

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

**БЮЛЛЕТЕНЬ  
ИНФОРМАЦИОННОГО  
ЦЕНТРА  
ПО ЯДЕРНЫМ  
ДАНЫМ**

**ПРИЛОЖЕНИЕ**

Distribution of resonance neutrons  
in homogeneous media, I. P. Abagyan  
et al.; supplement to the Information  
Bulletin; 1968

АТОМИЗДАТ • 1968



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

Б Ю Л Л Е Т Е Н Ъ  
ИНФОРМАЦИОННОГО ЦЕНТРА ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ

П Р И Л О Ж Е Н И Е  
РАСПРОСТРАНЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ В ГОМОГЕННЫХ СРЕДАХ  
ТЕОРИЯ И СПЕЦИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ

Л.П.Абагян, Ф.Ф.Михайлус, М.Н.Николаев, В.В.Орлов

Атомиздат  
Москва-1968

В работе приводятся таблицы и графики функции, позволяющие вычислить выражение типа  $\langle \frac{\sigma_x}{\sigma} \rangle = f_x(\alpha, \xi, \varphi)$ ;  $\langle \frac{1}{\sigma_n} \rangle = f_n(\alpha, \xi, \varphi)$  для различных разбавлений резонансного поглотителя другими элементами с учетом эффекта Доплера и интерференции резонансного и потенциального рассеяния. Все вычисления сделаны для случая узкого изолированного брейт-вигнеровского резонанса. В работе рассмотрены также некоторые теоретические вопросы, связанные с распространением резонансных нейтронов в гомогенных средах.

# О Г Л А В Л Е Н И Е

Стр.

В В Е Д Е Н И Е .....	5
Г Л А В А I. ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В СРЕДАХ С РЕЗОНАНСНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ И ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ СРЕДЫ.....	6
1. Приближение постоянства плотности столкновений и слабой диффузии [I] .....	6
2. Учёт анизотропного неупругого рассеяния и замедления на водороде .....	10
3. Поправки к приближению "узких резонансов" .....	13
4. Приближение Грдинга-Гертцеля .....	16
5. Влияние диффузии на микроструктуру спектра нейтронов.....	17
6. Учет перекрывания резонансов .....	23
7. Эффективные константы кинетического уравнения Больцмана.....	27
Г Л А В А II. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ .....	28
Ф у н к ц и и $K_a(\alpha, \xi, \varphi)$ .....	33
Ф у н к ц и и $K_1(\alpha, \xi, \varphi)$ .....	83
Ф у н к ц и и $K_2(\alpha, \xi, \varphi)$ .....	117
Ф у н к ц и и $K_3(\alpha, \xi, \varphi)$ .....	149
Ф у н к ц и и $K_4(\alpha, \xi, \varphi)$ .....	175
Л и т е р а т у р а .....	200

## В В Е Д Е Н И Е

Важность учета резонансной структуры сечений ядер (особенно урана-238) была понята еще на ранних стадиях разработки ядерных реакторов на тепловых нейтронах. При разработке реакторов на быстрых нейтронах первоначально предполагалось, что резонансные эффекты в них будут несущественны. Однако уже в 1957 г. И.И.Бондаренко было отмечено, что и в реакторах на быстрых нейтронах эти эффекты могут быть очень важны. Позже это было подтверждено макроскопическими экспериментами и соответствующими расчетами.

Оказалось, что в отличие от реакторов на тепловых нейтронах, где резонансная самоэкранировка сечений проявляется в основном в резком повышении вероятности избежать резонансного захвата, в реакторах на быстрых нейтронах резонансные эффекты существенно сказываются не только на величине эффективного сечения поглощения, но и на замедляющей способности среды и на ее диффузионных характеристиках.

Из-за этого обстоятельства, а также вследствие сложности и многообразия форм нейтронных спектров в реакторах на быстрых нейтронах потребовалась разработка детальной теории распространения нейтронов в средах с резонансными сечениями, основанной на рассмотрении строгого кинетического уравнения (так как при расчетах реакторов на быстрых нейтронах во многих случаях нельзя ограничиться диффузионным приближением).

Эта теория излагается в первой главе настоящей работы. На основе этой теории получено кинетическое уравнение для нейтронного потока, усредненного по многим резонансам, в котором в качестве нейтронно-физических констант среды фигурируют определенным образом сглаженные по резонансам эффективные сечения.

Далее в этой работе рассматриваются различные приближения, в которых указанные эффективные сечения могут быть выражены в виде более или менее простых функций резонансных параметров. Показано, что для широкого класса случаев эти сечения могут быть получены, если известны некоторым образом определенные факторы резонансной самоэкранировки сечений, являющихся функциями трех параметров -  $\alpha$ ,  $\xi$ ,  $\varphi$ :

$$\alpha = \sigma_{z0} / (\sigma_p + \tilde{\sigma}),$$

где  $\sigma_{z0} = 4\pi\lambda^2 \cdot g \cdot \frac{\Gamma^2}{\Gamma}$ ,  $\sigma_p$  - сечение потенциального рассеяния, а  $\tilde{\sigma}$  - суммарное среднее полное сечение всех остальных компонентов среды, приходящееся на один атом рассматриваемого элемента с резонансными сечениями;

$$\xi = \Gamma / \Delta,$$

где  $\Delta = 2\sqrt{\frac{E_0 kT}{A}}$  - доплеровская ширина;

$\varphi$  - фаза потенциального рассеяния, когерентного резонансному.

Определение этих коэффициентов и методика их расчета описываются во второй главе. Там же даны указания по пользованию результатами расчетов, приведенными как в виде графиков, так и табличной форме.

ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В СРЕДАХ С РЕЗОНАНСНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ  
И ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ СРЕДЫ

I. Приближение постоянства плотности столкновений и слабой  
диффузии [ I ]

Рассмотрим случай, когда градиент нейтронного потока достаточно мал, неупругое рассеяние несущественно, а также отсутствует замедление на водороде. В этом случае формирование микроструктуры нейтронного спектра, обусловленной резонансным характером сечений среды, будет происходить лишь в процессе упругого замедления нейтронов. Сформулированное условие можно записать в виде

$$\left| \frac{\langle \nabla^2 F \rangle}{\langle F \rangle} \right| \ll \bar{\Sigma}_{3(e)} + \bar{\Sigma}_a \quad (I)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по интервалу летаргии  $\Delta u$ , величина которого предполагается достаточной для того, чтобы усреднение по этому интервалу приводило к эффективному сглаживанию сечений и в то же время достаточно малой для того, чтобы усредненный по этому интервалу нейтронный поток мог бы с удовлетворительной определенностью (с точки зрения задач нейтронно-физических расчетов реакторов) характеризоваться средней энергией.

$\bar{\Sigma}_{3(e)}$  -сечение упругого замедления нейтронов из интервала  $\Delta u$ ;  $\bar{\Sigma}_a$  -среднее сечение поглощения. Что касается закона усреднения, обозначаемого черточками над сечениями, то он будет определен позднее.

Условие (I) близко к условию применимости диффузионного приближения. Однако расчеты, выполненные с помощью констант, усредненных при этом условии, могут производиться и в более точных приближениях, т.к. (I) будет использоваться лишь при вычислении весовых функций, необходимых для усреднения констант.

Условие применимости констант, полученных в предположении (I), может нарушаться вблизи концентрированных нейтронных источников, вблизи границ раздела сред, в средах с глубокими интерференционными минимумами, т.е. во всех тех случаях, когда в формировании нейтронного спектра важную роль играют нейтроны, не испытавшие с ядрами рассматриваемой среды ни одного столкновения, приведшего к потере энергии, сравнимой с шириной резонансных особенностей.

В этих случаях структура нейтронного спектра существенно изменяется при переходе от одной точки среды к другой, а потому изменяются и средние сечения. Ясно поэтому, что расчет таких систем с помощью заранее составленных эффективных констант не может быть произведен. Ограничимся рассмотрением широкого круга реакторных задач, в которых условие (I) выполняется достаточно хорошо. Что означают слова "достаточно хорошо" будет определено в следующем параграфе.

Рассмотрим кинетическое уравнение в представлении сферических гармоник:

$$\begin{aligned} \Sigma_t \cdot F_0 + \frac{\partial F_1}{\partial x} &= S(x, u) + \sum_i \int_{u-2i}^u F_0(x, u') \cdot \Sigma_s^i(u') \cdot f_0^i(u' \rightarrow u) du' \\ \Sigma_t F_\ell + \frac{1}{2\ell+1} \left\{ (\ell+1) \frac{\partial F_{\ell+1}}{\partial x} + \ell \frac{\partial F_{\ell-1}}{\partial x} \right\} &= \sum_i \int_{u-2i}^u F_\ell(x, u') \cdot \Sigma_s^i(u') \cdot f_\ell^i(u' \rightarrow u) du' \quad (2) \\ & \quad (\ell \geq 1) \end{aligned}$$

Здесь  $\Sigma_i$  - максимальное приращение летаргии при рассеянии на ядрах сорта  $i$ , суммирование по  $i$  ведется по всем сортам ядер, содержащимся в среде;  $f_e^i$  - гармоника индикатрисы упругого рассеяния. Усреднив эти уравнения по интервалу  $\Delta u$  получим систему уравнений для нейтронного потока, сглаженного по резонансным особенностям:

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}_0(u) \cdot \bar{F}_0(x, u) + \frac{\partial \bar{F}_1(x, u)}{\partial x} &= S(x, u) + \sum_i \int_{u-2i}^u \bar{F}_0(x, u') \cdot \bar{\Sigma}_{s0}^i(u'-u) du' ; \\ \bar{\Sigma}_\ell(u) \cdot \bar{F}_\ell(x, u) + \frac{1}{2\ell+1} \left\{ (\ell+1) \frac{\partial \bar{F}_{\ell+1}(x, u)}{\partial x} + \ell \frac{\partial \bar{F}_{\ell-1}(x, u)}{\partial x} \right\} &= \\ &= \sum_i \int_{u-2i}^u \bar{F}_\ell(x, u') \cdot \bar{\Sigma}_{s\ell}^i(u'-u) du' ; \quad (\ell \geq 1) \end{aligned} \quad (3)$$

где усредненные сечения определяются формулами

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}_\ell &= \frac{\langle \Sigma_\ell \cdot F_\ell \rangle}{\langle F_\ell \rangle} \\ \bar{\Sigma}_{s\ell}^i &= \frac{\langle F_\ell \cdot \Sigma_s^i \cdot f_e^i \rangle}{\langle F_\ell \rangle} \end{aligned} \quad (4)$$

а

$$\bar{F}_\ell = \langle F_\ell \rangle \quad (5)$$

Для вычисления определенных выше усредненных сечений необходимо знать не только детальное энергетическое поведение сечений, (которое мы считаем известным), но и соответствующую микроструктуру спектров сферических гармоник. Для нахождения последней воспользуемся условием (I) и пренебрежем в уравнении (2) членом, содержащим  $F_{\ell+1}$ . Тогда получим

$$F_\ell \Sigma_\ell = \sum_i \int_{u-2i}^u F_\ell(x, u') \cdot \Sigma_s^i(u') \cdot f_e^i(u'-u) du' - \frac{\ell}{2\ell+1} \frac{\partial F_{\ell-1}}{\partial x}. \quad (\ell \geq 1) \quad (6)$$

Из условия (I) естественно предположить, что структура нейтронного спектра в пределах малого интервала  $\Delta u$  не будет зависеть от координат (поскольку, как отмечалось, она формируется в этом случае лишь в процессе упругого замедления нейтронов, одинакового во всей среде). Будем искать решение системы (6) в форме

$$F_\ell = \psi_\ell \sum_{n=0}^{\ell} a_{\ell, n} \frac{1}{\Sigma_\ell^{n+1}} \quad (7)$$

где  $\psi_\ell$  - плавная функция энергии, содержащая зависимость от координат, а  $a_{\ell, n}$  от координат не зависят. Подставив (7) в (6) получим

$$\psi_\ell \sum_{n=0}^{\ell} a_{\ell, n} \frac{1}{\Sigma_\ell^{n+1}} = \sum_i \int_{u-2i}^u F_\ell \Sigma_s^i f_e^i da' - \frac{\ell}{2\ell+1} \frac{\partial \psi_{\ell-1}}{\partial x} \sum_{n=0}^{\ell-1} a_{\ell-1, n} \frac{1}{\Sigma_\ell^{n+1}}. \quad (8)$$



Для определения интегрального члена умножим уравнение (6) для  $u = u''$  на отношение

$$\frac{\Sigma_{sc}(u'' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u'')} = \sum_i \frac{\Sigma_s^i(u'') \cdot f_c^i(u'' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u'')}$$

и проинтегрируем по  $u''$  от  $u - \max(z_i)$  до  $u$ . Предположим, далее, что максимальная потеря энергии при упругом рассеянии намного превышает ширины резонансов (приближение "узких резонансов", всегда выполняющееся для достаточно высоко лежащих уровней, поскольку нейтронная ширина для  $S$ -резонансов растет пропорционально  $\sqrt{E}$ , тогда как потеря энергии при рассеянии пропорциональна  $E$ ). При этом интегральный член в (8) будет плавной функцией энергии и при интегрировании по  $u$  и может быть вынесен из-под знака интеграла

$$\begin{aligned} & \sum_i \int_{u-z_i}^u F_c(u'') \cdot \Sigma_s^i(u'') \cdot f_c^i(u'' \rightarrow u) du'' = \\ & = \sum_i \int_{u-z_i}^u F_c(u') \cdot \Sigma_s^i(u') \cdot f_c^i(u' \rightarrow u) du' \cdot \int_{u-\max(z_i)}^u \frac{\Sigma_{sc}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u')} du' - \\ & \quad - \frac{\ell}{2\ell+1} \frac{\partial \psi_{\ell-1}}{\partial x} \sum_{n=0}^{\ell-1} u_{\ell-1, n} \int_{u-\max(z_i)}^u \frac{\Sigma_{sc}(u' \rightarrow u)}{[\Sigma_t(u')]^{n+2}} du'. \end{aligned} \quad (9)$$

Определив отсюда искомый интегральный член, подставив его в (8) и разделив на  $\psi_\ell$ , получим:

$$\sum_{n=0}^{\ell} a_{\ell, n} \frac{1}{\Sigma_t^n} = R_\ell \sum_{n=0}^{\ell-1} a_{\ell-1, n} \left\{ \frac{\int_{u-\max(z_i)}^u \frac{\Sigma_{sc}(u' \rightarrow u)}{[\Sigma_t(u')]^{n+2}} du'}{1 - \int_{u-\max(z_i)}^u \frac{\Sigma_{sc}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u')} du'} + \frac{1}{\Sigma_t^{n+1}} \right\}, \quad (10)$$

где

$$R_\ell = - \frac{1}{\psi_\ell} \cdot \frac{\ell}{2\ell+1} \frac{\partial \psi_{\ell-1}}{\partial x} \quad (11)$$

плавная функция энергии, содержащая зависимость от координат. Для целей усреднения сечений этот множитель несущественен. Опустив его и приравняв члены, содержащие  $1/\Sigma_t$  в одинаковой степени, получим

$$a_{\ell, n} = a_{\ell-1, n-1}. \quad (12)$$

Отсюда следует, что сумма (7) может быть записана в виде:

$$F_\ell = \sum_{n=0}^{\ell} a_{\ell-n} \frac{1}{\Sigma_t^{n+1}}, \quad (13)$$

где величины  $a_{\ell-n}$  определяются из (10) после сокращения членов с одинаковыми степенями  $1/\Sigma_t$ ;

$$a_l = a_{l-1} = a_{l,0} = \frac{1}{1 - \int \frac{\Sigma_{sc}}{\Sigma_t} du'} \sum_{n=0}^{l-1} a_{l-n-1} \int \frac{\Sigma_{sc}}{\Sigma_t^{n+2}} du',$$

$$a_0 = 1. \quad (14)$$

Воспользовавшись предположением о большой величине потери энергии по сравнению с шириной резонансных особенностей, заменим в (14) интегралы их средними значениями в интервале  $\Delta u$ :

$$\int \frac{\Sigma_{sc}(u' \rightarrow u)}{[\Sigma_t(u')]^m} du' \approx \left\langle \frac{\Sigma_{sc}(u')}{[\Sigma_t(u')]^m} \right\rangle, \quad (15)$$

где

$$\Sigma_{sc}(u') = \int_{u'}^{u' + \max(\Delta u)} \Sigma_{sc}(u' \rightarrow u) du. \quad (16)$$

В результате получим

$$a_l = \frac{1}{1 - \left\langle \frac{\Sigma_{sc}}{\Sigma_t} \right\rangle} \sum_{n=0}^{l-1} a_{l-n-1} \left\langle \frac{\Sigma_{sc}}{\Sigma_t^{n+2}} \right\rangle; \quad a_0 = 1. \quad (17)$$

Определив по рекуррентной формуле (17) коэффициенты  $a_l$  и подставив их в выражение (7), получим энергетическую зависимость гармоник нейтронного потока с точностью до плавно зависящего от энергии множителя  $\Psi_l$ . Используя эту зависимость для определения эффективных сечений (4), получим

$$\bar{\Sigma}_l = \frac{\sum_{n=0}^l a_{l-n} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^n} \right\rangle}{\sum_{n=0}^l a_{l-n} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{n+1}} \right\rangle}; \quad (18)$$

$$\bar{\Sigma}_{sc}^i(u' \rightarrow u) = \frac{\sum_{n=0}^l a_{l-n} \left\langle \frac{\Sigma_{sc}^i(u'') \cdot f_c^i(u'' \rightarrow u)}{\Sigma_t^{n+1}(u'')} \right\rangle u''}{\sum_{n=0}^l a_{l-n} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{n+1}} \right\rangle}.$$

Как видно из полученных формул, при сделанных предположениях эффективные константы не зависят от координат, т.е. могут быть вычислены заранее. Это весьма удобное свойство эффективных констант (18) появилось благодаря пренебрежению в формуле (6) членом, содержащим  $F_{e+1}$ . Легко показать, что попытка уточнить полученные формулы путем учета указанного члена в приближении (7) приводит к появлению пространственной зависимости сечений, т.к. члены, содержащие эту зависимость уже не удастся целиком выделить в не существенный для усреднения множитель, как это можно было сделать в формуле (10). Поправочные члены оказываются пропорциональными  $\partial \Psi_{e+1} / \partial \Psi_{e-1}$ . Оценка роли этих членов будет рассмотрена позднее. Отметим, наконец, что для  $l=0$  приближение (7) имеет вид

$$\Sigma_t \cdot F_0 = \Psi_0,$$

т.е. эквивалентно условию постоянства плотности столкновений в пределах малого интервала  $\Delta u$  (в котором  $\psi_0$  можно считать постоянным).

2. Учет анизотропного неупругого рассеяния и замедления на водороде

Если имеет место неупругое замедление нейтронов в рассматриваемый энергетический интервал, но его можно считать изотропным, то полученные выше формулы усреднения не изменяются. Действительно, в этом случае в правой части первого из уравнения (2) добавится член

$$\sum_i \int F_0(x, u') \Sigma_{in}^i(u') \cdot f_{0, in}^i(u' \rightarrow u) du'$$

являющийся плавной функцией энергии. Поэтому в рамках принятого приближения, когда при оценке спектра  $F_0$  членом  $\partial F_1 / \partial x$  пренебрегается, условие постоянства плотности столкновений в пределах малого интервала  $\Delta u$  сохраняется. Что же касается уравнений для ненулевых гармоник потока, то они в силу сделанного предположения об изотропии неупругого рассеяния, вообще не изменятся, т.к. это предположение означает, что

$$f_{\ell, in}^i(u' \rightarrow u) = 0 \quad \text{для } \ell > 0.$$

По иному будет обстоять дело, если неупругое рассеяние в лабораторной системе координат существенно анизотропно. При неупругом рассеянии на легких ядрах такая анизотропия наблюдается даже тогда, когда неупругое рассеяние изотропно в системе центра инерции (за счет передачи момента ядру отдачи). Совершенно аналогичная ситуация возникает и при наличии замедления на водороде, также приводящего к большим потерям энергии.

Из общих соображений ясно, что в этом случае усредненные константы будут зависеть от координат, т.к. роль появляющихся в правых частях уравнений (2) членов

$$\sum_i \int F_\ell(u') \cdot \Sigma_{in}^i(u') \cdot f_{\ell, in}^i(u' \rightarrow u) du'$$

и

$$\int F_\ell(u') \Sigma_t^H(u') f_{\ell}^H(u' \rightarrow u) du'$$

будет, вообще говоря, зависеть от координат в силу сильного различия  $u$  и  $u'$ .

Уравнение (6) приобретает в этом случае вид

$$F_\ell \Sigma_t = \sum_i \int_{u-2i}^u F_\ell(x, u') \cdot \Sigma_{in}^i(u') f_{\ell}^i(u' \rightarrow u) du' - \frac{\ell}{2\ell+1} \frac{\partial F_{\ell-1}}{\partial x} \quad (12)$$

$$+ \sum_i \int F_\ell(x, u') \Sigma_{in}^i(u') f_{\ell, in}^i(u' \rightarrow u) du' + \int F_\ell(x, u') \Sigma_t^H(u') \cdot f_{\ell}^H(u' \rightarrow u) du'$$

$(\ell > 0)$

Будем по-прежнему искать решение этого уравнения в форме (?). Подставив (?) в (I9), получим

$$\psi_l \sum_{n=0}^l a_{l,n} \frac{1}{\Sigma_t^n} = \sum_i \int_{u-z_i}^u F_e \Sigma_t^i f_e^i du' - \frac{l}{2l+1} \frac{\partial \psi_{l-1}}{\partial x} \sum_{n=0}^{l-1} a_{l-1,n} \frac{1}{\Sigma_t^{n+1}} + \quad (20)$$

$$+ \sum_i \int F_e \Sigma_{in}^i f_{e,in}^i du' + \int F_e \Sigma_t^H f_e^H du'.$$

Воспользовавшись для определения первого члена в правой части (20) тем же приемом, что и выше, получим

$$\left[ 1 - \int_{u-\max(z_i)}^u \frac{\Sigma_{se}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u)} du' \right] \cdot \sum_i \int_{u-z_i}^u F_e \Sigma_s^i f_e^i du' =$$

$$= -\frac{l}{2l+1} \frac{\partial \psi_{l-1}}{\partial x} \sum_{n=0}^l a_{l-1,n} \int_{u-\max(z_i)}^u \frac{\Sigma_{se}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t^{n+2}(u')} du' + \quad (21)$$

$$+ \int_{u-\max(z_i)}^u \frac{\Sigma_{se}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u')} du' \left[ \sum_i \int F_e \Sigma_{in}^i f_{e,in}^i du' + \int F_e \Sigma_t^H f_e^H du' \right].$$

Из (20) и (21) получаем

$$\sum_{n=0}^l a_{l,n} \frac{1}{\Sigma_t^n} = R_l \left\{ \sum_{n=0}^{l-1} a_{l-1,n} \frac{1}{\Sigma_t^{n+1}} + \sum_{n=0}^{l-1} a_{l-1,n} \frac{\int_{u-\max(z_i)}^u \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t^{n+2}} du'}{1 - \int_{u-\max(z_i)}^u \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t} du'} + \right.$$

$$\left. \frac{1 + \int_{u-\max(z_i)}^u \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t} du'}{(1 - \int_{u-\max(z_i)}^u \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t} du') \cdot R_l \psi_e} \left[ \sum_i \int F_e \Sigma_{in}^i f_{e,in}^i du' + \int F_e \Sigma_t^H f_e^H du' \right] \right\}. \quad (22)$$

Отсюда, как и раньше, следует, что

$$a_{l,n} = a_{l-n}$$

Сократив члены, содержащие  $1/\Sigma_t$  в одинаковой степени и опустив несущественный для нас множитель  $R_l$  перед фигурными скобками, придем к формуле для  $a_l$ :

$$a_l = \sum_{n=0}^{l-1} a_{l-n-1} \frac{\left\langle \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t^{n+2}} \right\rangle}{1 - \left\langle \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t} \right\rangle} + \frac{1 + \left\langle \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t} \right\rangle}{1 - \left\langle \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t} \right\rangle} \frac{1}{R_l \psi_e} \times$$

$$\times \left[ \sum_i \int F_e \Sigma_{in}^i f_{e,in}^i du' + \int F_e \Sigma_t^H f_e^H du' \right], \quad (23)$$

второй член которой содержит зависимость от координат и плавных изменений спектра. Для определения множителя  $1/R_e$  и  $\psi_e$  воспользуемся выражением (7). Усреднив его по интервалу  $\Delta u$ , получим

$$\bar{F}_e(x, u) = \psi_e(x, u) \cdot \sum_{n=0}^{\ell} a_{e-n} \cdot \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{n+1}} \right\rangle. \quad (24)$$

Определим отсюда  $\psi_e$ , выделив при этом член, содержащий  $a_e$ :

$$\psi_e(x, u) = \frac{\bar{F}_e(x, u)}{a_e \left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle + \sum_{n=0}^{\ell-1} a_{e-n-1} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{n+2}} \right\rangle} \quad (25)$$

Усредним теперь (19) по интервалу  $\Delta u$  и определим

$$\begin{aligned} \frac{1}{\bar{F}_e} \frac{\partial \bar{F}_{e-1}}{\partial x} &= -\bar{\Sigma}_e + \frac{1}{\bar{F}_e} \int \bar{F}_e \bar{\Sigma}_{se}(u' \rightarrow u) du' + \\ &+ \frac{1}{\bar{F}_e} \int \bar{F}_e \Sigma_{in,e}(u' \rightarrow u) du' + \frac{1}{\bar{F}_e} \int \bar{F}_e \Sigma_e^H(u' \rightarrow u) du'. \end{aligned} \quad (26)$$

Во втором члене в правой части  $\bar{F}_e(u)$ , стоящее в знаменателе перед интегралом можно внести под знак интеграла и сократить с  $\bar{F}_e(u')$  т.к. в пределах интервала латергии, равного ее изменению при упругом рассеянии на сравнительно тяжелых ядрах (водород выделен) усредненный поток не может сильно измениться. В третьем и четвертом членах, учитывающих большие потери энергии при неупругом рассеянии и замедлении на водороде, так сделать нельзя, т.к.  $u'$  и  $u$  сильно отличаются друг от друга.

Определив  $\psi_e$  и  $R_e$  согласно (25), (II) и (26) и подставив их в (23) получим (воспользовавшись выражениями (18) для эффективных сечений и выделив члены, содержащие  $a_e$ ):

$$\begin{aligned} a_e &= \frac{1}{1 - \left\langle \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t} \right\rangle} \left\{ \sum_{n=0}^{\ell-1} a_{e-n-1} \left\langle \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t^{n+2}} \right\rangle + \right. \\ &+ \left. \frac{\left(1 + \left\langle \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t} \right\rangle\right) \left[ a_e \left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle + \sum_{n=0}^{\ell-1} a_{e-n-1} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{n+2}} \right\rangle \right] \cdot \sum_{n=0}^{\ell-1} a_{e-n-1} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{n+2}} \right\rangle \cdot K(u)}{a_e \left(1 - \left\langle \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t} \right\rangle\right) + \sum_{n=0}^{\ell-1} a_{e-n-1} \left( \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{n+1}} \right\rangle - \left\langle \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t^{n+2}} \right\rangle \right) - \left[ a_e \left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle + \sum_{n=0}^{\ell-1} a_{e-n-1} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{n+2}} \right\rangle \right] \cdot K(u)} \right\}, \end{aligned} \quad (27)$$

где

$$K(x, u) = \frac{1}{\bar{F}_e(x, u)} \left\{ \int \bar{F}_e(x, u') \cdot \Sigma_{in,e}(u' \rightarrow u) du' + \int \bar{F}_e(x, u') \Sigma_e^H(u' \rightarrow u) du' \right\}. \quad (28)$$

Выражение (27) представляет собой уравнение относительно  $a_e$ . Однако разрешать его относительно  $a_e$  нет смысла, т.к. величина  $K(x, u)$  а priori не известна.

Поэтому естественным путем определения коэффициентов  $a_e$  является метод последовательных приближений. Сначала коэффициенты  $a_e$  вычисляются по формулам (17), по ним определяются эффективные константы (18). Из решения эмпирического уравнения находятся усредненные потоки  $\bar{F}_e(x, u)$ . Далее коэффициенты  $a_e$  уточняются по формуле (27), причем во втором члене в фигурных скобках естественно использовать величины  $a_e$  из предыдущего приближения. Процедура повторяется до тех пор, пока коэффициенты  $a_e$  не перестанут изменяться. Трудность при этом заключается в том, что в ненулевом приближении  $a_e$ , а следовательно и эффективные константы, оказываются пространственно-зависимыми. Из (28) видно, что эта зависимость определяется пространственными изменениями усредненного по резонансам нейтронного спектра. В большинстве практических случаев эти изменения в пределах одной зоны реактора, характеризующейся определенным составом, невелики и при определении  $a_e$  из (27) можно пользоваться интегральными (по зоне) спектрами сферических гармоник.

В противном случае пространственная зависимость эффективных сечений может быть учтена путем выделения дополнительных зон, обладающих тем же составом, но различными интегральными спектрами.

### 3. Поправки к приближению "узких резонансов"

Выше предполагалось, что резонансы узки по сравнению с потерей энергии при упругом рассеянии. Именно поэтому правая часть первого из уравнений (2) являлась плавной функцией энергии, что в условиях малой диффузии приводило к постоянству плотности столкновений. В действительности, такое рассмотрение не точно: в случае изолированных резонансов за каждым из них плотность столкновений испытывает плачевские осцилляции, приводящие к отклонению  $F_e(x)$  от  $1/Z_e(u)$ . В рамках изложенного метода усреднения учет этих осцилляций не представляет больших сложностей. Однако влияние этого эффекта едва ли может быть существенным в области энергий, где применим статистический подход к учету резонансной структуры сечений. Действительно, вклад каждого отдельного резонанса в плотность столкновений вообще мал (по порядку величины он равен  $\Gamma/\bar{z}$ , где  $\bar{z}$  - среднее расстояние между резонансами), и учет распределения расстояний между уровнями приводит к усреднению флуктуаций плотности столкновений в резонансах. Правда, в силу эффекта "отталкивания" уровней с одинаковым спином и четностью, т.е. в связи с отличием распределения расстояний между резонансами от случайного, небольшой эффект все же остается. Однако знак этого эффекта зависит от отношения среднего расстояния между уровнями и потери энергии при упругом рассеянии. В связи со сравнительно быстрым изменением этого отношения с энергией, эффект плачевских осцилляций быстро меняет знак и вследствие этого становится еще менее существенным.

