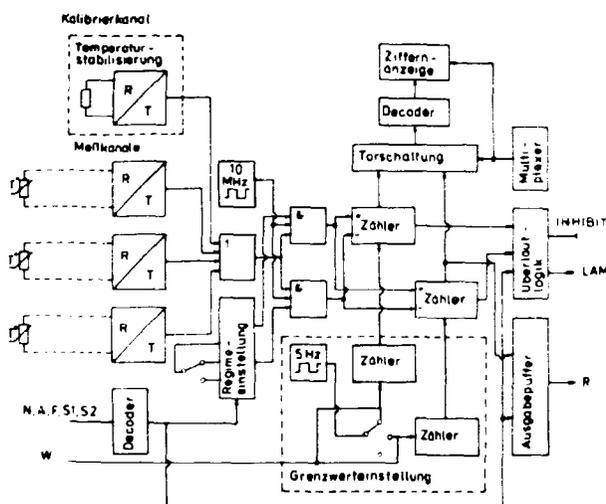


Abb. 1: Blockschaltbild des CAMAC-Moduls zur Kalibrierung, Messung und Überwachung von Temperaturen

Es sind drei unterschiedliche Betriebszustände vorgesehen:

- Im Regime "Kalibrierung" wird die Temperatur des internen Thermostaten gemessen und dessen Temperaturstabilität beobachtet.
- Im Regime "Messung" wird die Temperatur eines von vier wählbaren Temperaturfühlern laufend gemessen und an Frontplatten-Siebensegmenttableaus angezeigt. Das Auslesen der aktuellen Temperatur kann jederzeit über den CAMAC-Datenweg erfolgen.
- Im Regime "Überwachung" wird ständig geprüft, ob die Temperatur des ausgewählten Temperaturfühlers eine untere bzw. eine obere Schwelle überschreitet. Bei Überschreitung werden ein LAM- und INHIBIT-Signal ausgegeben. Die Schwellen können per Hand oder CAMAC variiert werden.

Bei Nutzung der sowjetischen Thermowiderstände CT6-1D mit $R_{25^{\circ}\text{C}} = 10 \text{ k}\Omega$ und einem Temperaturkoeffizienten von $\text{TK } 15000$ können Temperaturschwankungen von 0,01 K bei $\pm 0,1$ K absoluter Meßgenauigkeit sicher erfaßt werden.

STEUERELEKTRONIK FÜR EINE AUTOMATISCHE MASSEKONSTANTE VERPACKUNG VON STÜCKGÜTERN

F. Schwarzenberg

Zentralinstitut fuer Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Für eine Anlage, die das vollautomatische massekonstante Verpacken von Stückgütern - insbesondere Obst - ermöglichen soll, wurde eine entsprechende Steuerelektronik auf Basis des Mikrorechnersystems K 1520 entwickelt und aufgebaut.

Die Verpackungseinrichtung verfügt ueber 7 Transportkanäle mit je einer Waageeinrichtung. Die Aufgabe besteht darin, diejenigen Kanäle auszuwählen und der Abfuelleinrichtung zuzuführen, deren Summengewicht im Toleranzbereich eines vorgegebenen Sollgewichts liegt. Die Berechnung der guenstigsten Kombination wird durch den steuernden Mikrorechner vorgenommen.

In der Minimalkonfiguration der Steuerelektronik kommt vom Mikrorechnersystem K 1520 nur die ZRE 2521 zum Einsatz. Diese wird ueber ein speziell entwickeltes Interface an die Anlage angeschlossen. Abb.1 zeigt die Blockschaltung der Interfacekarte, die folgende Aufgaben zu realisieren hat:

- Auswahl des zu erfassenden Transportkanales (Analogmultiplexer)

- Digitalisierung der analogen Information von der ausgewählten Waageeinrichtung

Da die Zeitanforderungen unkritisch sind, kommt das softwaremaessig realisierte Verfahren der sukzessiven Approximation zur Anwendung.

- Eingabe von maximal 8 Betriebsarten

Z.zt. sind realisiert: Nullabgleich, Endwertabgleich, A/D-Zyklus mit Anzeige und der Normalbetrieb im Sinne der o.g. Aufgabenstellung. Die ersten drei Betriebsarten sind fuer den Abgleich der Waageeinrichtungen vorgesehen, die auf der Basis von Dehnmessstreifen arbeiten.

- Ansteuerung der ausgewählten Transportkanäle fuer die Verpackungseinrichtung

In einer weiteren Ausbaustufe soll an einzelnen Anlagen die Moeglichkeit bestehen, statistische Daten des verarbeiteten Stueckgutes zu erfassen und in aufbereiteter Form auszugeben.

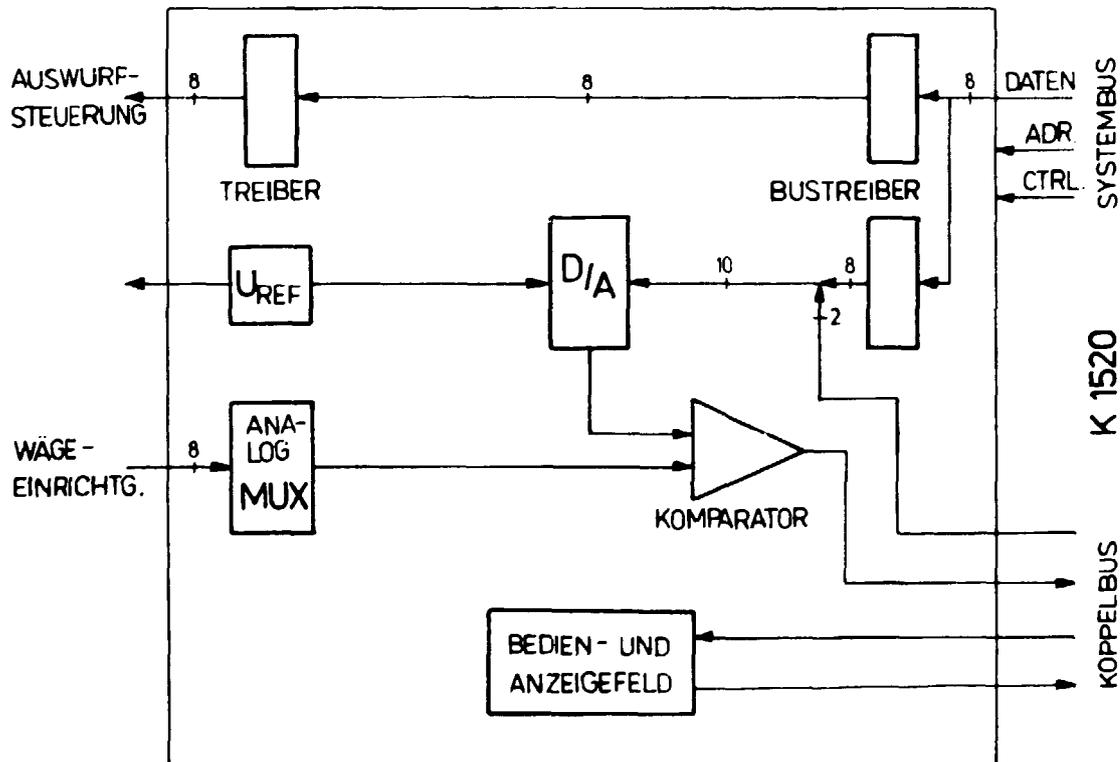


Abb.1 Blockschaltbild der Koppelkarte K 1520 - Verpackungseinrichtung

IN-CIRCUIT-EMULATION DES EINCHIP-MIKRORECHNERS Z8

M. Köhler und W. Meiling

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Als Hilfsmittel für die Entwicklung und Testung von mikrorechnergesteuerten Geräten haben sich in den letzten Jahren In-Circuit-Emulatoren im breiten Umfang durchgesetzt. Benutzt man zum Aufbau eines solchen Entwicklungssystems nur einen Rechner, welcher

1. im Monitor-Mode Ein-, Ausgabe-, Steuer- und Übersetzungsfunktionen erfüllt, und der
2. nach entsprechender Umschaltung im User-Mode den Rechner im Anwendersystem emuliert,

so ist man als Anwender auf den Prozessortyp beschränkt, welcher im Entwicklungssystem enthalten ist.

Außerdem bereitet dieser Konzeption bei Einchip-Mikrorechnern erhebliche Schwierigkeiten, da Programmspeicher (≈ 2 K byte ROM oder EPROM), Datenspeicher (≈ 256 byte RAM) und zur Verfügung stehende E/A-Einheiten ($\approx 4 \times 8$ bit Ports, 1 serielle Schnittstelle) wesentlich beschränkt sind. Die Alternative besteht in einer 2-Rechner-Konfiguration, in der ein beliebiger, aber universeller Master-Rechner alle oben genannten Aufgaben im Monitor-Mode erfüllt und außerdem einen Slave-Rechner steuert. Dieser Slave-Rechner wird über Testadapter mit dem Anwendersystem gekoppelt, das nun mit dem angeschlossenen Prozeß unter Echtzeitbedingungen erprobt werden kann.

Ein solches Entwicklungssystem wurde für die Erprobung von Einsatzfällen des Einchip-Mikrorechners Z8/40 bzw. Z8/64 aufgebaut (s. Abb. 1).

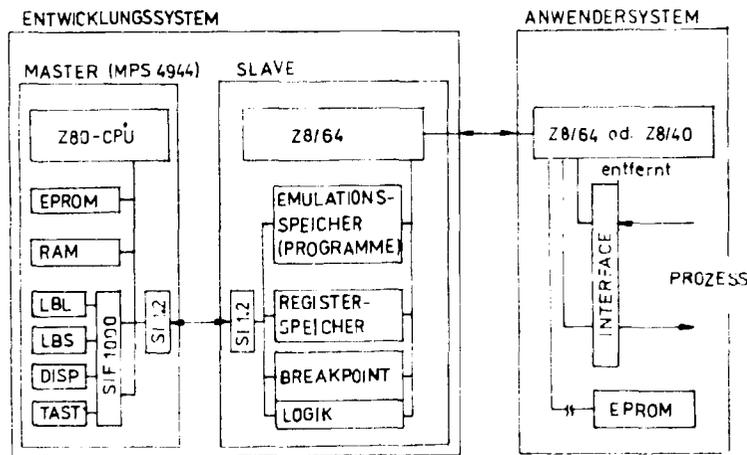


Abb. 1

ICE für Einchip-Mikrorechner Z8/40 bzw. Z8/64.

Der als Master eingesetzte Mikrorechner MPS 4944 verwendet den Monitor SM-88 und ist durch ein implementiertes Steuerprogramm in der Lage,

- den Emulationsspeicher mit Anwenderprogrammen zu laden,
- die internen Z8-Register (144 byte) zu lesen, darzustellen und zu verändern,

- sowie Haltepunkte zu setzen.

Besondere Schwierigkeiten bereitete die Ausgabe der internen Z8-Register an den Pufferspeicher, weil die Forderung bestand, alle Z8-E/A-Einheiten ohne Einschränkungen dem Anwendersystem zuzuordnen, und weil der Datenbus des Z8/64 nur in der Richtung "Daten lesen" nutzbar ist. Deshalb werden mit einem indirekten Sprungbefehl die internen Register auf den Adreßbus gegeben und in einem FIFO-Puffer abgelegt.

Das realisierte Konzept ist durch einfache Modifikationen der Master-Slave-Schnittstelle und des Steuerprogrammes bei anderen Typen von Masterrechnern anwendbar.

UNIVERSELLE STROM- UND SPANNUNGSVERSORGUNGSEINHEITEN

F. Gleisberg

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

H.-J. Esche

Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig

Zur Realisierung der vollautomatischen Steuerung eines Neutronengenerators werden im Wissenschaftsbereich Kernphysik der TU Dresden und im ZFI Leipzig eine Reihe leistungsfähiger, elektronisch steuerbarer Strom- und Spannungsversorgungseinheiten entwickelt.

Die Entwicklungsreihe stellt zur Zeit sechs Grundtypen dar, deren Ausgangsparameter im Rahmen der Leistungsklasse in einem weiten Bereich modifiziert werden können. Durch Anwendung moderner Schaltreglerprinzipien bewegt sich der Wirkungsgrad aller Versorgungseinheiten zwischen 75 % und 90 %. Es konnte eine Volumenreduzierung gegenüber herkömmlichen Geräten um den Faktor 5...10 erreicht werden. Mit der Gerätelinie wird ein Spannungsbereich von 2 V - 25 kV und ein Strombereich von 10 mA - 50 A überstrichen. Die obere Leistungsgrenze liegt derzeit bei ca. 1 kW.

Alle elektronisch steuerbaren Versorgungseinheiten enthalten einen Steuereingang, über den die Ausgangsspannung bzw. der Ausgangsstrom mittels einer Steuerspannung zwischen 0 und 5 V eingestellt werden kann. Der eingestellte Auszustand wird auf einer dreistelligen Sieben-segmentanzeige dargestellt, außerdem ist eine dem Ausgangswert proportionale Spannung zwischen 0 und 5 V verfügbar.

Technische Daten ausgewählter Versorgungseinheiten:

1. Elektronisch steuerbares Hochspannungsnetzteil 500 W
Ausgangsspannung 2 kV - 15 kV
Ausgangsstrom 1 mA - 35 mA
Volumen 480 x 340 x 240 mm³ (EGS)
2. Elektronisch steuerbares Netzteil 1000 W
Ausgangsspannung 50 V - 250 V
Ausgangsstrom 1 A - 4 A
Volumen 480 x 215 x 240 mm³ (EGS-Einschub)
3. Elektronisch steuerbares Netzteil 300 W
Ausgangsspannung 5 V - 50 V
Ausgangsstrom 0 A - 6 A
Volumen 80 x 215 x 220 mm³ (EGS-Einschub)
4. Festspannungsnetzteil
Ausgangsspannung 5 V
Ausgangsstrom 0 A - 10 A
Volumen 80 x 95 x 170 mm³ (EGS-Einschub)
5. Multispannungsnetzteil
Ausgangsspannung / Ausgangsstrom
20 V / 200 mA
12 V / 3 A
-6 V / 3 A
-12 V / 1 A
Volumen 80 x 95 x 170 mm³ (EGS-Einschub)

SPANNUNGS-FREQUENZ-WANDLER UND FREQUENZ-SPANNUNGS-WANDLER MIT HOHER PRÄZISION

A. Hoffmann, J. Pöthig, J. Schröder und F. Weidhase
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Zur Einstellung und Kontrolle von Geräteparametern auf der Hochspannungshaube von Kaskadengeneratoren werden die Referenz- bzw. Meßwerte frequenzproportional übertragen. Die dazu entwickelten Wandler [1,2] arbeiten mit Umsetzungsfrequenzen bis zu 500 kHz. Aufgebaut mit Standardbauelementen in konventioneller Schaltungstechnik, wurde besondere Aufmerksamkeit auf Fragen der Temperaturkompensation gelegt, so daß bei ± 20 K Temperaturänderung der Fehler in der Größenordnung einiger Promille gehalten werden konnte.

Da im automatisierten Betrieb eine Vielzahl von Parametern durch den Rechner vorgegeben werden, macht sich eine vorherige Digital-Analog-Wandlung erforderlich. Dies zu umgehen wurde ein Digital-Frequenz-Wandler [3] entwickelt. In einem CAMAC-Modul befinden sich 4 programmierbare Teiler, die Ausgangsfrequenz wird sowohl als elektrisches als auch als optisches Signal abgegeben.

Die Parameter des Gerätesystems sind so gewählt, daß sie die Forderungen einer optoelektronischen Datenübertragungsstrecke [4] in Bezug auf Impulsfolgefrequenz und Tastverhältnis erfüllen.

L i t e r a t u r

- [1] Hoffmann, A., Entwicklung und Erprobung eines Frequenz-Spannungs-Wandlers mit Anschluß an eine optische Signalübertragung, Belegarbeit FZM der AdW der DDR, 1981
- [2] Schröder, J., Entwicklung und Erprobung eines Spannungs-Frequenz-Wandlers mit Anschluß an eine optische Signalübertragung, Belegarbeit FZM der AdW der DDR, 1981
- [3] Hoffmann, A., Forschungsbeleg TU Dresden, 1982
- [4] Weidhase, F. und E. Kreuzer, Wirtschaftspatent WF-H 03F/219544 vom 10. 3. 1980

NUTZUNG EINES EMPFANGSFERNSCHREIBERS F1200 ALS GRAPHIK-PLOTTER

R. Krause
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Der Einsatz von Mikrorechnern in kernphysikalischen Experimenten erfordert oft die Darstellung und Ausgabe graphischer Informationen. Während die Darstellung auf graphischen bzw. quasigraphischen Displays erfolgen kann, sind für die Protokollierung geeignete x,y-Schreiber bzw. Digitalplotter erforderlich. Erstere erfüllen dabei im allgemeinen nicht die Anforderungen an Genauigkeit, Geschwindigkeit und ermöglichen keine Beschriftung. Hochwertige Digitalplotter sind dagegen sehr teuer, wodurch ihr Einsatz meist auf Meß- bzw. Rechenzentren beschränkt bleibt.

Um anfallende Meßergebnisse unmittelbar darstellen zu können, wurde erprobt, ob und mit welchen Einschränkungen sich für diese Zwecke der mit Schrittmotoren arbeitende Empfangsfern-schreiber F 1200 vom VEB Meßgerätewerk Zwönitz einsetzen läßt. Durch veränderte Ansteuerung (Ersatz einer Leiterplatte) wird es möglich, jede der 8 Drucknadeln sowie Zeilen- und Spaltenvorschub getrennt anzusteuern. Damit können in dem durch die Mechanik vorgegebenen Punktraaster beliebige Informationen abgebildet werden.

In der vorliegenden Meßapparatur wird für die visuelle Darstellung von Spektren ein Rasterdisplay mit 512 x 256 Punkten benutzt. In das Schirmbild können alphanumerische Zeichen und Vektoren mit Hilfe einer Tastatur und eines Steuerknüppels (Typ 4985, ZFK) zur Positionierung eingefügt werden. In der nebenstehenden Abbildung ist der Ausdruck derartiger beschrifteter Meßspektren wiederzugeben. Die Ausgabezeit beträgt bei Berücksichtigung aller 16 k-Datenbytes ca. 6 min., sie kann jedoch programmtechnisch in Abhängigkeit von der darzustellenden Information verkürzt werden. Da die einzelnen Bildpunkte bis auf evtl. Maßstabsveränderungen direkt dem Display-Raster entsprechen, ist der notwendige Software-Aufwand sehr gering.

Für den Einsatz des F 1200 im Praktikum in Verbindung mit einem Bildschirmterminal PBT 4000 (K 1510) wurde eine Steuerkarte mit SIF-1000-Anschluß entwickelt. Obwohl die gleichen Darstellungsmöglichkeiten bestehen, muß hier jedoch die gesamte Bildaufbereitung durch den Rechner erfolgen, d.h. es entstehen höhere Anforderungen an die Programmierung.

Die durchgeführten Versuche zeigten, daß die Qualität der mit dem Empfangsfernsehreiber dargestellten graphischen Informationen und die erreichbare Ausgabegeschwindigkeit für viele Zwecke ausreichend sind. Besonders vorteilhaft erscheint der Einsatz in Verbindung mit Raster-Display-Einheiten als "Hardcopy"-Einrichtung.