Более важен случай резонансов с шириной, сравнимой с потерей энергии при рассеянии, когда непостоянство плотности столкновений может заметно сказаться на величине эффективных сечений (при рассмотрении резонансов очень широких по сравнению с потерей энергии при рассеянии можно пренебречь замедлением на изотопе с резонансными сечениями, т.е. воспользоваться приближением "бесконечной массы").

Как уже отмечалось выше, число резонансов, которые нельзя считать "узкими", ограничено. Наиболее низколежащие из этих резонансов при выполнении точных расчетов вообще следует рассматривать отдельно, вводя в расчет достаточно детальную информацию о поведении сечения в окрестности этих резонансов. (Это относится, например, к резонансу натрия при 2,9 кэВ; при расчете, скажем натриевого и доплеровского коэффициентов реактивности в реакторах на быстрых нейтронах желательно знать в окрестности этого резонанса детальный ход нейтронного потока, усредненного однако по резонансам других присутствующих в активной зоне ядер).

Имеется в то же время области энергий, в которых нет нужды описывать детальный ход нейтронных потоков в пределах каждого резонанса и в которых одновременно резонансы нельзя считать узкими по сравнению с потерей энергии.

В случае концентрированных смесей урана-238 с замедлителем величина  $\Delta_{эфф}$  — эффективной ширины резонанса (т.е. в области энергий, в пределах которой резонансное сечение больше потенциального) оказывается близким к I эв в широком интервале энергий, тогда как максимальная потеря нейтронов при рассеянии ураном равна  $\Delta E_{max} \approx 2 \xi E \sim E/60$ . Поэтому при энергиях нейтронов в несколько сот электронвольт и выше резонансы можно считать узкими, а при малых энергиях, когда  $\Delta E_{max} \ll \Delta_{эфф}$  наоборот, пользоваться приближением бесконечной массы резонансного рассеивателя.

Промежуточный случай, когда  $\Delta E_{max} \approx \Delta_{эфф}$  требует специального рассмотрения, учитывающего многократные столкновения нейтронов в пределах резонанса. Строгий подход к этой задаче требует численного решения интегрального уравнения замедления нейтронов или же использования других специальных методов.

К сожалению, такой путь сильно усложняет процедуру вычисления макроскопических сечений для реакторных расчетов и при проведении массовых расчетов не может быть использован. Поэтому целесообразно попытаться дать простую оценку влияния конечной ширины резонанса.

Рассмотрим резонансное рассеяние (задача о потенциальном рассеянии решается аналогично), причем будем считать, что оно относительно невелико ( $\Gamma_n \ll \Gamma_g$ )<sup>x</sup>). Примем, что потеря энергии нейтрона при рассеянии с ядрами замедлителя велика по сравнению с шириной резонанса. Энергетический спектр потока нейтронов в окрестности изолированного резонанса описывается уравнением

$$F(x) \cdot \sum_t(x) = \int_{x-p_m}^x F(x') \sum_m(x') \cdot f_m(x' \rightarrow x) dx' + \int_{x-p_a}^x F(x') \sum_r(x') f_r(x' \rightarrow x) dx', \quad (29)$$

записанным в переменных  $x = (E - E_0) / (\Gamma/2)$ , где  $E_0$  — резонансная энергия;  $\sum_m = const$  — сечение рассеяния замедлителя;  $\sum_r = (\Gamma_n/\Gamma) \cdot \sum_2(x)$  — сечение резонансного рассеяния;  $f_m$  и  $f_r$  соответствующие вероятности энергетических потерь;  $p_m$  и  $p_a$  — максимальные потери энергии (в переменных  $x$ ).

При  $p_m \gg \Delta_{эфф} = \Gamma \sqrt{\sum_{r0} / \sum_m}$  ( $\sum_{r0}$  — сечение в максимуме резонанса) мы можем заменить первый интеграл на  $F_0 \cdot \sum_m$ , где  $F_0$  — поток нейтронов вдали от резонанса. Второй интеграл пропорционален  $\Gamma_n/\Gamma$  и по предположению мал. Поэтому мы можем подставить в него поток  $F(x)$ , вычисленный в нулевом по  $\Gamma_n/\Gamma$  приближении:

$$F(x) \approx F_0 \frac{\sum_m}{\sum_t(x)}; \quad (30)$$

Кроме того

$$\sum_t(x) = \sum_m + \sum_r(x) = \sum_m + \sum_a(x) + \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \sum_2(x),$$

так что

$$\frac{1}{\sum_t(x)} = \frac{1}{\sum_m(x) + \sum_a(x)} \left[ 1 - \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{\sum_2(x)}{\sum_m + \sum_2(x)} \right] \quad (31)$$

x) В случае  $\Gamma_n \gg \Gamma_g$ , когда поглощение мало, плотность столкновений постоянна при любом отношении ширины резонанса к потере энергии при рассеянии (если только в среде нет замедлителя, потеря энергии при рассеянии на котором велика по сравнению с шириной резонанса).

Учитывая все это, а также полагая для тяжелого рассеивателя  $f_2(x) = 1/\rho_a$  (при  $x < \rho_a$ ) получим в первом приближении по  $\Gamma_n/\Gamma$  (когда  $\Sigma_2 = \Sigma_a$ ):

$$F(x) = \frac{F_0 \Sigma_m}{\Sigma_m + \Sigma_a} \left\{ 1 + \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \left[ \frac{1}{\rho_a} \int_{x-\rho_a}^x \frac{\Sigma_a(x') dx'}{\Sigma_m + \Sigma_a(x')} - \frac{\Sigma_a(x)}{\Sigma_m + \Sigma_a(x)} \right] \right\}. \quad (32)$$

Найдем теперь число поглощенных в резонансе нейтронов  $N_a$ :

$$N_a = \int_{-\infty}^{\infty} F(x) \Sigma_a(x) dx = F_0 \Sigma_m \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Sigma_a(x') dx'}{\Sigma_m + \Sigma_a(x')} + \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \left[ \frac{1}{\rho_a} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Sigma_a(x') dx'}{\Sigma_m + \Sigma_a(x')} \int_{x'-\rho_a}^{x'} \frac{\Sigma_a(x'') dx''}{\Sigma_m + \Sigma_a(x'')} - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Sigma_a^2(x') dx'}{[\Sigma_m + \Sigma_a(x')]^2} \right] \right\}. \quad (33)$$

Если бы резонанс был узким, то

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Sigma_a(x') dx'}{\Sigma_m + \Sigma_a(x')} \int_{x'-\rho_a}^{x'} \frac{\Sigma_a(x'') dx''}{\Sigma_m + \Sigma_a(x'')} &\approx \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Sigma_a(x') dx'}{\Sigma_m + \Sigma_a(x')} \cdot \int_{-\infty}^x \frac{\Sigma_a(x'') dx''}{\Sigma_m + \Sigma_a(x'')} = \\ &= \frac{1}{2} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Sigma_a(x) dx}{\Sigma_m + \Sigma_a(x)} \right]^2. \end{aligned} \quad (34)$$

Таким образом мы можем учесть конечность ширины резонанса, если введем вместо  $\Gamma_n$  эфф-фактивную нейтронную ширину  $\Gamma_n^*$

$$\Gamma_n^* = \Gamma_n \frac{\frac{1}{\rho_a} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Sigma_a dx}{\Sigma_m + \Sigma_a} \cdot \int_{x-\rho_a}^x \frac{\Sigma_a dx'}{\Sigma_m + \Sigma_a} - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Sigma_a^2 dx}{(\Sigma_m + \Sigma_a)^2}}{\frac{1}{2\rho_a} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Sigma_a dx}{\Sigma_m + \Sigma_a} \right]^2 - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Sigma_a^2 dx}{(\Sigma_m + \Sigma_a)^2}} \quad (35)$$

и затем будем рассматривать его как узкий резонанс. В частности, нетрудно убедиться в том, что если потеря энергии нейтронов мала:  $\rho_a \ll \Delta_{эфф}$ , то мы получим  $\Gamma_n^* \rightarrow 0$ , что соответствует приближению бесконечной массы поглотителя.

Вычисление стоящих в (35) интегралов в предположении простой брейт-вигнеровской формы линии без интерференции с потенциальным рассеянием ( $\Gamma_n/\Gamma$  мало!), когда

$$\Sigma_2 \sim \frac{\Sigma_{20}}{1+x^2} \quad (\Sigma_{20} \gg \Sigma_m),$$

приводит к формуле

$$\Gamma_n^* = \Gamma_n \left( 1 - \frac{1}{\lambda} \arctg \lambda \right), \quad (36)$$



где для тяжелых ядер ( $\rho_n = 2\xi$ )

$$\lambda = \frac{2\xi E_0}{\Delta_{эфф}} \quad (37)$$

Аналогичное рассмотрение потенциального рассеяния приводит к замене  $\sigma_p$  на  $\sigma_p^*$ :

$$\sigma_p^* = \sigma_p \left[ 1 - \frac{1}{\lambda} \operatorname{arctg} \lambda \right]. \quad (38)$$

Полученные формулы могут быть приближенно использованы и в тех случаях, когда  $\Gamma_n / \Gamma \sim 1$  и  $\Sigma_p \sim \Sigma_m$ , поскольку они приводят к правильным предельным значениям. Действительно, при  $\lambda \rightarrow \infty$  мы возвращаемся к случаю узких резонансов, а при  $\lambda \rightarrow 0$  переходим к приближению бесконечной массы резонансного поглотителя или рассеивателя.

Следует однако заметить, что интерференция потенциального и резонансного рассеяния, если она существенна, может привести к специфическому эффекту увеличения поглощения связанного с относительным увеличением потока нейтронов в энергетическом интервале, равном, по порядку величины,  $\rho_n$  и лежащему ниже резонанса рассеяния. Такой случай рассмотрен в работе [3] на примере  $Fe^{56}$  и требует специальных вычислений.

#### 4. Приближение Грюлинга - Герцеля [1]

В практике расчетов весьма часто встречаются системы, в которых анизотропия нейтронного потока велика лишь в области высоких энергий, где замедление определяется в основном неупругим рассеянием. При этом для учета упругого замедления целесообразно воспользоваться приближением Грюлинга - Герцеля, заключающегося в том, что при вычислении первого интеграла, стоящего в правой части первого из уравнений (3), нейтронный поток разлагается в ряд Тэйлора в окрестности рассматриваемой лентаргии и с точностью до членов второго порядка малости. При этом вычисление аналогичного интеграла в уравнении для  $F_1$  целесообразно проводить в возрастном приближении (т.е. ограничившись членами первого порядка малости), а в уравнениях для гармоник нейтронного потока более высокого порядка анизотропию рассеяния учесть лишь в транспортном приближении или вовсе ее пренебречь. При этом учет анизотропии рассеяния в первом и втором уравнениях оправдан лишь с точностью до коэффициента при втором полиноме Лежандра.

В приближении Грюлинга - Герцеля уравнения (3) приобретают вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{F}_1}{\partial x} + \bar{F}_0 \bar{\Sigma}_{aif} &= Q_0 + \int \bar{F}_0(u') \bar{\Sigma}_{in,0}(u' \rightarrow u) du' + \\ &+ \frac{\partial}{\partial u} \left\{ \gamma \left[ -\frac{\partial \bar{F}_1}{\partial x} + Q_0 + \int \bar{F}_0 \bar{\Sigma}_{in,0} du' \right] - \bar{F}_0 \left[ \bar{\xi} \left( 1 - \frac{\partial \bar{\gamma}}{\partial u} \right) \bar{\Sigma}_s + \bar{\gamma} \bar{\Sigma}_{aif} \right] \right\}, \\ \frac{1}{3} \left\{ \frac{\partial \bar{F}_0}{\partial x} + 2 \frac{\partial \bar{F}_2}{\partial x} \right\} + \bar{F}_1 [\bar{\Sigma}_1 - \bar{\Sigma}_s f_1] &= \int \bar{F}_1(u') \bar{\Sigma}_{in,1}(u' \rightarrow u) du' - \frac{\partial}{\partial u} (\bar{F}_1 \bar{\gamma}_{11} \bar{\Sigma}_s); \\ \frac{1}{2l+1} \left\{ l \frac{\partial \bar{F}_{l-1}}{\partial x} + (l+1) \frac{\partial \bar{F}_{l+1}}{\partial x} \right\} + \bar{F}_l [\bar{\Sigma}_l - \bar{\Sigma}_s f_l] &= \int \bar{F}_l(u') \bar{\Sigma}_{in,l}(u' \rightarrow u) du'; \\ & \quad (l > 1) \end{aligned} \quad (39)$$

в отличие от уравнений (3) здесь введены члены, учитывающие неупругое рассеяние. Упругое замедление на легких ядрах при использовании приближения Грюлинга - Герцеля может быть рассмотрено в системе (39) так же как неупругое рассеяние.

Константы, стоящие в уравнениях (39), выражаются через моменты индикатрисы рассеяния

$$\chi_{en} = \int du' (u' - u)^n \int d\vec{\Omega} P_n(\mu) f_s^i(\mu, u, u' - u) \quad (40)$$

следующим образом:

$$\bar{\xi} = \frac{\left\langle \frac{\sum_i \chi_{01}^i \Sigma_s^i}{\Sigma_t} \right\rangle}{\left\langle \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \right\rangle}; \quad \gamma = \frac{1}{4\bar{\xi}} \frac{\left\langle \frac{\sum_i \chi_{02}^i \Sigma_s^i}{\Sigma_t} \right\rangle}{\left\langle \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \right\rangle}; \quad (41)$$

$$\overline{\chi_{11} \Sigma_s} = \frac{\left\langle \sum_i \chi_{11}^i \Sigma_s^i F_1 \right\rangle}{\langle F_1 \rangle}; \quad \overline{\Sigma_s f_{se}} = \frac{\left\langle \sum_i \chi_{e0}^i \Sigma_s^i F_e \right\rangle}{\langle F_e \rangle},$$

где  $F_e$  описываются формулой (13); суммирование по  $i$  ведется по всем элементам, входящим в состав среды. Моменты  $\chi_{en}$  с точностью, оправданной точностью приближения Грюлинга - Герцеля, можно найти по следующим формулам:

Для водорода:

$$\chi_{01} = 1; \quad \chi_{02} = 2; \quad \chi_{10} = \frac{2}{3}; \quad \chi_{11} = \frac{4}{9}; \quad (42)$$

Для ядер с массовым числом  $A \gg 1$ :

$$\begin{aligned} \chi_{01}(u) &= \frac{2}{A} [1 - \chi_{10}(u)], \\ \chi_{02}(u) &= \frac{16}{3A^2} [1 - \frac{3}{2} \chi_{10}(u) + \frac{1}{2} \chi_{20}(u)], \\ \chi_{11}(u) &= -\frac{2}{3A} [1 - 3 \chi_{10}(u) + 2 \chi_{20}(u)], \end{aligned} \quad (43)$$

где  $\chi_{10}$  и  $\chi_{20}$  - коэффициенты при 1-м и 2-м полиномах Лежандра в разложении индикатрисы углового распределения упруго рассеянных нейтронов, измеряемой в опытах по рассеянию.

### 5. Влияние диффузии на микроструктуру спектра нейтронов

Границы применимости теории, развитой выше для случая слабой диффузии, и ее точность могут быть оценены путем сравнения с точным решением однородного кинетического уравнения при экспоненциальной пространственной зависимости нейтронного потока:

$$F(x, u, \mu) = \varphi(u, \mu) e^{-kx}. \quad (44)$$

При этом спектр потока нейтронов определяется уравнением:

$$\varphi(u, \mu) = \frac{1}{\Sigma_t(u) - k\mu} \iint \varphi(u', \mu') \cdot \Sigma_s(u' \rightarrow u, \mu_0) du' d\vec{\Omega}' \quad (45)$$

Умножив (45) на  $P_l(\mu)$  и проинтегрировав по  $\vec{\Omega}$ , получим

$$\Sigma_t(u) \varphi_l(u) = \sum_{l'=0}^{\infty} R_{ee'}\left(\frac{k}{\Sigma_t(u)}\right) \int \varphi_{e'}(u') \Sigma_{se'}(u' \rightarrow u) du', \quad (46)$$

где

$$R_{ee'}(x) = \frac{2l'+1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{P_l(\mu) P_{e'}(\mu)}{1 - \mu x} d\mu =$$

$$= \begin{cases} \frac{2l'+1}{x} \cdot P_l(1/x) \cdot Q_{e'}^{(rot)}(1/x), & \text{если } l' \geq l, \\ \frac{2l'+1}{x} \cdot P_{e'}(1/x) \cdot Q_l^{(rot)}(1/x), & \text{если } l' < l. \end{cases} \quad (47)$$

Здесь  $Q_l^{(rot)}(z)$  - функции Лежандра второго рода [7], определенные для  $|z| > 1$ :

$$\begin{aligned} Q_0^{(rot)}(1/x) &= \frac{1}{2} \ln \frac{1+x}{1-x}; \\ Q_1^{(rot)}(1/x) &= \frac{1}{2x} \ln \frac{1+x}{1-x} - 1; \\ Q_2^{(rot)}(1/x) &= \frac{1}{4} \left( \frac{3}{x^2} - 1 \right) \ln \frac{1+x}{1-x} - \frac{3}{2x}; \\ Q_3^{(rot)}(1/x) &= \frac{1}{4} \left( \frac{5}{x^3} - \frac{3}{x} \right) \ln \frac{1+x}{1-x} - \frac{5}{2x^2} + \frac{2}{3}; \\ Q_4^{(rot)}(1/x) &= \frac{1}{16} \left( \frac{35}{x^4} - \frac{30}{x^2} + 3 \right) \ln \frac{1+x}{1-x} - \frac{35}{8x^3} + \frac{55}{24x}; \\ Q_5^{(rot)}(1/x) &= \frac{1}{16} \left( \frac{63}{x^5} - \frac{70}{x^3} + \frac{15}{x} \right) \ln \frac{1+x}{1-x} - \frac{63}{8x^4} + \frac{49}{8x^2} - \frac{8}{15}. \end{aligned} \quad (48)$$

Из уравнения (47) видно, что если

$$|k| < \Sigma_t \min, \quad (49)$$

где  $\Sigma_t \min$  - минимальное значение  $\Sigma_t(E)$  в рассматриваемом энергетическом диапазоне, то  $R_{ee'}$  могут быть разложены в степенной ряд по  $k / \Sigma_t(E)$ , так что спектр моментов  $\varphi_l$  есть

$$\varphi_l(u) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_n u^n}{\Sigma_t^{n+1}(u)}, \quad (50)$$

где теперь коэффициенты  $a_{\ell,n}$  зависят от  $k$ , т.е. от пространственной зависимости нейтронного потока. При  $k \rightarrow 0$  выражения (50) с точностью до несущественных для усреднения множителей  $k^\ell$  переходят в (7).

Таким образом, "микроспектр" потока нейтронов  $F_\ell(u)$  может быть представлен разложением по функциям  $1/\Sigma^n(u)$ , если выполнено условие (49)

В общем случае мы можем представить решение в виде суперпозиции функций (44) (т.е. в виде интеграла Фурье). Вблизи концентрированных источников и границ между разными средами в интеграл Фурье дают вклад и большие значения  $k$ . Поэтому здесь разложение (50) неприменимо. Физически ясно, что в этих областях имеет место спектр, зависящий как от сечений данной среды, так и от сечений соседней среды. Поэтому точное описание потока вблизи границ двух сред и не может быть выполнено без информации о структуре сечений соседней среды. В асимптотической же области, на расстояниях от границы, намного превышающих длину свободного пробега, условие (49) выполняется и спектр  $F_\ell(u)$  может быть представлен в виде (50).

Для определения коэффициентов  $a_{n,\ell}$  подставим в уравнения (46) спектры моментов в форме (50)

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_{n,\ell}(u)}{\Sigma_t^n(u)} = \sum_{\ell'=0}^{\infty} R_{\ell\ell'}\left(\frac{k}{\Sigma_t}\right) \int \sum_{m=0}^{\infty} a_{m,\ell'}(u') \frac{\Sigma_{s\ell'}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t^{m+1}(u')} du' \quad (51)$$

Величины  $a_{n,\ell}$  являются плавными функциями энергии. Примем их постоянными в пределах рассматриваемого нами малого интервала усреднения по лётаргии и вынесем из под знака интеграла в правой части (51). Заменим также интегральные члены в (51) средними величинами, являющимися плавными функциями энергии,

$$\int \frac{\Sigma_{s\ell'}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t^{m+1}(u')} du' \rightarrow \left\langle \frac{\Sigma_{s\ell'}}{\Sigma_t^{m+1}} \right\rangle \quad (52)$$

(приближение "узких резонансов").

Разложим теперь функции  $R_{\ell\ell'}(x)$  в ряд по степеням  $x = k/\Sigma_t$ :

$$R_{\ell\ell'}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} C_{\ell\ell',n} x^n, \quad (53)$$

где

$$C_{\ell\ell',n} = \frac{2\ell'+1}{2} \int_{-1}^{+1} P_\ell(\mu) \cdot P_{\ell'}(\mu) \mu^n d\mu. \quad (54)$$

Подставив (53) в (51) и воспользовавшись приближением о энергетической независимости  $a_{n,\ell}$  и приближением "узких резонансов" (52), получим

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_{n,\ell}}{\Sigma_t^n(u)} = \sum_{\ell'} \sum_m \sum_n a_{m,\ell'} \left\langle \frac{\Sigma_{s\ell'}}{\Sigma_t^{m+1}} \right\rangle C_{\ell\ell',n} \frac{k^n}{\Sigma_t^n(u)}. \quad (55)$$

Приравняв здесь члены, содержащие  $1/\Sigma_t(u)$  в одинаковых степенях, получим систему уравнений для определения  $a_{n,\ell}$ :

$$a_{n,\ell} = k^n \sum_{\ell'} \sum_m a_{m,\ell'} \left\langle \frac{\Sigma_{s\ell'}}{\Sigma_t^{m+1}} \right\rangle C_{\ell\ell',n}. \quad (56)$$

Следует заметить, что сделанное нами приближение от энергетической независимости  $a_{n,\ell}$  приводит к некоторому нарушению условий баланса нейтронов, а именно для  $n=0$  и  $\ell=0$  условие (56) не выполняется:

$$a_{00} \neq \sum_{l'} \sum_m a_{m,l'} \left\langle \frac{\Sigma_{s,l'}}{\Sigma_t^{m+1}} \right\rangle c_{0,l',0}. \quad (57)$$

Причину этого нарушения легко видеть на примере случая, когда влияние диффузии пренебрежимо мало. Тогда (57) принимает вид

$$a_{00} \leq a_{00} \left\langle \frac{\Sigma_{s0}}{\Sigma_t} \right\rangle. \quad (58)$$

Видно, что соблюдение баланса в этом случае может быть обеспечено лишь при отсутствии поглощения. В общем же случае условие независимости  $a_{n,l}$  от энергии приводит к тому, что для соблюдения баланса необходимо потребовать не только отсутствия захвата, но и отсутствия диффузии. Однако при решении задачи об усреднении сечений нам нет никакой необходимости пользоваться уравнением баланса: величину  $k$  мы считаем известной, ее нет необходимости определять как собственное значение однородной системы (56), поэтому неудовлетворяющееся уравнение для  $a_{00}$  из системы (56) может быть отброшено. Значение же этой постоянной может быть определено произвольным образом; как и ранее мы положим

$$a_{00} = 1. \quad (59)$$

Остальные коэффициенты  $a_{n,l}$  определяются системой уравнений

$$a_{n,l} = k^n \sum_{l'=0}^{\infty} \sum_m^{\infty} c_{l,l',n} \left\langle \frac{\Sigma_{s,l'}}{\Sigma_t^{m+1}} \right\rangle a_{m,l'}. \quad (60)$$

В случае изотропного рассеяния система уравнений (60) существенно упрощается:

$$a_{n,l} = k^n c_{l,0,n} \sum_m \left\langle \frac{\Sigma_{s0}}{\Sigma_t^{m+1}} \right\rangle a_{m,0}. \quad (61)$$

Нетрудно убедиться, что решение этой системы имеет вид:

$$\begin{aligned} a_{n,l} &= \frac{k^n \cdot c_{l,0,n} \left\langle \frac{\Sigma_{s0}}{\Sigma_t} \right\rangle}{1 - \frac{k^2}{3} \left\langle \frac{\Sigma_{s0}}{\Sigma_t^3} \right\rangle - \frac{k^4}{5} \left\langle \frac{\Sigma_{s0}}{\Sigma_t^5} \right\rangle - \frac{k^6}{7} \left\langle \frac{\Sigma_{s0}}{\Sigma_t^7} \right\rangle - \dots} = \\ &= \frac{k^n \cdot c_{l,0,n} \left\langle \frac{\Sigma_{s0}}{\Sigma_t} \right\rangle}{1 - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{k^{2m}}{2m+1} \left\langle \frac{\Sigma_{s0}}{\Sigma_t^{2m+1}} \right\rangle}; \quad a_{00} = 1. \end{aligned} \quad (62)$$

Определив с помощью найденных коэффициентов  $\mathcal{P}_L$  по формулам (50) и используя полученные спектры моментов для определения эффективных сечений (4), фигурирующих в уравнении (3) для усредненного потока, получим:

$$\bar{\Sigma}_0 = \frac{1 - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{k^{2m}}{2m+1} \left[ \left\langle \frac{\Sigma_{s0}}{\Sigma_t^{2m+1}} \right\rangle - \left\langle \frac{\Sigma_{s0}}{\Sigma_t} \right\rangle \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{2m}} \right\rangle \right]}{\left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{k^{2m}}{2m+1} \left[ \left\langle \frac{\Sigma_{s0}}{\Sigma_t^{2m+1}} \right\rangle \left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle - \left\langle \frac{\Sigma_{s0}}{\Sigma_t} \right\rangle \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{2m+1}} \right\rangle \right]}, \quad (63)$$

Таблица I

Коэффициенты  $C_{\ell\ell'n}$  $l=0$ 

$n \backslash \ell'$	0	I	2	3	4	5
0	I	0	0	0	0	0
I	0	I	0	0	0	0
2	I/3	0	2/3	0	0	0
3	0	3/5	0	2/5	0	0
4	I/5	0	4/7	0	8/35	0
5	0	3/7	0	4/9	0	8/63

 $l=1$ 

$n \backslash \ell'$	0	I	2	3	4	5
0	0	I	0	0	0	0
I	I/3	0	2/3	0	0	0
2	0	3/5	0	2/5	0	0
3	I/5	0	4/7	0	8/35	0
4	0	3/7	0	4/9	0	8/63
5	I/7	0	30/63	0	24/77	0

 $l=2$ 

$n \backslash \ell'$	0	I	2	3	4	5
0	0	0	I	0	0	0
I	0	2/5	0	3/5	0	0
2	2/I5	0	II/2I	0	I2/35	0
3	0	I2/35	0	7/I5	0	4/2I
4	4/35	0	3/7	0	I36/365	0
5	0	6/2I	0	4I/99	0	200/8I9

Продолжение таблицы I

$l = 3$

$n \backslash l'$	0	I	2	3	4	5
0	0	0	0	I	0	0
I	0	0	3/7	0	4/7	0
2	0	6/35	0	23/45	0	20/63
3	2/35	0	I/3	0	I68/385	0
4	0	4/2I	0	I3/33	0	88/273
5	4/63	0	205/693	0	372/I00I	0

$l = 4$

$n \backslash l'$	0	I	2	3	4	5
0	0	0	0	0	I	0
I	0	0	0	4/9	0	5/9
2	0	0	I2/63	0	39/77	0
3	0	8/I05	0	I68/495	0	II5/273
4	8/3I5	0	I36/693	0	I929/5005	0
5	0	24/23I	0	372/I287	0	29I/8I9

$l = 5$

$n \backslash l'$	0	I	2	3	4	5
0	0	0	0	0	0	I
I	0	0	0	0	5/II	0
2	0	0	0	20/99	0	59/II7
3	0	0	20/23I	0	345/I00I	0
4	0	8/23I	0	88/429	0	52I/I365
5	8/693	0	I000/9009	0	29I/I00I	0

$$\bar{\Sigma}_e = \frac{\sum_{n=l}^{\infty} k^{n-l} C_{e,0,n} \langle \frac{1}{\Sigma_t^n} \rangle}{\sum_{n=l}^{\infty} k^{n-l} C_{e,0,n} \langle \frac{1}{\Sigma_t^{n+1}} \rangle}; \quad (64)$$

$$\bar{\Sigma}_{s_0} = \frac{\langle \frac{\Sigma_{s_0}}{\Sigma_t} \rangle}{\langle \frac{1}{\Sigma_t} \rangle - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{k^{2m}}{2m+1} \left[ \langle \frac{\Sigma_{s_0}}{\Sigma_t^{2m+1}} \rangle \langle \frac{1}{\Sigma_t} \rangle - \langle \frac{\Sigma_{s_0}}{\Sigma_t} \rangle \langle \frac{1}{\Sigma_t^{2m+1}} \rangle \right]}. \quad (65)$$

В случае анизотропного рассеяния решение системы (60) становится более сложным.

### 6. Учет перекрывания резонансов

При практических вычислениях величин  $\langle 1/\Sigma_t^n \rangle$  и  $\langle \Sigma_{s_0}/\Sigma_t^n \rangle$  возникает проблема учета перекрывания резонансов, принадлежащих различным изотопам, входящим в состав среды. Мы рассмотрим здесь приближенный метод такого учета применение которого позволяет усреднить сначала микроскопические сечения элементов, а потом на их основе составлять макроскопические сечения среды уже не прибегая к усреднению сечений по резонансным особенностям.