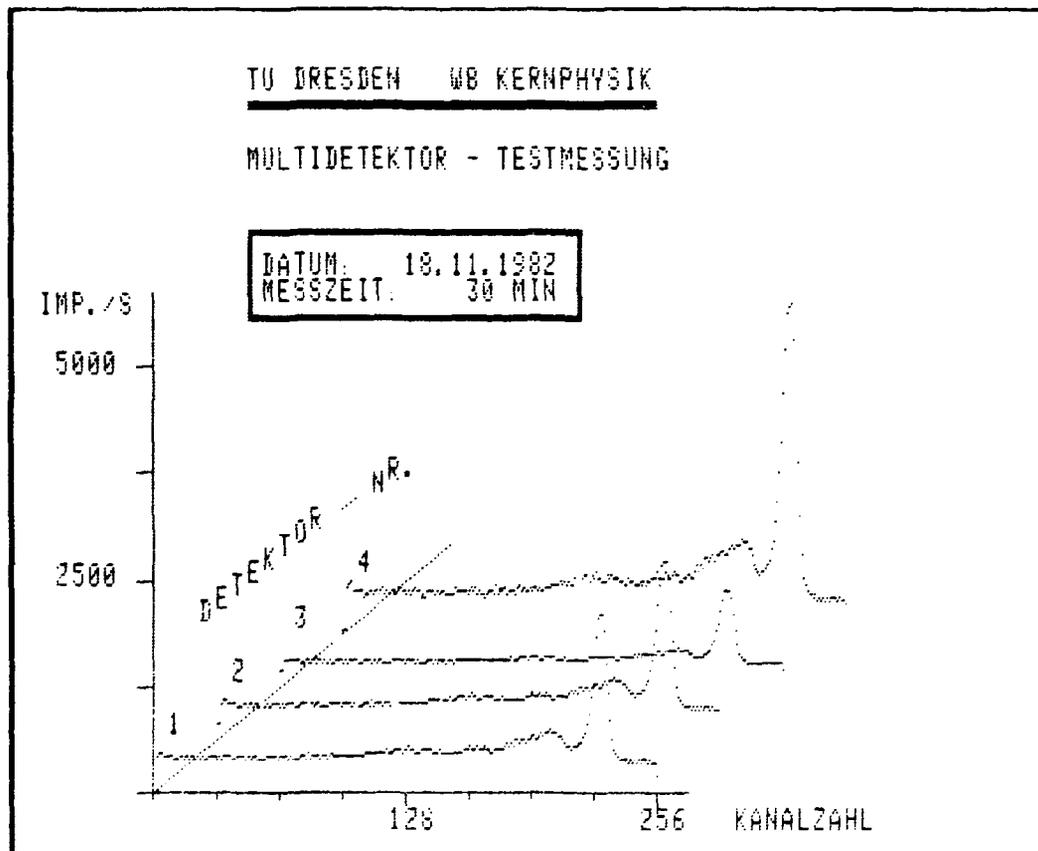


Abb.1
Ausdruck einer Displaydarstellung (Raster 256 x 512 Punkte) über den Empfangsfernsehreiber F 1200.

NEUE REAKTIONSKAMMER FÜR DAS FLUGZEITSPETROMETER "DEMAG"

R. Kirchbach

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

W. Seidel und D. Walzog

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

G. Theunert

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich W

Für kinematische Koinzidenzexperimente zwischen schweren Fragmenten wurde zum Flugzeitspektrometer DEMAG eine neue Reaktionskammer entwickelt und gebaut (Abb. 1). Ihre Installation erfolgt am Strahl des Schwerionenzyklotrons U-400 im VIK Dubna. Der obere Kammerteil nimmt während der Experimente eine Glocke auf, die im gesenkten Zustand das Kammervolumen mit den Startdetektoren der Flugzeitmessung vakuumdicht abschließt. Zwei Sätze wechselbarer Halbflansche ermöglichen den Anschluß der Flugzeitarms auf beiden Seiten der Kammer im gesamten Winkelbereich $20^\circ - 170^\circ$ in der Reaktionsebene. Die Ausgangsfenster sind bei $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ und 150° in einem Paar der Halbflansche angeordnet, im anderen bei $45^\circ, 75^\circ, 105^\circ$ und 135° . Da der Öffnungswinkel der Fenster $\pm 10^\circ$ beträgt, überlappen aufeinanderfolgende Winkelbereiche. Das Umlanschen der Flugzeitarms erfolgt bei gesenkter Glocke ohne Lufteinlaß in die Reaktionskammer.

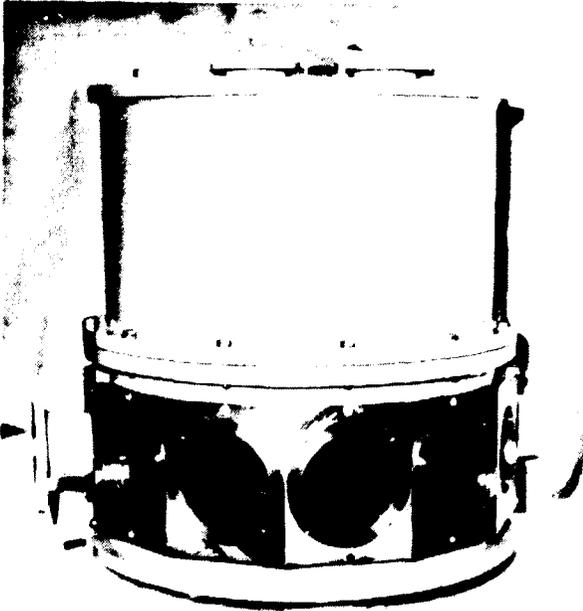


Abb. 1: Reaktionskammer für das Doppelarm-flugzeitspektrometer DEMAG

EINE KOLBENPUMPE FÜR HOCHREINE GASE

Grundmann, D.

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich W

Hutsch, J., Schmidt, G., Svehler, T.

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Zum Umpumpen von hochreinen Gasen wurde nach dem bei Bennett/1/ angegebenen Prinzip eine Kolbenpumpe gebaut. Sie ist in Abb. 1 dargestellt und besteht aus Geräteglas 320 (18 x 1,5). In dem Kolbenführungsrohr (KPG-Rohr) läuft ein Kolben aus Armco-Eisen auf zwei Kolbenringen aus Teflon. Die 4 Kugelventile bestehen aus Kugelschliffschalen (13/5), in denen vernickelte Stahlkugeln ($\varnothing 12,7$) liegen. Für die Ein- und Austrittsöffnung des Gases wurde Bundrohr NW 15 verwendet. Die eingeschmolzenen Kolbenauffangfedern aus Wolframdraht verhindern ein zu hartes Aufschlagen und Verklemmen des Kolbens. Die Arbeitsweise der Pumpe folgt aus Abb. 1. Damit die Kugeln der 4 Ventile bei Umkehr der Kolbenbewegung wieder in ihren Sitzen liegen, wird ihre Bewegung von Anschlägen begrenzt. Beim Evakuieren der Pumpe werden die Kugeln mit Hilfe von Magneten aus ihren Sitzen gehoben. Die Kolbenbewegung wird durch Hineinziehen des Kolbens in eine der beiden Spulen erzeugt. Der über einen Leistungstransistor fließende Strom der Spulen (3A bei 6 V) wird gesteuert von einem Multivibrator mit variabler Periode (32 bis 72 Perioden pro Minute). Beide Impulse gelangen über eine Differentiation zu einem monostabilen Multivibrator, der die Impulsbreite realisiert. Die Impulsbreite wird so gewählt, daß der Kolben in der stromführenden Spule noch gebremst wird, da sonst die Pumpe aus dem Rythmus kommt. Das Forder- volumen beträgt einige Kubikzentimeter pro Periode. Die maximal erreichbare Druckdifferenz liegt bei 140 mbar. Als besonderen Vorteil dieser Pumpe muß man das Fehlen einer beweglichen Kolbendurchführung nennen. Außerdem ist die Pumpe mit Ausnahme des Kolbenführungsrohres bis 250 °C ausheizbar und arbeitet in einem Druckbereich bis 2 bar.

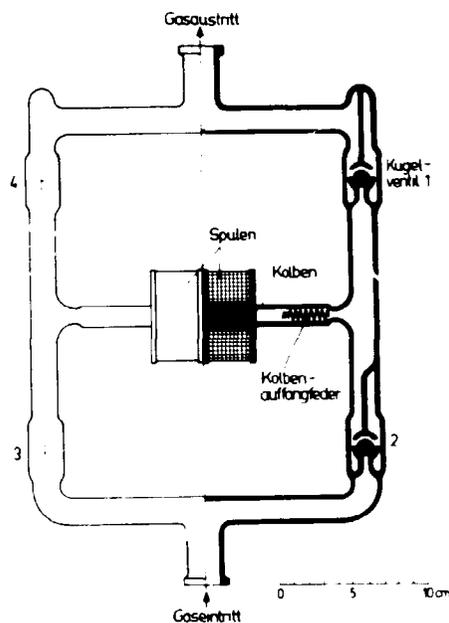


Abb. 1

L i t e r a t u r

/1/ Bennett, W.R., Rev. Sci. Instr. 27 (1956) 1092

IONEN-MIKROSONDE AM ROSSENDORFER TANDEMGENERATOR

D. Grambole, F. Herrmann, W. Rudolph, H.-J. Thomas und H. Böhme
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In früheren Berichten /1,2/ wurden Aufbau und Parameter eines Versuchsaufbaus für die Feinfokussierung von Protonen am Rossendorfer Tandemgenerator beschrieben. Nach erfolgreichem Abschluß verschiedener methodischer Untersuchungen wurde mit der Konstruktion und Montage einer anwendungsorientierten, eigenständigen Ionen-Mikrosonde (IMS) begonnen. Diese Arbeiten sind inzwischen soweit abgeschlossen, daß Anfang 1983 der Versuchsbetrieb aufgenommen werden kann. Die Abb. 1 zeigt die IMS im gegenwärtigen Zustand. Eine massive Schweißkonstruktion aus Stahlprofilen, die auf zwei Betonblöcken ruht, bildet eine stabile, erschütterungsfreie Aufnahme für die einzelnen Elemente:

- 1 - Strahlstopper
- 2 - Kammer für Gegenstandsblende
- 3 - Kammer für Aperturblende
- 4 - Kammer für Antistreublende
- 5 - Spule für elektromagnetische ein- oder zweidimensionale Strahlauslenkung
- 6 - Quadrupollinsen (Triplet wie in /2/)
- 7 - Mikroskop (Vergrößerung 10 bis 150fach) zur Strahlbeobachtung und Probenpositionierung (über Lochspiegel)
- 8 - zweiteilige Probenkammer mit
 - a) Goniometer für Probenpositionierung und -wechsel
 - b) Meßmöglichkeiten für:
 - γ -Strahlung mittels NaJ oder Ge(Li)-Detektor bis 100mm Durchmesser von unten senkrecht zur Strahlrichtung (Abstand von der Probe ca. 25mm)
 - Röntgenstrahlung mittels Si(Li)-Detektor von der Seite (60° bezüglich Strahlrichtung, Abstand von der Probe ca. 30mm)
 - geladene Teilchen aus Streuung oder Kernreaktionen mittels Ringdetektor (Abstand von der Probe ca. 20mm)
 - Sekundärelektronen für Bilderzeugung der Probenoberfläche zur Positionierung
 - c) Tiefkühlfinger in Probennähe (befindet sich in Vorbereitung)
- 9 - Theodolit
- 10 - Strahlkorrektoren

Ein aus zwei Kreuzspalten bestehendes Kollimatorsystem (11) garantiert definierte Einschußbedingungen auf die Gegenstandsblende. 1983 ist vorgesehen, die IMS mit Protonen bei einem Brennfleckdurchmesser $<10, \mu\text{m}$ (FWHM) zu nutzen.

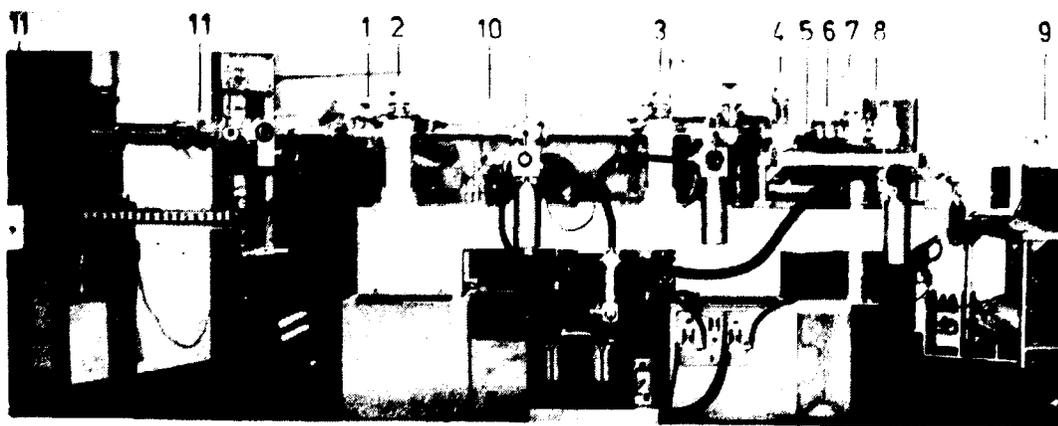


Abb. 1 Ansicht der Ionen-Mikrosonde

L i t e r a t u r

- /1/ Gersch, H.-U. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443(1981)210
- /2/ Gersch, H.-U. et al., Exp. Technik der Physik 30(1982)227

7. RECHENPROGRAMME

VERBESSERUNG DER AUFLÖSUNG VON TUNNELSPEKTREN DURCH BAYES-ENTFALTUNG

K. Schäfer

Technische Hochschule Karl-Marx-Stadt, Sektion Physik/Elekt. Bauelemente

R. Fülle

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Die inelastische Tunnelspektroskopie (IETS) ermöglicht die Untersuchung von Anregungszuständen molekularer Zentren in einem breiten Energiebereich von 0 bis 500 meV

an Grenzflächen und im Volumen von Festkörpern. Als Tunnелеlement dienen z.B. MIM-, MIS- oder MIC-Anordnungen (M = Metall, I = Isolator, S = Halbleiter, C = Supraleiter), die auf eine Temperatur von 4,2 K abgekühlt werden. Liegt über dem Tunnелеlement eine Spannung U_0 , so führt dies an den Stellen $eU_0 = \hbar\omega$ zu einem Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit. Die zweite Ableitung der Strom-Spannungs-Kennlinie des Tunnелеlementes ($d^2I/dU^2 = f(U_0)$) bezeichnet man als Tunnelspektrum.

Die Auflösung der Spektren wird im wesentlichen durch die Temperatur T der Probe beeinflusst. Die in der Literatur angegebenen besten Resultate liegen im Bereich von 1,1 meV bei T = 1 K. Durch eine Entfaltungsoperation mit der thermischen Gewichtsfunktion oder einer ihr angenäherten

anderen analytischen Funktion soll eine Verringerung der Halbwertsbreiten ohne weitere Abkühlung der Probe unter 4,2 K erreicht werden. Dazu wurde das in /1/ beschriebene Verfahren der BAYES-Entfaltung angewandt.

Abb. 1 unten zeigt das Tunnelspektrum einer Al/Al₂O₃/Pb-Probe mit Infusion von Benzoesäure und Abb. 1 oben das Spektrum eines JOSEPHSON-Tunnелеlementes jeweils vor und nach der Entfaltung. Die Halbwertsbreiten der Peaks nehmen nach der Entfaltung Werte an, die vergleichbar sind mit Spektren, aufgenommen bei einer Temperatur von ca. T = 1 K.

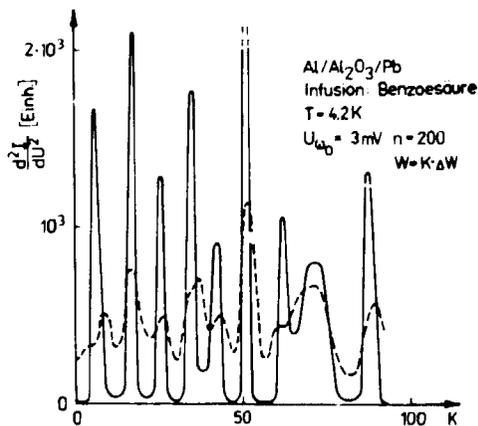
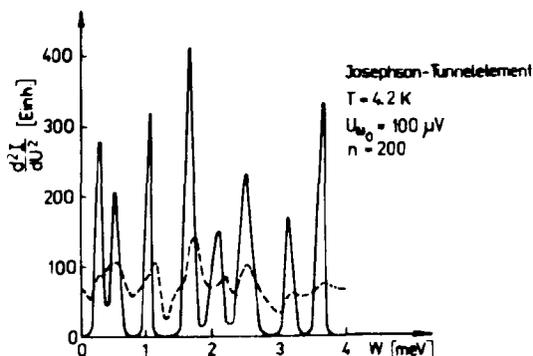


Abb. 1 Entfaltete Tunnelspektren

L i t e r a t u r

/1/ Fülle, R. Gemeinsamer Jahresbericht 1979 ZfK-408 (1980) 189

SOFTWAREUNTERSTÜTZUNG FÜR DIE ARBEIT MIT KRS-MAGNETBÄNDERN AN ESER-ANLAGEN

U. Fromm und W.D. Fromm

Zentralinstitut fuer Kernforschung, Rossendorf, Bereiche G und KF

1. Verarbeitung von Datenbändern am ESER-Rechner

Die Datenaufzeichnung an den Experimentrechnern vom Typ KRS 4201 und am TPA1 erfolgt in einem einheitlichen Datenformat [1]. Jeder Block besitzt eine Länge von 3078 Byte, wobei 6 Byte als Kennung (Spektrennummer, Folgenummer) verwendet werden. Jedes Informationswort belegt 3 Byte, da Spektren mit einer Kanalkapazität von 20 Bit gemessen werden und die Koinzidenzaufzeichnung von 4096 x 4096 Kanälen 24 Bit erfordert.

Zur Eingabe von Spektren am ESER-Rechner existieren in Abhängigkeit vom Typ des Zielfeldes INTEGER*2 oder INTEGER*4 die beiden FORTRAN-Subroutinen KRSD2 und KRSD4. Als Parameter werden die gesuchte Spektrennummer, die Bezeichnung des Zielfeldes und seine Länge uebergeben. Der Parameter Spektrennummer wird zur Signalisation von Lesefehlern oder dem Antreffen einer Bandmarke benutzt. Intern wird der Datenblock mithilfe des FORMATTERS im Format A3 eingelesen. Bei INTEGER*4-Feldern wird zusätzlich durch Aufruf der Assembler-Routine UMCO die notwendige Rechtsverschiebung um 1 Byte realisiert.

An der ESER-EDVA errechnete Spektren koennen mithilfe der FORTRAN-Subroutine KRWR3 im KRS-Standardformat aufgezeichnet werden. Dabei werden die gleichen Parameter wie beim Lesen verwendet. Die Folgenummer wird von der Routine selbst gebildet. Intern wird die Assembler-Routine SHFT gerufen, die die erforderliche Bytestellung zum Schreiben mit Format A3 herstellt.

Koinzidenzbänder werden mit der Assembler-Routine MBIN eingelesen. Die in 2 x 12 Bit kodierten Ereignisse werden auf 2 x 16 Bit aufgespreizt, um einen einfachen Zugriff ueber ein INTEGER*2-Feld zu gewährleisten. Experiment- und Blocknummer werden als Parameter uebertragen.

2. Programmunterstützung fuer ESER-Textdateien am KRS 4201

Die Uebergabe von auf Lochband vorliegenden Programmen und Daten mithilfe von am KRS erstellten Magnetbändern zum ESER-Rechner hat dann wesentliche Vorteile, wenn direkt im ESER-Format geschrieben werden kann. Voraussetzung dafuer ist ein Ausbau der ASin fuer eine Datenbreite von 8 Bit [2]. Aufgrund der verschiedenen Zeichencodes sind Umkodierungeroutinen erforderlich, die den KOI7-Code (KRS) in den DKOI-Code (ESER) wandeln und umgekehrt. Es stehen die zwei Konvertierungsroutinen DKOI und KOI7 zur Verfuegung, deren Name dem Zielcode entspricht. Parameter sind Feldbezeichnung und Länge in Worten. Die Datenfelder werden in sich konvertiert. Die Codetabellen belegen durch gepackte Speicherung jeweils nur 32 KRS-Worte. Fuer die Konvertierung KRS->ESER werden Zeichen der Kontrollgruppe in Space gewandelt. Bei Erkennen von Zeilenschaltung wird die Konvertierung abgebrochen und bis zum Feldende mit Space gefuellt. Dadurch ist eine bequeme Wandlung von Lochstreifen- in Lochkartenformat automatisch gegeben.

Das Serviceprogramm PROT protokolliert den Inhalt von ESER-Magnetbändern. Fuer jede Datei werden Dateinummer, je 80 Zeichen der ersten 3 Bloecke in der Datei und die Blocklänge auf Seriendrucker ausgegeben.

Mit dem Programm INIT kann das Initialisieren von ESER-Magnetbändern erfolgen. Es werden ein Datentraegerkennsatz und die Pseudo-Dateikennsaetze HDR1 und HDR2 in der Standardlänge von 80 Bytes geschrieben. Die Datentraegerarchivnummer wird ueber Bediendrucker angefordert.

L i t e r a t u r

[1] W.D. Fromm , Arbeitsbericht KRS-SB 4/79 (August 1979)

[2] W.D. Fromm und E.Will, Neuerervorschlag NV 733 (Februar 1981)

VERWENDUNG DES PLATTENSPEICHERS ISOT 1370 ZUR PROGRAMMENTWICKLUNG AM KRS 4201

W.D. Fromm und H. Woittennek

Zentralinstitut fuer Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

Entwicklung und Test von FORTRAN-Programmen am KRS werden dadurch erschwert, dass fuer den Ladevorgang ein umfaengliches Objektcode(OC)-Lochband ausgestanzt werden muss. Darueberhinaus stellt die Eingabe der FORTRAN-Bibliothek ueber Lochbandleser ein Problem dar. Innerhalb des von Robotron angebotenen Platten-Betriebssystems ASPO [1] ist bei einer Speichergroesse von 16 K der FORTRAN-Compiler nicht lauffaehig. Es wurden daher Programme zur Benutzung des Plattenspeichers als sequentielles E/A-Geraet mit der Moeglichkeit, QC- und OC-Dateien zu katalogisieren, und zum plattengestuetzten Laden von OC-Dateien geschaffen.

Das Programm MOPL ermoeglicht es jedem Programm, gleichgueltig ob Sprachuebersetzer oder Nutzerprogramm, ueber die Geraetebezeichnungen LL2 und LS2 zur Platte zuzugreifen. MOPL laeuft selbst als Applikationsprogramm und legt sich nach dem Start vor das Ruf-Tor des jeweiligen Systems. Jeder eintreffende Systemruf wird von MOPL daraufhin analysiert, ob er an das System weitergereicht werden muss oder selbst bearbeitet werden kann (LX2). Da STEA-Rufe fuer die Platte sofort ausgefuehrt werden, wird bei den zugehoerigen WTEA-Rufen keine Aktion von MOPL erforderlich. Da MOPL zusaetzlich den Datenstrom des Geraets SEQ (Bediengerat) ueberwacht, ist die Eingabe von Kommandos an MOPL jederzeit moeglich. Die Kommandos koennen an beliebiger Stelle in den Eingabestrom eingebettet werden:

\$\$WF	Ausgabe ab Beginn Arbeitsbereich	}	Zustand bei Programmstart
\$\$RF	Eingabe ab Beginn Arbeitsbereich		
\$\$WNAMEVN	Katalogisierung des Ausgabefiles unter dem Namen NAME		
\$\$RPNAM[VN]	Positionierung der Eingabe auf den Beginn des Files NAME		

Benutzungshinweise zu Programm MOPL und dem verwendeten Plattensystem [2] sind in einem Arbeitsbericht [3] enthalten.

Fuer kleinere Rechnerkonfigurationen stellt der autonome Lader LAD(BSKO-FOR4) [4] eine sehr guenstige Variante dar, da er ausserhalb des fuer das Betriebssystem reservierten Speicherbereichs keinen Platz benoetigt. Dem Lader wurde ein Programmteil zur Arbeit mit dem Plattenspeicher zugefuegt. Gleichzeitig wurden beim OC-Ladeprogramm LAD(DISK) Veraenderungen zur Erhoehung der Nutzerfreundlichkeit durchgefuehrt:

- Start ist auf Adresse 1 moeglich
- Nach Kommando HT wird DILA [2] erreicht
- Bei Maschinencoderausgabe wurde die Zeittoleranz fuer automatischen Stanzeranlauf erhoeht und die Laenge des ausgegebenen Run-out auf ein Mindestmass reduziert
- Zur Erleichterung des Ladens mit optimierter Grundsektorbelegung werden bei Kommando AP die aktuellen Zeiger fuer Hauptspeicher- und Grundaektoradresse ausgegeben.
- Beim Erkennen von schon geladenen UP im Eingabestrom wird nach der Mitteilung NV der Name des UP ausgegeben und fortgesetzt.

Die Ladekommandos LA, LS und LZ koennen um einen Ausdruck als 1.Parameter erweitert werden, der den Ladevorgang von der Platte steuert. Bei Weglassen dieses Parameters erfolgt das Laden vom Lochband.

Der Lader wurde ferner so abgeaendert, dass der volle Adressbereich des KRS von 32 K ausgenutzt werden kann. Die bisher uebliche Vormerkung von noch nicht beanspruchten Eintrittspunkten geladener UP durch Bit 2 musste fallengelassen werden. Als Merkzeichen gilt jetzt, dass nach Vormerkung ueber die Adresse der freigehaltene Eintrittspunkt, nach Verbindung jedoch ein Wert ungleich Null gefunden wird.

L i t e r a t u r

- [1] Kombinat Robotron, Aufbereitungssystem ASPO 4200, C 7023-0235-1 (Mai 1979)
- [2] W.D. Fromm, Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982) 190
- [3] W.D. Fromm, Arbeitsbericht KFM-1/82 (Juni 1982)
- [4] Kombinat Robotron, Ladeprogramm LAD 4200, C 6023-0211-1 (Maerz 1974)

8. LISTE DER VERÖFFENTLICHUNGEN, DIPLOMARBEITEN, PROMOTIONEN, VORTRÄGE, VERANSTALTUNGEN,
WISSENSCHAFTLICHEN PREISE UND AUSZEICHNUNGEN

ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG, RÖSSENDÖRF, BEREICH KF

VERÖFFENTLICHUNGEN

Andrá, G., H.D. Geiler, G. Götz, K.H. Heinig, H. Woittennek: Explosive Liquid-Phase Crystallization of thin Silicon Films during Pulse Heating. phys. stat. sol. (a) 74 (1982) 511

Andreeff, A., T. Frauenhain, E.A. Goremychkin, H. Griessmann, B. Lippold, W. Matz, D.D. Chistyckov, E.M. Savitskii: Crystal Field in the Laves Phase Compound $PrNi_2$. phys. stat. sol. (b) 111 (1982) 507

Andronenko, L.N., A.A. Kotov, M.M. Nesterow, W. Neubert, N.A. Tarasov, L.A. Vaishene: Mass distributions of fission fragments emitted by highly excited nuclei. Konferenzbeitrag zum Gaußig-Symposium 1982

Barz, H.W., L.P. Csernai, W. Greiner: Direct nucleon emission from hot and dense region described in the hydrodynamical model of relativistic heavy ion collisions. Phys. Rev. C26 (1982) 740

Barz, H.W., H. Schulz, H. Iwe, L. Münchow, G. Röpke, M. Schmidt, T.S. Biró, J. Zimányi: Expanding Fireballs and the Account of the Pauli Quenching for the Deuteron Production. Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 308 (1982) 187-198

Barz, H.W., R. Wünsch: The description of hypernuclei in the continuum shell-model. Czech. J. Phys. B32 (1982) 335

Bauer, C., H. Richter, P. Gippner, R. Mann, W. Rudolph, B. Eckhardt, K.O. Groeneveld: L-Schalen-Ionisation mit $Z_1 \leq 10$ Projektilen. 2. Arbeitsbericht der Arbeitsgruppe "Energiereiche atomare Stöße". EAS-2 (1981) 17

Bauer, C., H. Richter, P. Gippner, R. Mann, W. Rudolph, B. Eckhardt, K.O. Groeneveld: L-shell vacancy production in Ag, Ta and Au for incident ions $Z_1 \leq 10$ in the energy range of 0.125 - 4 MeV/amu. Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 303 (1981) 13 - 22

Bedrich, W., B. Koch, H. Mai, U. Seidenkranz, H. Syhre, R. Voigtmann: Distortion of Secondary Ion Extraction Due to Sample Surface Irregularities. Secondary Ion Mass Spectrometry SIMS III. Berlin: Springer-Verlag 1982, S. 81 - 88

Bengtsson, R., F.R. May, J.A. Pinston: Deformation changes in the $N \approx 90$ rare earth nuclei. Universität Lund, Lund-MPh-82/04 (1982)

Betzl, M.: Texturuntersuchungen an Salinargesteinen. ZfK-488 (1982) - Gemeinsamer Jahresbericht 1981

Biró, T.S., H.W. Barz, J. Zimányi, B. Lukács: Strange Particle production in the hadrochemical model. KFKI-1982-02, Budapest 1982

Biró, T.S., B. Lukács, J. Zimányi, H.W. Barz: Strange particle production in the hadrochemical model. Nucl. Phys. A386 (1982) 617

Bischoff, L., T. Gebner, H. Morgenstern: Iron Donor Activity at Heat Treatment of High Resistivity Silicon. phys. stat. sol. (a) 70 (1982) K35

Blaizot, J.P., H. Schulz: Time-dependent Hartree approximation and the time-dependent harmonic oscillator model. Nucl. Phys. A377 (1982) 237

Blasek, G., B. Rauschenbach: Beitrag zur Blockierung von Ionenaustauschprozessen an Glasoberflächen. Silikatechnik 32 (1981) 345 - 347

Boden, G.: Lumineszenzautoradiografie an Kieselkeramiken. Beiträge zur Archäometrie, Berlin 1980, S. 85 - 88

Boden, G.: Lumineszenzautoradiografie, Bild und Ton 35 (1982) 293-298

Boden, G., A. Kolitsch, E. Richter et al.: Verfahren zur Kristallisationshemmung und Erhöhung der Formstabilität von Gegenständen aus Kieselglas. DD-WP C03C 154695, 21.11.80/14.04.82

Boden, G., R. Küchler: Untersuchung von Defekten auf Glasoberflächen mit nematischen Flüssigkristallen. Fiz. Khim. Stekla 8 (1982) 187 - 191

Borany, J. von: Halbleiterdetektor, WP H 01L/241 534/5 (Gatedetektor)

Brauer, G.: Positronenannihilationsspektroskopie in kondensierter Materie, ZfK-483 (1982)

Dibszegi, I., A. Veres, W. Enghardt, H.U. Jäger: (n, n') Study and Structure of the $N = 82$ Nucleus ^{138}Ba . Proc. Int. Summer School on Nuclear Physics, Groningen, 1982

- Dmitriev, V.D., H. Sodan, A.M. Kalinin, S.M. Lukjanov, Yu.Z. Oganessian, Yu.E. Penionzhkevich, T.G. Salamatina: Massenverteilungen von Spaltprodukten bei der Spaltung von ^{249}Cf , ^{237}Np und ^{238}U mit α -Teilchen (in russ.). *Yad. Fiz.* 35 (1982) 1112
- Dänau, F., S. Frauendorf: Boson description of collective states. Nuclear Physics Workshop, Trieste 1981, Nucl. Phys. Sonderband 82
- Döring, J., G. Winter, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will: High-spin two-quasiparticle bands in ^{76}Br . *Z. Phys.* A305 (1982) 365
- Dvurechenskii, A.V., R. Grötzschel, N.M. Igonina, B.P. Kashnikov, N.I. Komolova: Impurity Profiles at Multi-Pulse Electron Beam Annealing of Ion-Implanted Silicon. *phys. stat. sol. (a)* 72 (1982) 301
- Dvurechenskii, A.V., B.P. Kashnikov, I.S. Smirnov, R. Grötzschel, R. Klages: Synthesis of Solid Solutions at Electron Pulse Processing of Ge-Si Structures. *phys. stat. sol. (a)* 69 (1982) K183
- Eichhorn, F., L. Schild: Neutronenkleinwinkelstreuung an $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ -Teilchen. *ZfK-488 (1982) - Gemeinsamer Jahresbericht 1981*
- Enghardt, W., H.U. Jäger: The Description of Odd-Parity States in $N = 82$ Nuclei by Coupling an $h_{11/2}$ Proton to Shell-Model Core States. *Proc. INS Intern. Symp. on Dynamics of Nuclear Collective Motion, Tokyo, 1982*, p. 65
- Feldmann, K., A. Andreeff, M. Betzl, K. Hennig, K. Kleinstück, W. Matz, K. Walther: Quantitative Texture Analysis by Neutron Time-of-Flight Method. Tokyo 28.9. - 3.10.1981. The Iron and Steel Institute of Japan, Vol. 2 (1982) 1192
- Feldmann, K., T. Frauenheim, J. Lauckner, E. Mühle, J. Weniger: Festkörperphysikalische Untersuchungen am Impulsreaktor IBR-2. *ZfK-469 (1982)*
- Frank, W., P. Jaracz, K.-H. Kaun, J. Rüdiger, Z. Stachura: Impact Parameter Dependence of K-Shell Vacancy Production in Collisions of 1 MeV/a.m.u. Cu Ions with Cu, Ge and Ag Atoms. *Ann. Phys.* 39 (1982) 161
- Frank, W., P. Jaracz, K.-H. Kaun, J. Rüdiger, Z. Stachura, A. Warczak: K- and L-Vacancy Production in Asymmetric 1 MeV/N Collisions of Cu and Nb Projectiles with Au and Pb Targets. *Ann. Phys.* 39 (1982) 256
- Frauendorf, S.: The Cranked Shell Model. Nuclear Physics Workshop, Trieste 1981, Nucl. Phys. Sonderband 82
- Funke, L.: Interplay between collective and quasiparticle excitations in transitional nuclei of the mass 80 region. *Proc. XX. Int. Winter Meeting in Nuclear Physics, Bormio, Italy, 25 - 30 Jan. 1982, Vol. I, p. 213 - 225 and Proc. 1982 INS Int. Symposium on "Dynamics of nuclear collective motion, 6 - 10. July 1982, at the foot of Mt. Fuji/Japan, p. 495 - 502*
- Funke, L., J. Döring, S. Frauendorf, P. Kemnitz, F.R. May, E. Will, G. Winter: On the interaction of the s-band with the ground state and gamma band in nuclei around mass 80. *Phys. Lett.* 108B (1982) 243
- Garrett, J.D., S. Frauendorf: Systematics of the $1/2^+[660]$ -Quasineutron Configuration in $^{176-186}\text{Os}$ as determined from Band Crossing Frequencies. *Phys. Lett.* 108B (1982) 77
- Geiler, H.D., M. Wagner, K.H. Hennig, H. Woitennak: Verfahren zur Herstellung einkristalliner Schichten. *Wirtschaftspatent WP C 30 B/239 814/1*
- Gersch, H.U.: Ionenmikrosonden im MeV-Gebiet. *Tagungsberichte 1982, TH Karl-Marx-Stadt, 3. Tagung Festkörperanalytik, Plenar- und Hauptvorträge, Bd. 2, S. 23*
- Gersch, H.U., D. Grambole, F. Herrmann, I. Probst, Chr. Schneidereit, H.J. Thomas, D. Wohlfarth: Ionen-Mikrosonde am Rossendorfer Tandemgenerator. *ZfK-443 (1981) 210*
- Gersch, H.U., E. Hentschel, F. Herrmann, H. Schobbert, D. Wohlfarth, W. Goldberg, M. Golowkow: Identification of levels in ^{24}Mg in the reaction $^{12}\text{C}(^{14}\text{N},d)^{24}\text{Mg}$. *Proc. Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, MSU East Lansing Sept. 82, p. 56*
- Gersch, H.U., D. Hinke, P. Kleinwächter: Zur Frage einer Doppel-Isobaranalogresonanz im System $^{50}\text{Cr} + p$. *ZfK-488 (1982) - Gemeinsamer Jahresbericht 1981*
- Gersch, H.U., D. Grambole, F. Herrmann, H.J. Thomas: Protonenmikrosonde am Rossendorfer Tandemgenerator. *Exp. Techn. Phys.* 30 (1982) 227
- Gersch, H.U., D. Grambole, H. Müller, H. Schobbert: Zur Suche nach einem Dreiteilchenzerfall der $E_{\text{CM}} = 10,9$ MeV 5^- -Resonanz in der $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ -Reaktion. *ZfK-443 (1981) 30*
- Gersch, H.U., H. Schobbert, H.J. Wiebicke: Zum Dreiteilchenzerfall der $E_{\text{CM}} = 19,7$ MeV 14^+ -Resonanz in der $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ -Reaktion. *ZfK-443 (1981) 28*

- Gersch, H.U., D. Wohlfarth, H. Schobbert: Kein Hinweis auf einen Dreiteilchen-Zerfall der $E_{cm} = 10.9$ MeV S--Resonanz in der $16O + 12C$ -Reaktion, ZfK-488 (1982) - Gemeinsamer Jahresbericht 1981
- Geßner, T., M. Pasemann, B. Schmidt: Neutroneninduzierte Defektcluster in Silizium, ZfK-488 (1982) - Gemeinsamer Jahresbericht 1981
- Gippner, P., H.U. Jäger, K.H. Kaun: Die Bildung von Quasimolekülen und die Anregung quasimolekularer Röntgenstrahlung im Ion-Atom-Stoß, Kernenergie 25 (1982) 373
- Gippner, P., C. Bauer, C. Heiser, W. Rudolph: Nachweis von Fluor und Wasserstoff in Festkörpern mittels Kernreaktionen (in russ.), Proc. der 4. Konferenz über die Anwendung neuer kernphysikalischer Methoden zur Lösung wissenschaftlich-technischer und volkswirtschaftlicher Aufgaben, Preprint P18-82-117, Dubna 1982, S. 280
- Gippner, P., H.U. Jäger, K.H. Kaun: Die Bildung von Quasimolekülen und die Anregung quasimolekularer Röntgenstrahlung im Ion-Atom-Stoß, Kernenergie 25 (1982) 373
- Gmitro, M., H.R. Kissener, P. Truöl, R.A. Eramzhyan: Basic Mechanisms of Radiative Pion Capture, Universität Zürich (1982); ZfK-486 (1982)
- Gmitro, M., H.R. Kissener, P. Truöl, R.A. Eramzhyan: Radiative Pion Capture, a Probe for Nuclear Spin Densities, Universität Zürich (1982); ZfK-487 (1982)
- Gmitro, M., H.R. Kissener, P. Truöl, R.A. Eramzhyan: Grundlegende Mechanismen beim Strahlungseinfang von Pionen (in russ.), ECHAYA 13 no. 6 (1982) 1230
- Goeke, K., R.Y. Cusson, F. Grümmer, P.-G. Reinhard, H. Reinhardt: Time-dependent Hartree-Fock and beyond Series of invited lectures presented by K. Goeke at the Kyoto Summer Institute, Kyoto, July 1982
- Goeke, K., P.G. Reinhard, H. Reinhard: Adiabaticity in the path integral approach. Nucl. Phys. A378 (1982) 474
- Goeke, K., P.-G. Reinhard, H. Reinhardt: Derivation of quantized TDHF from the generator coordinate method, KfA Jülich, Preprint 1982
- Guratzsch, H.: Die effektive Reichweite der nn-Wechselwirkung, ZfK-490 (1982), "10 Jahre Rossendorfer Tandemgenerator"
- Guratzsch, H., G. Heintze, J. Hutsch, K. Möller, J. Mösner, W. Neubert, E. Schmidt, G. Schmidt, T. Stiehler: A scintillation counter telescope for light charged particles in low-energy nuclear physics, Exp. Techn. Phys. 30 (1982) 3
- Guratzsch, H., B. Kühn, K. Hahn: The present status of the problem of charge dependence and charge symmetry of the nucleon-nucleon force, Ann. Phys. 39 (1982) 195
- Hagemann, U., L. Käubler, H.-J. Keller, F.R. May, H. Prade, F. Stary: Investigation of $121I$ levels observed in the $(^3He, 3n)$ reaction, Nucl. Phys. A389 (1982) 341
- Hähner, M., W. Müller, K. Richter, B. Rauschenbach: ESCA- und SIMS-Untersuchungen an ionenaustauschenden Glasoberflächen, Glastechn. Ber. 55 (1982) 9 - 12
- Heiner, E.: The Dielectric Response of a Charge Density Wave (CDW) Distorted Electron-Phonon System in the Precritical Region. I. The Self-Consistent Method, phys. stat. sol. (b) 112 (1982) 489; II. Macroscopic Dielectric Function and Conductivity, phys. stat. sol. (b) 114 (1982) 121
- Heinig, K.H., K. Hohmuth, R. Kläbes, M. Voelskow, H. Woittennek: Flash lamp annealing of ion implanted Si, Rad. Effects 63 (1982) 115
- Heinig, K.H., H.U. Jäger, K.H. Kaun, H. Richter, H. Woittennek: $2p\delta$ molecular orbital radiation of colliding atoms: dynamical model predictions versus experimental data, In: Quantum Electrodynamics of Strong Fields, New York: Plenum Publishing Corporation 1982, p. 335 - 358
- Heinig, K.H., H. Woittennek, W. Scharff, H.D. Geiler: Verfahren zur Herstellung kristalliner Schichtbereiche, Wirtschaftspatent C308/234 891/1
- Heinig, K.H., M. Voelskow, H. Woittennek, J. Matthäi, A. Zetzsche, R. Kläbes: Verfahren zur lokalen Dotierung und Kristallverbesserung von Halbleitermaterial, Wirtschaftspatent H01L/238 260/8
- Hennig, K., K.-E. Hensger, K. Kleinstück, P. Klimanek, A. Mücklich: Neutron Diffraction Studies of Textures due to High-Temperature Thermomechanical Treatment (HTMT), Tokyo 28.9. - 3.10.1981, The Iron and Steel Institute of Japan, Vol. 1 (1982) 680
- Hennig, K., P. Klimanek, A. Mücklich: Neutron Diffraction Studies of Texture Changes due to Cold-Rolling of Two-phase Stainless Steel X5CrNiTi26.6, Tokyo 28.9. - 3.10.1981, The Iron and Steel Institute of Japan, Vol. 2 (1982) 901
- Hennig, K., A. Mücklich, M. Betzl: Attenuation Pole Figure and Correction Formulae for the Parallel-Sided Plate, Tokyo 28.9. - 3.10.1981, The Iron and Steel Institute of Japan, Vol. 2 (1982) 1241