Пусть в среде присутствует 2 изотопа с резонансными сечениями  $\Sigma_{r1}$  и  $\Sigma_{r2}$ ; нерезонансное сечение (т.е. потенциальное сечение обоих изотопов плюс сечение нерезонансных разбавителей) обозначим через  $\Sigma_p$ . Тогда

$$\Sigma_t = \Sigma_p + \Sigma_{r1} + \Sigma_{r2}. \quad (66)$$

Представим

$$\frac{1}{\Sigma_t} = \frac{1}{\Sigma_p} \left( 1 - \frac{\Sigma_{r1} + \Sigma_{r2}}{\Sigma_t} \right). \quad (67)$$

Тогда

$$\langle \frac{1}{\Sigma_t} \rangle = \frac{1}{\Sigma_p} \left( 1 - \langle \frac{\Sigma_{r1}}{\Sigma_t} \rangle - \langle \frac{\Sigma_{r2}}{\Sigma_t} \rangle \right). \quad (68)$$

Рассмотрим величину  $\langle \Sigma_{r1}/\Sigma_t \rangle$ . Представим ее в виде

$$\langle \frac{\Sigma_{r1}}{\Sigma_t} \rangle = \left\langle \frac{\Sigma_{r1}}{\Sigma_p + \Sigma_{r1} + \Sigma_{r2}} \left[ 1 - \frac{\Sigma_{r2} - \bar{\Sigma}_{r2}}{\Sigma_p + \bar{\Sigma}_{r1} + \Sigma_{r2}} \left[ 1 - \frac{\Sigma_{r1} - \bar{\Sigma}_{r1}}{\Sigma_p + \Sigma_{r1} + \Sigma_{r2}} \left[ 1 - \frac{\Sigma_{r2} - \bar{\Sigma}_{r2}}{\Sigma_p + \bar{\Sigma}_{r1} + \Sigma_{r2}} \left[ 1 - \dots \right] \right] \right] \right] \right\rangle, \quad (69)$$

где

$$\bar{\Sigma}_{r1} = \frac{\langle \frac{\Sigma_{r1}}{\Sigma_p + \Sigma_{r1} + \Sigma_{r2}} \rangle}{\langle \frac{1}{\Sigma_p + \Sigma_{r1} + \Sigma_{r2}} \rangle}; \quad \bar{\Sigma}_{r2} = \frac{\langle \frac{\Sigma_{r2}}{\Sigma_p + \bar{\Sigma}_{r1} + \Sigma_{r2}} \rangle}{\langle \frac{1}{\Sigma_p + \bar{\Sigma}_{r1} + \Sigma_{r2}} \rangle}. \quad (70)$$

Раскрыв скобки в (69) и проведя усреднение, получим



$$\left\langle \frac{\Sigma_{21}}{\Sigma_+} \right\rangle = \left\langle \frac{\bar{\Sigma}_{21}}{\bar{\Sigma}_+} \right\rangle - \left\langle \frac{\Sigma_{21}}{\bar{\Sigma}_+} \cdot \frac{\bar{\Sigma}_{22} - \bar{\Sigma}_{22}}{\bar{\Sigma}_2} \right\rangle + \left\langle \frac{\bar{\Sigma}_{21} (\bar{\Sigma}_{21} - \bar{\Sigma}_{21})}{\bar{\Sigma}_+^2} \cdot \frac{\bar{\Sigma}_{22} - \bar{\Sigma}_{22}}{\bar{\Sigma}_2} \right\rangle - \left\langle \frac{\Sigma_{21} (\bar{\Sigma}_{21} - \bar{\Sigma}_{21})}{\bar{\Sigma}_+^2} \cdot \frac{(\bar{\Sigma}_{22} - \bar{\Sigma}_{22})^2}{\bar{\Sigma}_2^2} \right\rangle + \dots \quad (71)$$

Здесь

$$\bar{\Sigma}_+ = \bar{\Sigma}_p + \bar{\Sigma}_{21} + \bar{\Sigma}_{22} ; \quad \bar{\Sigma}_2 = \bar{\Sigma}_p + \bar{\Sigma}_{21} + \bar{\Sigma}_{22} . \quad (72)$$

Поскольку положения резонансов, принадлежащих разным изотопам не коррелированы между собой, усреднение величин, имеющих в наших обозначениях индексы 1 и 2, может производиться независимо.

В частности:

$$\left\langle \frac{\Sigma_{21}}{\bar{\Sigma}_+} \cdot \frac{\bar{\Sigma}_{22} - \bar{\Sigma}_{22}}{\bar{\Sigma}_2} \right\rangle = \left\langle \frac{\bar{\Sigma}_{21}}{\bar{\Sigma}_+} \right\rangle \left[ \left\langle \frac{\bar{\Sigma}_{22}}{\bar{\Sigma}_2} \right\rangle - \bar{\Sigma}_{22} \left\langle \frac{1}{\bar{\Sigma}_2} \right\rangle \right] . \quad (73)$$

Величина в квадратных скобках на основании определения (70) равна нулю. Точно также обращается в нуль и третий член в правой части равенства (71). Таким образом получаем:

$$\left\langle \frac{\bar{\Sigma}_{21}}{\bar{\Sigma}_+} \right\rangle = \left\langle \frac{\bar{\Sigma}_{21}}{\bar{\Sigma}_+} \right\rangle \left\{ 1 - A_3 + A_4 - \dots \right\} , \quad (74)$$

где

$$A_3 = \left[ \frac{\left\langle \left( \frac{\Sigma_{21}}{\bar{\Sigma}_+} \right)^2 \right\rangle}{\left\langle \frac{\bar{\Sigma}_{21}}{\bar{\Sigma}_+} \right\rangle} - \frac{\left\langle \bar{\Sigma}_{21} / \bar{\Sigma}_+^2 \right\rangle}{\left\langle 1 / \bar{\Sigma}_+ \right\rangle} \right] \times \left[ \left\langle \left( \frac{\bar{\Sigma}_{22}}{\bar{\Sigma}_2} \right)^2 \right\rangle - 2 \left\langle \frac{\bar{\Sigma}_{22}}{\bar{\Sigma}_2} \right\rangle \left\langle \frac{\bar{\Sigma}_{22}}{\bar{\Sigma}_2} \right\rangle + \left\langle \frac{\bar{\Sigma}_{22}}{\bar{\Sigma}_2} \right\rangle^2 \frac{\left\langle 1 / \bar{\Sigma}_2^2 \right\rangle}{\left\langle 1 / \bar{\Sigma}_2 \right\rangle^2} \right] . \quad (75)$$

При  $n > 3$   $A_n < A_3$ , поскольку  $\bar{\Sigma}_2 / \bar{\Sigma}_+ < 1$ . Поэтому мы ограничимся оценкой  $A_3$ . Мы будем производить эту оценку в предположении, что концентрации и средние резонансные параметры обоих изотопов близки между собой (т.е.  $\langle \Sigma_{21} / \bar{\Sigma}_+ \rangle \approx \langle \bar{\Sigma}_{22} / \bar{\Sigma}_2 \rangle$ ). Очевидно, что в этом случае влияние резонансной структуры сечений одного изотопа на усреднение сечений другого будет наибольшим. Резонансы будем считать изолированными и будем также предполагать, что сечение в максимуме резонанса намного превосходит величину потенциального сечения плюс среднее резонансное сечение другого изотопа (сильные резонансы). Интерференцией резонансного и потенциального рассеяния пренебрежем, т.к. на средние сечения смеси изотопов она не может сильно сказываться (вероятность наложения интерференционных провалов в сечении мала). Пренебрежем также и доплеровским уширением резонансов, которое приводит лишь к ослаблению рассматриваемых нами резонансных эффектов.

При сделанных предположениях сечение в окрестностях резонансов описывается формулой

Брейта - Вигнера.

$$\frac{\Sigma_+(\varepsilon)}{\bar{\Sigma}_p} = 1 + \chi \frac{1}{1 + \chi^2} ; \quad (76)$$

где  $\alpha$  - отношение сечения в максимуме резонанса к нерезонансному сечению ( в которое мы включили и среднее резонансное сечение другого изотопа):

$$\alpha = \frac{4\pi\lambda^2 g \cdot \varepsilon}{\sigma_p} \cdot \frac{\Gamma_2}{\Gamma} \quad (77)$$

Здесь  $4\pi\lambda^2 (\text{барн}) = 2,6 \cdot 10^6 / E$  (эв),  $g$  - статистический множитель, который в дальнейшем будем считать равным единице ( т.е. будем рассматривать случай наиболее ярко выраженной резонансной структуры - случай  $S$  -резонансов четно-четных изотопов, например, урана-238 и тория-232);  $\varepsilon = 0,5$  - концентрация изотопа;  $x$  -разность рассматриваемой энергии и энергии резонанса, выраженная в полуширинах резонанса. Если использовать уравнение (76) при условии  $\alpha \gg 1$ , нетрудно получить:

$$\left\langle \frac{\Sigma_{21}}{\Sigma_1} \right\rangle = \left\langle \frac{\Sigma_{22}}{\Sigma_2} \right\rangle = c ;$$

$$\left\langle \left( \frac{\Sigma_{21}}{\Sigma_1} \right)^2 \right\rangle = \left\langle \left( \frac{\Sigma_{22}}{\Sigma_2} \right)^2 \right\rangle = \frac{c}{2} ;$$

$$\left\langle \frac{\Sigma_{21}}{\Sigma_1^2} \right\rangle = \left\langle \frac{\Sigma_{22}}{\Sigma_2^2} \right\rangle = \frac{c}{2\Sigma_p} ; \quad (78)$$

$$\left\langle \frac{1}{\Sigma_1} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{\Sigma_2} \right\rangle = \frac{1}{\Sigma_p} (1-c) ;$$

$$\left\langle \frac{1}{\Sigma_1^2} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{\Sigma_2^2} \right\rangle = \frac{1}{\Sigma_p^2} \left(1 - 2c + \frac{c}{2}\right) = \frac{1}{\Sigma_p^2} \left(1 - \frac{3}{2}c\right);$$

где

$$c = \frac{\pi \Gamma}{2} \sqrt{\alpha} ; \quad (79)$$

$$\Sigma_p = \Sigma_p + \bar{\Sigma}_{21} = \Sigma_p + \bar{\Sigma}_{22} . \quad (80)$$

Подставив выражения (78) в формулу (75) для  $A_3$ , получим

$$A_3 = \frac{c(1-2c)^2}{4(1-c)^3} . \quad (81)$$

Для оценки  $c$  примем  $\sigma_p \approx 10$  барн,  $\Gamma_2 = 10 \Gamma$ ,  $\Gamma_2/\bar{\Sigma} = 1,5 \cdot 10^{-4}$ , что будет примерно соответствовать смеси урана-238 и тория-232. В результате получим  $c = 0,25$ . При этом значении  $c$  функция  $A_3$  достигает максимума, равного 0,037. Следует отметить также следующее. Из (78) видно, что при  $c > 2/3$  мы приходим к абсурдному результату:  $\langle (1/\Sigma_c)^2 \rangle$  становится отрицательным. Это произошло вследствие того, что при получении формул (78) мы перейдя от интегрирования по энергии и интегрированию по  $x$  заменили пределы интегрирования на бесконечные, что приводит к завышению величин  $\langle \Sigma_2/\Sigma_c \rangle$  и  $\langle (\Sigma_2/\Sigma_c)^2 \rangle$ , которым и обусловлен отмеченный абсурдный результат, получаемый в случае сильных ( $\alpha$  велико) и

достаточно плотно расположенных ( $\Gamma/\delta$  — велико) резонансов, а также в случае относительно узких энергетических групп, содержащих 1-2 сильных резонанса. По существу, в указанном случае резонансы уже нельзя рассматривать как изолированные. Однако в обсуждаемом здесь случае, когда в группе содержится достаточно большое число уровней величина  $c$  практически всегда меньше 0,4, а в этой области оценка (81) достаточно корректна.

Подставив (74) в (68), получим:

$$\left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle = \frac{1}{\Sigma_p} \left( 1 - \left\langle \frac{\Sigma_{21}}{\Sigma_1} \right\rangle - \left\langle \frac{\Sigma_{22}}{\Sigma_2} \right\rangle \right) \left[ 1 + A_3 \frac{\left\langle \frac{\Sigma_{21}}{\Sigma_1} \right\rangle + \left\langle \frac{\Sigma_{22}}{\Sigma_2} \right\rangle}{1 - \left\langle \frac{\Sigma_{21}}{\Sigma_1} \right\rangle - \left\langle \frac{\Sigma_{22}}{\Sigma_2} \right\rangle} \right]. \quad (82)$$

Используя (78) и (81) нетрудно показать, что максимальное значение поправочного члена в квадратных скобках, достигаемое при  $\left\langle \Sigma_{21} / \Sigma_1 \right\rangle = \left\langle \Sigma_{22} / \Sigma_2 \right\rangle = c = 0,4$ , равно  $\sim 0,075$ ; при  $c = 0,25$  этот член уже вдвое меньше.

Таким образом, с точностью до нескольких процентов

$$\left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle \approx \frac{1}{\Sigma_p} \left( 1 - \left\langle \frac{\Sigma_{21}}{\Sigma_1} \right\rangle - \left\langle \frac{\Sigma_{22}}{\Sigma_2} \right\rangle \right). \quad (83)$$

Эту формулу можно переписать в следующей форме, более удобной для вычислений:

$$\left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle \approx \Sigma_p + \bar{\Sigma}_{21} + \bar{\Sigma}_{22}; \quad (84)$$

где  $\bar{\Sigma}_{21}$  и  $\bar{\Sigma}_{22}$  определяются итерационным путем из соотношений (70) и (72), причем в качестве нулевого приближения можно использовать  $\bar{\Sigma}_2 = \langle \Sigma_2 \rangle$

Действительно, нетрудно видеть, что

$$\begin{aligned} \frac{1}{\left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle} &= \Sigma_p + \frac{\left\langle \Sigma_{21} / \Sigma_1 \right\rangle + \left\langle \Sigma_{22} / \Sigma_2 \right\rangle}{\left\langle 1 / \Sigma_t \right\rangle} = \\ &= \Sigma_p + \bar{\Sigma}_{21} \frac{\left\langle 1 / \Sigma_1 \right\rangle}{\left\langle 1 / \Sigma_t \right\rangle} + \bar{\Sigma}_{22} \frac{\left\langle 1 / \Sigma_2 \right\rangle}{\left\langle 1 / \Sigma_t \right\rangle}. \end{aligned} \quad (85)$$

Величины  $\left\langle 1 / \Sigma_1 \right\rangle$  и  $\left\langle 1 / \Sigma_2 \right\rangle$  можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\Sigma_1} \right\rangle &= \frac{1}{\Sigma_p} \left( 1 - \left\langle \frac{\Sigma_{21}}{\Sigma_1} \right\rangle - \left\langle \frac{\Sigma_{22}}{\Sigma_2} \right\rangle \frac{\left\langle 1 / \Sigma_1 \right\rangle}{\left\langle 1 / \Sigma_2 \right\rangle} \right); \\ \left\langle \frac{1}{\Sigma_2} \right\rangle &= \frac{1}{\Sigma_p} \left( 1 - \left\langle \frac{\Sigma_{21}}{\Sigma_1} \right\rangle \frac{\left\langle 1 / \Sigma_2 \right\rangle}{\left\langle 1 / \Sigma_1 \right\rangle} - \left\langle \frac{\Sigma_{22}}{\Sigma_2} \right\rangle \right). \end{aligned}$$

Разделив эти соотношения одно на другое, получим уравнение относительно  $z$

$$z = \frac{\left\langle 1 / \Sigma_1 \right\rangle}{\left\langle 1 / \Sigma_2 \right\rangle} = \frac{1 - \left\langle \Sigma_{21} / \Sigma_1 \right\rangle - \left\langle \Sigma_{22} / \Sigma_2 \right\rangle \cdot z}{1 - \left\langle \Sigma_{21} / \Sigma_1 \right\rangle \cdot \frac{1}{z} - \left\langle \Sigma_{22} / \Sigma_2 \right\rangle},$$

из которого следует, что  $z = 1$ .

Таким образом,

$$\left\langle \frac{1}{\Sigma_1} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{\Sigma_2} \right\rangle = \frac{1}{\Sigma_p} \left( 1 - \left\langle \frac{\Sigma_{s1}}{\Sigma_1} \right\rangle - \left\langle \frac{\Sigma_{s2}}{\Sigma_2} \right\rangle \right).$$

В рамках принятого приближения (83) эти величины совпадают с  $\langle 1/\Sigma_t \rangle$  и, следовательно (85) приводит к (84).

Для высоких гармоник можно использовать следующее приближение:

$$\left\langle \frac{1}{\Sigma_t^n} \right\rangle = \frac{1}{\Sigma_p^n} \sum_{m=0}^n (-1)^m C_n^m \left\langle \left( \frac{\Sigma_{s1} + \Sigma_{s2}}{\Sigma_t} \right)^m \right\rangle \approx \frac{1}{\Sigma_p^n} \sum_{m=0}^n (-1)^m C_n^m \left[ \left\langle \left( \frac{\Sigma_{s1}}{\Sigma_1} \right)^m \right\rangle + \left\langle \left( \frac{\Sigma_{s2}}{\Sigma_2} \right)^m \right\rangle \right], \quad (86)$$

которое при  $n = 1$  переходит в (83). Точность этого приближения детально не исследовалась; при  $n = 2$  связанная с ним погрешность не превосходит 5 %.

При вычислении  $\bar{\Sigma}_e$  (16) удобно пользоваться формулой, аналогичной (84):

$$\bar{\Sigma}_e = \bar{\Sigma}_e^{(1)} + \bar{\Sigma}_e^{(2)} + \Sigma_p, \quad (87)$$

где

$$\bar{\Sigma}_e^{(i)} = \frac{\sum_n a_{en} \langle 1/\Sigma_i^n \rangle}{\sum_n a_{en} \langle 1/\Sigma_i^{n+1} \rangle} - \bar{\Sigma}_{r,j=i} - \Sigma_p, \quad i, j = 1, 2; \quad (88)$$

$\langle 1/\Sigma_i^n \rangle$  вычисляется согласно (86), а  $\langle \Sigma_{se} / \Sigma_t^n \rangle$ , входящие в  $a_{en}$  по формуле

$$\left\langle \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma_t^n} \right\rangle = \left\langle \frac{\Sigma_{se1}}{\Sigma_1^n} \right\rangle + \left\langle \frac{\Sigma_{se2}}{\Sigma_2^n} \right\rangle + \Sigma_{pe} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^n} \right\rangle, \quad (89)$$

где  $\Sigma_{pe}$   $l$ -ая гармоника потенциального рассеяния.

Следует отметить, что с уменьшением  $\alpha$  оцененные выше погрешности, связанные с использованием рассматриваемого приближения, также уменьшаются. При малых  $\alpha$  погрешность пропорциональна  $\sqrt{\alpha}$ .

## 7. Эффективные константы кинетического уравнения Больцмана [1]

В практике реакторных расчетов наряду с методом сферических гармоник широкое применение получили методы прямого численного решения кинетического уравнения Больцмана ( $S_n$ -метод Карлсона [4], метод Владимирова [5] и др.). Поэтому целесообразно записать такое уравнение для потока нейтронов усредненного по резонансным особенностям.

Для получения кинетического уравнения для усредненного потока  $\bar{F}(x, \mu, \rho)$  в форме Больцмана будем исходить из представления сферических гармоник (3).

Умножим каждое уравнение системы (3) на  $(2l+1) \cdot P_l(\mu) / 4\pi$  и просуммируем все уравнения. После несложных преобразований получим:

$$\sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \bar{\Sigma}_l \bar{F}_l P_l(\mu) + \mu \frac{\partial \bar{F}(x, u, \mu)}{\partial x} = S + \sum_i \iint \bar{F}(x, u', \mu') \cdot \bar{\Sigma}_s^i(u' \rightarrow u, \mu_0) du' d\Omega'; \quad (90)$$

где

$$\bar{\Sigma}_s^i(u' \rightarrow u, \mu_0) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \bar{\Sigma}_{sl}^i(u' \rightarrow u) \cdot P_l(\mu_0), \quad (91)$$

$$\bar{F}(x, u, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \bar{F}_l \cdot P_l(\mu). \quad (92)$$

Преобразуем сумму, стоящую в левой части уравнения (90). Пусть при  $l \rightarrow \infty$   $\bar{\Sigma}_l \rightarrow \bar{\Sigma}_{\infty}$ . Тогда

$$\begin{aligned} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \bar{\Sigma}_l \bar{F}_l P_l(\mu) &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} (\bar{\Sigma}_l - \bar{\Sigma}_{\infty}) \bar{F}_l P_l(\mu) + \bar{\Sigma}_{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \bar{F}_l P_l(\mu) \\ &= \int \bar{F}(x, u, \mu') \cdot \bar{\Sigma}_t'(u, \mu_0) d\Omega' + \bar{\Sigma}_{\infty} \bar{F}(x, u, \mu), \end{aligned} \quad (93)$$

где

$$\bar{\Sigma}_t'(u, \mu_0) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} (\bar{\Sigma}_l - \bar{\Sigma}_{\infty}) P_l(\mu_0). \quad (94)$$

Таким образом, уравнение Больцмана для нейтронного потока, сглаженного по резонансным особенностям, приобретает вид:

$$\bar{\Sigma}_{\infty} \bar{F} + \int \bar{F}(x, u, \mu') \bar{\Sigma}_t'(u, \mu_0) d\Omega' + \mu \frac{\partial \bar{F}}{\partial x} = S(x, u) + \iint \bar{F}(x, u, \mu') \bar{\Sigma}_s(u' \rightarrow u, \mu_0) du' d\Omega'. \quad (95)$$

Таким образом, переход к уравнению Больцмана не привел к появлению какой-либо дополнительной пространственной зависимости нейтронного потока. В приближениях, при которых величины  $\bar{\Sigma}_l$  и  $\bar{\Sigma}_{sl}$  не зависят от координат, константы, фигурирующие в уравнении Больцмана также являются пространственно-независимыми.

Эффект резонансной самоэкранировки сечений привел к разделению полного сечения на две части - изотропной  $\bar{\Sigma}_{\infty}$  и анизотропной  $\bar{\Sigma}_t'(u, \mu_0)$  ( $\mu_0$  - косинус угла рассеяния). Для выяснения смысла  $\bar{\Sigma}_{\infty}$  рассмотрим случай изотропного упругого рассеяния. В этом случае

$$F_l \sim 1/\Sigma_t^{l+1} \quad \text{и} \quad \bar{\Sigma}_{\infty} = \lim_{l \rightarrow \infty} \frac{\langle 1/\Sigma_t^l \rangle}{\langle 1/\Sigma_t^{l+1} \rangle} = \Sigma_{\min}, \quad (96)$$

где  $\Sigma_{min}$  - минимальное сечение в интервале усреднения. Таким образом, первый член в (95) указывает, что под каким бы углом ни полетел рассеянный нейтрон, он будет взаимодействовать со средой с сечением не меньшим  $\Sigma_{-} = \Sigma_{min}$ . Ясно, что замена полного сечения минимальным является переоценкой эффекта резонансной самоэкранировки сечения: в действительности полное сечение взаимодействия рассеянного нейтрона с ядрами среды может быть больше чем  $\Sigma_{-}$ . Однако насколько именно больше, зависит от угла рассеяния, что и учитывается вторым членом в уравнении (95).

## Г Л А В А П

### СПЕЦИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ

Для расчета интегральных величин, фигурирующих в изложенной выше теории, была создана специальная программа расчетов на машине М-20. Пусть в среде присутствует лишь один элемент, обладающий резонансным ходом сечений и резонансы можно считать изолированными, или эффект наложения резонансов разных изотопов учитывается с помощью изложенного выше (см. гл. I, § 6) приближенного метода.

Тогда, как было показано, величины  $\langle 1 / \Sigma_{t}^n \rangle$  и  $\langle \Sigma_{x} / \Sigma_{t} \rangle$ , через которые выражаются константы, фигурирующие в кинетическом уравнении, могут быть получены из аналогичных величин для отдельных элементов, входящих в состав среды.

Обозначим через  $\bar{\sigma}$  среднее эффективное сечение всех остальных элементов, приходящееся на одно ядро рассматриваемого  $i$ -го элемента смеси:

$$\sigma_p + \bar{\sigma} = \frac{1}{N_i} \left( \Sigma_p + \sum_{j \neq i} \bar{\Sigma}_{2j} \right)$$

(  $N_i$  - плотность ядер рассматриваемого элемента ).

В приближении изолированных брейт-вигнеровских резонансов получим:

$$\left\langle \frac{\sigma_a}{\sigma_t + \bar{\sigma}} \right\rangle = \frac{1}{\Delta u} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\Gamma_a \cdot \alpha}{E_0} K_a(\alpha, \xi, \varphi);$$

$$\left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \bar{\sigma})^n} \right\rangle = \frac{1}{\Delta u} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\Gamma \cdot \alpha}{E_0} \frac{1}{(\sigma_p + \bar{\sigma})^n} \sum_{m=0}^n (-1)^m C_n^m K_m(\alpha, \xi, \varphi),$$

где

$$K_a = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\psi(x, \xi) dx}{1 + \alpha [\psi(x, \xi) \cos 2\varphi + \chi(x, \xi) \sin 2\varphi]} ;$$

$$K_m = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\psi(x, \xi) \cos 2\varphi + \chi(x, \xi) \sin 2\varphi}{1 + \alpha [\psi(x, \xi) \cos 2\varphi + \chi(x, \xi) \sin 2\varphi]} \right]^m dx ;$$

а параметры  $\alpha$ ,  $\xi$  и  $\varphi$  определены ранее.

Расчеты функций  $K_a$  и  $K_m$  произведены для значений параметров, изменяющихся в следующих пределах:

$$10^{-2} \leq \alpha \leq 10^5 ; \quad 10^{-3} \leq \xi \leq 5 ; \quad 0 \leq 2\varphi \leq 180^\circ \quad (97)$$

При  $\alpha < 10^{-2}$  резонансная самоэкранировка сечений несущественна ни при каких значениях  $\xi$  и  $\varphi$ . Значения  $\alpha > 10^5$  не встречаются. Значения  $\xi < 10^{-3}$  при температурах, которые могут представлять интерес с реакторной точки зрения, встречаются только для очень слабых резонансов, вклад которых в средние сечения пренебрежимо мал. При  $\xi > 5$  температурная зависимость рассчитываемых функций, как правило, становится чрезвычайно слабой (Допплер-эффект несущественен).

При выборе расчетных точек по параметрам  $\alpha$  и  $\xi$  был принят логарифмический шаг: каждая декада области изменения этих переменных разбивалась на три части.

При расчете функции  $K_a$  было принято более подобное разбиение по  $\xi$ . Это дает возможность более точно интерполировать  $K_a$  между расчетными точками по температуре и, следовательно, точнее рассчитывать Допплер-эффект, который наиболее чувствителен к температурным изменениям среднего сечения захвата.

Область изменения  $\alpha$  ограничена величиной  $\varphi$ . Поскольку  $\sigma_p \approx 4\pi \lambda^2 g \cdot \sin^2 \varphi$ , а  $\sigma_0 = 4\pi \lambda^2 g \frac{1}{2} \cos 2\varphi$ , то

$$\alpha \leq \frac{\cos 2\varphi}{\sin^2 \varphi} \quad (98)$$

Таким образом, при данном значении  $\varphi$  могут рассматриваться лишь  $\alpha$ , удовлетворяющие условию (98).

При выборе шага по  $\varphi$  мы исходили из следующих соображений. Область малых  $\varphi$  наиболее существенна для практических расчетов, т.к. в этой области резонансная самоэкранировка сечений проявляется особенно сильно. В этой области величина  $\alpha$  связана с  $\varphi$  простым соотношением

$$\alpha \sim \frac{\text{Const}}{\sin^2 \varphi} \quad (99)$$

Естественно поэтому выбрать шаг по  $\varphi$  таким, чтобы изменения  $1 / \sin^2 \varphi$  от одной расчетной точки к другой соответствовали уже принятым нами изменениям  $\alpha$ . Такой шаг по  $\varphi$  был принят и при больших значениях  $\varphi$ .

После проведения расчетов оказалось, что число расчетных точек по  $\varphi$  можно сократить ввиду относительно слабой зависимости рассчитываемых функций от этого параметра. Поэтому в приводимых ниже таблицах и графиках значения функций при некоторых значениях  $\varphi$  (именно, при  $\varphi = 0,0045$ ;  $\varphi = 0,010$ ;  $\varphi = 0,021$ ) не приводятся.

Выбранные значения  $\alpha$ ,  $\xi$  и  $\varphi$  даны в табл.2.

Таблица 2

$\alpha$	$\ln \alpha$	Для расчета $K_m$		Для расчета $K_a$		$\varphi$	$\frac{1}{\sin^2 \varphi}$
		$\xi$	$\ln \xi$	$\xi$	$\ln \xi$		
100000	11,52	0,00100	- 6,908	0,001	- 6,908	0	$\infty$
46400	10,75	0,00215	- 6,142	0,002	- 6,215	0,0030	100000
21530	9,979	0,00465	- 5,371	0,005	- 5,298	0,0045	46500
9990	9,211	0,0100	- 4,605	0,010	- 4,605	0,0070	21500
4638	8,443	0,0215	- 3,839	0,012	- 4,423	0,010	10000
2151	7,675	0,0465	- 3,069	0,015	- 4,200	0,014	4650
998,0	6,907	0,100	- 2,303	0,020	- 3,912	0,021	2150
463,4	6,139	0,215	- 1,537	0,025	- 3,689	0,032	1000
215,0	5,372	0,465	- 0,7655	0,030	- 3,507	0,047	465
99,80	4,603	1,00	0	0,040	- 3,219	0,068	215
46,30	3,835	2,15	0,7666	0,050	- 2,996	0,100	100
21,48	3,067	4,65	1,537	0,060	- 2,813	0,147	46,5
9,970	2,300			0,080	- 2,526	0,217	21,5
4,625	1,531			0,10	- 2,303	0,322	10,0
2,146	0,7636			0,15	- 1,897	0,482	4,65
0,9961	- 0,003909			0,20	- 1,609	0,750	2,15
0,4623	- 0,7715			0,30	- 1,204	1,047	1,33
0,2145	- 1,539			0,40	- 0,9163	1,57	1,00
0,0995	- 2,307			0,50	- 0,6931		
0,0462	- 3,075			0,60	- 0,5108		
0,0214	- 3,843			0,80	- 0,2231		
0,00995	- 4,611			1,00	0		
				2,00	0,6932		
				5,00	1,609		



Результаты расчетов приведены ниже как в графической, так и в табличной форме. Функции  $K_a$  и  $K_2$  изображены на трех системах графиков. На графиках первой системы изображены зависимости от  $\alpha$  при фиксированном значении  $\varphi$ . Значения параметра  $\xi$  приводятся у кривых. Графики второй системы построены для удобства интерполяции по  $\xi$  (т.е. по температуре). На них приводятся зависимости функций от  $\xi$  при фиксированном  $\varphi$ , а значения параметра  $\alpha$  указаны у кривых. Наконец, третья система графиков предназначена для определения той области, где существенна зависимость от  $\varphi$ . На этих графиках функции представлены в зависимости от  $\alpha$  при фиксированном  $\xi$ , а значения параметра  $\varphi$  указаны у кривых.

Из рассмотрения этих графиков легко определить ту область значений  $\alpha$ , в которой при расчете усредненных сечений необходим учет интерференции резонансного и потенциального рассеяния.

Функции  $K_1$ ,  $K_3$  и  $K_4$  изображены лишь на первых двух системах графиков, т.к. область, где необходим учет интерференции, может быть определена из рассмотрения соответствующих графиков для  $K_a$  и  $K_2$ . Кроме того графики третьей системы для функций  $K_1$  и  $K_3$  не имеют наглядной формы.

Функции  $K_1$  и  $K_3$  могут принимать и отрицательные значения (вследствие интерференции резонансного и потенциального рассеяния). Поскольку для изображения  $K_3$  был выбран логарифмический масштаб в той области, где  $K_3 < 0$  приводятся значения функции  $(-K_3)$  пунктиром.

Для точного нахождения значений искомых функций при заданных параметрах  $\alpha$ ,  $\xi$  и  $\varphi$  необходимо провести интерполяцию между приведенными в таблицах значениями. По  $\alpha$  и по  $\xi$  эту интерполяцию целесообразно производить в логарифмическом масштабе.

Интерполяцию по  $\varphi$  следует производить по  $(1/\sin^2 \varphi)$ . При принятом нами разбиении области изменения аргументов достаточная точность обеспечивается уже при простой линейной интерполяции (в указанных выше масштабах). Лишь в отдельных случаях изменения искомых функций между расчетными точками становятся столь сильными, что необходимо прибегать к квадратичной интерполяции. Эти случаи могут быть выделены из рассмотрения приводимых графиков.

В заключение авторы пользуются случаем выразить свою глубокую благодарность Н.А.Максимовой, Л.В.Петровой, К.И.Нестеровой, выполнившим большую работу по оформлению таблиц и графиков.



ФУНКЦИИ  $K_a(\alpha, \xi, \varphi)$

ТАБЛИЦЫ И ГРАФИКИ















$\varphi = 0,75$

K<sub>a</sub>

$\alpha \backslash E$	0,005	0,010	0,012	0,015	0,020	0,025	0,030	0,040	0,050	0,060	0,080	0,10	0,15	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,80	1,0	2,0	5,0
2,146	0,9999	0,9994	0,9993	0,9991	0,9987	0,9984	0,9981	0,9977	0,9973	0,9972	0,9971	0,9975	1,000	1,005	1,021	1,041	1,067	1,095	1,162	1,237	1,706	3,518
0,9961	1,000	0,9999	0,9998	0,9997	0,9995	0,9993	0,9991	0,9988	0,9985	0,9982	0,9978	0,9975	0,9971	0,9972	0,9987	1,001	1,005	1,008	1,017	1,025	1,058	1,090
0,4623	1,000	1,000	1,000	1,000	0,9999	0,9998	0,9997	0,9995	0,9993	0,9992	0,9989	0,9986	0,9980	0,9976	0,9971	0,9970	0,9971	0,9974	0,9983	0,9992	1,004	1,008
0,2145	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	0,9999	0,9998	0,9997	0,9995	0,9994	0,9990	0,9987	0,9982	0,9978	0,9976	0,9974	0,9971	0,9970	0,9972	0,9976
0,09953	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	0,9999	0,9998	0,9996	0,9994	0,9991	0,9988	0,9986	0,9984	0,9981	0,9979	0,9976	0,9974
0,04619	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	0,9999	0,9998	0,9996	0,9994	0,9993	0,9991	0,9989	0,9988	0,9985	0,9983
0,02143	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	0,9999	0,9998	0,9997	0,9996	0,9995	0,9994	0,9993	0,9991	0,9990
0,00995	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	0,9999	0,9998	0,9998	0,9997	0,9996	0,9995	0,9994	0,9993

$\varphi = 1,05$

K<sub>a</sub>

$\alpha \backslash E$	0,001	0,002	0,005	0,010	0,012	0,015	0,020	0,025	0,030	0,040	0,050	0,060	0,080	0,10	0,15	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,80	1,0	2,0	5,0
0,9961	1,000	1,000	1,001	1,004	1,004	1,005	1,007	1,008	1,010	1,013	1,016	1,019	1,025	1,031	1,046	1,061	1,091	1,112	1,148	1,174	1,226	1,273	1,456	1,676
0,4623	1,000	1,000	1,001	1,002	1,002	1,002	1,003	1,004	1,005	1,006	1,007	1,009	1,011	1,014	1,020	1,027	1,038	1,048	1,058	1,066	1,081	1,094	1,131	1,161
0,2145	1,000	1,000	1,001	1,001	1,001	1,001	1,002	1,002	1,002	1,003	1,003	1,004	1,005	1,006	1,009	1,012	1,017	1,021	1,025	1,028	1,034	1,038	1,051	1,060
0,09953	1,000	1,000	1,000	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,002	1,002	1,002	1,003	1,003	1,004	1,006	1,008	1,010	1,011	1,013	1,015	1,017	1,022	1,025
0,04619	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,002	1,002	1,003	1,004	1,004	1,005	1,006	1,007	1,007	1,009	1,011
0,02143	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,002	1,002	1,002	1,003	1,003	1,003	1,004	1,005	1,005
0,00995	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,002	1,002

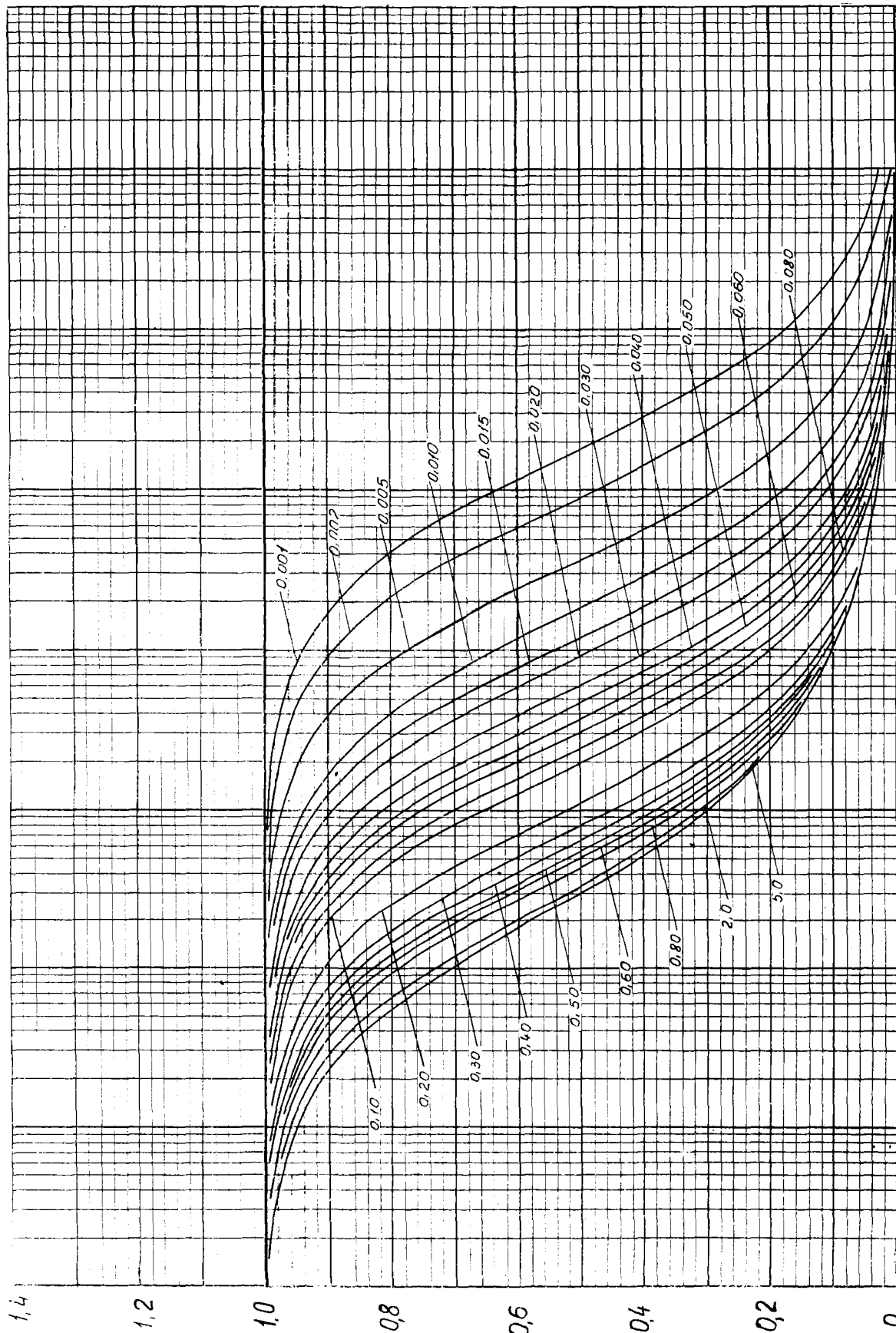
$\varphi = 1,57$

K<sub>a</sub>

$\alpha \backslash E$	0,001	0,002	0,005	0,010	0,012	0,015	0,020	0,025	0,030	0,040	0,050	0,060	0,080	0,10	0,15	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,80	1,0	2,0	5,0
0,9961	1,001	1,002	1,003	1,008	1,008	1,010	1,016	1,016	1,019	1,025	1,031	1,038	1,050	1,062	1,092	1,123	1,184	1,243	1,303	1,363	1,480	1,598	2,184	3,968
0,4623	1,001	1,001	1,002	1,004	1,004	1,005	1,007	1,007	1,009	1,012	1,014	1,017	1,023	1,028	1,041	1,053	1,076	1,096	1,116	1,134	1,164	1,190	1,271	1,339
0,2145	1,000	1,001	1,001	1,002	1,002	1,002	1,004	1,004	1,004	1,006	1,008	1,008	1,010	1,013	1,018	1,024	1,034	1,042	1,050	1,057	1,068	1,077	1,103	1,122
0,09953	1,000	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,002	1,002	1,002	1,003	1,003	1,004	1,005	1,006	1,009	1,011	1,015	1,018	1,022	1,025	1,030	1,034	1,044	1,051
0,04619	1,000	1,000	1,000	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,002	1,002	1,002	1,003	1,004	1,005	1,007	1,008	1,010	1,011	1,014	1,015	1,020	1,023
0,02143	1,000	1,000	1,000	1,001	1,000	1,001	1,001	1,000	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,002	1,002	1,003	1,004	1,005	1,005	1,006	1,007	1,009	1,010
0,00995	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,002	1,002	1,002	1,003	1,003	1,004	1,004	1,004