- Hennig, K., F. Prokert: Beiträge der Neutronenstreuung zum mikroskopischen Verständnis des Festkörpers. Kernenergie 25 (1982) 472
- Hennig, K., E. Wieser, M. Betzl, K. Feldmann, A. Mücklich: Magnetic Texture. Tokyo 28.9. - 3.10.1981. The Iron and Steel Institute of Japan, Vol. 2 (1982) 967
- Horowitz, J.C., H. Schulz: On the hadron-quark phase transition in hot nuclear matter. Int. Conf. on Nucl.-Nucl. Collisions, Michigan 1982
- Horowitz, C.J., H. Schulz: Hot dense nuclear matter and the transition to quark matter. NBI-Preprint 82-24 (1982)
- Hutsch, J., J. Mösner, G. Schmidt, Th. Stiehler, L.G. Kudin, E.M. Spiridenkov, S.S. Volkov: Elektronische Meßanordnung und on line-Datenverarbeitung für die Bestimmung des Einfangsquerschnittes der Reaktion $^1\text{H}(n,d)\gamma$. ZfK-464 (1982)
- Intenberg, L., G. Brauer: Decay and Polarization of Luminescence Pulses in the 336 nm Emission Band of KI -Tl. Appl. Phys. A28 (1982) 59
- Iwe, H.: Coulomb Potentials Between Spherical Heavy Ions. Z. Phys. A304 (1982) 347
- Jäger, H.U., M. Kirchbach, E. Truhlik: Meson exchange corrections to nuclear weak axial charge density in hard pion model and $0^+ \leftrightarrow 0^-$ transition in $A = 16$ nuclei. Preprint E4-82-772, Dubna 1980
- Kahn, A., F.K. Naehring, L. Naumann: Ionenstrahlen zur Erzeugung von Mikrostrukturen. Studie KFD 1/82, ZfK 1982
- Kämpfer, B.: On the collapse dynamics of cold stars. Astron. Nachr. 303 (1982) 231
- Kämpfer, B.: Einführung in die Eichfeldtheorie. ZfK-465 (1982)
- Kämpfer, B., R. Wünsch: On the interpretation of the inelastic electron scattering spectra for giant resonance region of ^{40}Ca . Int. Conf. on Nucl. Structure, Amsterdam 1982
- Kaun, K.H., W. Neubert, H. Sodan, F. Stary: Kernphysik mit Schweren Ionen. Kernenergie 25 (1982) 438
- Kemnitz, P., P. Ojeda, J. Döring, L. Funke, L.K. Kostov, H. Rotter, E. Will, G. Winter: Collectivity and the Role of Two-Proton and Two-Neutron Excitations in ^{82}Kr . Proc. INS Intern. Symp. on Dynamics of Nuclear Collective Motion, Tokyo, 1982, p. 24
- Kissener, H.R.: Strahlungseinfang von Pionen an leichten Kernen. Kernenergie 25 (1982) 72
- Klabes, R., J. Matthäi, M. Voelskow and S. Mutze: Incoherent light pulse processing of P- and As-doped polysilicon films. phys. stat. sol. (a) 74 (1982) K5
- Klabes, R., M. Voelskow, N. Sieber, F. Fenske, K.H. Stegemann: Einfluß der Blitzlampenbestrahlung auf die elektronischen Eigenschaften von nichtimplantierten und B-implantierten Al/SiO₂/Si-Strukturen. Materialien der "13. Arbeitstagung Physik der Halbleiteroberfläche" 1 (1982) 93
- Klabes, R., M. Voelskow, H. Voit zennek, E.V. Nidaev, L.S. Smirnov: Dopant redistribution after flash lamp annealing. phys. stat. sol. (a) 71 (1982) K127
- Kleinwächter, P., I. Rotter: On resonance phenomena in nuclear reaction cross sections. J. Phys. G8 (1982) 955 - 966
- Kleinwächter, P., I. Rotter: Missing strength in giant resonances. Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure, Amsterdam 1982, Vol. I
- Kleinwächter, P., I. Rotter: Zum Problem der spektroskopischen Information bei der Untersuchung von Isobaranalogresonanzen. ZfK-488 (1982) - Gemeinsamer Jahresbericht 1981
- Kleinwächter, P., I. Rotter: Isospinmischung in Compoundkernreaktionen mit überlappenden Resonanzen. ZfK-488 (1982) - Gemeinsamer Jahresbericht 1981
- Kleinwächter, P., I. Rotter: Gamow-Teller resonances and nuclear structure. Nucl. Phys. A391 (1982) 137
- Kleinwächter, P., I. Rotter: Gamow-Teller resonances and nuclear structure. Int. Conf. on Nucl. Structure, Amsterdam 1982
- Klemm, P., D. Schläfer, M. Betzl, K. Hennig: An Investigation to some Effects of Textures on Magnetic Properties of Electrotechnical Sheets. Proc. of 6. Int. Conf. on Textures of Materials (ICOTOM), Tokyo 28.9. - 3.10.1981. The Iron and Steel Institute of Japan, Vol. 2 (1982) 910
- Kluge, R., W. Podlesak, H. Reuther: Bestimmung der Verteilung von Bor in Pflanzenorganen mit Hilfe der neutroneninduzierten Autoradiografie. Isotopenpraxis 18 (1982) 51 - 53

- Knoll, J., L. Münchow, G. Röpke, H. Schulz: Deuteron production - an entropy puzzle? Phys. Lett. 112B (1982) 13
- Kolitsch, A., E. Richter: Alkaliselbstdiffusion und -ionenaustausch. Silikattechnik 32 (1981) 357 - 360
- Kolitsch, A., E. Richter: Bestimmung des Aktivierungsvolumens der Natriumselbstdiffusion in durch K/Na-Ionenaustausch druckverspannten Gläsern. Silikattechnik 33 (1982) 209 - 210
- Kolitsch, A., E. Richter: Zum Li/Na-Austausch an Alumosilikatgläsern. Z. Chem. 22 (1982) 233 - 234
- Kolitsch, A., E. Richter: Zur Tracerdiffusion von Silberionen in Mischalkaligläsern. Z. Chem. 21 (1981) 376 - 377
- Kolitsch, A., E. Richter: Zur Alkalidiffusion in Kalkgläsern. Z. Chem. 21 (1981) 377 - 378
- Kolitsch, A., E. Richter, W. Hinz: Zur Druckabhängigkeit des Interdiffusionskoeffizienten beim K/Na-Ionenaustausch an Gläsern. Z. phys. Chem. (Leipzig) 263 (1982) 865 - 876
- Kolitsch, A., E. Richter, W. Hinz: Zum Einfluß geringer kationischer Verunreinigungen auf die Alkaliselbstdiffusion zwischen Salzschnmelze und Glas. Silikattechnik 32 (1981) 311 - 312
- Kolitsch, A., B. Rauschenbach, E. Richter: Zur Blockierung des Ionenaustausches monovalenter Kationen durch divalente Kationen an Glasoberflächen. Z. phys. Chem. (Leipzig) 263 (1982) 877 - 887
- Kolitsch, A., E. Richter et al.: Schmelzbad zur Verfestigung von Glaserzeugnissen. DD-WP C03C 155766, 16.02.79/07.07.82
- Kolitsch, A., E. Richter et al.: Verfahren zur Dekoration bzw. Markierung von alkalihaltigem Silikatglas. DD-WP C03C 157185, 28.01.81/20.10.82
- Komarov, V.I., G.E. Kosarev, D. Netzband, H. Müller, T. Stiehler, S. Tesch: Three arm scintillation spectrometer for nuclear reaction studies at medium energies. Nucl. Instr. Meth. 197 (1982) 335
- Kostov, L.K., H. Rotter, C. Heiser, H. Prade, F. Stary: Absolute $E1, \Delta K=1$ Transition Probabilities between Multi-Quasiparticle High-Spin States in ^{176}Hf and ^{178}Hf . Nucl. Phys. A376 (1982) 451
- Kostov, L.K., H. Rotter, H. Prade, F. Stary, W. Andrejtscheff: Two-Quasiparticle Isomers in ^{172}Yb and ^{182}W . Proc. INS Intern. Symp. on Dynamics of Nuclear Collective Motion, Tokyo, 1982, p. 44
- Kreißig, U., E. Hensel, W. Skorupa, H. Johansen: On the formation of SiO_2 films on silicon by high dose oxygen ion implantation. Thin Solid Films 98 (1982) 229
- Küchler, R., E. Richter: Zum Einfluß von Druckspannungen auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Ultraschall in Gläsern. ZfK-472 (1982)
- Küchler, R., E. Richter: Verfahren zur Bewertung der relativen Festigkeit von Gläsern. DD-WP G01N 151819, 25.06.80/04.11.81
- Küchler, R., E. Richter: Verfahren zur zerstörungsfreien Bewertung der relativen Festigkeit von Glas. DD-WP G01N 151818, 02.07.80/04.11.81
- Küchler, R., E. Richter, L. Fleischer, P. Weigelt, W. Meyer: Zur Bewertung chemisch verfestigter Gläser durch Ultraschall. Silikattechnik 33 (1982) 250
- Kühn, B.: Parameter der Neutron-Neutron-Wechselwirkung und des Problem der Ladungssymmetrie der Kernkräfte (in russisch). Konf. über Kernphysikalische Forschungen - anläßlich des 50. Jahrestages der ersten Beobachtung einer Kernreaktion in der UdSSR, Charkov, 4. - 6.10.1982
- Kühn, B.: Untersuchungen von Pionenreaktionen mit den Kernen d , ^3He , ^4He am Spektrometer "ARES" (in russisch). Arbeitsberatung über Arbeiten mit dem Spektrometer "ARES", Dubna, 2. - 4.11.1982
- Kühn, B.: Untersuchung des Deuteronenaufbruchs mit Protonen $^2\text{H}(p,2p)n$. ZfK-490 (1982), "10 Jahre Rossendorfer Tandemgenerator"
- Kühn, B.: Das Atom soll Arbeiter sein, nicht Soldat - zum 80. Geburtstag von I.W. Kurtschatov. URANIA 1982, H. 12
- Lück, H.B.: Response function of the plastic track detector CR-39. Rad. Effects Lett. 67 (1982) 141
- Lück, H.B.: Comparison of light particle response of the plastic track detectors CR-39 and CN-88. Nucl. Instr. and Meth. 198 (1982) 611

- Lück, H.B.: On the use of polyethyleneterephthalate as solid state nuclear track detector: mechanism and kinetics of bulk etching. Nucl. Instr. and Meth. 200 (1982) 517
- Lück, H.B.: Mechanism of particle track etching in polymeric nuclear track detectors. Nucl. Instr. and Meth. 202 (1982) 497
- Lück, H.B.: Kinetik und Mechanismus der Bildung und Ätzung von Teilchenspuren in Polyethyleneterephthalat. ZfK-467 (1982)
- Lück, H.B., A. Nebelung: A new application of the spark counter, pore size measurement of nuclear track microfilters. Nucl. Instr. and Meth. 192 (1982) 545
- Lück, H.B., A. Nebelung: Diameter measurement of through-etched particle tracks by means of a spark counter. Nucl. Tracks 6 (1982) 9
- Lück, H.B., K. Turek, F. Spurny: Some aspects of treeing on particle tracks under different conditions. Nucl. Tracks, Suppl. 3 (1982) 225
- Mänfraß, P., K.-D. Schilling, W. Seidel, H. Sodan, F. Stary, S. Lukjanov, Yu.E. Penionzhkevich: Positionsempfindliche Ionisationskammer für ein Flugzeitspektrometer. ZfK-461 (1981)
- Matthies, S.: Polfigur-Nullen und Auflösungsvermögen reproduzierter Qvf's. ZfK-488 (1982) - Gemeinsamer Jahresbericht 1981
- Matthies, S.: Form effects in describing the ODF of texturized materials by model components. phys. stat. sol. (b) 112 (1982) 705
- Matthies, S.: Aktuelle Probleme der quantitativen Texturanalyse. Monographie. ZfK-480 (1982)
- Matthies, S.: General Problems in Reproducing the ODF from Pole Figures. Tokyo, 28.9. - 3.10.1981, The Iron and Steel Institute of Japan, Vol. 1 (1982) 276
- Matthies, S., K. Helming: General consideration of the loss of information on the ODF of texturized samples in pole figures measurements. phys. stat. sol. (b) 113 (1982) 569
- Matthies, S., G. Vinel: An example demonstrating a new reproduction method of the ODF of texturized samples from reduced pole figures. phys. stat. sol. (b) 112 (1982) K115
- Matthies, S., G. Vinel: On the reproduction of the ODF of texturized samples from reduced pole figures using the conception of a conditional ghost correction. phys. stat. sol. (b) 112 (1982) K111
- Matz, W., K. Feldmann: Untersuchung des Rekristallisationsprozesses von Kupferstäben mittels Neutronendiffraktion am Impulsreaktor (in russisch). VIK-Mitteilungen P14-82-265, Dubna 1982
- Matz, W., B. Lippold, E.A. Goremychkin, A. Andreeff, H. Griebmann, T. Frauenheim: The Study of the Crystalline Electric Field in Praseodymium Intermetallics. Proc. Int. Conf. on Crystalline Electric Field and Structural Effects in f-Electron Systems, Wrocław, 22. - 25.9.1981, New York: Plenum Press 1982, p. 69
- May, F.R.: Kernstrukturuntersuchungen mit schweren Ionen. Kernenergie 24 (1981) 456
- Melzer, U., E. Wieser, R. Höhne, W. Matz, B. Springmann: Mössbauer Study of Magnetic Anisotropy and Atomic Short-Range Order in $Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$. Nucl. Instr. and Meth. 189 (1982) 169
- Mikulá, P., J. Kulda, F. Eichhorn: Experimentelle Bestimmung der integralen Intensität thermischer Neutronen im Übergangsbereich vom Bragg- zum Laue-Fall. ZfK-488 (1982) - Gemeinsamer Jahresbericht 1981
- Mücklich, A., S. Matthies, K. Hennig: Fibre Texture Studies and Ghost Phenomena. Tokyo, 28.9. - 3.10.1981, The Iron and Steel Institute of Japan, Vol. 2 (1982) 1266
- Müller, H., E. Hegenbarth, W. Matz, E. Mrosan, A. Schmeltzer: Transport Properties of the Intermetallic $PrAl_3$. Proc. of IV. Int. Conf. on Crystal Field and Structural Effects in f-Electron Systems, Wrocław, 22. - 25.9.1981, New York: Plenum Press 1982, p. 89
- Münchow, L., H. Schulz, G. Röpke, M. Schlanges, M. Schmidt: On the chemical equilibrium model for composite particle emission in high energy heavy ion collisions. J. Phys. G8 (1982) L135
- Münchow, L., H. Schulz, G. Röpke: Particle clustering and Mott Density in Nuclear Matter at Finite Temperatures. Proc. Hirschegg-Workshop, 18.1. - 23.1.1982, p. 151
- Näfe, N., G. Boden, H. Ullmann, D. Rettig: On the Luminescence Behaviour of Yttria Doped Thoria. phys. stat. sol. (a) 69 (1982) K223 - 227