$\varphi = 0$

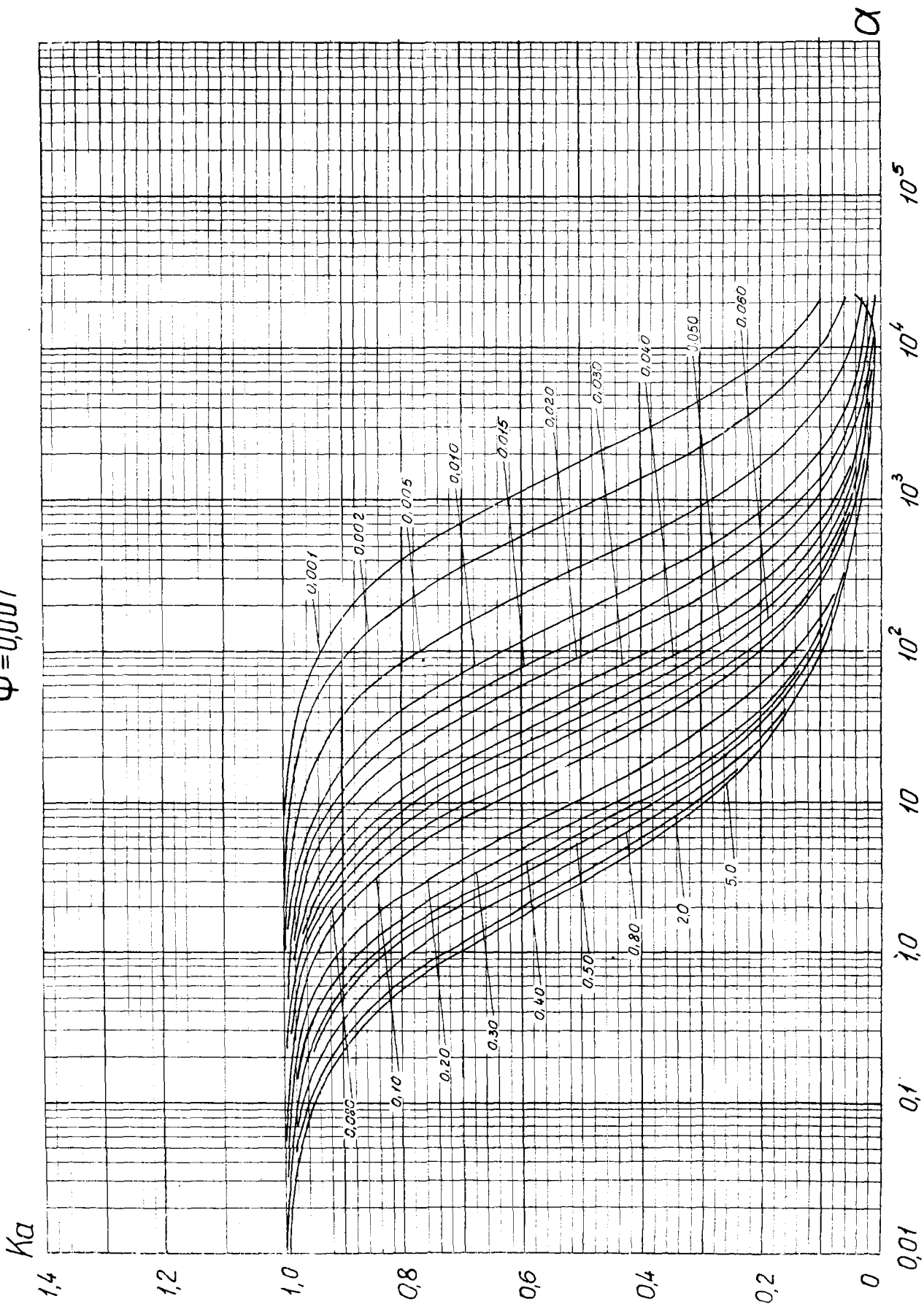
$Ka$



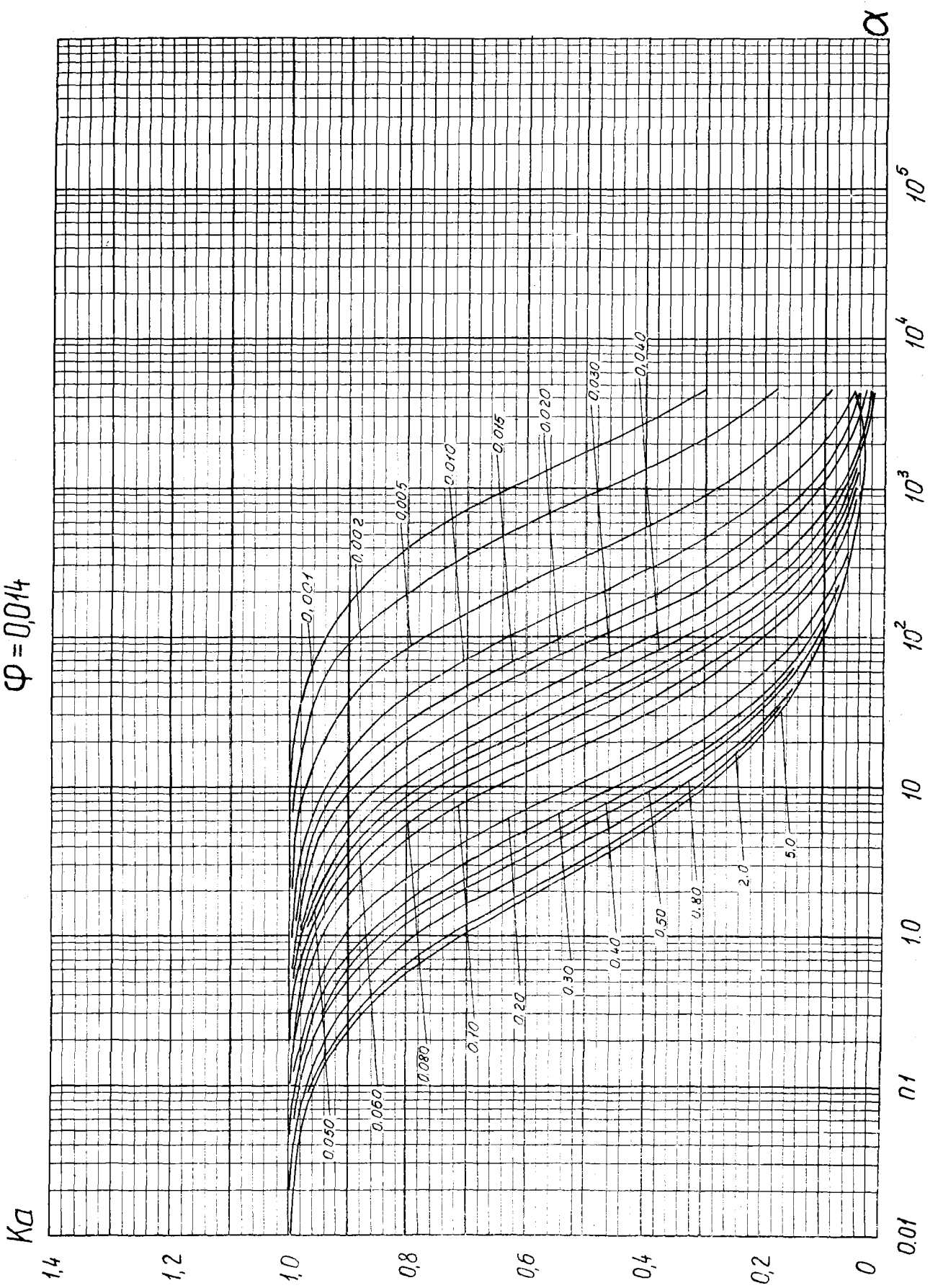
$\alpha$

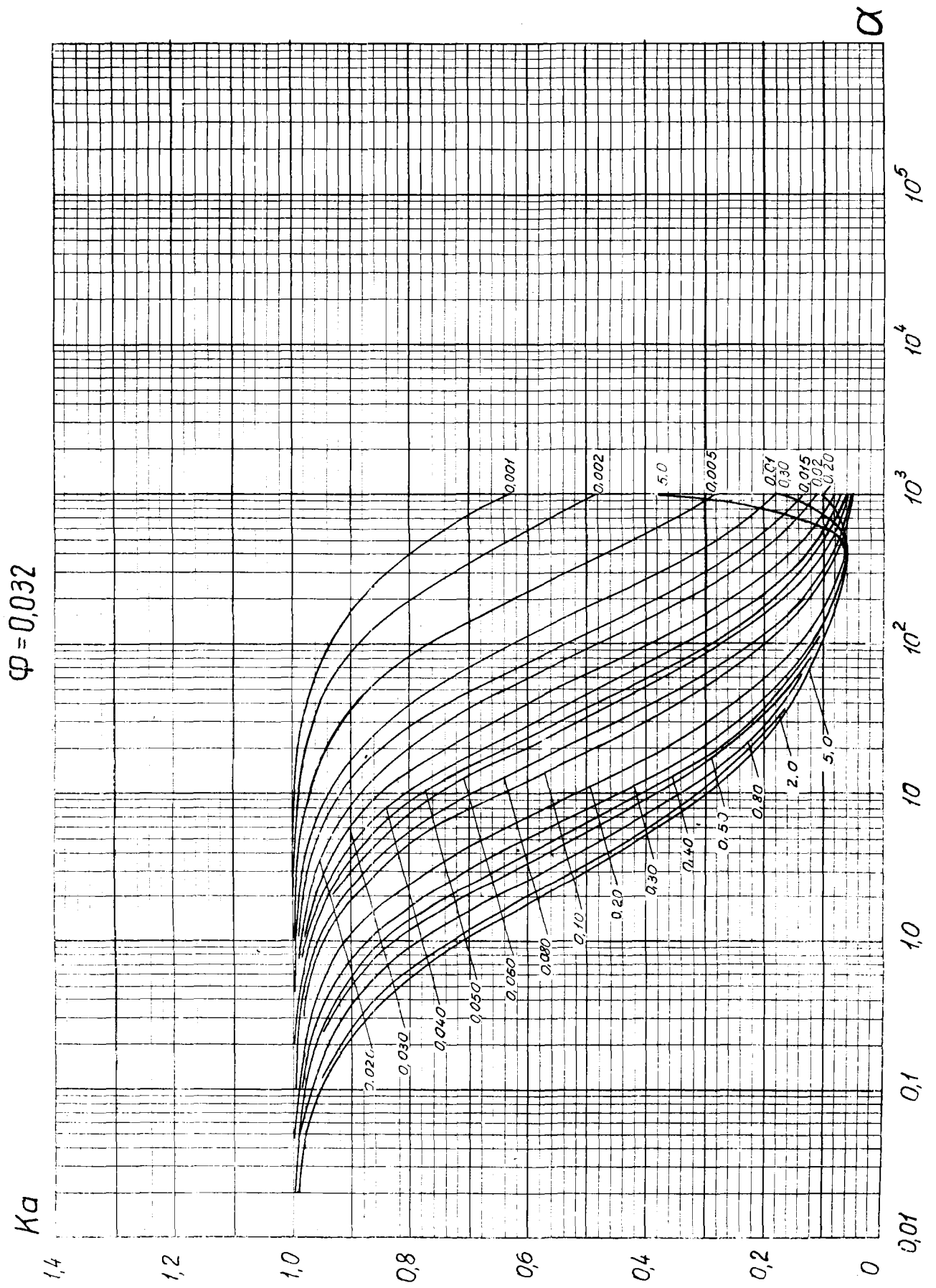


$\varphi = 0.007$

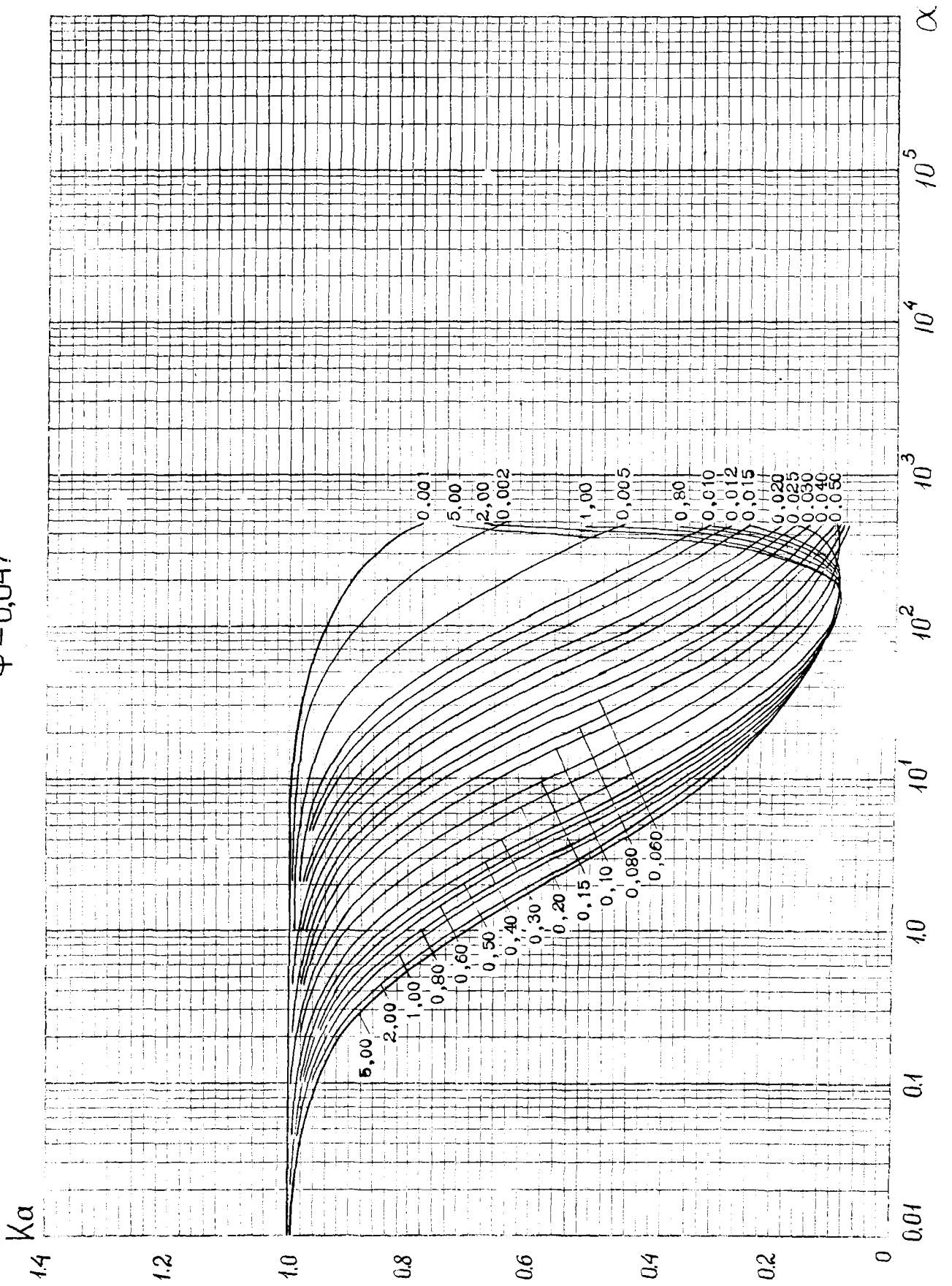


$\varphi = 0,014$



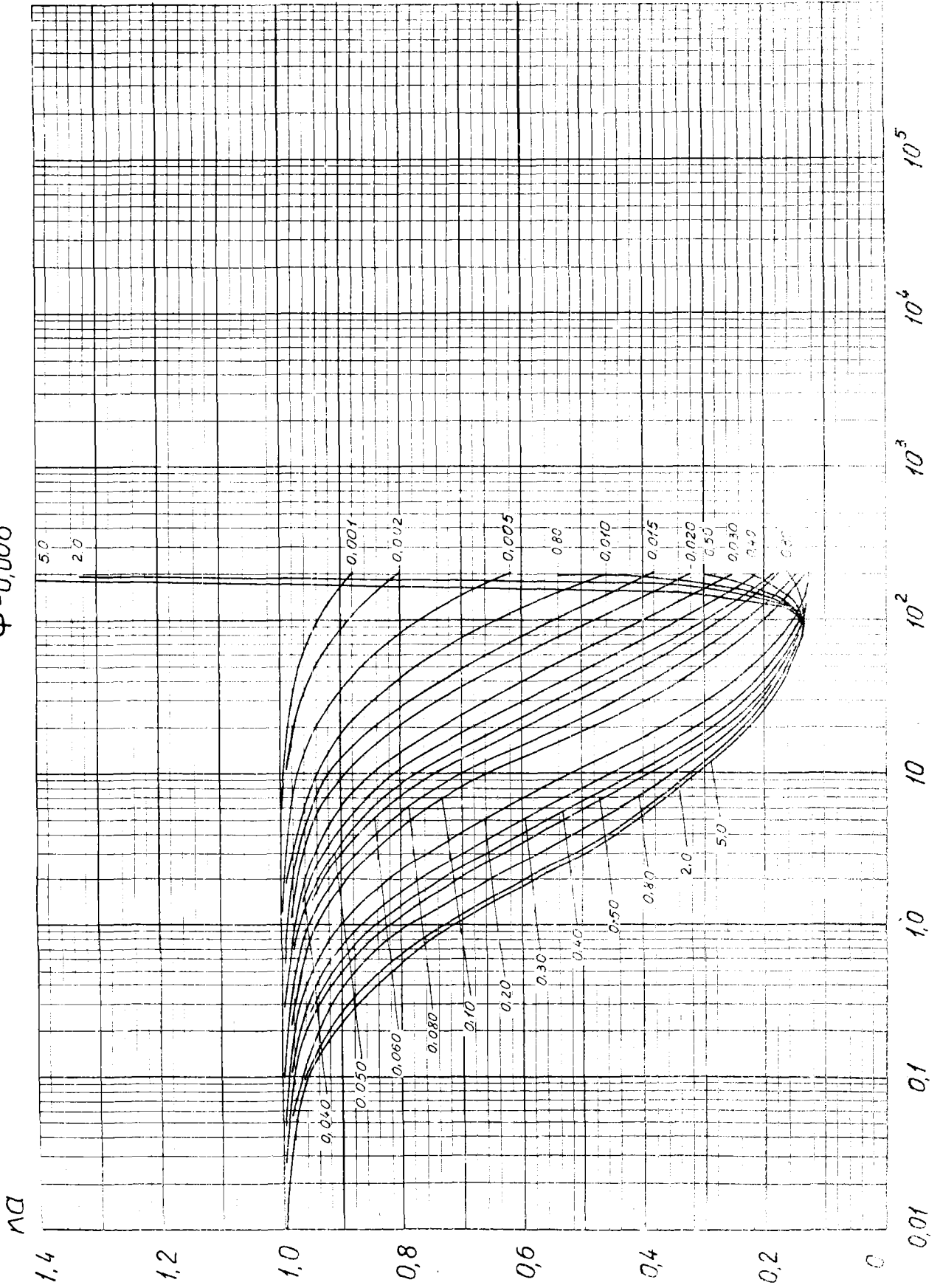


$\varphi = 0,047$



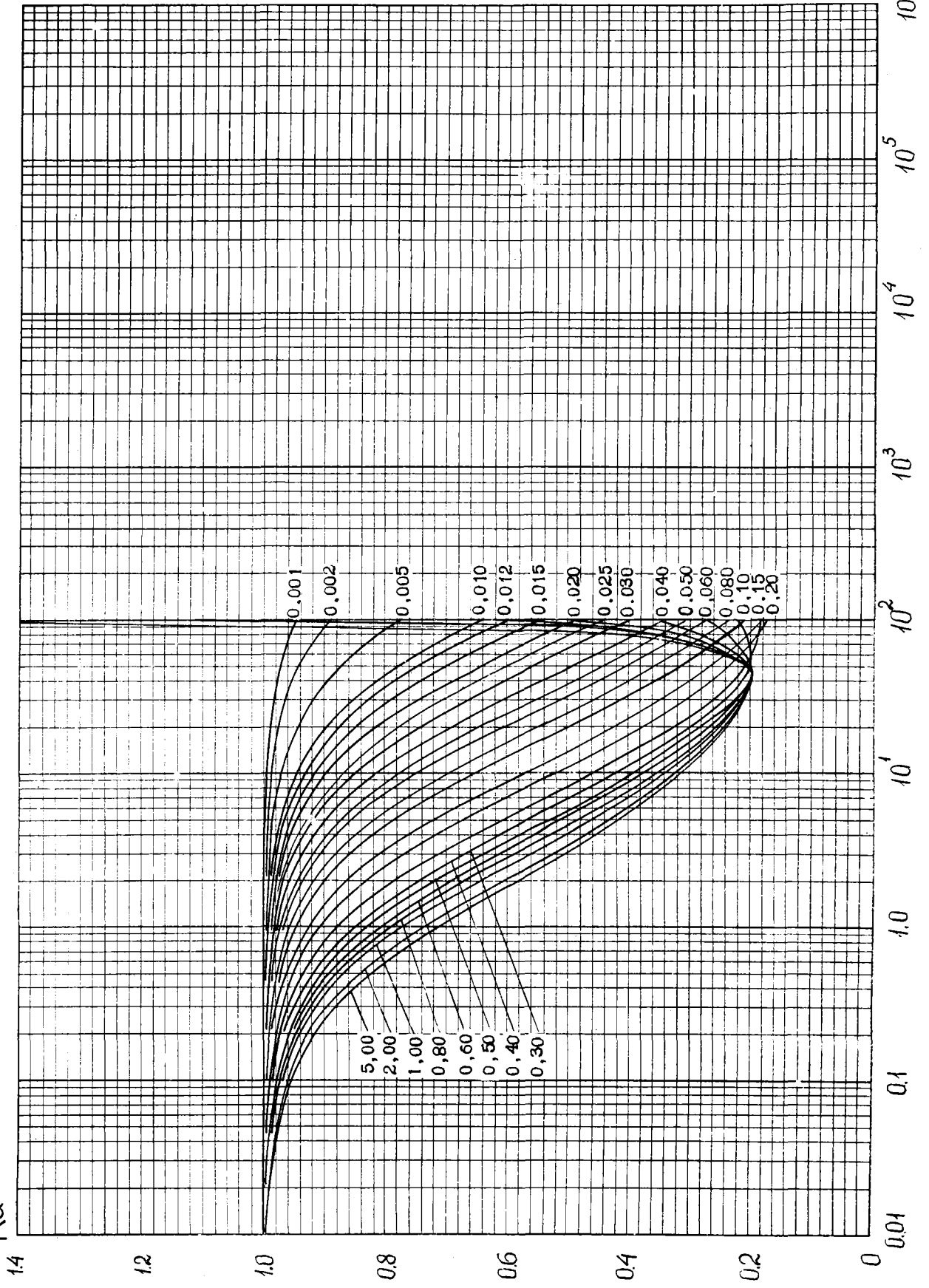


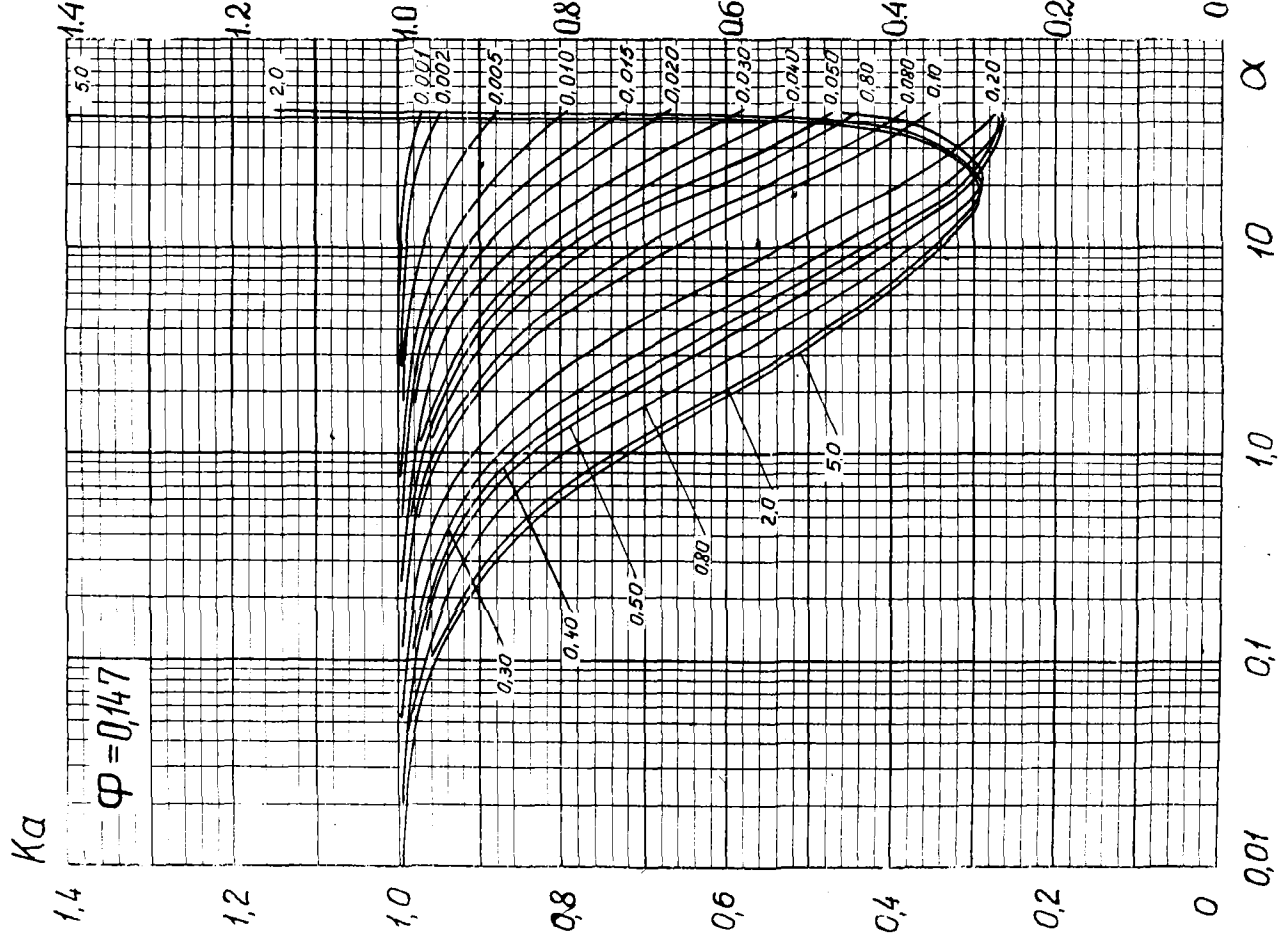
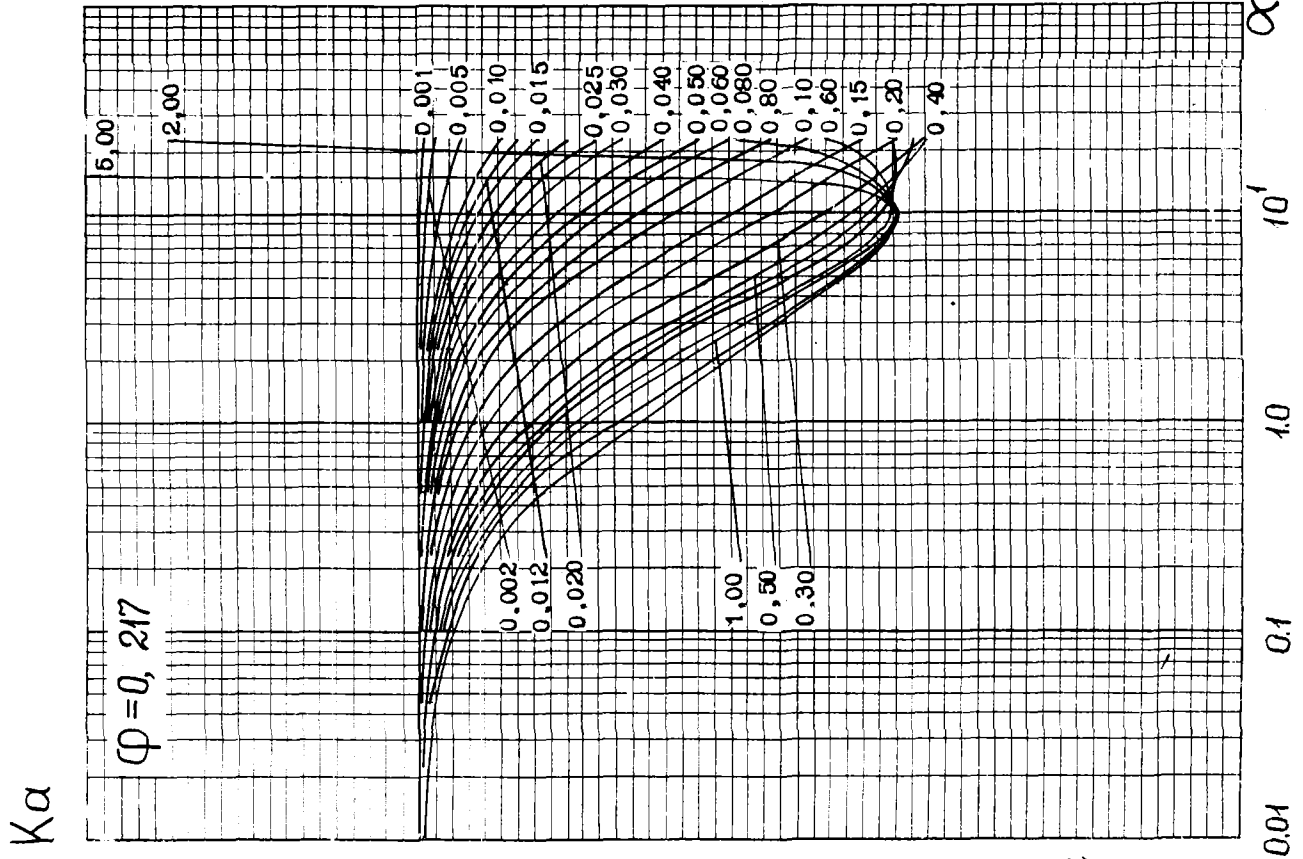
$\varphi = 0,068$

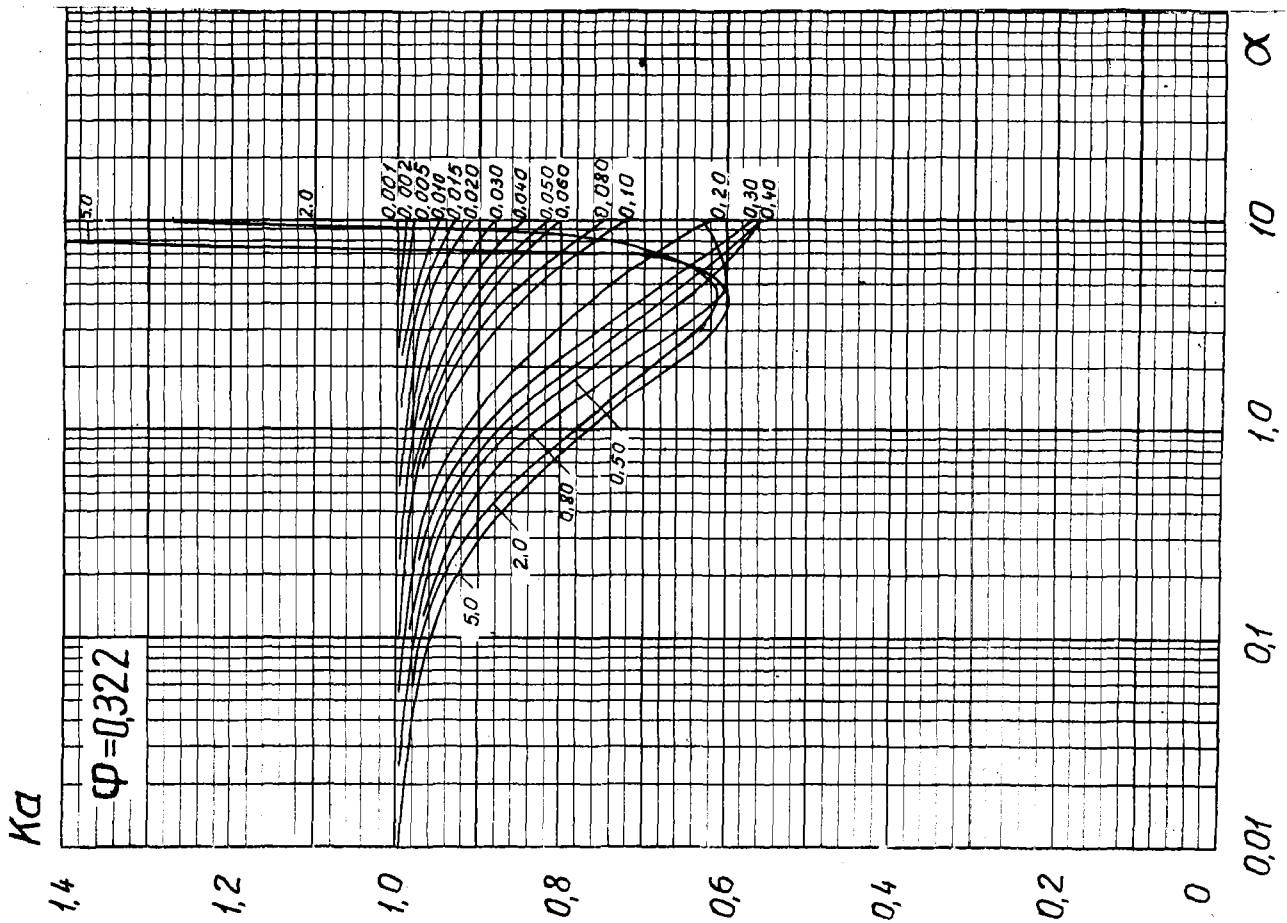
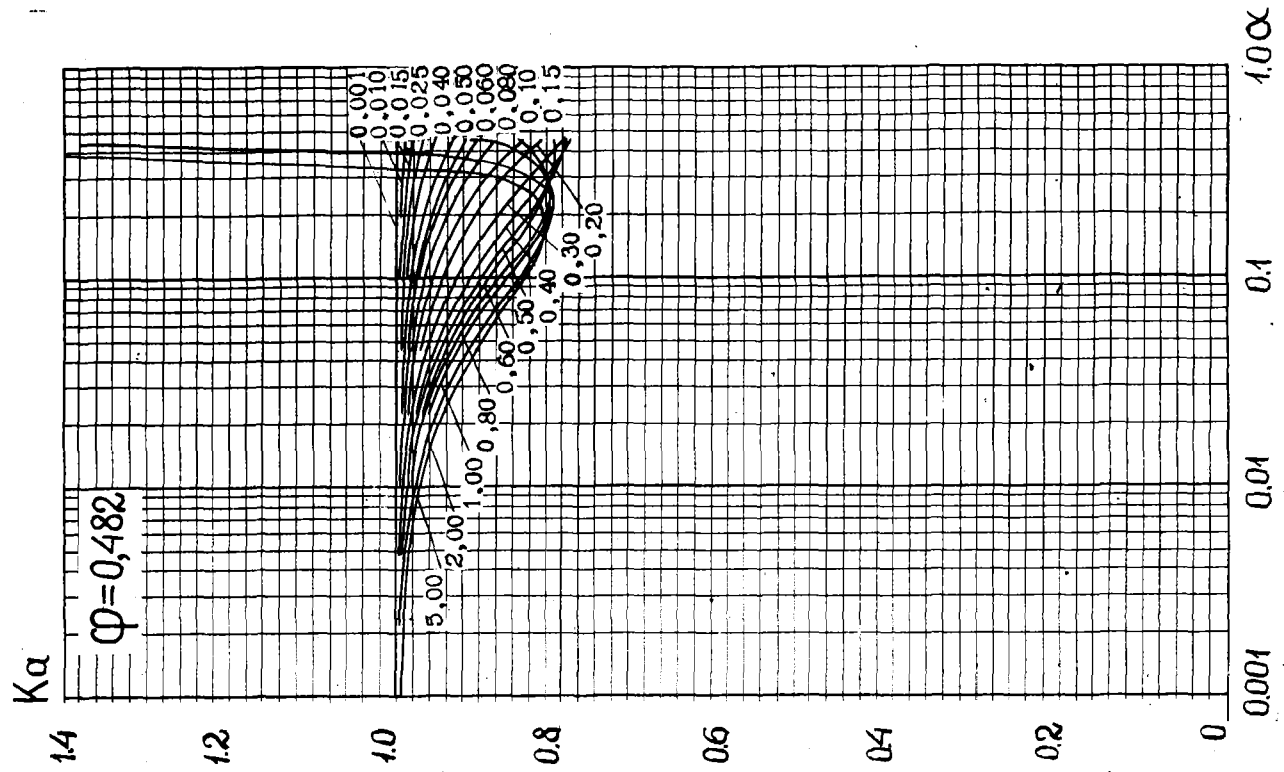


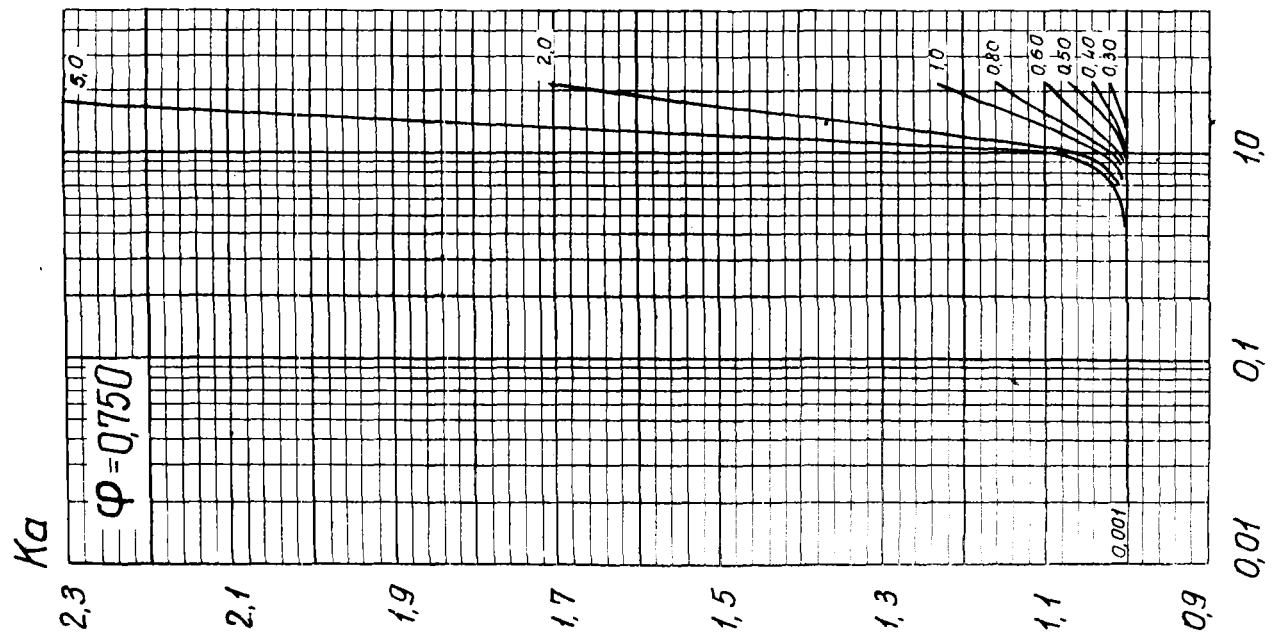
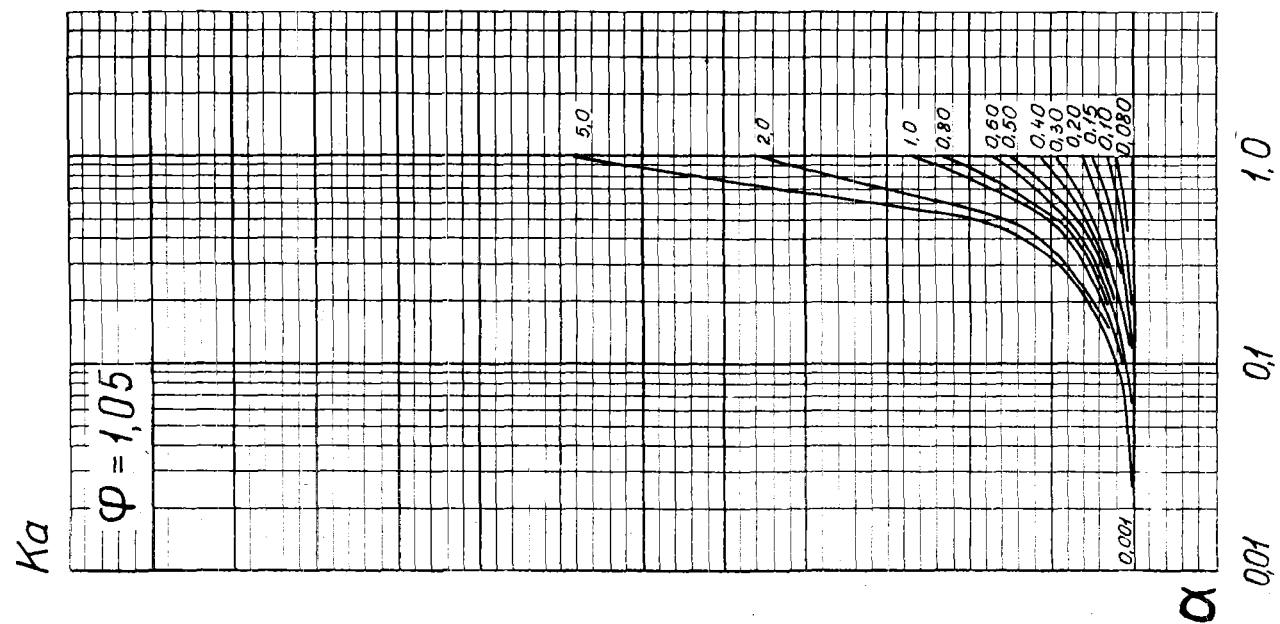
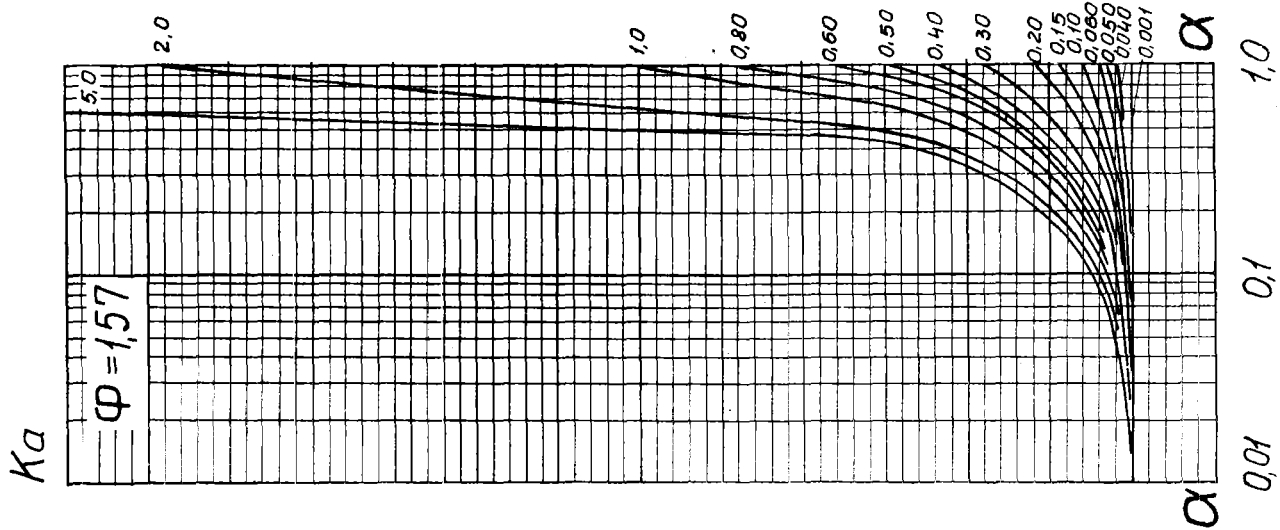
$\varphi=0,100$

$K\alpha$



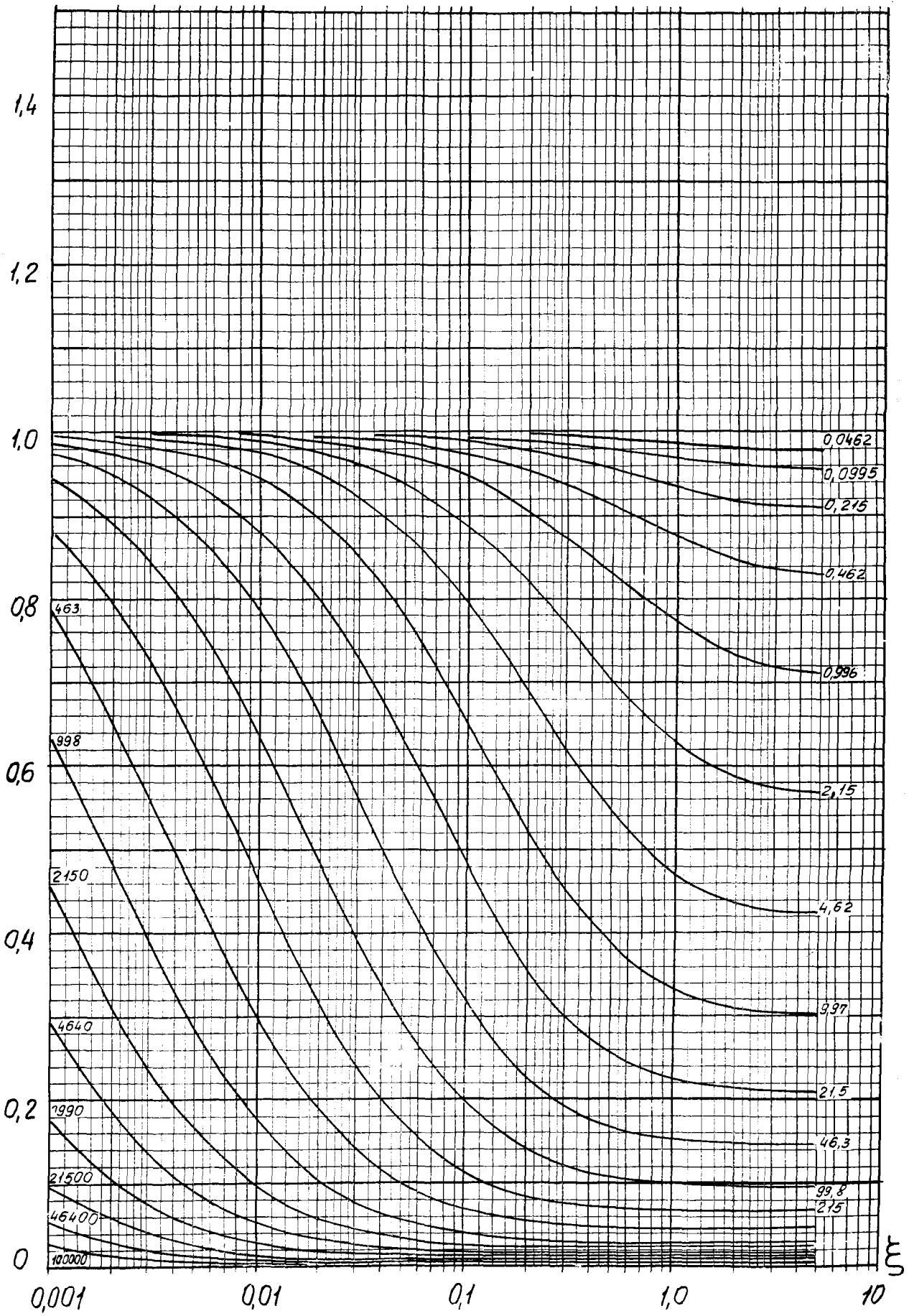






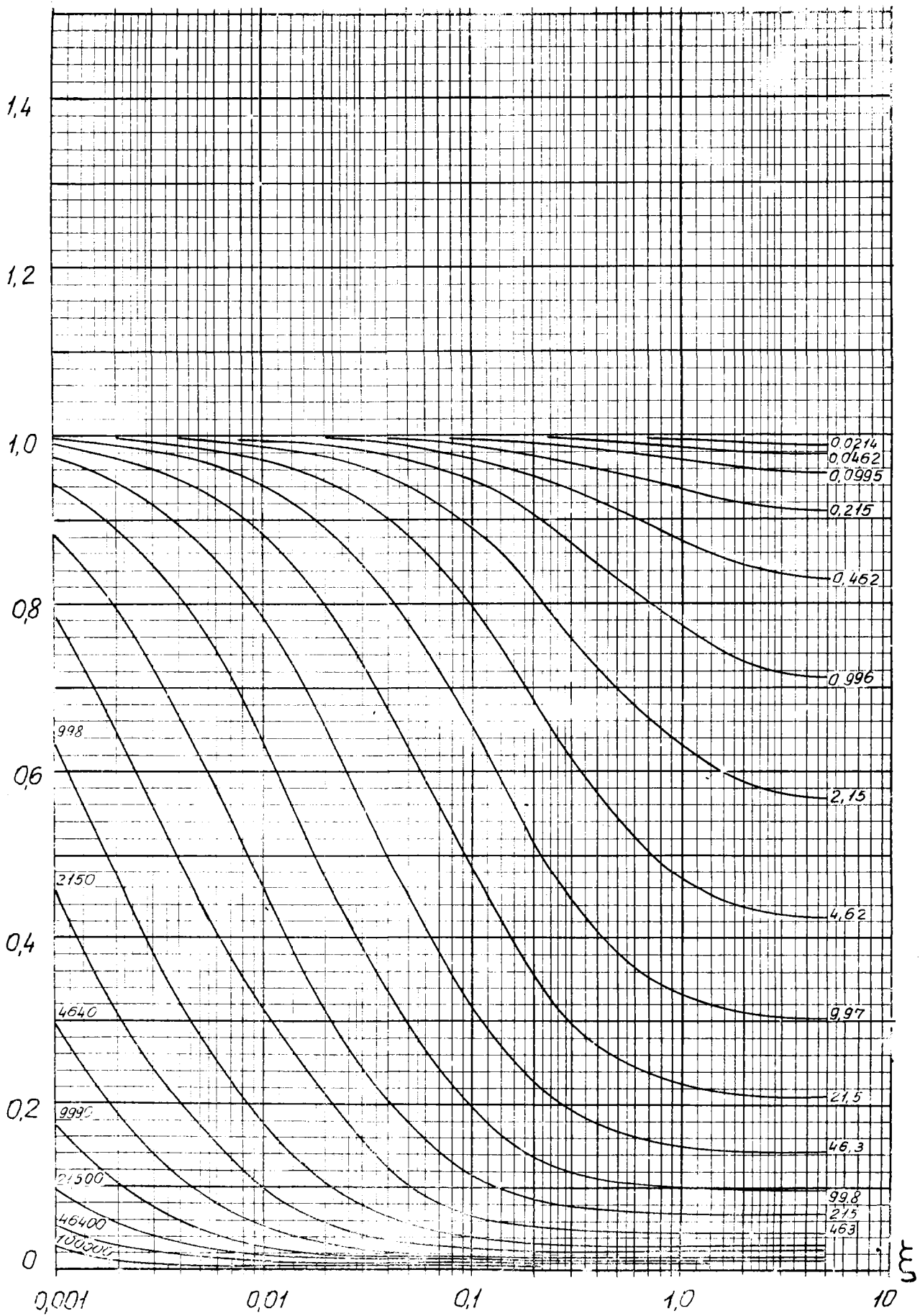
Ka

$\varphi=0$



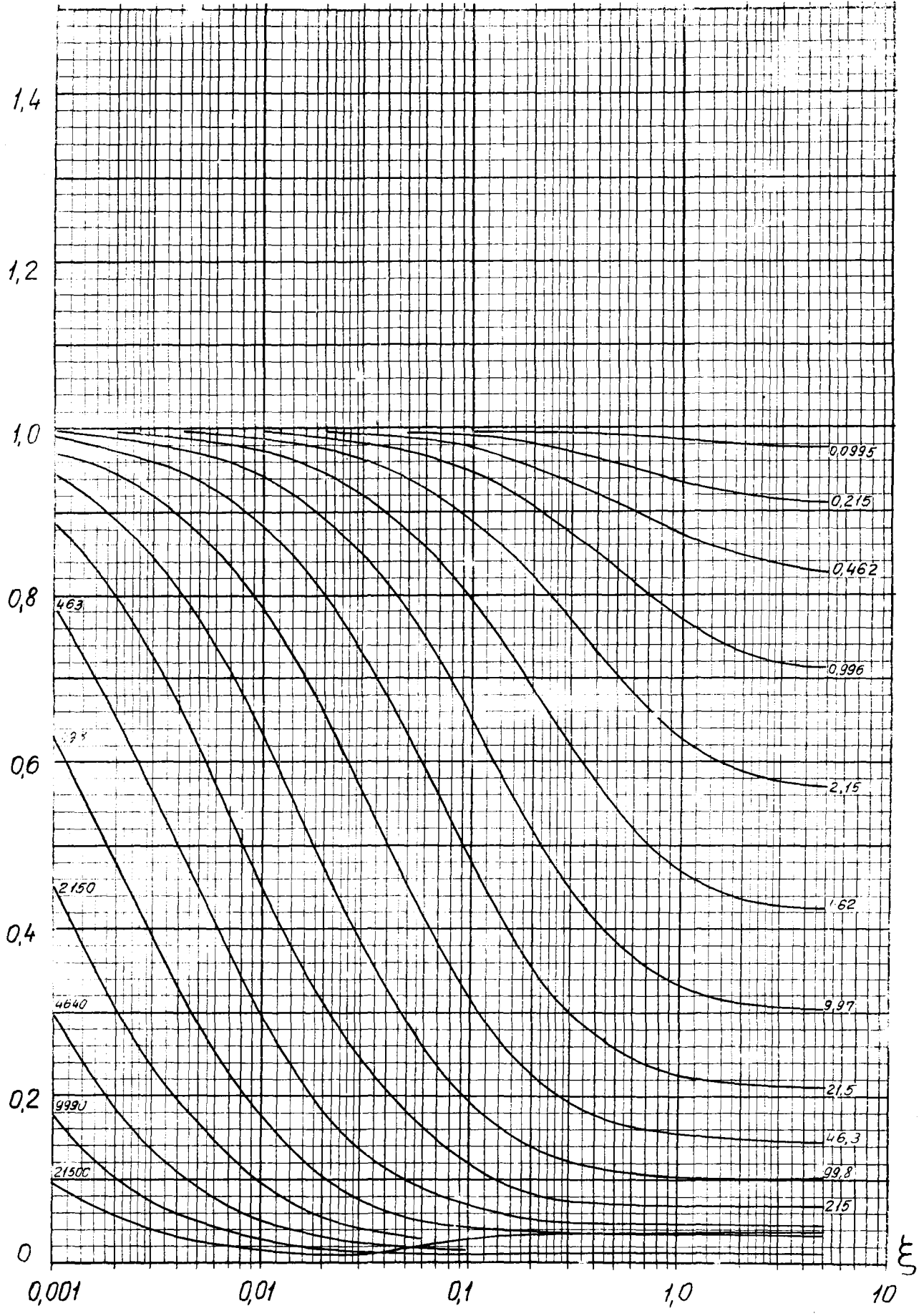
Ka

$\varphi = 0,003$



$Ka$

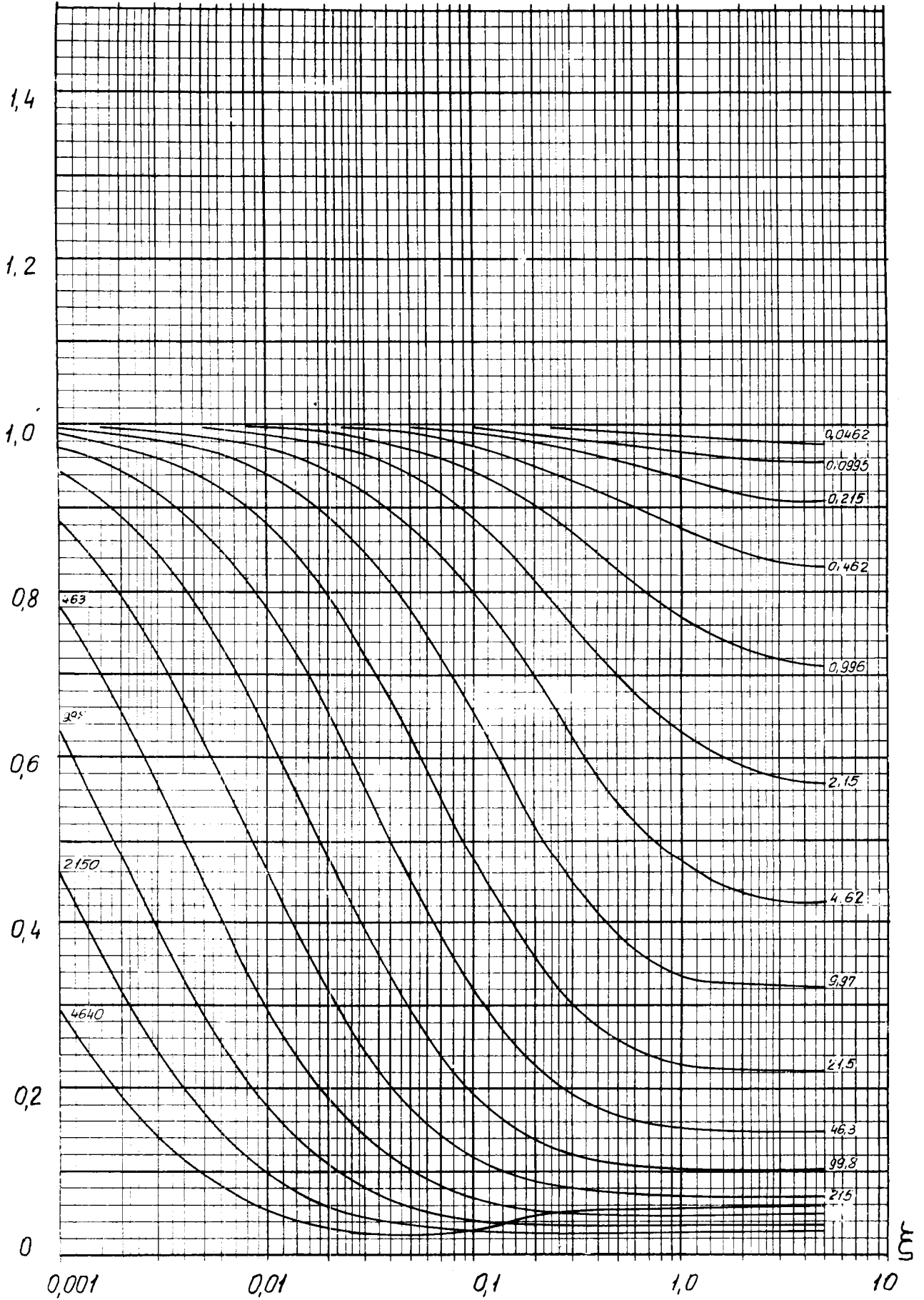
$\varphi=0.007$





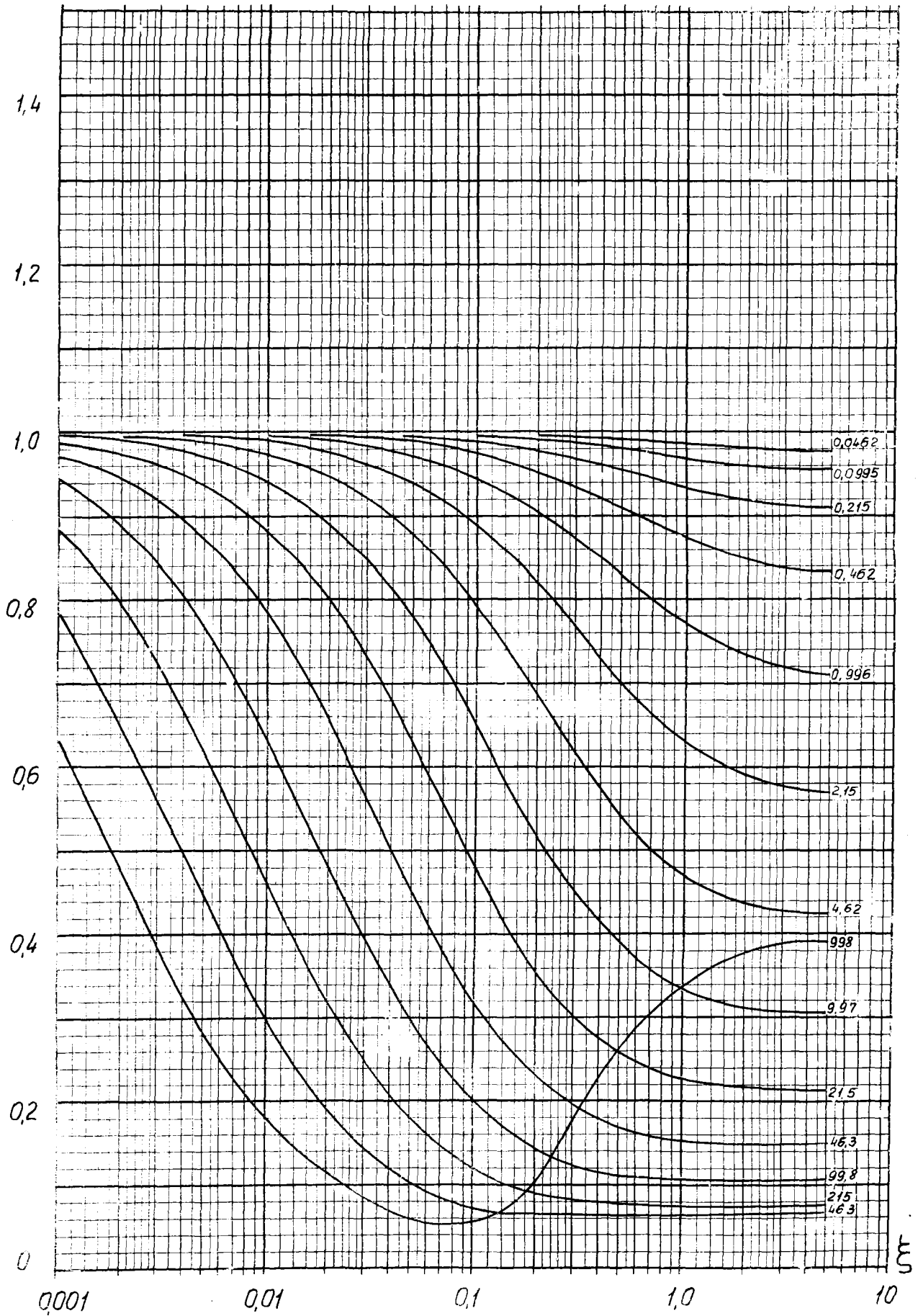
$K\alpha$

$\varphi=0,014$



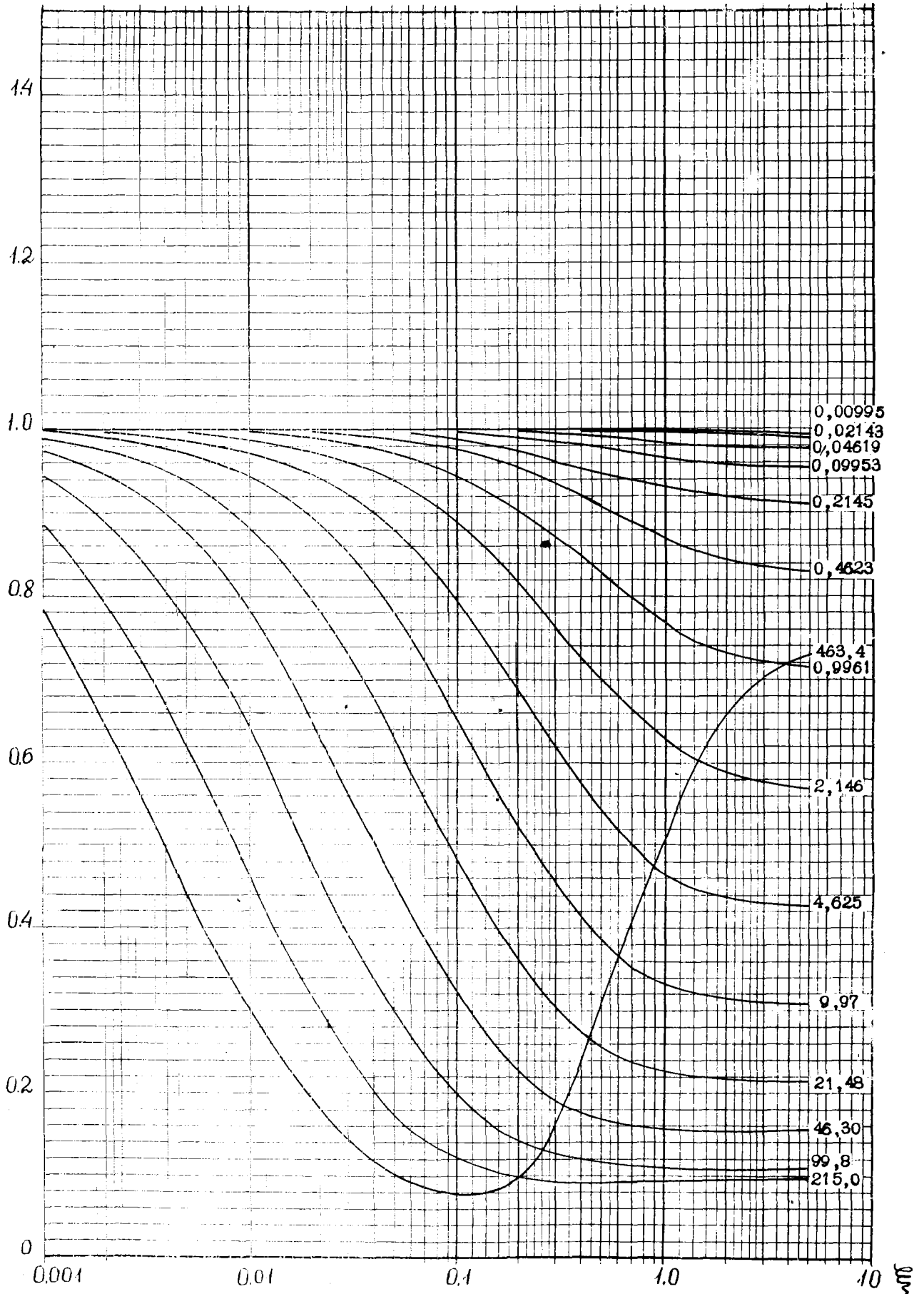
Ka.