- Naehering, F.K.: Ioneninduzierte Lichtemission. Proc. der 3. Tagung Festkörperranalytik, Karl-Marx-Stadt, 23. - 26.6.1981, Bd. 2 (1982) S. 49 - 71
- Naehering, F.K.: Verfahren zur Herstellung ionenimplantierter, ausgeheilter Schichten auf Festkörpern. DD-WP 0154750 03.04.80/14.04.82
- Naehering, F.K., H. Richter: Zur Ionisationswahrscheinlichkeit von Siliziumatomen beim Sputtern aus Si und SiO₂ unter Argonbeschuß (Poster). Kurzfassungsband der 6. Tagung Physik und Technik des Plasmas, Leipzig, 5. - 8.07.1982, S. 117
- Neubert, W.: Ortsempfindliche Parallelplatten-Lawinenzähler. Arbeitsberatung über Arbeiten am U-400, Dresden, 30.9. - 4.10.1982
- Pfitzner, A., L. Münchow, H. Reinhardt, H. Schulz: II. Workshop on Heavy-Ion Collisions, Dresden, December 1 - 2, 1981 (selected contributions). ZfK-467 (1982)
- Pham, M.T., W. Hoffmann: Chemie-Sensoren. URANIA 58 (1982) H. 6, S. 64 - 67
- Pospiech, J., J. Jura, T. Pawlik, M. Betzl, A. Mücklich: Orientierungsverteilungen in verformten und primär rekristallisierten Nickelproben. ZfK-488 (1982) - Gemeinsamer Jahresbericht 1981
- Prade, H., W. Enghardt, L. Käubler, H.-J. Keller, F. Stary, G. Winter: High-Spin States and Isomers in the N=82 Nucleus ¹³⁸Ba. Proc. INS Intern. Symp. on Dynamics of Nuclear Collective Motion, Tokyo, 1982, p. 34
- Prade, H., W. Enghardt, H.U. Jäger, W.D. Fromm, L. Käubler, H.-J. Keller, L.K. Kostov, H. Rotter, F. Stary, L. Westerberg: New Positive-Parity States in ¹¹¹Sn. Proc. INS Intern. Symp. on Dynamics of Nuclear Collective Motion, Tokyo, 1982, p. 30
- Prokert, F., L.A. Šuvajov, L.V. Soboleva: Neutronografické studie segneto-
elastika, Kristallografija 27 (1982) 615
- Prokert, F.: Elastic and inelastic neutron scattering studies on K₂Ba(NO₂)₄. KTB, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg 65, (11) Teil 1 (1982) 65
- Prokert, F.: Neutron Scattering Studies on SBN. phys. stat. sol. (b) 113 (1982) 239
- Rattke, R., G. Boden: Investigation of Boron Distribution in Solids demonstrated in Nickel and in Silice Glass. Crystal Res. & Technol. 17 (1982) 109 - 113
- Rauschenbach, B.: Verfahren zur Änderung des Brechungsindex von dünnen Glasschichten. DD-WP CO3C 153677, 22.10.80/27.01.82
- Rauschenbach, B.: Elektronenmikroskopische Untersuchungen zur Agglomeration implantierter Edelgase in Gläsern. Exp. Tech. Phys. 29 (1981) 373 - 384
- Rauschenbach, B., K. Hohmuth: Bildung amorpher Metall-Metalloid-Verbindungen durch Ionenimplantation. phys. stat. sol. (a) 72 (1982) 667 - 678
- Rauschenbach, B., E. Richter: Beitrag zur Blockierung von Ionenaustauschprozessen an Glasoberflächen. Silikattechnik 33 (1982) 70 - 72
- Reinhardt, H.: Time-dependent mean-field S-matrix theory. Nucl. Phys. A389 (1982) 403
- Reinhardt, H.: The time-dependent mean-field S-matrix theory in the adiabatic limit. Nucl. Phys. A390 (1982) 70
- Reinhardt, H.: Quantenfeldtheorie wechselwirkender Vielteilchensysteme zur semiclassical. Beschreibung von kollektiver Bewegung mit großen Amplituden. Fortschr. d. Physik 30 (1982) 127
- Reinhardt, H.: Semiclassical theory of Nuclear rotation. Nucl. Phys. A381 (1982) 217
- Reinhardt, H.: Soliton scattering in the time-dependent mean-field S-matrix theory. University of California, Santa Barbara, NSF-ITP-82-118
- Reinhardt, H.: Time-dependent mean-field S-matrix theory. INS Internat. Symposium, Dynamics of nucl. collective motion, 6, - 10.6.1982
- Reinhardt, H.: Time-dependant mean-field S-matrix theory. Symposium "TDHF and beyond", June 1982, Bad Honnef (BRD)
- Reinhardt, H., H. Schulz: Illustration of the semi-classical theory of large collective motion by a schematic model. Nucl. Phys. A391 (1982) 36
- Richter, E., A. Kolitsch, M. Hähnert: Alkaliselbstdiffusion und K/Na-Ionenaustausch bei einem Natrium-Kalziumsilikatglas. Glastechn. Ber. 55 (1982) 171 - 181
- Richter, E., B. Rauschenbach: Verfahren zur Bestimmung des Grades der chemischen Verfestigung von Glas. DD-WP CO3C 151 619, 19.06.80/26.10.81

- Richter, E. et al.: Schmelzbad zur Verfestigung von Glaserzeugnissen. DD-WP C03C 155894, 03.10.80/14.07.82
- Röpke, G., D. Kremp, M. Schlages, L. Münchow, H. Schulz: Deuterization and Mott density in nuclear matter at finite temperatures (in russian). *Yad. Fiz.* 36 (1982) 607
- Röpke, G., L. Münchow, H. Schulz: Particle clustering and Mott transitions in nuclear matter at finite temperature (I. Method and General Aspects). *Nucl. Phys.* A379 (1982) 536
- Röpke, G., L. Münchow, H. Schulz: On the phase stability of hot nuclear matter and the applicability of detailed balance equation. *Phys. Lett.* 110B (1982) 21
- Röpke, G., M. Schmidt, L. Münchow, H. Schulz: Particle clustering and Mott transitions in nuclear matter at finite temperature (II). NBI-Preprint 82-23 (1982)
- Rotter, I.: Resonanzerscheinungen in Schwerionenreaktionen. *Kernenergie* 25 (1982) 71
- Rotter, I.: On the imaginary part of the optical potential. *Int. Conf. on Nucl. Structure, Amsterdam 1982*
- Rotter, I.: Symmetry violation caused by the boundary conditions for finite nuclei. *Int. Conf. on Nucl. Structure, Amsterdam 1982*
- Rotter, I.: Selective transparency in the region of resonances. *Int. Conf. on Nucl.-Nucl. Collisions, Michigan 1982*
- Rotter, I.: Unitarity of the S-matrix and resonance phenomena in nuclear reaction cross sections. *Lecture Notes in Physics* 156 (1982) 233 - 255
- Scharff, W., Y.W. Erben, A. Wolf, K. Breuer, Chr. Weissmantel, R. Klages, H. Woittennek, K.H. Heinig, M. Voelskow, J. Matthäi, A. Schmidt: Flash-Lamp-Induced Crystal Growth of Silicon on Amorphous Substrates Using Artificial Surface-Relief Structures. *phys. stat. sol. (a)* 74 (1982) 545
- Scharff, W., H. Woittennek, R. Klages, A. Schmidt, M. Voelskow, J. Matthäi, Chr. Weissmantel, J.W. Erben, E. Hacker: Verfahren zur Herstellung kristalliner Schichten. *Wirtschaftspatent C308/230 390-8*
- Schmidt-Böcking, H., A. Anholt, R. Schuch, P. Vincent, K. Stiebing, H.U. Jäger: Scattering angle dependence of quasi-molecular radiation in 90 MeV Ni-Ni collisions. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 15 (1982) 3057
- Schulz, H., T. Dössing, H. Esbensen, L. Münchow: Charge Equilibration. *Nuclear Physics Workshop, Trieste 1981, Nuclear Physics Sonderband 82*
- Schulz, H., L. Münchow, G. Röpke, M. Schmidt: First order phase transition in hot nuclear matter? *Int. Conf. on Nucl.-Nucl. Collisions, Michigan 1982*
- Schulz, H., L. Münchow, G. Röpke, M. Schmidt: The disassembly of hot nuclear matter and the appearance of a first order phase transition. NBI-Preprint 82-10 (1982)
- Seidel, W., H. Sodan, S.M. Lukjanov, P. Manfraß, Yu. E. Penionzhkevich, F. Stary, K.D. Schilling: Positionsempfindliche Ionisationskammer für ein Flugzeitspektrometer (in russisch). *Preprint P7-81-807, Dubna 1981*
- Sieber, N., R. Klages, M. Voelskow, F. Fenske, K.H. Stegemann: Annealing characteristics of Si-SiO₂ structures after incoherent light pulse processing. *phys. stat. sol. (e)* 74 (1982) K9
- Tesch, S.: Myonkatalysierte Kernfusion. *Kernenergie* 25 (1982) 97
- Tolkendorf, E.: Fractionated irradiations with X-rays and fast neutrons: response of V 79-4 multicellular spheroids as an in vitro tumour model. *Stud. Biophys.* 88 (1982) 55 - 67
- Tolkendorf, E.: Influence of oxic and extremely hypoxic conditions on the recovery of sub-lethal radiation damages in small multicellular spheroids of Chinese hamster cells. *Stud. Biophys.* 91 (1982) 185 - 193
- Vaishnava, L.A., L.N. Andronenko, G.G. Kovshevny, A.A. Kotov, G.E. Solyskin, W. Neubert: Fission cross sections of medium-weight and heavy nuclei induced by 1 GeV protons. *Z. Phys.* A302 (1981) 143
- Walther, K.: Orientierung von Zwillinglagen hexagonaler Kristalle. *ZfK-488 (1982) - Gemeinsamer Jahresbericht 1981*
- Walther, K.: Testmessungen zur Texturbestimmung von Graphit. *ZfK-488 (1982) - Gemeinsamer Jahresbericht 1981*
- Walther, K., K. Hennig: Charts for Analysing Crystallite Orientation Distribution Function Plots for Hexagonal Materials (Zn). *Tokyo 28,9. - 3.10.1981, The Iron and Steel Institute of Japan, Vol. 2* (1982) 1223

- Walther, K., D. Hinz, K. Hennig: Texture Investigation of Pressed and Sintered ZnO-Powder by Neutron Diffraction. Tokyo 28.9. - 3.10.1981, The Iron and Steel Institute of Japan, Vol. 2 (1982) 1049
- Weiß, L.: Gitterdynamik des $\text{Cr}_3\text{-Si}$. ZfK-482 (1982)
- Weiß, L., H. Eschrig: Phonon Anomalies in Copper. phys. stat. sol. (b) 114 (1982) 419
- Weiß, L., P. Urwank: Low Energy Stoner Excitations in Fe_3Al . Journ. Phys. F. Met. Phys. 12 (1982) 765
- Wieser, E., G. Krabbes, E.I. Terukov: Detection of the metastable simultaneous occurrence of high- and low-temperature states in $\text{Co}_4\text{Fe}_{1-y}\text{S}$ by Mössbauer spectroscopy. phys. stat. sol. (a) 72 (1982) 695
- Wohlfarth, D., E. Hentschel, H.U. Gersch, D. Grambole, H.J. Thomas, S.B. Sakuta, W.I. Suew, Stepanow, B.G. Nowatzki, W.J. Manko: Modifizierte Phasenregel für die unelastische Streuung schwerer Ionen nahe der Coulomb-Barriere. Yad. Fiz. 36 (1982) 821
- Wünsch, R.: Continuum shell-model description of hypernuclear production in the (K^-, K^-) reaction. Proc. Intern. Conf. on Hypernuclear and Kaon Physics, Heidelberg 1982. MPIH-1982-V20, n. 103 - 112

DIPLOMARBEITEN

Bischoff, L.: Untersuchung des Einflusses tiefer Haftstellen auf die spektrometrischen Eigenschaften von Halbleiterdetektoren aus neutronendotiertem Silicium, TU Dresden

PROMOTIONEN A (Dr. rer. nat.)

Reuther, H.: Thermotransport in Silikatgläsern. AdW, 11.2.1982

PROMOTIONEN B (Dr. sc. nat.)

Gratzsch, H.: Die Bestimmung der effektiven Reichweite für die Neutron-Neutron-Wechselwirkung aus der nn-Quasifreistreuung der $^2\text{H}(n,nn)p$ -Reaktion bei einer Inzidenzenergie von 25 MeV. TU Dresden, 1.10.1982

VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Artemov, K.P., V.Z. Goldberg, M.S. Golovkov, I.P. Petrov, V.P. Rudakov, I.N. Serikov, V.A. Timofeev, H.U. Gersch, E. Hentschel, H. Schobbert, D. Wohlfarth: Observation of Direct ^{12}C -Transfer in the $^{12}\text{C}(^{14}\text{N},d)^{24}\text{Mg}$ -Reaction, Proc. XII. Intern. Symp. on Nuclear Physics - Heavy Ion Collisions and Nucl. Fission, Gaußig, 1982

Bankwitz, P., H. Kämpf, K. Feldmann, M. Betzl: Erste Ergebnisse der Texturanalyse an DDR-Gesteinen mittels Neutronenbeugung. 14. Wiss. Jahrestagung des Zentralinstituts für Physik der Erde der AdW der DDR, Potsdam, 23. - 25.11.1982

Barz, H.W.: Energy dependence in meson production in heavy ion collisions. Conference on Nucleus-Nucleus Collisions and Nuclear Excitations, Dubna, 1982

Barz, H.W.: Particle production in heavy ion reactions. UJF Řež, März 1982

Betzl, M.: Das Spektrometer NSWR am IBR-2 des VIK Dubna, Arbeitstagung "Untersuchung kondensierter Materie mit polarisierten Neutronen", Magdeburg, 18. - 24.10.1982

Betzl, M.: Zu methodischen Problemen der Untersuchung der Textur von Gesteinen b)

Betzl, M., K. Hennig, K. Kleinstück, J. Touisch: Festkörperstrukturuntersuchungen mit Neutronen, Koll. "50 Jahre seit Entdeckung des Neutrons", TU Dresden, Sektion Physik, 12.11.1982

Beulich, H., H. Münzer: Herstellung dünner Si-Substrate durch chemisches Atzen. ZfK-488 (1982)

Boden, G.: Untersuchungen zur Homogenität und Ordnung von röntgenamorphem SiO_2 durch Lumineszenzmessungen, Seminarvortrag TU Dresden, 19.11.1981

Boden, G.: Lumineszenzautoradiografische Untersuchung an Kieselgläserzeugnissen. 8. Int. Baustoff- und Silikattagung "ibaasil", Weimar, 14. - 18.6.1982

Boden, G.: Homogenitätsmessungen in Kieselgläsern mittels Lumineszenz. 2. Int. Otto-Schott-Kolloquium, Jena, 12. - 16.7.1982

- Boden, G., H. Vocke: Radiothermolumineszenzmessungen an Chemiefasern, VI. Arbeitstagung "Strukturuntersuchungen an nichtkristallinen und partiell kristallinen Stoffen, Potsdam, 9. - 10.2.1982
- Borany, J.: Position-sensitive semiconductor detectors, Arbeitstagung über kernphys. Experimente am U-400 in Dubna, Dresden, 4.10.1982
- Dienel, G., K. Hohmuth, A. Kolitsch, E. Richter: The influence of iron implantation on the wear behaviour of cemented tungsten carbide, Int. Arbeitstagung über Ionenimplantation in Halbleiter und andere Materialien, Prag, Dezember 1981
- Dienel, G., K. Hohmuth, A. Kolitsch, B. Rauschenbach, E. Richter: Modification of mechanical surface properties of metals by ion implantation, Amorphe und ultradisperse metallische Materialien und Oberflächen, Susdhal, 24. - 28.5.1982
- Dönau, F.: Quasiparticle orbitals and M1-transitions, Int. Summer School, Poiana Brasov, September 1982
- Eichhorn, F.: Untersuchung kondensierter Materie am Impulsreaktor IBR-2 des VIK Dubna, Informationsveranstaltung der AdW der DDR über das VIK Dubna, Berlin, 9.5.1982
- Eichhorn, F.: Neutronenkleinwinkelstreuung mittels Doppelkristalldiffraktometer, Koll. des WB Metall- und Röntgenphysik der TU Dresden, 2.11.1982
- Eichhorn, F.: Möglichkeiten der Untersuchung perfekter magnetischer Kristalle mit polarisierten Neutronen, Arbeitstagung "Untersuchung kondensierter Materie mit polarisierten Neutronen", Magdeburg, 18. - 24.10.1982
- Feldmann, K.: Stand und Perspektive der Texturuntersuchungen mittels Flugzeitmethode ^{b)}
- Feldmann, K., M. Betzl, K. Walther: Methodische Grundlagen der Texturanalyse von kristallinen Festkörpern mittels Neutronenbeugung, 14. Wiss. Jahrestagung des Zentralinstitutes für Physik der Erde der AdW der DDR, Potsdam, 23. - 25.11.1982
- Frauendorf, S.: Einführung in die Physik schnell rotierender Kerne, Zyklus von 6 Vorlesungen am ZfK Rossendorf
- Frauendorf, S.: Rotating Quasiparticles, VIK-LTF-Dubna 1981
- Frauendorf, S.: Independent particle approach to rotating nuclei, ATOMKI Debrecen 1982
- Fromm, W.D.: Das Meßzentrum des Bereiches KF ^{a)}
- Fromm, W.D.: Datenspeicherung bei Vielparameterkoinzidenzmessungen mit der EDVA SM-3 ^{c)}
- Funke, L.: Influence of quasiparticle excitations on collective properties of transitional nuclei in the $A \approx 80$ mass region, Seminarvortrag im CSNSM Orsay/Frankreich, 4.12.1981
- Funke, L.: Interplay between collective and quasiparticle excitations in transitional nuclei of the mass 80 region, Einladungsvortrag auf dem XX. Int. Winter Meeting über Kernphysik in Bormio/Italien, 25. - 30.1.1982
- Funke, L.: Interplay between collective and quasiparticle excitations in transitional nuclei of the mass 80 region, Plenarvortrag auf dem 1982 INS Int. Symp. über "Dynamics of nuclear collective motion", am Fuß des Mt. Fuji/Japan, 6. - 10.7.1982
- Funke, L.: Constitution of high-angular momentum states in medium-mass nuclei, Einladungsvortrag auf dem OULNS-workshop über "Development and Perspective of in-beam particle- e^- - γ spectr.", Osaka, 15. - 16.7.1982
- Geiler, M.D., K.H. Heinig: Stand und Entwicklungstendenzen der nichtkonventionellen Ausheilung, 8. Arbeitstagung Ionenimplantation, Meuselbach/Schwarzühle, 23. - 27.11.1981
- Guratzsch, H.: Elementare Eigenschaften des Neutrons und Konstanten der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, Koll. der TU Dresden "50 Jahre seit der Entdeckung des Neutrons", Dresden, 12.11.1982
- Heera, V., G. Seifert: Semirelativistic SCF-SW- $X\alpha$ calculations on Uranium compounds, Int. Symp. on Electronic Structure, Gaußig 1982
- Heiner, E.: Theoretische Festkörperphysik, Teil I: Dez. 1981 - April 1982; Teil II: Sept. 1982 - Jan. 1983, Vorlesungsreihe im ZfK Rossendorf
- Heinig, K.H., H. Wittennek, R. Klages: Blitzlampenausheilung von ionenimplantiertem Silizium, Vortrag auf der 6. wissenschaftlichen Konferenz der Ingenieurhochschule Mittweida, 8.9.1982
- Heinig, K.H.: Über die Phasenübergänge zwischen amorphem, kristallinem und flüssigem Silizium, Seminar, Sektion Physik der FSU Jena, 25.3.1982

- Heinig, K.H., H. Woittennek: Annealing Behaviour and Stresses in Ion Implanted Silicon Wafers during Flash Illumination, International Working Meeting on Ion Implantation in Semiconductors and other Materials, Prag, 30.11. - 4.12.1981, S. 69
- Hennig, K.: Kristallographische Strukturuntersuchungen mit Neutronenbeugung. Koll. des Bereiches Kristallographie der Sektion Physik der HU Berlin, 1.4.1982
- Hennig, K.: Zusammenfassende Einschätzung der 6. ICOTOM ^{b)}
- Hennig, K., M. Betzl: Beiträge der Neutronenstreuung zum mikroskopischen Verständnis von Werkstoffeigenschaften, Mittwoch-Koll. der Phys. Gesellschaft der DDR, 1.12.1982
- Hennig, K., K. Feldmann: Texturuntersuchungen mittels Neutronenbeugung. IV. Neutronenschule des LNF im VIK Dubna, 8. - 18.6.1982
- Hennig, K., A. Mücklich: Texture Determination by Neutron Scattering. 11. Ungarische Diffraktionstagung, Győr, 21. - 26.8.1982
- Hennig, K., A. Mücklich: Texture Analysis by Neutron Scattering. Tagung "The Neutron and Its Application", Cambridge, 13. - 17.9.1982
- Hoffmann, W., M.T. Pham: Herstellung biochemischer Sensoren in Mikroelektronik-Technologie, Kongreß 1982 Biomedizintechnik und Informationsverarbeitung, Dresden, 3.3. - 5.3.1982
- Hoffmann, W., M.T. Pham: Chemische Sensoren, Methodisches Institutsseminar ZfK, 25.3.1982
- Hoffmann, W., M.T. Pham: Stand der Forschung und Entwicklung von CSSD, Medizinische Akademie Dresden, 11.5.1982
- Hoffmann, W., M.T. Pham: Entwicklungstand chem.-sens. HL-Bauelemente, Heiligenstädter Koll. "Biotechnologie", 1. - 4.11.1982
- Hohmuth, K., K.H. Heinig, R. Kläbes: Kristallisation ungeordneter Halbleiterschichten durch Bestrahlung mit Licht und Elektronen, Jahreshaupttagung der Phys. Gesellschaft der DDR, Leipzig, 8. - 10.2.1982
- Hüller, J.: Ionenimplantation in GaAs. 1. Klausurtagung zur KÜL 2, ZIE Berlin, 14. - 15.9.1982
- Hüller, J.: Probleme bei der Ionenimplantation von GaAs, Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik, 24.11.1982
- Iwe, H., H.W. Barz: Beschreibung von relativistischen Schwerionenstößen ^{a)}
- Jäger, H.U.: Atomphysikalische Prozesse bei Kernreaktionen ^{a)}
- Kämpfer, B.: Phase transition in nuclear matter and consequences for us and supernovae, Lomonossov-Universität Moskau, Kernphysikalisches Institut, 1982
- Kämpfer, B.: Phasenübergänge in Kernmaterie und Konsequenzen für Neutronensterne, KMU Leipzig, Theorie-Seminar 'B1
- Kämpfer, B.: Phasenübergänge in Kernmaterie und ihre Konsequenzen für Neutronensterne und Supernovae, Zentralinstitut für Astrophysik Potsdam, 1982
- Kämpfer, B.: Phasenübergänge in Kernmaterie, IfH Zeuthen, 1982
- Kämpfer, B.: Phase transitions in nuclear matter and consequences for neutron stars and supernovae, VIK Dubna - Laboratorium für Theoretische Physik, 1982
- Kampf, G., E. Tolkendorf: Beziehungen zwischen DNS-Doppelstrangbruchraten, Chromosomenbrüchen und Zellinaktivierung nach Einwirkung unterschiedlicher Strahlenqualitäten, 8. Tagung für klinische Strahlenbiologie und experimentelle Strahlentherapie, Eisenach 1982
- Kemnitz, P.: Multidetektorsysteme für Kernstrukturuntersuchungen ^{c)}
- Kemnitz, P.: Quasiparticle and collective excitations in transitional nuclei around A = 80, Seminarvortrag an der Fakultät für Physik, Universität Jyväskylä/Finnland, 23.11.1982
- Kemnitz, P.: Quasiparticle and collective excitations in transitional nuclei around A = 80, Seminarvortrag im AFI Stockholm, 29.11.1982
- Kemnitz, P.: Recent experimental nuclear structure investigation at Rossendorf, FTI "Joffe" Leningrad, 24.5.1982
- Kemnitz, P.: Influence of quasiparticle excitations on collective properties of transitional nuclei around A ≈ 80, XXXII, Allunionskonferenz über Kernphysik, Kiev, 24.3.1982