$\varphi = 0,032$



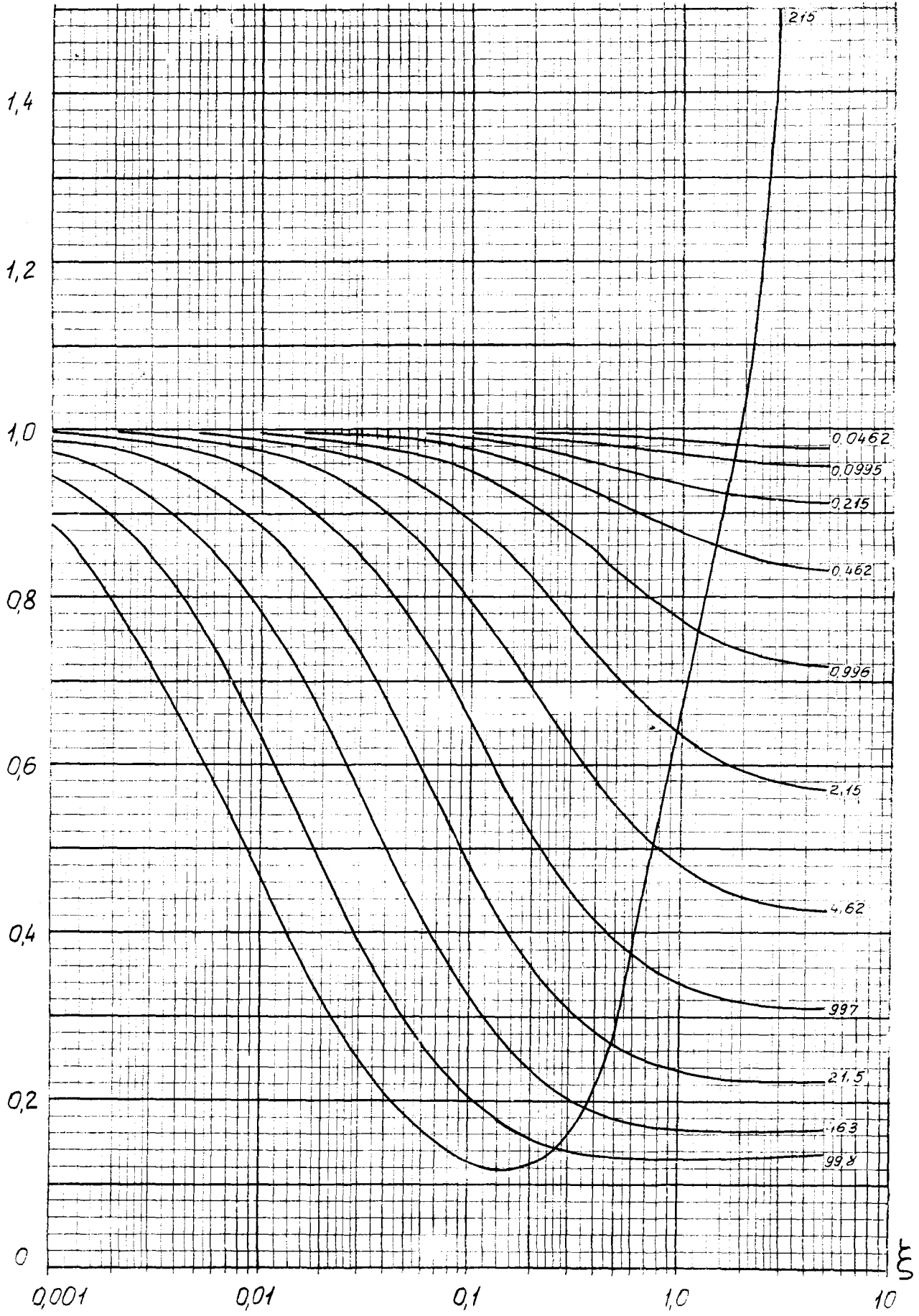
$K_\alpha$

$\varphi = 0,047$



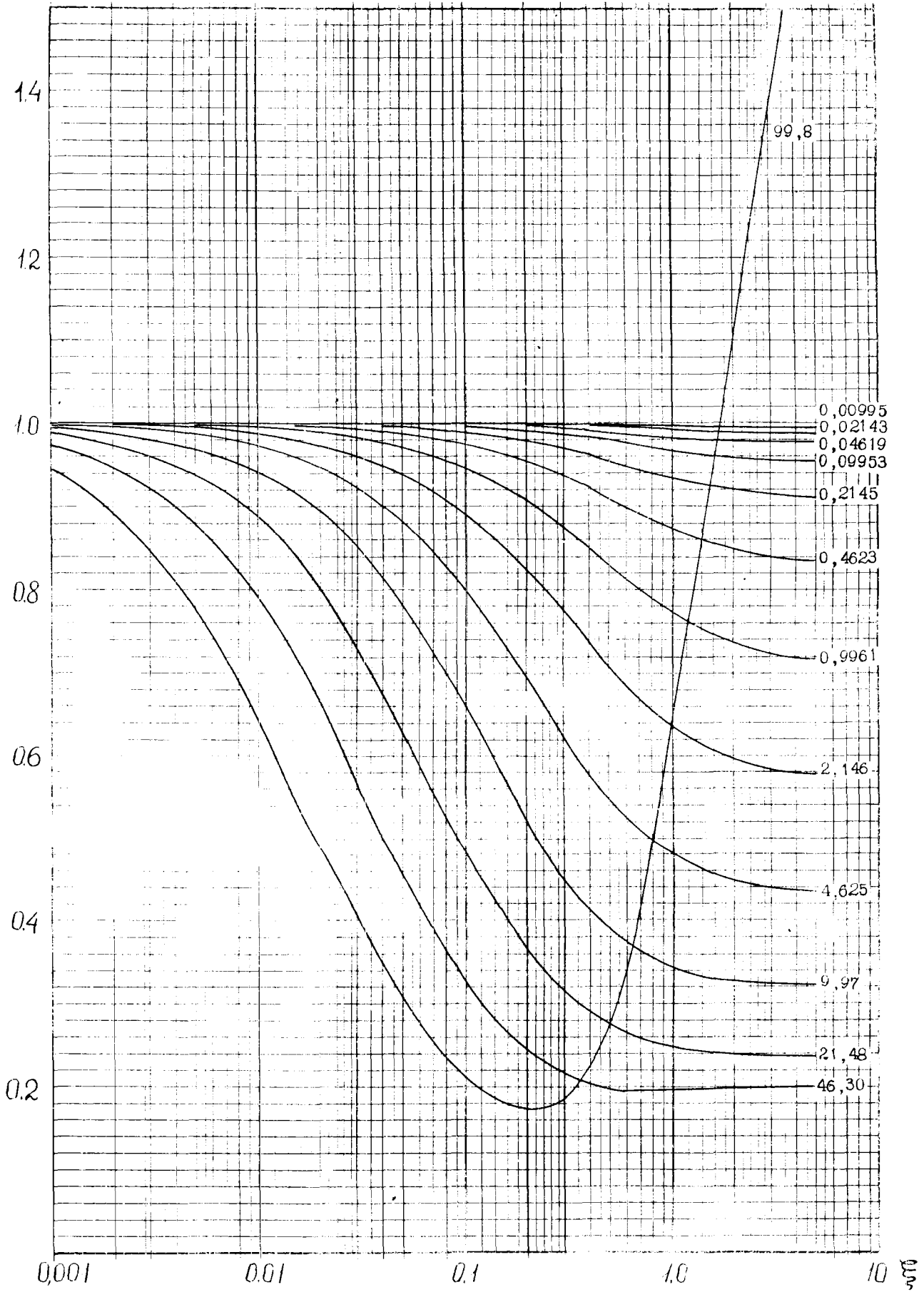
$Ka$

$\varphi = 0,068$



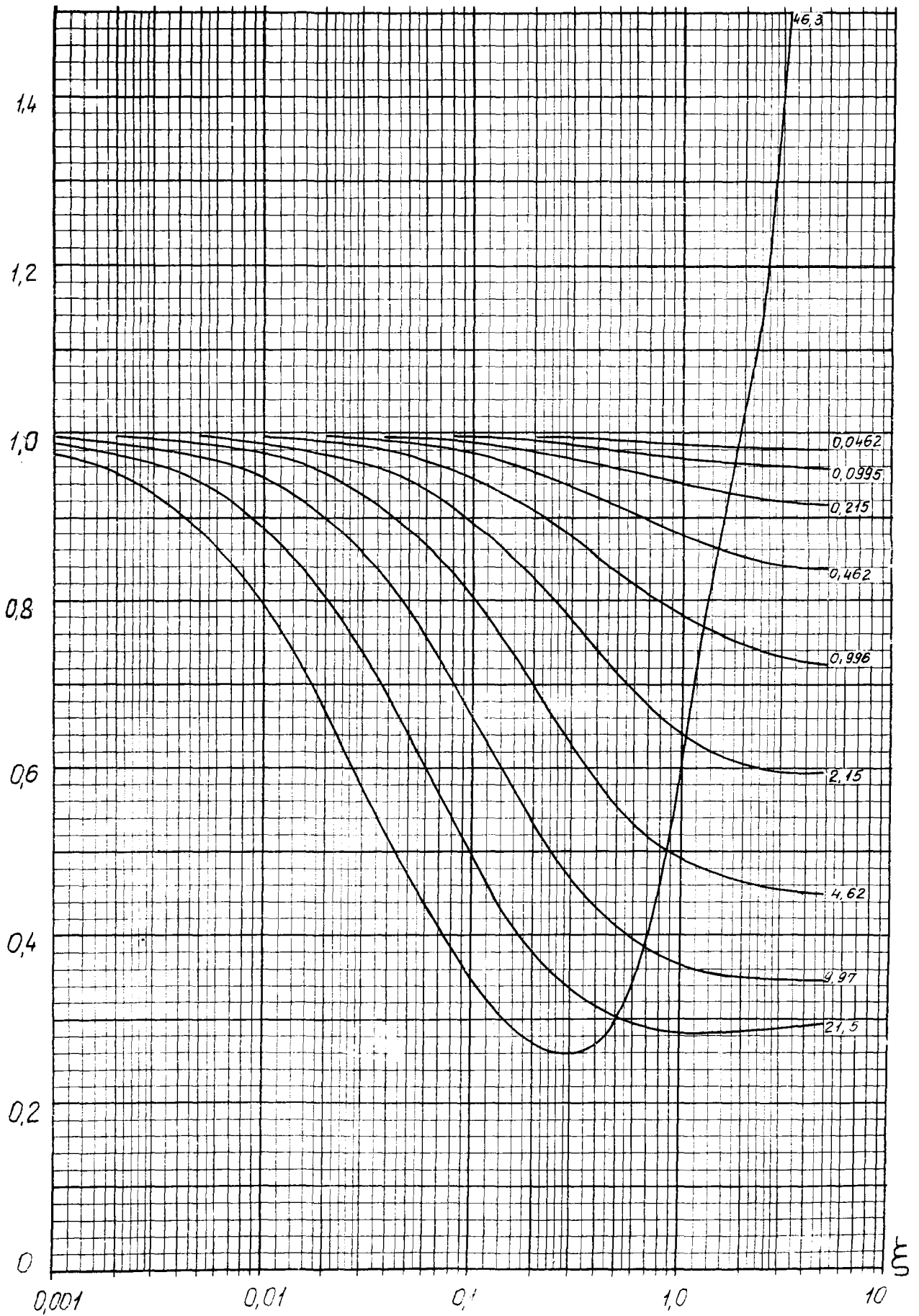
$K_{\alpha}$

$\varphi = 0,100$



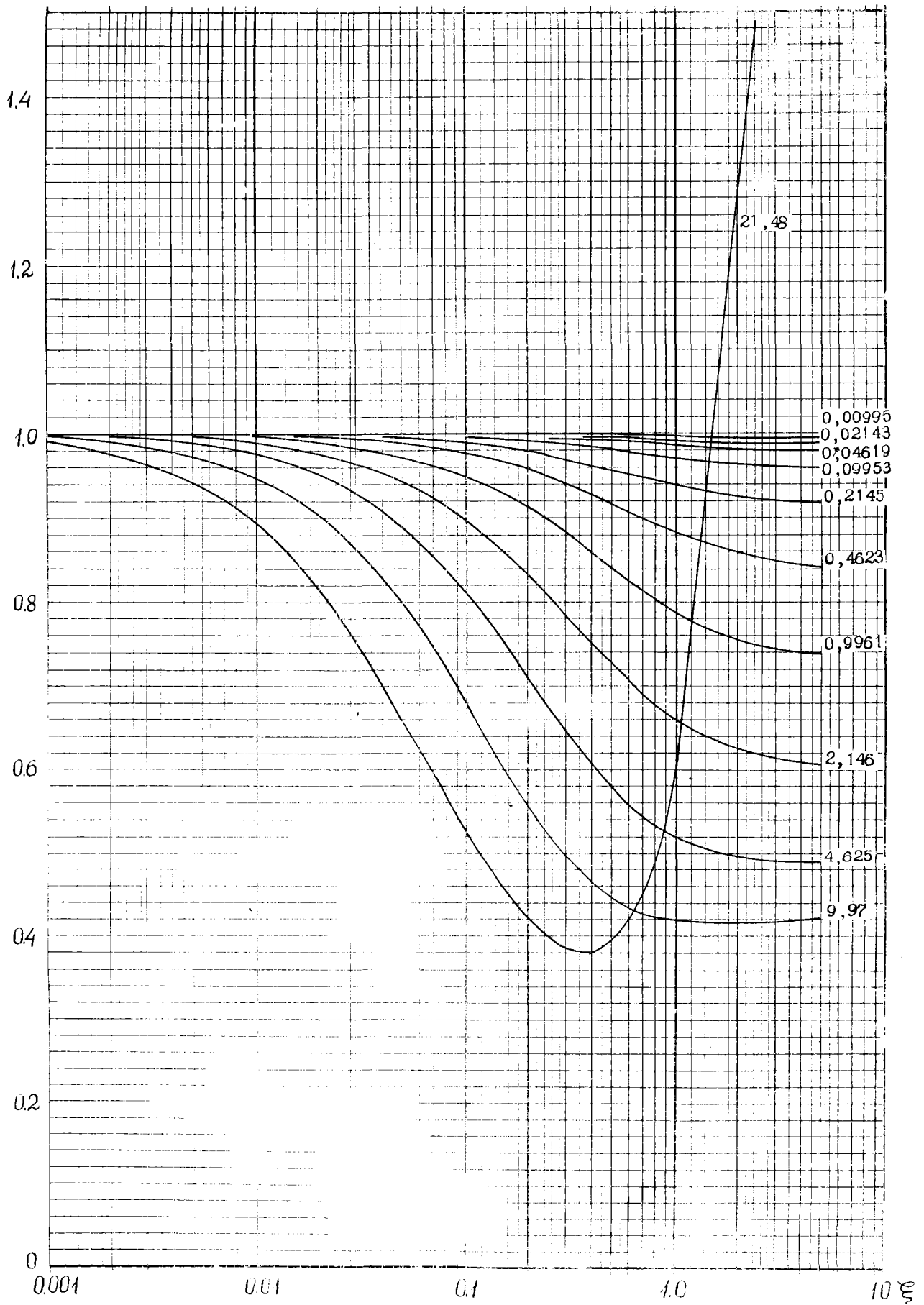
$Ka$

$\varphi = 0,147$



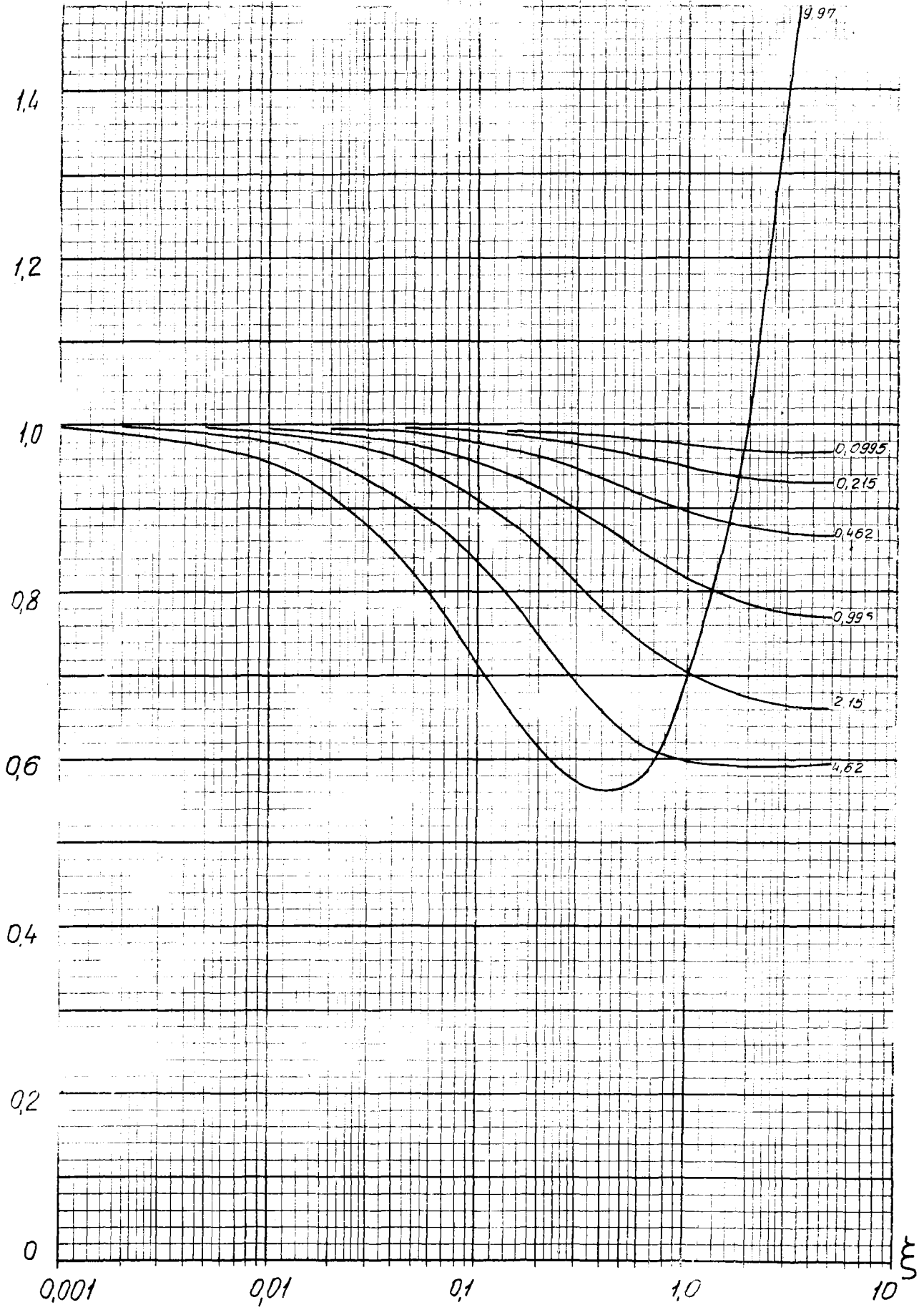
$K\alpha$

$\varphi=0,217$



Ka.

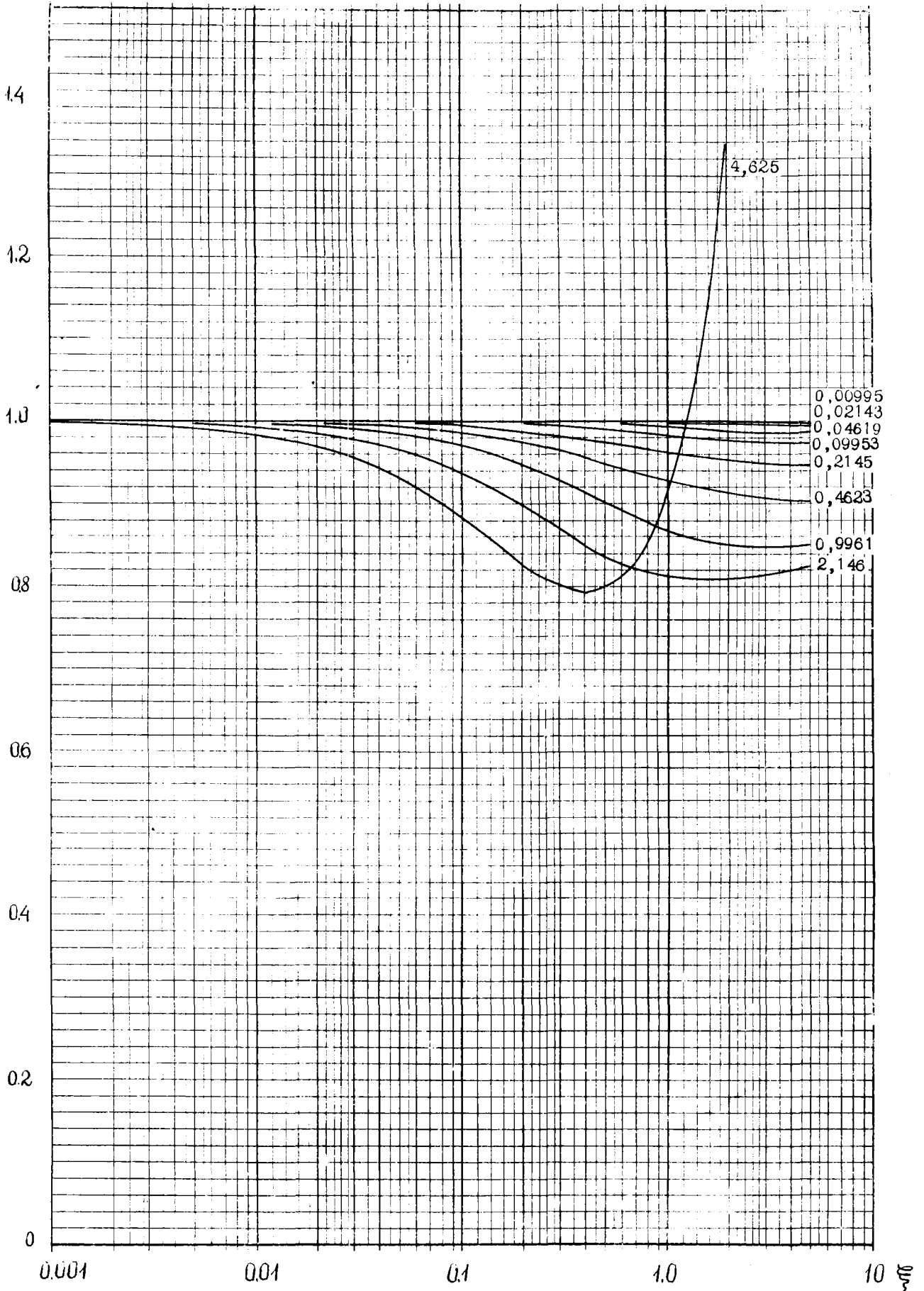
$\varphi = 0,322$

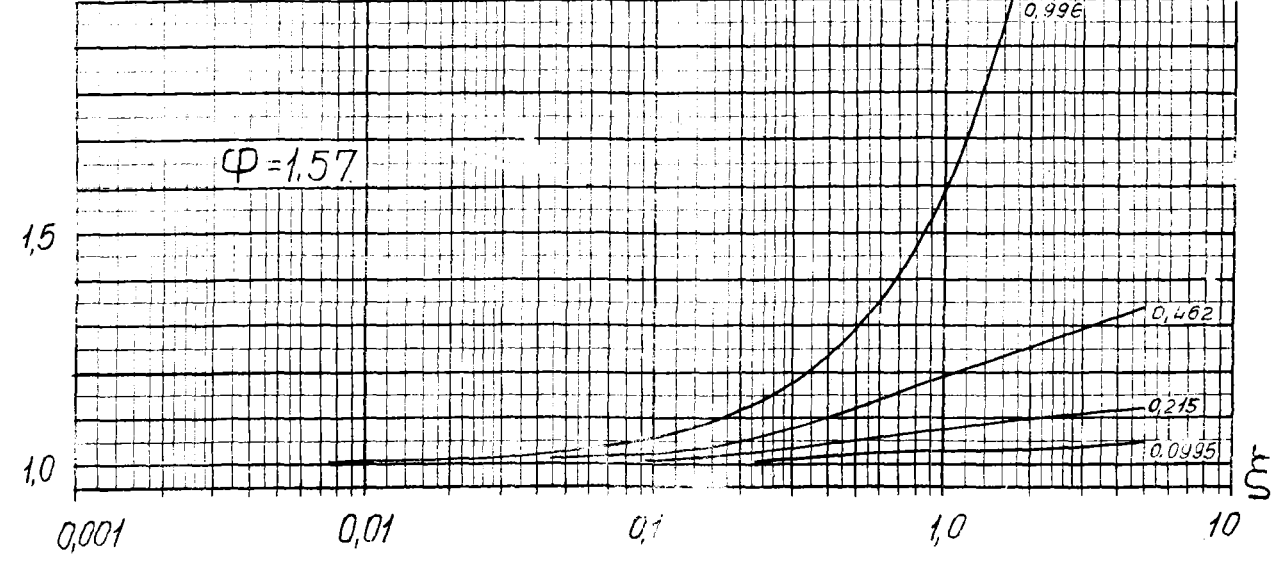
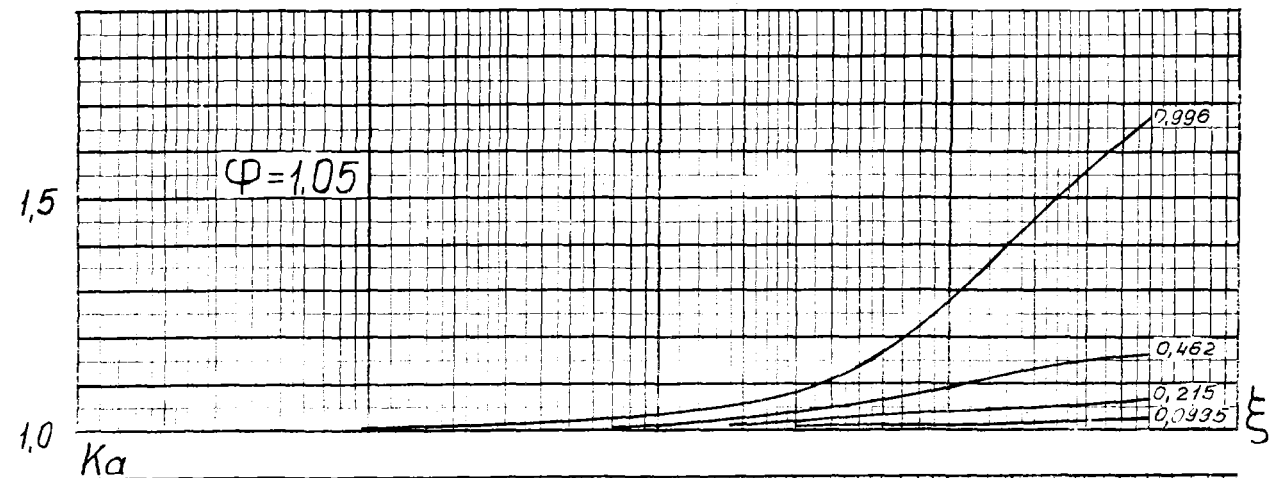
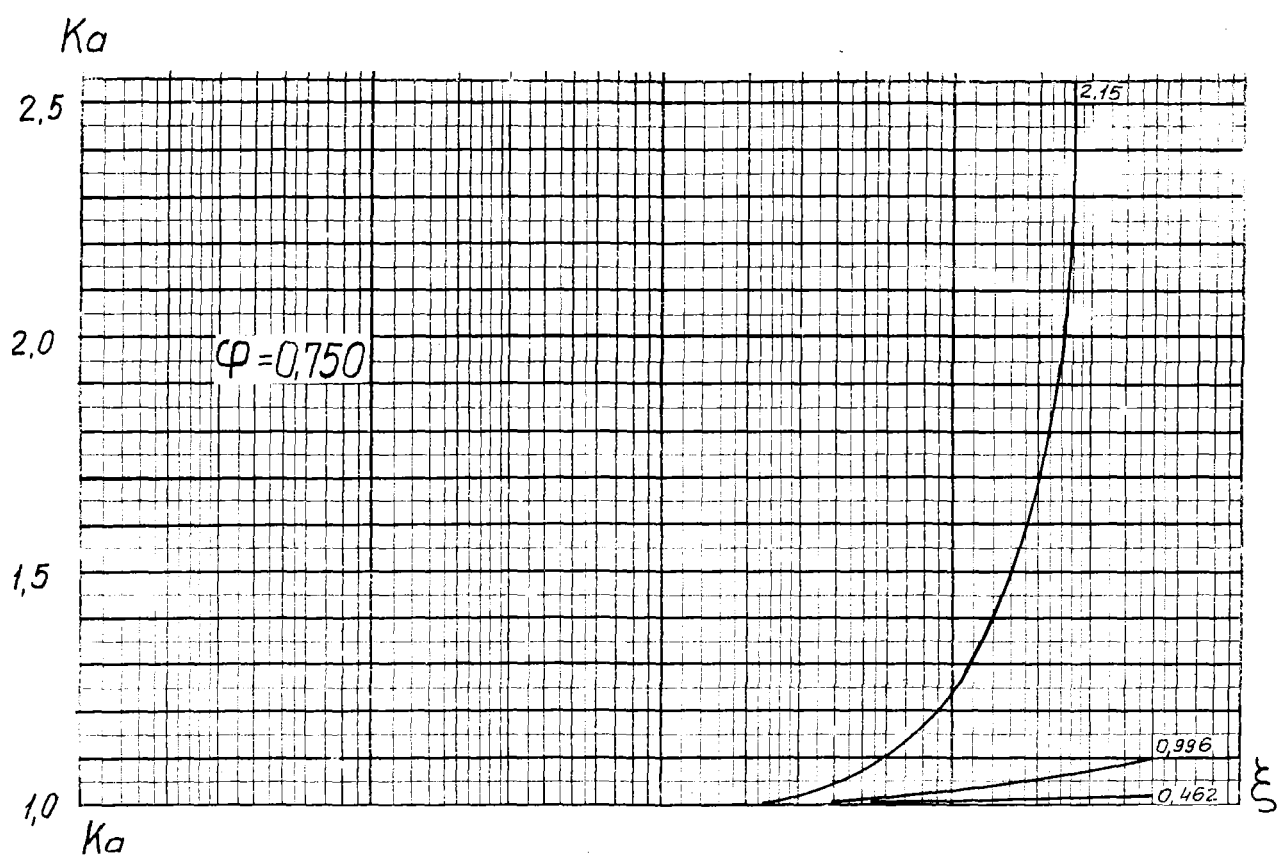