Kemnitz, P.: Multi-detector systems for nuclear structure investigations, Int. Arbeitstagung über geplante Experimente am U-400 in Dubna, Dresden, 30.9. - 4.10.1982

Klabes, R.: Möglichkeiten der Blitzlampenausheilung. Wissensch. Tage der IHS Mittweida, 8.9.1982

Klabes, R., J. Matthäi, M. Voelskow, H. Woittennek, W. Scharff, J. Erben, K. Breuer, Ch. Weißmantel: Graphoepitaxie von Silizium mittels Blitzlampenbestrahlung. Int. Tagung über Ionenimplantation in Halbleiter, Prag, Dezember 1981

Kleinwächter, P.: Spektroskopische Analyse von Kernreaktionen ^{a)}

Kleinwächter, P., I. Rotter: Missing strength in giant resonances. Int. Conf. on Nuclear Structure, Amsterdam 1982

Klimanek, P., K.-E. Hensger, A. Mücklich: Einfluß der Textur auf die Martensitbildung ^{b)}

Klimanek, P., K.-E. Hensger, A. Mücklich, A. Schubert: Texture Development and Young's Modulus in HTMT of spring steels 55SiMn7. 11. Ungarische Diffraktionstagung Győr, 21. - 26.8.1982

Klimanek, P., K.-E. Hensger, A. Mücklich, J. Tobisch: Influence of a texture on the martensite transformation of an Fe-24Ni-0.5C alloy. 11. Ungarische Diffraktionstagung, Győr, 21. - 26.8.1982

Kolitsch, A., E. Richter, M. Hähnert, W. Müller: Einfluß von kationischen und anionischen Salzbadzusätzen auf den Ionenaustausch in Alumosilikatgläsern in KNO₃-Salzschmelzen. VII. Allunionskongreß über Glasbildende Systeme, Leningrad 1981

Küchler, R., E. Richter, L. Fleischer, P. Weigelt, W. Meyer: Die Charakterisierung verfestigter Gläser durch Ultraschallwellen. Konferenz "Rationalisierung im Maschinenbau", Zwickau, 30. - 31.3.1982

Kühn, B.: Zur Frage der Brechung der Zeitumkehrinvarianz in Kernreaktionen (Literaturbericht), Bereichsseminar KF 10.3.1982

Lück, H.B.: Methoden zur Bestimmung des Porendurchmessers von Kernspurmikrofiltern. 1. Fachtagung "Theorie und Praxis der Membrantrennprozesse", Dresden, 1982

Manfraß, P.: Positionsempfindliche Ionisationskammern ^{c)}

Manfraß, P.: Positronenkamera. VIK Dubna, Laboratorium für hohe Energien, Sektor Sanevskij, Dubna, 29.10.1982

Matschaß, F., M. Betzl, H. Stroppe, K. Hennig: Verformungsmikrostruktur und Textur in perlitischen Stahldrähten ^{b)}

Matthäi, J., R. Klabes, M. Voelskow, S. Mutze: Eigenschaften implantierter Poly-Si-Schichten nach Lichtimpulsausheilung. II. Symp. "Physikalische Grundlagen zu Bauelementetechnologien der Mikroelektronik", Frankfurt/Oder, 25. - 27.5.1982

Matthies, S.: Experimente zur Bestimmung geisterloser Ov: ^{b)}

Matthies, S.: Übersicht zu theoretischen und methodischen Problemen der 6. ICOTOM ^{b)}

Matthies, S.: Formeffekte bei der Interpretierung der OvF durch Modellkomponenten. Seminar der Abt. Rechenzentrum, Rossendorf, 9.11.1982

Matthies, S.: Formeffekte bei der Interpretierung der OvF durch Modellkomponenten. Universität Metz, Juli 1982

Matthies, S.: Analyse der möglichen Geistereffekte in reproduzierten OvF's unter Berücksichtigung der Raumgruppensymmetrien, Universität Metz, Juli 1982

Matthies, S.: Rechentechnische Parameter der Reproduzierungsproblematik von OvF's in der quantitativen Texturanalyse. Methodisches Seminar, Rossendorf, September 1982

Matz, W.: Strukturuntersuchungen an amorphen metallischen Legierungen mit Neutronendiffraktion. Arbeitstagung "Untersuchung kondensierter Materie mit polarisierten Neutronen", Magdeburg, 18. - 24.10.1982

May, F.R.: Triaxial deformation and the rotating frame, Nuclear Spectroscopy Workshop NBI 1982

May, F.R.: Kerntheorie (Kollektivmodell, Suprafluidität, Hochspinphysik). Vorlesungsreihe an der TU Dresden

May, F.R.: Quasiparticle spectra in the $A \approx 80$ and $A \approx 180$ mass regions. Universität Lund 1981

- Mende, G., J. Finster, D. Flamm, D. Schulze: Ober die Oxydation von geätztem Silisium in Luft bei Raumtemperatur. Herbstschule für die Mikro- und Optoelektronik, Ahrenshoop, 29.11. - 3.12.1982
- Mikula, P., J. Kulda, F. Eichhorn: Study of assymetric neutron diffraction including the transition from Bragg to Laue case. Conf. The Neutron and Its Application, Cambridge, 13. - 17.9.1982
- Mösner, J.: Arbeiten über Probleme weniger Nukleonen am Rossendorfer Tandemgenerator. Institutskolloquium, 28.10.1982
- Mücklich, A., K. Hennig: Magnetische Textur ^{b)}
- Mücklich, A., E. Wieser, K. Hennig: Magnetische Textur. Koll. "Mößbauerspektroskopie", BA Freiberg, 1.2.1982
- Mücklich, A., K. Hennig: Magnetic Texture. 11. Ungarische Diffractionstagung, Györ, 21. - 26.8.1982
- Münchow, L.: Dissipative Prozesse bei der Wechselwirkung komplexer Kerne ^{c)}
- Münchow, L.: Grundlagen des nuklearen Vielteilchenproblems. Vorlesung (16 Doppelstunden), TU Dresden
- Münchow, L.: Reaktionen mit schweren Ionen und Kernmaterie unter extremen Bedingungen. Vortrag in der Klasse Physik der AdW, 6.4.1982
- Münchow, L.: Reaktionen mit schweren Ionen und Phasenübergang von Hadronenmaterie zum Quark-Gluonen-Plasma. IfH Zeuthen, 23.6.1982
- Münchow, L.: Cluster effects and phase instability in hot nuclear matter. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions and Nucl. Excitations, Dubna, 29.6. - 2.7.1982
- Naehring, F.K., H. Richter: Zur Ionisations-Wahrscheinlichkeit von Si-Atomen beim Sputtern aus Si und SiO₂ unter Ar-Beschuß, KR-30, 6. Tagung Physik und Technik des Plasmas, Leipzig, 5. - 8.7.1982
- Naehring, F.K., A. Kahn: Ionenmikrostrahl und Flüssigmetall-Ionenquellen. Seminarvortrag ZFTM Dresden, ZFW Dresden, Okt./Nov. 1982
- Neubert, W.: Positionsempfindliche Parallelplattenzähler ^{c)}
- Panknin, D., E. Wieser, H. Syhre, R. Klöbes, R. Grötzschel: Implantationsprofile nach Lichtimpulsausheilung oder Niedertemperaturausheilung. II. Symp. "Physikalische Grundlagen zu Bauelementetechnologien oder Mikroelektronik", Frankfurt/odern, 25. - 27.5.1982
- Pfitzner, A.: Dissipative Kern-Kern-Stöße. Dresdner Seminar für theoretische Physik
- Pfitzner, A.: Unified treatment of collective and intrinsic motion in dissipative Heavy-Ion Collisions. II. Workshop on Heavy-Ion Collisions, Dresden
- Pfitzner, A.: Correlations between intrinsic and collective motion in DIC. XII. International Symposium on Nuclear Physics, Gaußig, November 1982
- Pfitzner, A.: Intrinsic motion with external correlations in Heavy-ion collisions. VIK Dubna, Laboratorium für Theoretische Physik, Oktober 1982
- Pham, M.T., W. Hoffmann: CSSD. Frühjahrschule Bereich RI, Bad Schandau, 4.2.1982
- Pham, M.T., W. Hoffmann: Herstellung physicochemischer Sensoren in Mikroelektronik-Technologie. Kongreß 1982 - Biomedizinische Technik und Informationsverarbeitung, Dresden, 3.3. - 5.3.1982
- Pham, M.T., W. Hoffmann: ISPET. KdT-Lehrgang Theorie und Anwendung ionenselektiver Elektroden, Merseburg, 25.6.1982
- Pham, M.T., W. Hoffmann: Chemisch sensitive Feldeffekttransistoren, TH Merseburg, Postgradualer Kurs "Theorie und Anwendung ionenselektiver Elektroden", Merseburg, 25.6.1982
- Pham, M.T., W. Hoffmann: Elektrochemische Sensoren auf der Basis von Halbleiterbauelementen. Frühjahrschule des Bereiches RI, Bad Schandau, 4.2.1982
- Polinke, J., L. Sarkadi, B. Schlenk, I. Török, Gy. Kalman, C. Bauer, K. Brankoff, D. Grambole, C. Heiser, W. Rudolph, H.J. Thomas: *i*s-Subshell Alignment of Gold by C and N Ion Impact Ionization. Int. Conf. on X-Rays and Atomic Inner-Shell Physics, Eugene/USA, August 1982 und 7. Conf. on the Application of Accelerators in Research and Industry, Denton/USA, November 1982
- Prokert, F.: Untersuchungen an K₂Ca(NO₂)₄ mittels elastischer und inelastischer Neutronenstreuung. X. Frühjahrschule Ferroelektrizität, Roßla, 15.4.1982

- Rauschenbach, B., K. Hohmuth: Investigation of metal-metalloid alloys prepared by ion implantation. Intern. Arbeitstagung über Ionenimplantation in Halbleiter und andere Materialien, Prag, Dezember 1981
- Rauschenbach, B.: Amorphe Metall-Metalloid-Verbindungen nach Ionenimplantation. Seminarvortrag im VEB Hochvakuum Dresden, März 1982
- Rauschenbach, B., K. Hohmuth, A. Kolitsch, E. Richter: Formation of compounds by metalloid ion implantation in iron ion beam modification of materials, Grenoble, September 1982
- Reinhardt, H.: Mean-Field approach to the many-body scattering problem, University of California, Santa Barbara, 1982
- Reinhardt, H.: Mean-field description of quantum many-body systems, Institute for Polytechnic, Physics Department, New York, 1982
- Reinhardt, H.: Mean-Field-Beschreibung quantenmechanischer Vielteilchensysteme, KMU Leipzig, Januar 1982
- Reinhardt, H.: Mean-Field Approximation to the many-body S-matrix Theory and Applications, University of Maryland, 1982
- Reinhardt, H.: Time-dependent mean-field S-matrix theory, Symposium on TDHF and beyond, Bad Honnef, 7. - 12.6.1982
- Reuther, H., A. Kolitsch, E. Richter: Transportprozesse in Silikatgläsern. 2. Int. Otto-Schott-Kolloquium, Jena 12. - 16.7.1982
- Richter, E.: Neutronenaktivierungsanalyse an hochreinem SiO₂. Seminarvortrag AdW der DDR, Inst. für Physik, Jena, 23.4.1982
- Richter, E., R. Küchler: Bewertung chemisch verfestigter Glasoberflächen mittels Ultraschall. Ing.-techn. Seminar, Bad Muskau, 18.11.1981
- Richter, E., R. Küchler, L. Fleischer, W. Meyer, P. Weigelt: Zerstörungsfreie Prüfung chemisch verfestigter Gläser, 12. Glastechnikertagung, Suhl, 23. - 24.11.1982
- Roß, R., K. Hohmuth, A. Zetzsche, H.G. Forner, D. Clauss, H. Keßler: Herstellung von widerstandshomogenem Halbleitersilizium mittels Neutronenbestrahlung, XI. Tagung des "Bevollmächtigten Rates des Koordinierungszentrums "Herstellung neuer Halbleitermaterialien und hochreiner Metalle", Budapest, 25. - 29.4.1982
- Rotter, H.: Absolute E1, ΔK=1-Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen Mehrquasiteilchen-Zuständen in ^{176,178}Hf und ¹⁷²Yb, 32. Tagung über Kernspektroskopie und Struktur des Atomkerns, Kiew, 17.3.1982
- Rotter, I.: Gamow-Teller Resonanzen ³⁾
- Rotter, I.: Knockout-Reaktionen mit Protonen und Alphateilchen - Probleme der Clusterbreiten, Lomonossov-Universität Moskau, Kernphysikalisches Institut, 14.10.1982
- Rotter, I.: Kernstrukturuntersuchungen mit Berücksichtigung des Kontinuums, VIK Dubna, Laboratorium für Theoretische Physik, 1f.10.1982
- Rudolph, W.: Analytik mit MeV-Ionen, ZfK-Institutskolloquium "10 Jahre Tandem-Generator"
- Rudolph, W.: Zur Anwendung nuklearer Methoden für die Festkörperanalyse, Seminarvortrag Sektion Physik der Humboldt-Universität Berlin, 21.4.1982
- Rudolph, W.: Nukleare Analysemethoden in der Mikroelektronik, Seminarvortrag im IPW Rohnsdorf, 28.4.1982
- Rudolph, W.: Anwendungen von PIXE und KR in der Mikroelektronik, Weiterbildungsveranstaltung der TH Karl-Marx-Stadt, 5.5.1982
- Rudolph, W., R. Grötzschel: Die Untersuchung von Schichtsystemen mittels PAS, II. Symposium "Physikalische Grundlagen zu Bauelementetechnologien der Mikroelektronik", Frankfurt/Oder, 25. - 27.5.1982
- Rudolph, W., R. Grötzschel: Die Anwendung der RBS für die Untersuchung von Schichten und Schichtsystemen auf Halbleitersubstraten, 3. Arbeitstagung "Diagnostik", Ahrenshoop, 11. - 15.10.1982
- Schild, L., F. Eichhorn: Domänenstrukturuntersuchungen mittels Neutronenkleinwinkelstreuung, Arbeitstagung "Untersuchung kondensierter Materie mit polarisierten Neutronen", Magdeburg, 18. - 24.10.1982
- Schmidt, B.: Positionsempfindliche Si-Fotoempfänger, Institutskolloquium, ZfK Rossendorf, 25.3.1982

Schmidt, B.: Über den Bearbeitungsstand auf dem Gebiet der Si-Halbleitersensoren. 8. Beratung des ZAK Meßtechnik beim MWT, ZOS Berlin, 3.6.1982

Schmidt, B.: Solarenergie - Eine Möglichkeit der Energieerzeugung. Stand der Herstellung von Siliziumsolarzellen. Anwendungsbeispiele der Sonnenenergienutzung. Schülerakademie Dresden, Pionierpalast Dresden, 22.11.1982

Schubert, A., P. Klimenek, K.-E. Hensger, A. Mücklich: Textur und elastische Eigenschaften^{b)}

Schulz, H.: Zum Phasenübergang von Kernmaterie zur Quarkmaterie. Schule des ZIE Berlin, Potsdam 1982

Schulz, H.: Direkte Kernreaktionen, TU Dresden

Schulz, H.: On the phase transition in hot nuclear matter around $T = 20$ MeV. Niels-Bohr-Institut, Kopenhagen, 1982

Schulz, H.: Phase transition in hot nuclear matter. VIK Dubna, Oktober 1982

Schulz, H.: The phase transition to the quark-gluon plasma. VIK Dubna, Oktober 1982

Seidel, W.: Eigenschaften von Gasgemischen für gasgefüllte Detektoren^{c)}

Seifarth, H. et al.: Einrichtung zur elektrischen Kontaktierung in Vakuumanlagen. Patent Nr. WP C32C/235 038/5

Sodan, H.: Korrelationsexperimente in Schwerionenreaktionen^{c)}

Sodan, H.: Correlation experiments with the double time of flight spectrometer "DEMAS". XII. Intern. Symp. on Selected Topics of the Interaction of Heavy Ions with Atomic Nuclei, Gaußig, 22.11. - 26.11.1982

Tesch, S.: Kumulative Teilchenerzeugung^{a)}

Tesch, S.: Reaktionsmechanismus von hochenergetischen Hadron-Kern-Wechselwirkungen^{a)}

Tesch, S.: Müonenkatalyse. Institutskolloquium, ZfK Rossendorf, 9.6.1982

Tesch, S.: Von Multiquarksystemen zum Quark-Gluonplasma. Theorie-Seminar, 14.6.1982

Thierbach, W., W. Markgraf, W. Skorupa: Ergebnisse von Stabilitätsuntersuchungen an Al-implantierten MOS-Strukturen. 13 Arbeitstagung "Physik der Halbleiteroberfläche", Berlin, 1982

Tolkendorf, R., K. Regel: Fraktionierte Bestrahlungen von multizellulären Sphäroiden als ein in vitro Tumormodell mit Röntgenstrahlung und schnellen Neutronen. 8. Tagung für klinische Strahlenbiologie und experimentelle Strahlentherapie, Eisenach 1982

Urwank, P.: Auswertung von Spektren in der angewandten Kernphysik. Methodisches Institutseminar des ZfK

Walther, K.: Texturuntersuchungen an hexagonalen Materialien^{b)}

Weiß, L.: Material research with Neutrons at the Rossendorf Research Reactor. IAEA Studientour "Utilisation of Research Reactors", Rossendorf, 17.5.1982

Weiß, L.: Korrelationsfunktionen und Polarisationsanalyse. Arbeitstagung "Untersuchung kondensierter Materie mit polarisierten Neutronen", Magdeburg, 18. - 24.10.1982

Weiß, L.: Elementaranregungen in amorphen Systemen. Arbeitstagung "Untersuchung kondensierter Materie mit polarisierten Neutronen", Magdeburg, 18. - 24.10.1982

Weiß, L., H. Eschrig: Phonon Anomalies in Copper. IV. Zweiseitiges Seminar "Theorie der Metalle und Legierungen" ZfW/TU Dresden - IAE Kurtschatow Moskau, Dresden, 15. - 17.9.1982

Winter, G.: Quasiparticle and collective excitations in nuclei of the $A \approx 80$ region. Einladungsvortrag auf der Brasov Int. Summer School "Nuclear collective dynamics", Poiana Brasov/Rumänien, 26.8. - 8.9.1982

Wittennek, H., K.H. Heinig: Diffusion and Segregation of Implanted Ions during Liquid-Phase Laser Annealing. International Working Meeting on Ion Implantation in Semiconductors and other Materials, Prag, 30.11. - 4.12.1981

Wollschläger, , E. Hensel, U. Kreißig, W. Skorupa: Herstellung der chemischen Verbindung SiO_2 durch Implantation von Sauerstoffionen in Silizium. 3. Herbstschule "Isolatorphysik für die Mikro- und Optoelektronik" der VPU Rostock, Ahrenshoop, 23. - 28.11.1981

Wünach, R., B. Kämpfer: Einführung in die Eichfeldtheorie^{a)}

Wünsch, R.: Einfluß von 2p-2h Konfigurationen des Grundzustandes von ^{16}O auf die Wahrscheinlichkeit des Strahlungseinfangs von Pionen, VIK Dubna, Laboratorium für Theoretische Physik, 1982

Wünsch, R.: Beschreibung der inelastischen Streuung von Teilchen mittlerer Energie am Kern ^{40}Ca auf der Grundlage des Kontinuum-Schalenmodells, Lomonossov-Universität Moskau, Kernphysikalisches Institut, 1982

VERANSTALTUNGEN

- a) Winterschule über Kernphysik, Thürmsdorf, 1. - 5.2.1982
- b) Int. Frühjahrschule Neutronenstreuung - Texturanalyse, Stadt Wehlen, 1. - 5.3.1982
- c) Gemeinsame Arbeitstagung des VIK Dubna und ZfK Rossendorf über experimentelle Apparaturen am U-400 und das physikalische Programm vorrangiger Experimente mit diesen Apparaturen, Dresden, 30.9. - 4.10.1982

ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG, ROSSENDORF, BEREICH G

VERÖFFENTLICHUNGEN

- Becher, W., H. Curian, H. Matthes und L. Steinert: Die Entwicklung des Schwerioneninjektors, ZfK-490 (1982)
- Bürger, W., H. Curian, W. Probst und M. Seidel: Die wichtigsten elektronischen und elektrotechnischen Weiter- und Neuentwicklungen am Rossendorfer Tandem, ZfK-490 (1982)
- Büttig, H.: A Beam Profile Monitor Based on the Application of Infrared Thermography, Nucl. Instr. Meth. 203 (1982) 69
- Dietrich, J. und S.A. Koslowski: Eine Näherungsmethode zur Berechnung der Parameter von Ionenstrahlen auf der Grundlage von Gleichungen für paraxiale Strahlen (in russ.), Preprint 9-82-283 Dubna (1982)
- Dietrich, J. und S.A. Koslowski: Näherungsmethode zur Bestimmung der Parameter intensiver Strahlen (in russ.), Preprint 9-82-284 Dubna (1982)
- Dietrich, J. und S.A. Koslowski: Lineares optisches Modell der Formierung von Strahlen geladener Teilchen (in russ.), Preprint 9-82-608 Dubna (1982)
- Dietrich, J. und S.A. Koslowski: Vergleich der ionenoptischen Eigenschaften von Ein- und Zweikaskadensystemen (in russ.), Preprint 9-82-757 Dubna (1982)
- Friedrich, M. und R. Günzel: 10 Jahre Rossendorfer Tandem - Arbeiten zur Ionenoptik, ZfK-490 (1982)
- Friedrich, M., R. Hentschel und W. Vogel: Verfahren zur Bestrahlung strangförmigen Gutes mit energiereichen Teilchen, DDR-Patent WP H05H/238015/7 (1982)
- Friedrich, M., R. Hentschel und W. Vogel: Magnet zur Parallelrichtung eines aufgefächerten flachen Strahlenbündels, DDR-Patent WP H05H/238016/5 (1982)
- Fülle, R.: Genauigkeitserhöhung beim rechnergestützten Experiment durch arithmetische Verfahren, Beiträge zur Forschungstechnologie Bd. 9, Akademie-Verlag Berlin (1982) 112-134
- Fülle, R., B. Hartmann, S. Hiekmann und G. Pietzsch: Automatisierte Energievariation am Tandembeschleuniger EGP-10-1 auf der Grundlage eines Prozeßrechnersystems mit verteilter Intelligenz, msr 25 H. 12, (1982) 674
- Fülle, R., B. Hartmann, S. Hiekmann und G. Pietzsch: Automatik Energy Variation in Nuclear Physics Experiment Using a Computer System with Distributed Intelligence, ZfK-476 (1982) 104
- Günzel, R.: Verringerung der Maximalfeldstärke an den Äquipotentialringen, ZfK-490 (1982)
- Hiekmann, S. und R. Fülle: Gestaltung eines Prozeßrechnersystems mit verteilter Intelligenz, msr 25 H. 11 (1982) 621
- Hiekmann, S.: Steuerungssystem mit verteilter Intelligenz (in russ.) ZfK-476 (1982) 98
- Hiekmann, S.: Minimierung der Stromverluste im Trakt des Elektronen-Zyklotrons (in russ.) ZfK-476 (1982) 101
- Hiekmann, S. und R. Fülle: Prozeßrechnersystem mit verteilter Intelligenz (Beitrag in "10 Jahre Rossendorfer Tandem"), ZfK-490 (1982)
- Hübner, K., G. Erzgräber, K. Eichhorn: Untersuchung der Verwendbarkeit von Schwellwertdetektoren zur Bestimmung der Fluenz beschleunigter Ionen (in russ.) Preprint 19-82-380 Dubna (1982)
- Kunicke, M.: Sredstva raboti s taimerom v OS ES (in russ.) Preprint 11-82-654 Dubna (1982)
- Kunicke, M.: Programma servisa operatora DSP (in russ.) Preprint 11-82-655 Dubna (1982)
- Linnemann, W.-J.: Software für die Kopplung von Rechnern mittels CAMAC-Link 1470 (Beitrag in "10 Jahre Rossendorfer Tandem"), ZfK-490 (1982)
- Matthes, H. und S. Turuc: 10 Jahre Rossendorfer Tandem-Betriebsübersicht, ZfK-490 (1982)
- Pfeistorf, W.: Rekonstruktion der Vakuumanlage am Tandem, ZfK-490 (1982)
- Pietzsch, G.: Meßwerterfassung und Darstellung der Meßwerte auf einem Display mit einem Mikrorechner, msr 25 H. 11, (1982) 641

Probst, W.: Meßwertfassung, Displaydarstellung und Vorbereitung der rechnergestützten Betriebsführung am Tandem, ZfK-490 (1982)

Richter, E.: 10 Jahre Rossendorfer Tandem - Allgemeine Übersicht, ZfK-490 (1982)

Vinel, G. und S. Matthies: On the Reproduction of the Orientation Distribution Function of Textur Samples, phys. stat. sol. (b) 112, K 111 (1982)

VORTRÄGE, DIE AUßERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Büttig, H.: Strahldiagnose am Rossendorfer Zyklotron, VIK Dubna, 19.11.1982

Eichhorn, K.: Die Arbeiten zur Dünnschichtaktivierung im ZfK (G), TLA-Nutzerberatung, Dresden, 4.11.1982

Fülle, R., Chr. Reiche und I. Rotter: Die Nutzung der BESM-6 an der TUD für Aufgaben der Kernforschung, Festkolloquium "10 Jahre BESM-6 an der TU Dresden", TU Dresden, Februar 1982

Fülle, R.: Die Rechenstation des ZfK; Ausrüstung, Betrieb, Aufgaben und geplante Weiterentwicklung, Seminar der Kooperationsgemeinschaft EC 1055, Berlin, März 1982

Fülle, R.: Einsatz von Mikrorechnern in der Kernforschung, Bergakademie Freiberg, April 1982

Fülle, R., B. Hartmann, S. Hiekmann und G. Lietzsch: Ein Prozeßrechnersystem mit verteilter Intelligenz und seine Anwendung am Rossendorfer Tandemgenerator, Veranstaltung zu Problemen der Automatisierung wiss. Forschungsarbeit, Biesenthal, 12.-14.4.1982

Hiekmann, S. und R. Fülle: Stand und Ergebnisse beim Aufbau eines Prozeßrechnersystems mit verteilter Intelligenz an den Beschleunigern des ZfK Rossendorf, Arbeitsberatung "Multilaterale Zusammenarbeit der Akademien sozialistischer Länder", Leipzig, 14.-19.6.1982

Linnemann, W.-J.: "Computer aided control at the Tandem accelerator in Rossendorf", KFKI Budapest, 8.12.1982

Regel, K.: Physikalische Grundlagen der Energieübertragung, 9. wissenschaftliches Kolloquium der Vereinigung für Strahlenforschung und Strahlenschutz, Berlin, 20.11.1982

Richter, E.: Entwicklung und gegenwärtiger Trend der Beschleunigungstechnik, TU Dresden 8.6.1982

Schmiedel, W.: MPS-Terminalsystem an EC 1055 und Farbraasterdisplay, Veranstaltung zu Problemen der Automatisierung wiss. Forschungsarbeit, Biesenthal, 12-14.4.1982

Vinel, G.: Programme zur Modellierung von Orientierungsverteilungsfunktion und Polfiguren für die quantitative Texturanalyse, Institut für Angewandte Metallurgie, Krakau, September 1982

WISSENSCHAFTLICHE PREISE

Institutspreis des ZfK, Kategorie III, 3. Preis, 1981,

H. Matthes, W. Pfestorf und L. Steinert: MISS-4M- eine Miniatursputterquelle für schwere Ionen

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN, SEKTION PHYSIK, WB KERNPHYSIK

VERÖFFENTLICHUNGEN

Arlt, R., Gleisberg, F., Grimm, W., Krause, R., Märten, H., Meiling, W., Ortlepp, G., Pausch, G., Pöthig, J., Seidel, K., Teichner, R., Wagner, W. and Weidhase, F.: Computer control in nuclear physics measurements at the Technical University of Dresden, Computer Physics Communications 26 (1982) 195-199, North-Holland Publishing Company

Basarrantscha, B., Hermsdorf, D. and D. Seeliger: A simple model for calculation of fast-neutron-induced β -ray spectra, IAEA-TECDOC-263, 123, 1982

Basarrantscha, B., Hermsdorf, D. and E. Paffrath: An approach for a consistent description of β -ray spectra from (n,x, β)-reactions induced by fast neutrons, Journ of Physics G, Nuclear Physics 8 (1982) 275

Förtsch, H. und D. Schmidt: NEUKOR - ein Rechenprogramm zur Korrektur von Flusszeitspektren auf niederenergetischen Untergrund aus der Quelle, TU-Informationen 05-07-82, TU Dresden (1982)

Förtsch, H. und D. Schmidt: Überblick über ein Programmsystem zur vollständigen Aufbereitung von Neutronenflusszeitspektren, TU-Informationen 05-06-82, TU Dresden (1982)

Gleisberg, F.: CAMAC-Module "MEMORY" for Use in Nuclear Physics Measurements, ZfK-476 (1982) 22

Gleisberg, F.: Computer Controlled Power Switch Modules for Small Accelerators, ZfK-476 (1982) 91

Göring, H., Meiling, W. und E. Stange: Mikrorechnersteuerungen für Vakuumanlagen, Beiträge zur 7. Tagung Hochvakuum, Dresden, Tagungsbericht Bd. 1, 69-73, 1982

Grimm, W.: Minicomputer Controlled Set-up for the Precise Measurements of Fission Cross Sections, ZfK-476 (1982) 63

Hermsdorf, D.: Description of the evaluated neutron nuclear data file 2015 for Silicon of the SCKPATOR library, INDC(GDR)-10/L

Märten, H., Schmidt, D., Stobinski, B. und T. Streil: Erzeugung monoenergetischer Neutronen im Energiebereich zwischen 0.5 und 2.5 MeV, TU-Informationen 05-08-82, TU Dresden (1982)

Märten, H., Seeliger, D. and B. Stobinski: The High-energetic part of the ^{252}Cf spontaneous-fission neutron spectrum, INDC(GDR)-17/L (1982)

Märten, H.: Minicomputer-Coupled Two-Dimensional (TOF,PRE)-Measurements for the Determination of Fission Neutron Spectra up to very high Emission Energies, ZfK-476 (1982) 58

Meiling, W.: Einsatz von Mikrorechnern zur Lösung meßtechnischer Aufgaben, Konferenzbericht, Sektion 6, 171-175, 1982

Meiling, W.: Microelectronics and its Effect on Nuclear Electronics Development, ZfK-476 (1982) 39

Meister, A., Pabst, D., Seeliger, D. und K. Seidel: Chemisch bedingte Neutronenresonanzverschiebung - ein neuer Effekt der Hyperfeinwechselwirkung, Kernenergie 25 (1982), 124-126

Meister, A., Mittag, S., Pabst, D., Pikelner, L.W., Pilz, W., Seeliger, D., Seidel, K., Tschammer, H. and R. Tschammer: Doppler Broadening of ^{238}U Resonances in Crystal Lattices and Molecular Gas Compared with the Free-Gas Approximation, Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp (Belgium), Sept. 1982, Contributed paper

Ortlepp, H.G. und W. Meiling: Entwicklung spektrometrischer Elektronik im Laboratorium für Kernprobleme des VIK Dubna, Kernenergie 25 (1982), 85-88

Pöthig, J.: Programming System for CAMAC Control at the Microcomputer MPS 4944, ZfK-476 (1982) 31

Pöthig, J.: Microcomputer Controlled Set-Up for the Measurement of Differential Neutron Scattering Cross Sections, ZfK-476 (1982) 78

Reif, R., Seeliger, D. und K. Seidel: Präcompoundsprozesse in nukleonenunduzierten Kernreaktionen, Kernenergie 25 (1982), 75-77

Schmidt, D. and D. Seeliger: Peak separation from TCF-Spectra and problems of detector efficiency determination in neutron spectroscopy. INDC(GDR)-18/T

Seeliger, D.: Kernphysikalische Untersuchungen am Laboratorium für Neutronenphysik des VIK Dubna, Kernenergie 25 (1982), 120-122

Seeliger, D.: Gedanken zur Entdeckung des Neutrons vor 50 Jahren, Kernenergie 25 (1982), 357-358

Seidel, K. und S. Unholzer: Nutzung der emittierten Teilchen aus der $\text{T}(d,n)^4\text{He}$ -Neutronenquellreaktion zur Diagnostik des Tritiumtargets, TU-Informationen 05-09-82, TU Dresden (1982)

DIPLOMARBEITEN

Andrassy, M.: Optimierung der Strahlformierung aus einer Duoplasmatron-Ionenquelle

Gräfe, H.: Transmission schneller Neutronen durch Eisen- und Polymerenschichten

Kienemund, A.: Entwicklung und Test eines 50 kV-Netzteils

Stobinski, B.: Experimentelle und theoretische Untersuchung des Mechanismus der Neutronenemission in der neutroneninduzierten Spaltung von ^{232}Th

PROMOTIONEN A (Dr. rer. nat.)

Märten, H.: Untersuchungen zum Mechanismus der Spaltneutronenemission, TU Dresden, 30.4.1982

VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Hermisdorf, D.: Investigation of direct reaction contributions to neutron-induced charged-particle emission from Silicon, 3rd Int. Symp. on Neutron-Induced Nuclear Reactions, Smolenice, June 1982

Hermisdorf, D.: Nuclear Data for Reactors Physics Calculations and other Nuclear Physics Applications, IAEA-Study Tour 1982, Dresden

Hermisdorf, D.: Die Neutronenkerndatenbibliothek an der BESM-6 und deren Nutzung in Wissenschaft und Technik, Festkolloquium "10 Jahre BESM-6 an der TU Dresden", 11.2.1982

Märten, H., Seeliger, D. and B. Stobinski: High-energetic Neutron Emission in Fission, 3rd Int. Symp. on Neutron-Induced Nuclear Reactions, Smolenice, June 1982

Meiling, W.: Stand und Tendenzen der Entwicklung der Mikroelektronik unter besonderer Berücksichtigung der Rechentechnik (2 Vorträge), 4. Qualifizierungslehrgang Geodäsie des VEB CZ Jena, 26.3.1982, Dresden

Meiling, W.: Mikroelektronik - Anforderungen an Forschung und Technologie, Mikroelektronik-Anwendungen (2 Vorträge), Weiterbildung für Mitarbeiter der TU Dresden, Sekt. 05, 06 u. 07, Januar 1982

Meiling, W.: Laborautomatisierung am Beispiel kernphysikalischer Experimente, 2. Kolloquium Automatisierungstechnik, TU Dresden, 16.7.1982

Meiling, W.: Einsatz von Mikrorechnern zur Lösung messtechnischer Aufgaben, VI. Wiss. Konf. IHS Zittau "Energie", Mai 1982

Meiling, W.: Zu einigen Fragen der Lehre und Forschung an japanischen Universitäten, Vortrag im Ministerium für Hoch- und Fachschulwesen, 2.2.1982, Berlin

Meister, A., Mittag, S., Fabst, D., Pikelner, L.B., Filz, W., Seeliger, D., Seidel, K., Tschammer, H. and R. Tschammer: Doppler Broadening of ²³⁸U Resonances in Crystal Lattices and Molecular Gas Compared with the Free-Gas Approximation, Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp (Belgium), Sept. 1982

Schmidt, D. and D. Seeliger: Measurement and Theoretical Analysis of Continuous Spectra from the ⁹³Nb(n,n') Reaction below 14 MeV, 3rd Int. Symp. on Neutron-Induced Nuclear Reactions, Smolenice, June 1982

Schmidt, D., Seeliger, D. and T. Streil: Collective excitation in neutron scattering on ²⁸Si for energies 6.8 to 14.8 MeV, 3rd Int. Symp. on Neutron-Induced Nuclear Reactions, Smolenice, June 1982

Seeliger, D.: Methods used in Double-Differential Neutron Emission Cross Section Measurement (3 Vorträge), IAEA Training Course on Utilization of Neutron Generators, Debrecen, June 1982

Seeliger, D.: Daten und Mechanismen neutroneninduzierter Kernreaktionen, Kolloquiumsvortrag, KFA Jülich, 13.9.1982

Seeliger, D.: Recent Neutron Spectroscopy Experiments at the Technical University Dresden, Hauptvortrag, 3rd Int. Symp. on Neutron-Induced Nuclear Reactions, Smolenice, June 1982

Seeliger, D.: Neutronenspektroskopie am Tandembeschleuniger, Kolloquiumsvortrag im ZfK "10 Jahre Tandemgenerator", 28.10.1982

Seeliger, D.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Mechanismus von Kernreaktionen, Beirat Physik, Halle, März 1982

Seeliger, D.: Einige Probleme der Nutzung der Kernenergie für friedliche und militärische Zwecke, FZV, Dresden, Januar 1982

Weidhase, F. und J. Pöthig: Die optoelektronische Datenübertragung zur Steuerung von Kaskadenbeschleunigern, IV. Wiss. Konf. über Energiewirtschaft, IH Zittau, Mai 1982

VERANSTALTUNGEN

XIIth Int. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig, 22. - 25.11.1982

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN, SEKTION PHYSIK, WB ANGEWANDTE KERNPHYSIK

VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Ortlepp, G.: Zeitnahme und -verarbeitung schneller Signale von Kernstrahlungsdetektoren. Gemeinsame Arbeitstagung des VIK Dubna und ZfK Rossendorf über experimentelle Apparaturen am U-400 und das physikalische Programm vorrangiger Experimente mit diesen Apparaturen, Dresden, 30.9. - 4.10.1982

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN, SEKTION PHYSIK, WB THEORETISCHE PHYSIK

VERÖFFENTLICHUNGEN

Mädler, P.: Short-range correlations in an extended time-dependent mean field theory. Report E4-82-693, Dubna 1982

Mädler, P., R. Reif: Preequilibrium contributions to the double-differential cross section of nucleon induced reactions within a time-dependent relaxation model. Nukleonika 27 (1982) 53

Mädler, P., R. Reif: Relaxation phenomena in nucleon-induced reactions and preequilibrium angular distributions. Nucl. Phys. A373 (1982) 27

Reif, R., G. Saupe: Alignment and polarization in ($^{14}\text{N}, ^{12}\text{B}$) reactions. Journ. of Physics G8 (1982) L21

Reif, R., R. Schmidt: Zur Polarisation in tiefunelastischen Schwerionenreaktionen. Kernenergie 25 (1982) 79

Reif, R., D. Seeliger: Präcompoundprozesse in nukleoninduzierten Kernreaktionen. Kernenergie 25 (1982) 75

Reif, R., B. Weißbach: Reaktionsspektroskopie in einem Quasiteilchen-Phonon-Modell. Kernenergie 25 (1982) 77

Reif, R., B. Weißbach, E. Betak, Ch. Stoyanov, A.I. Vdovin: Direct inelastic proton scattering from odd A nuclei within a microscopic quasi-particle-phonon model. Journ. of Physics G6 (1982) 257

DIPLOMARBEITEN

Bedrich, M.: Numerische Untersuchungen zum Neutronenrauschen in Druckwasserreaktoren

Milek, B.: Einteilchenzustände in einem Zwei-Zentren-Schalenmodell

Oehme, L.: Untersuchungen zum massiven Transfer bei Schwerionenreaktionen

VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Guzman, F.: Incomplete Deepinelastic Collisions ^{a)}

Janssen, D.: Inelastic nuclear collisions in the framework of TDHF ^{a)}

Mädler, P.: Extension of the time-dependent Hartree-Fock method by approximately including short-range correlations. Contr. to the Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions and Nuclear Excitations, Dubna, 1982

Mädler, P.: Extension of TDHF by approximately accounting for short-range correlations. Contr. to the Braşov Intern. Summer School on Nuclear Collective Dynamics, Poiana Braşov, 1982

Mädler, P.: Extension of the time-dependent mean field theory by introducing time-dependent Jastrow correlations ^{a)}

Reif, R.: Non-equilibrium effects in nucleon and heavy-ion induced reactions. Europhysics Topical Conference on Neutron Induced Reactions, Smolenice, CSSR, Juni 1982

Reif, R.: Incomplete deepinelastic heavy ion collisions. Seminarvortrag, Institut für Kernforschung, Swierk, VR Polen, September 1982

Reif, R.: Kernkräfte und Dialektik der Natur. Vortrag in der Schülerakademie Dresden, Oktober 1982

Saupe, G.: Microscopic description of monopole excitations in nucleus-nucleus collisions ^{a)}

Schmidt, R.: Particle-hole description of IC ^{a)}

Teichert, J.: Particle-hole formalism for nucleon transfer in HIC ^{a)}

Teichert, J.: Nucleon exchange and energy dissipation in heavy ion collisions. Seminarvortrag, VIK Dubna, UdSSR, November 1982

^{a)} XIIth International Symposium on Nuclear Physics, Gaußig, DDR, November 1982

KARL-MARX-UNIVERSITÄT LEIPZIG, SEKTION PHYSIK, WB ANGEWANDTE KERNPHYSIK

VERÖFFENTLICHUNGEN

Geist, V.: Protonenstrahlenschäden in GaP (in russisch). Proc. 11. Allunionstagung, Moskau, Mai 1981

Geist, V., Ch. Ehrlich, R. Flügge, H.-J. Ullrich, W. Greiner, S. Rölls: Investigation of GaN Heteroepitaxial Layers by Means of the Kossel Effect Technique. Crystal Res. and Technol. 17 (1982) 245

Lehmann, D.: Zur experimentellen Arbeit mit dem Bandgenerator-Modell BG-02: Physik in der Schule 20 (1982) 167

DIPLOMARBEITEN

Schwinger, Uwe: Untersuchungen zum Nachweis von protonenstrahlinduzierten Gitterdefekten im GaP mittels Störstellenspektroskopie

Wolf, U.: Spezielle quantitative Elementanalysen an Manganknollen und Galliumarsenid-Substraten durch Spektroskopie ioneninduzierter Gamma- und Röntgenstrahlung. Preis der Sektion Physik 1982

VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Ascheron, C.: Untersuchungen zur Gitteraufweitung von GaP-Einkristallen beim Beschuß mit energiereichen schweren Ionen. Seminar im LJAR, VIK Dubna, 29.9.1982

Ascheron, C.: Bestimmung des Tiefenprofils der H-Verteilung an protonenimplantierten GaP mittels der Reaktion $^1\text{H}(^{19}\text{F}, \alpha)^{16}\text{O}$. 11. Herbstschule "Physik und Chemie der III-V-Halbleiter", Kyffhäuser, 25.11.1982

Geist, V.: Untersuchungen der Protonenstrahlchädigung von Halbleitern mittels röntgenographischer Methoden. 12. Allunionstagung, Moskau, Mai 1982

Geist, V.: Störstellenspektroskopie an protonenbestrahlten GaP und Ga(As,P)-Dioden. 11. Herbstschule "Physik und Chemie der III-V-Halbleiter", Kyffhäuser, 23.11.1982

Geist, V. u.a.: The application of the annular proportional counter technique and the Analytner-technique method for local spacing changes in imperfect single crystals. 11. Ungarische Konferenz über Röntgenbeugung, Győr, August 1982

Otto, G.: Untersuchungen am Leipziger Van-de-Graaff-Beschleuniger. Institutskolloquium, Debrecen, VR Ungarn, 7.10.1982

Otto, G.: Stoffanalytische Untersuchungen am 2-MeV-Beschleuniger der KMU Leipzig. Seminar im LJAR, VIK Dubna, 10.12.1982

Wolf, U.: Zerstörungsfreie Elementanalyse an biologischen und geologischen Proben mittels Spektroskopie ioneninduzierter Gamma-Strahlung. VIII. Zentrale Konferenz der Physik-Studenten, Halle, Februar 1982

Wolf, U.: Spezielle quantitative Elementanalysen an Manganknollen und Galliumarsenid-Substraten durch Spektroskopie ioneninduzierter Gamma- und Röntgenstrahlung. Öffentliche Verteidigung ausgezeichneter Diplomarbeiten, KMU Leipzig, Juli 1982

Wolf, U.
Zerstörungsfreie Stoffanalyse mittels Spektrometrie ioneninduzierter Gammastrahlung. VIII. Zentrale Leistungsschau der Studenten und jungen Wissenschaftler, Leipzig, 8. - 19.11.1982

Zechau, H.-E.: Lebensdauernmessungen am Compoundkern ^{28}Si mittels Schatteneffekt. Seminar im LJAR, VIK Dubna, 23.9.1982; Seminar im Institut für Kernphysik, MGU Moskau, 27.9.1982

WISSENSCHAFTLICHE PREISE

Sonderpreis des FDJ-Zentralrates zur VIII. Zentralen Physik-Studentenkonferenz

Wolf, Ulrich

Zerstörungsfreie Elementanalyse an biologischen und geologischen Proben mittels Spektroskopie ioneninduzierter Gamma-Strahlung

Georg-Meyer-Preis der Karl-Marx-Universität

Wolf, Ulrich (siehe oben)

FRIEDRICH - SCHILLER - UNIVERSITÄT JENA, SEKTION PHYSIK, WB IONOMETRIE

VERÖFFENTLICHUNGEN

- Andrä, G., H.-D. Geiler, G. Götz, K.-H. Heinig, H. Woittennek: Explosive liquid- phase crystallization of thin silicon films during pulse heating, phys. stat. sol. (a) 74 (1982) 511
- Fischer, H., E. Hacker, G. Schirmer: Rutherford backscattering analysis of glass surfaces and TiO_x thin films. Thin Solid Films 85 (1981) 343
- Fischer, H., H.-D. Geiler, G. Götz, A.V. Dvurechenskii, B.P. Kashnikov, L.S. Smirnov: Antiannealing effect in ion implanted and electron pulse irradiated quartz crystals. phys. stat. sol. (a) 69 (1982) K 139
- Geiler, H.-D., F. Thrum, G. Götz: Pd- silicide reactions induced by a millisecond laser pulse. phys. stat. sol. (a) 70 (1982) K 159
- Geiler, H.-D., K. Hehl, D. Stock: A model of energy deposition into semiconductors during laser annealing. phys. stat. sol. (a) 73 (1982) K 57
- Geiler, H.-D., G. Götz, M. Wagner, E. Glaser: Explosive liquid- phase crystallization of ion- implanted silicon. phys. stat. sol. (a) 73 (1982) K 161
- Glaser, E., G. Götz, N. Sobolev, W. Wesch: Investigation of radiation damage production in ion implanted silicon. phys. stat. sol. (a) 69 (1982) 603
- Gruska, B., G. Götz: Dechanneling by dislocations in ion implanted silicon. Rad. Eff. 59 (1982) 157
- Gärtner, K., K. Hehl: L_1 - dependence of low energy ranges in Si. phys. stat. sol. (b) 108 (1981) K 109
- Götz, G., H.-D. Geiler, M. Wagner: Pulse laser induced high- temperature solid phase annealing of arsenic implanted silicon. phys. stat. sol. (a) 73 (1982) 145
- Götz, G., B. Gruska: Dechanneling by dislocations and stacking faults in ion- implanted Si. Nucl. Instr. and Methods 194 (1982) 199
- Götz, G. : Comparison of nuclear and optical methods in the study of amorphized semiconductors and insulators. Nucl. Instr. and Methods 199 (1982) 61
- Hedler, H., W. André, G. Götz: Activation of high As- and Sb- concentrations in silicon by laser irradiation. phys. stat. sol. (a) 73 (1982) 333
- Hehl, K., B. Weber: Analysis of metallic layer systems by Rutherford backscattering spectrometry. Nucl. Instr. and Methods 199 (1982) 387
- Thieme, V., H. Hofmann, F. Schwabe, A. Dittmar, G. Berger: Grenzflächenuntersuchungen an Biovitrokeramik mittels protoneninduzierter Röntgenstrahlungsemission (PIKE). Dt. Gesundheitswesen 37 (1982) 1660
- Wesch, W., E. Wilk, K. Hehl: Radiation damage and near edge optical properties of nitrogen implanted gallium arsenide. phys. stat. sol. (a) 70 (1982) 243
- Wollschläger, K., L. Zollfrank, U. Jahn: Laserstrahlhomogenisierung mittels Streuscheibe und diffus reflektierendem Lichtleitrohr. Exp. Techn. d. Physik 29 (1981) 405

DIPLOMARBEITEN

- Bender, U.: Untersuchungen zur Laserausheilung von Transistorstrukturen
- Hopf, H.-D.: Gewinnung und Anwendungen von Eichstandards für die RBS- Mengenanalyse
- Stock, D.: Theoretische Bestimmung von Temperaturverteilungen und Schmelzfrontbewegungen in implantierten Siliciumschichten bei der Bestrahlung mit Laserimpulsen
- Unkroth, A.: Untersuchungen zur Rekristallisation und Oberflächenstochiometrie von Ar^+ -implantiertem GaAs bei Nanosekundenlaserbestrahlung

PROMOTIONEN A (Dr. rer. nat.)

- Jahn, U.: Ausheilung von ionenimplantierten Siliciumkristallen durch Bestrahlung mit Laser- bzw. Elektronenimpulsen. FSU, 15.4.1982

VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

- Andrä, W.: Ladungsträgerprofile und Untersuchung des Leitfähigkeitsmechanismus in Silicium nach Laserbestrahlung im Flüssigphasenregime. II. Symposium Grundlagen zu Bauelemente- Technologien der Mikroelektronik, Frankfurt/O., 25. - 27.5.1982
- Andrä, W., R. Herzer, K. Herre: Laserausheilung von As- implantiertem Polysilicium und Auswirkungen auf die Eigenschaften von Polysilicium- und Gateoxiden. II. Symposium Grundlagen zu Bauelemente- Technologien der Mikroelektronik, Frankfurt/O., 25. - 27.5.82
- Geiler, H.-D., G. Götz: Nichtkonventionelle Ausheilung als Impulstempverfahren. Sondertagung des Kombinats Mikroelektronik zu Diffusion und Ionenimplantation, Berlin, 22.4.1982
- Geiler, H.-D.: Effects of primary and secondary energy deposition in layered structures. Istituto di Struttura della Materia, Catania/Italien, 10.11.1982

- Geiler, H.-D.: Dynamics of solid-phase crystallization in amorphous Si. Istituto di Struttura della Materia, Catania/Italien, 10.11.1982
- Geiler, H.-D.: Explosive crystallization processes in amorphous Si-layers. Istituto di Struttura della Materia, Catania/Italien, 12.11.1982
- Glaser, E., H.-D. Geiler, G. Götz: Laserausheilung ionenimplantierter Schichten. Expertenberatung UdSSR-DDR, Halle, 23.11.1982
- Glaser, E., U. Jahn: Investigation of laser and electron induced recrystallization of silicon layers by means of dechanneling techniques. XII. Allunionskonferenz Wechselwirkung schneller geladener Teilchen mit Einkristallen, Moskau, 31.5. - 2.6.1982
- Gärtner, K., U. Jahn, G. Schlotzhauer: Die Energie- und Temperaturabhängigkeit der Dekanalisation in perfekten Kristallen. XII. Allunionskonferenz Wechselwirkung schneller geladener Teilchen mit Einkristallen, Moskau, 31.5. - 2.6.1982
- Gärtner, K., U. Jahn, G. Schlotzhauer: Die Dekanalisation an Defekten. XII. Allunionskonferenz Wechselwirkung schneller geladener Teilchen mit Einkristallen, Moskau, 31.5. - 2.6.1982
- Götz, G., E.-B. Kley, J. Mittenbacher, E. Wiedemann, E. Sennewald: Chemische Strukturätzung an ionenimplantierten anorganischen Halbleitern. II. Symposium Grundlagen zu Bauelemente-Technologien der Mikroelektronik, Frankfurt/O., 25. - 27.5.1982
- Götz, G., J. Mittenbacher, E. Sennewald, E. Wiedemann: Zur chemischen Ätzung von B^+ - und P^+ -implantierten SiO_2 - und Si_3N_4 -Schichten. II. Symposium Grundlagen zu Bauelemente-Technologien der Mikroelektronik, Frankfurt/O., 25. - 27.5.1982
- Götz, G., H. Karge: Ion Implantation into $LiNbO_3$. Int. Conf. on Ion Beam Modification of Materials, Grenoble/Frankreich, Juni 1982
- Götz, G., W. Andri, H.-D. Geiler, M. Wagner: Pulse laser induced epitaxial regrowth of ion implanted semiconductors. Int. Conf. on Ion Implantation, Berchtesgaden/BRD, Juni 1982
- Götz, G.: Ionenrückstreuung. Seminar Festkörperanalytische Methoden der TH Karl-Marx-Stadt, Karl-Marx-Stadt, 4.5.1982
- Götz, G.: Laserausheilung ionenimplantierter Halbleiterschichten. Wissenschaftliche Konferenz der TU Prag anlässlich der 275-Jahrfeier, Prag, 30.6.1982
- Götz, G.: Ion implantation and laser annealing in semiconductors. Physikalisches Institut der AdW der UdSSR (FIAN), Moskau, 20.10.1982
- Götz, G.: Laser induced recrystallization processes in semiconductor layers. Physikalisches Institut der AdW der UdSSR (FIAN), Moskau, 21.10.1982
- Götz, G.: Neue Entwicklungen auf dem Gebiet der Ionenimplantation und ihre technische Realisierung. Bereich 07 der Humboldt-Universität, Berlin, 4.11.1982
- Götz, G.: Stand und Entwicklungstrends der Ionenimplantation. Bereich Kern- und Festkörperphysik des ZfK, Rossendorf, 5.11.1982
- Heurain, E., S.I. Schestak: Solid state laser systems with rectangular intensity profiles. Int. Conf. on Lasers '82, New Orleans/USA, 13. - 17.12.1982
- Sennewald, E., G. Götz, J. Mittenbacher, E. Wiedemann: Bestimmung der Implantationsprofile von Bor und Phosphor in SiO_2 - und Si_3N_4 -Schichten mittels chemischer Ätzung. II. Symposium Grundlagen zu Bauelemente-Technologien der Mikroelektronik, Frankfurt/O., 25. - 27.5.1982
- Thrum, F., G. Götz, H.-D. Geiler, M. Heig, K. Blüthner: Pd-Silicid-Reaktion durch Millisekunden-Laserbestrahlung. II. Symposium Grundlagen zu Bauelemente-Technologien der Mikroelektronik, Frankfurt/O., 25. - 27.5.1982
- Wagner, M.: Echtzeitmessungen zur Bewegung von Phasenfronten in ionenimplantiertem Silicium bei Laserbestrahlung mit Millisekundenimpulsen. Komplexseminar Mikroelektronik, Rossendorf, 24.6.1982
- Wesch, W., E. Wilk, K. Fekl: Ionometrische und optische Untersuchungen von Strahlenschäden in ionenimplantiertem GaAs. XI. Schule Physik und Chemie der A_3B_5 -Halbleiter der KMU Leipzig, Kyffhäuser, 22. - 27.11.1982
- Wesch, W.: Radiation damage in ion implanted InAs. Physikalische Fakultät der Universität Tbilissi, Tbilissi/UdSSR, 4.10.1982
- Just, H., H. Karge, U. Schlenzig: Ionenimplantierte Wellenleiter. 14. Frühjahrschule Optik der Physikalischen Gesellschaft, Leipzig, 29.3. - 2.4.1982

BERGAKADEMIE FREIBERG, SEKTION PHYSIK, WB ANGEWANDTE PHYSIK

VERÖFFENTLICHUNGEN

Unterricker, S. and F. Schneider: TDPAC-Investigation of ^{111}Cd in Silicon after Recoil Implantation of the Parent Nuclei ^{111}In . phys. stat. sol. (a) 75 (1983) 155

Draganov, L.F., S. Unterricker, F. Schneider und M. Kreher: Bestimmung der Ionengeschwindigkeit bei der elektrochemischen Verfestigung von bindigen Lockergesteinen in einem realen Modell des Elektrodennetzes. Neue Bergbautechnik 12 (1982) 204

Braun, H., E. Frittsch und C. Pietzsch: Untersuchungen zum Phasenaufbau des Systems $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3/\text{ZrO}_2$ - ein Beitrag zur Entwicklung eines oxidkeramischen Elektrodenmaterials. Silikatechnik 33 (1982) 7

Frittsch, E., C. Pietzsch, H. Hoegn and H.-J. Huhn: The MORIN-Transition - a Sensitive Criterion for Testing the Quality of $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Crystal Research & Technologie 17 (1982) 1443

VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Unterricker, S.: Grundlagen und Einsatzmöglichkeiten der Meßmethode "Geordnete Winkelkorrelationen (PAC)". † Kolloquium "Mößbauerspektrometrie", Freiberg, 1. und 2. 02. 1982

Schneider, F.: PAC- und Mößbaueruntersuchungen an binären Halbleitern †).

Frittsch, E. und C. Pietzsch: Die MORIN-Temperatur als Größe zur Qualitätscharakterisierung von $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ †).

Pietzsch, C., E. Frittsch, H. Kubsch und H. Braun: Bindungseigenschaften und -struktur von Sn(II)-Phosphonaten †).

Frittsch, E. und H. Kubsch: Erfahrungen der Fitgüte von Mößbauerspektren mittels MISFIT †).

VERANSTALTUNGEN

2-Tageskolloquium: Neue Ergebnisse auf dem Gebiet der Mößbauerspektrometrie. Freiberg, 1./2. 02. 1982, Sektion Physik der Bergakademie Freiberg, WB "Angewandte Physik".