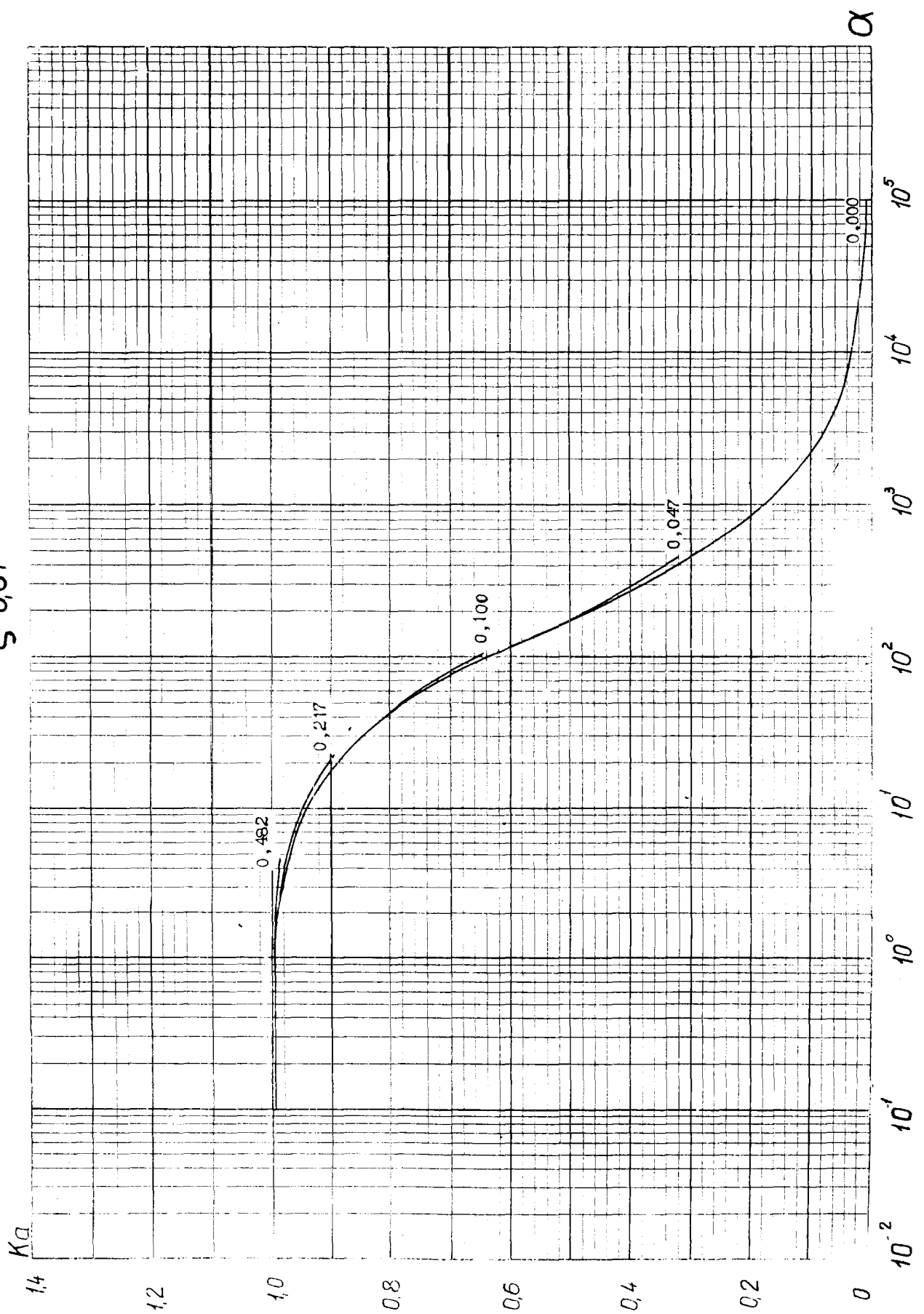
$$\varphi = 0,482$$

Ka

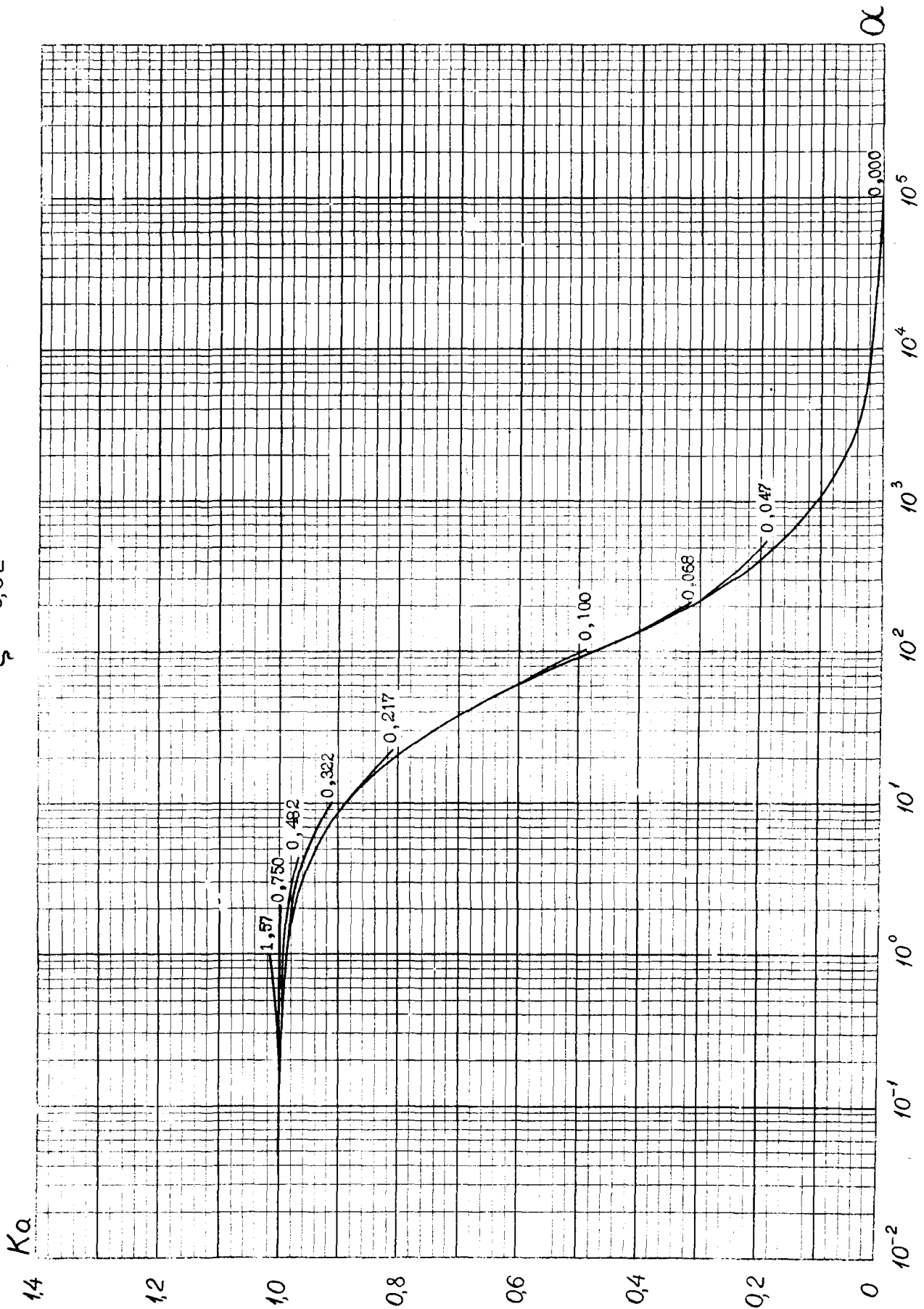




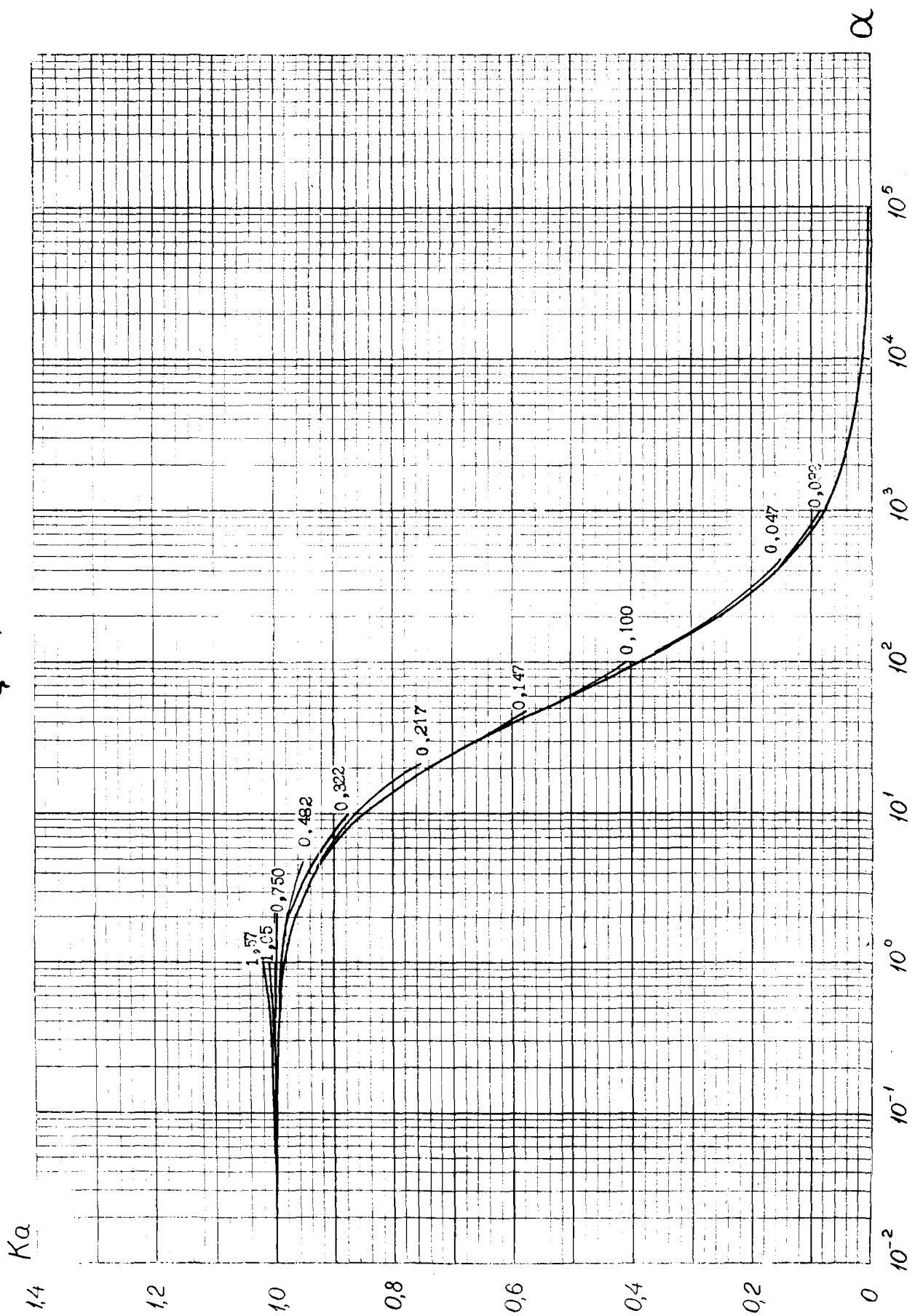
$\xi=0,01$



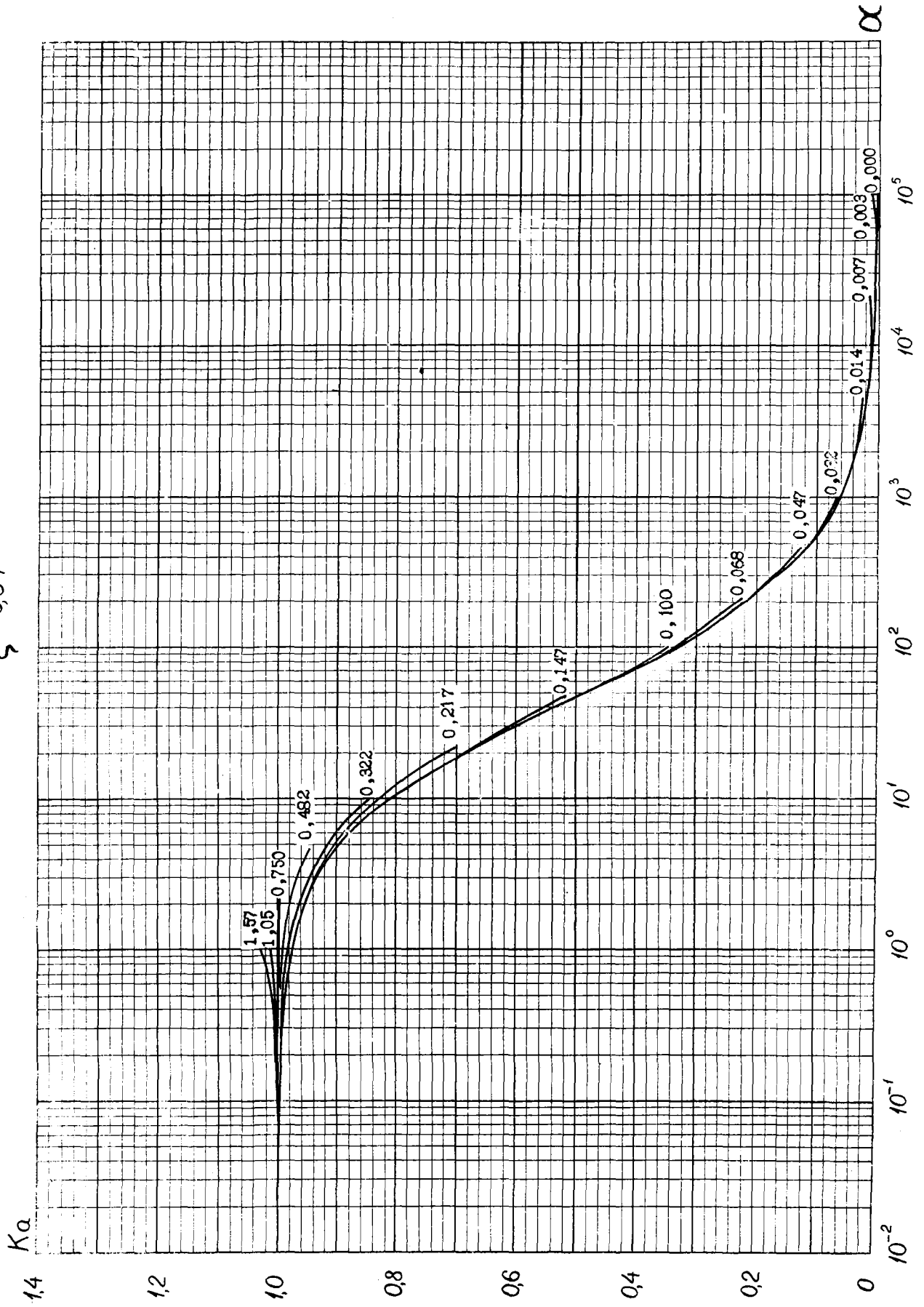
$\zeta = 0,02$



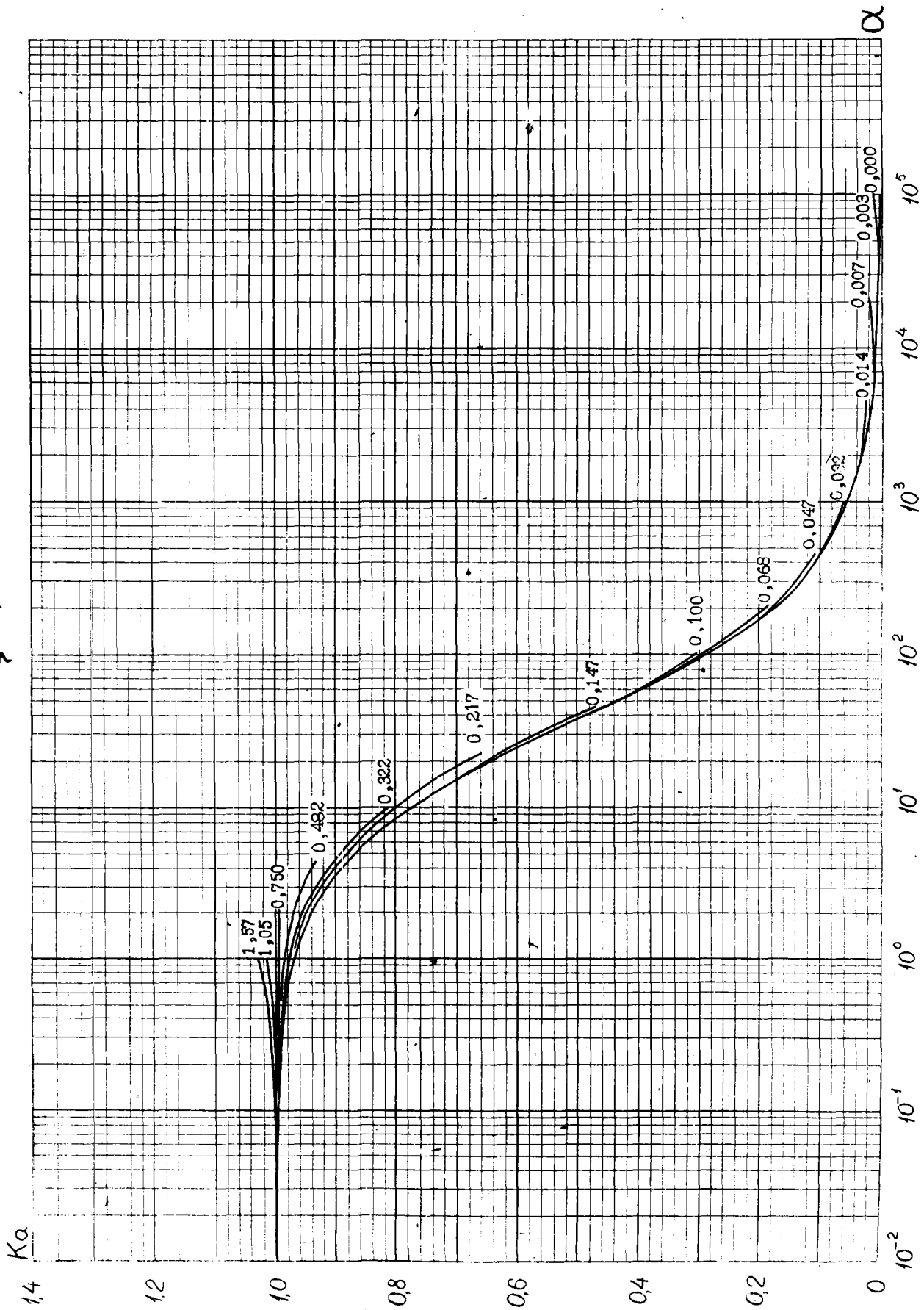
$\xi = 0,03$



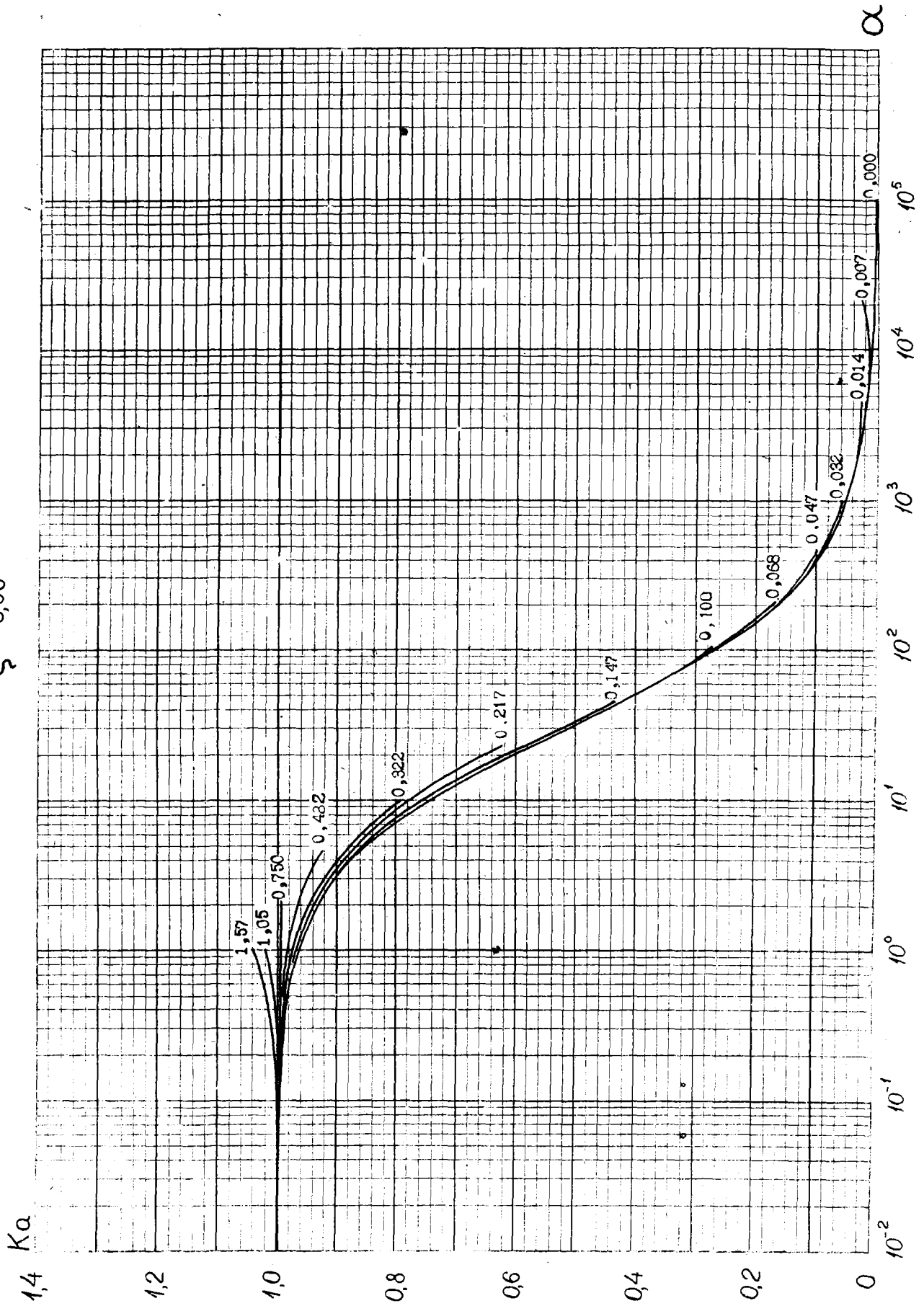
$\xi = 0,04$



$\xi = 0,05$

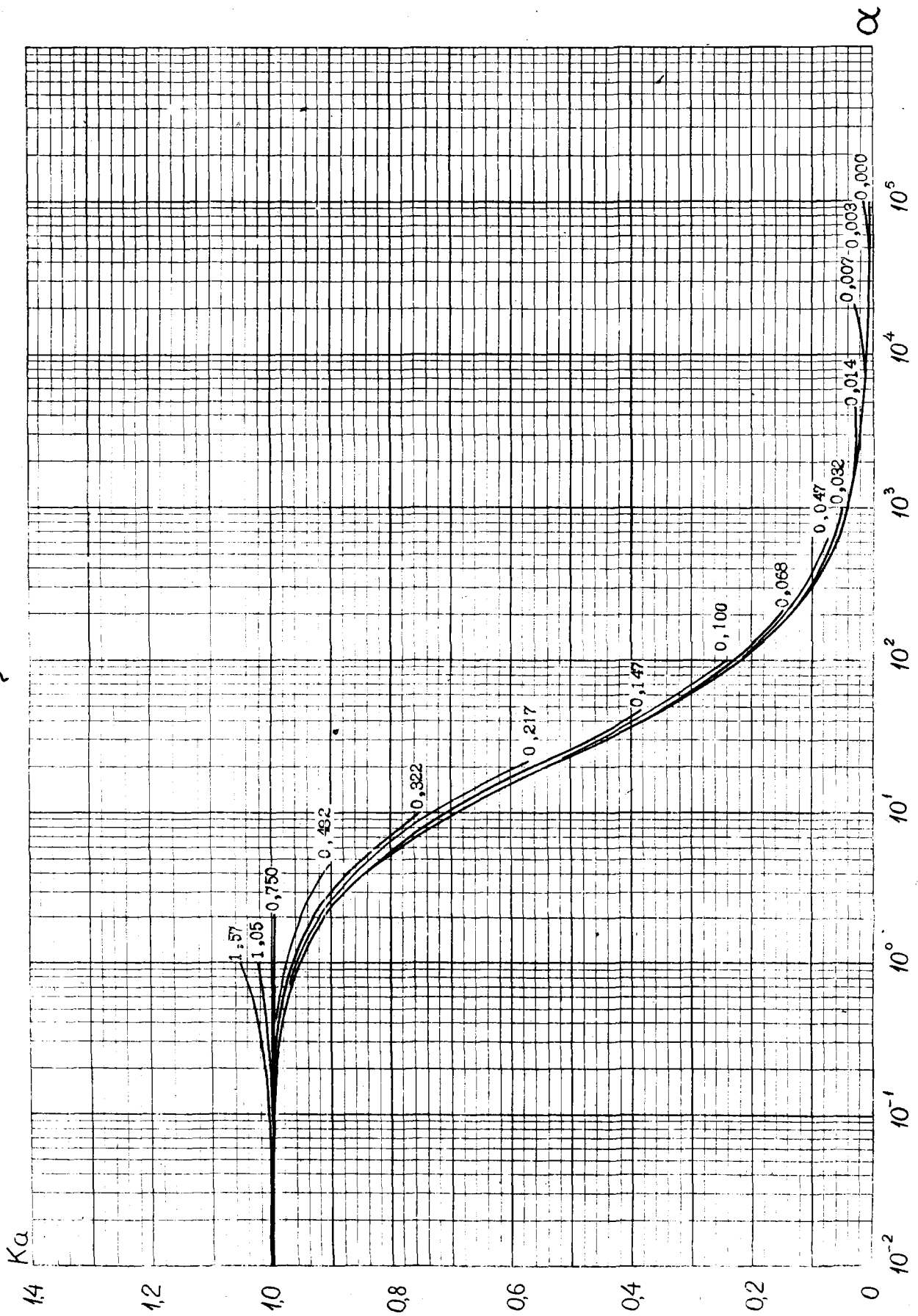


$\xi = 0,06$

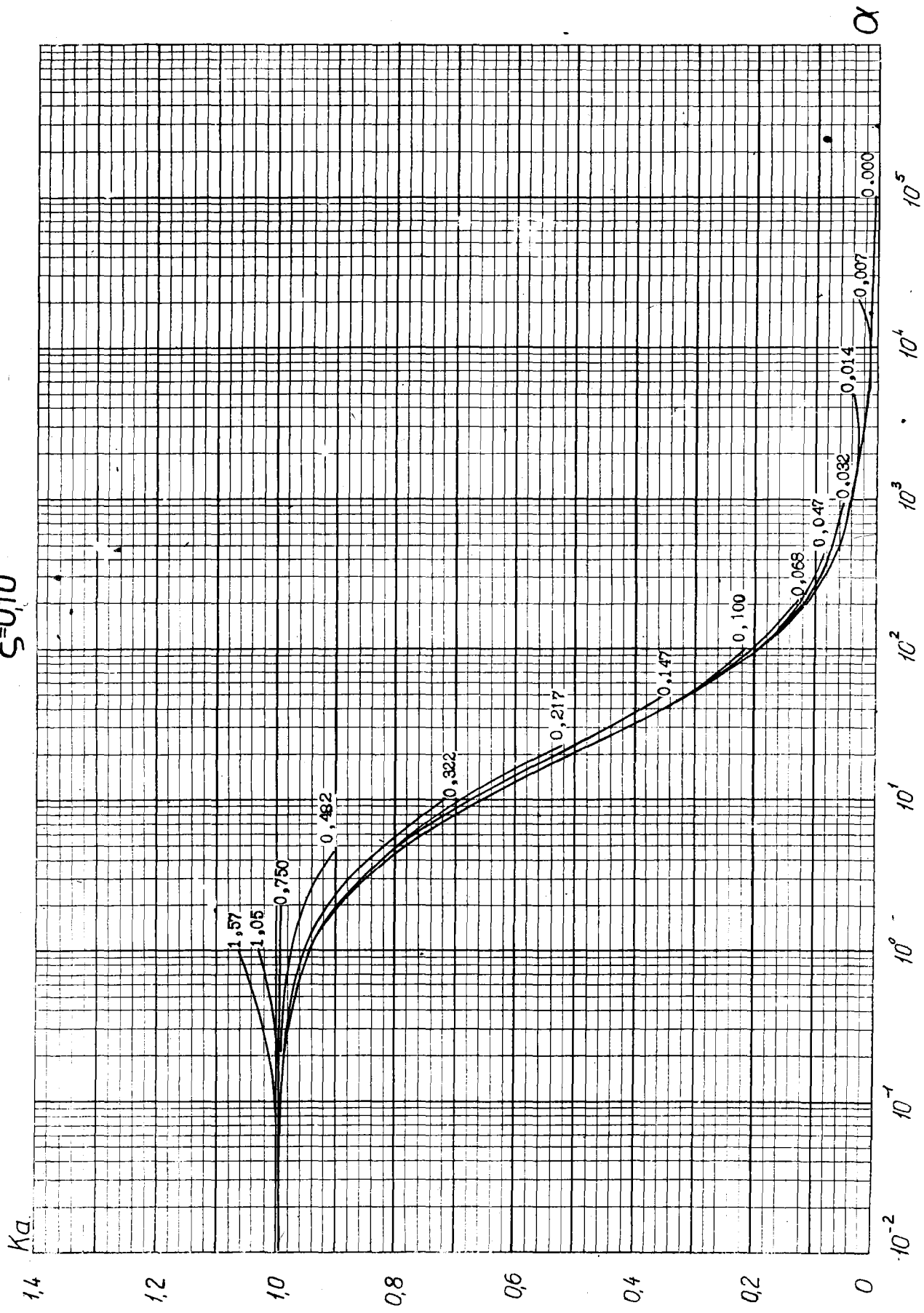




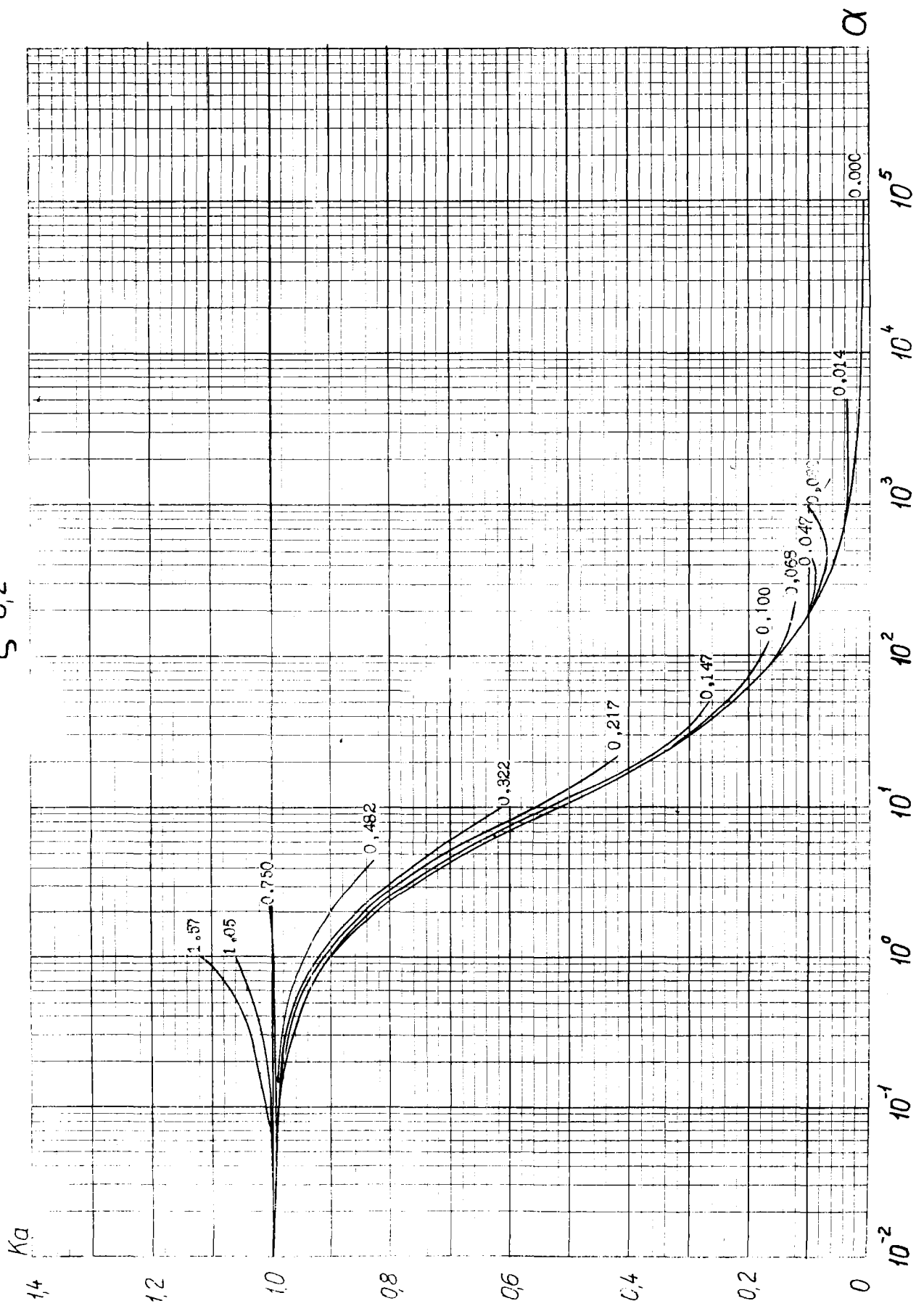
$\xi = 0.08$



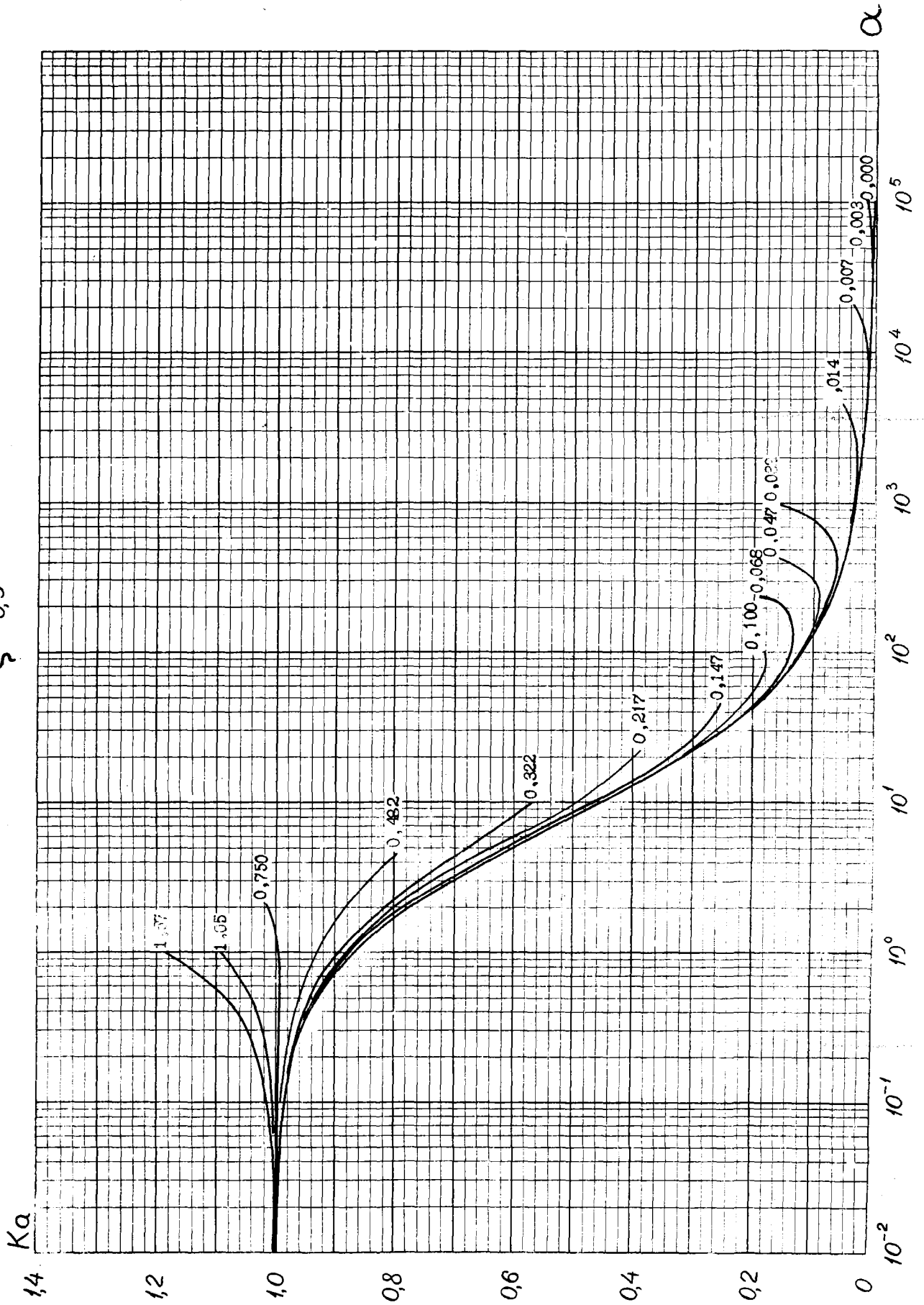
$\xi=0,10$



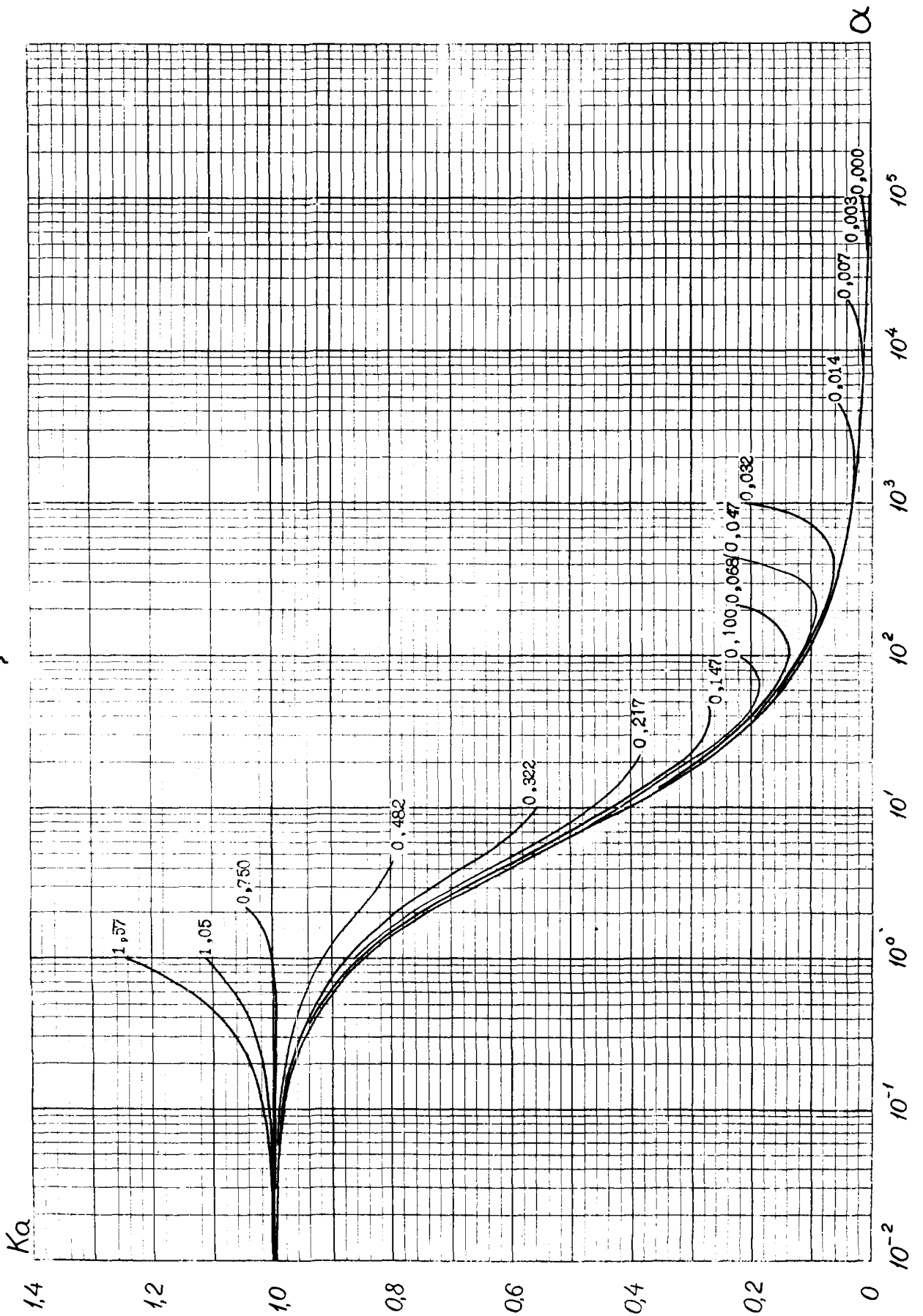
$\xi = 0,2$



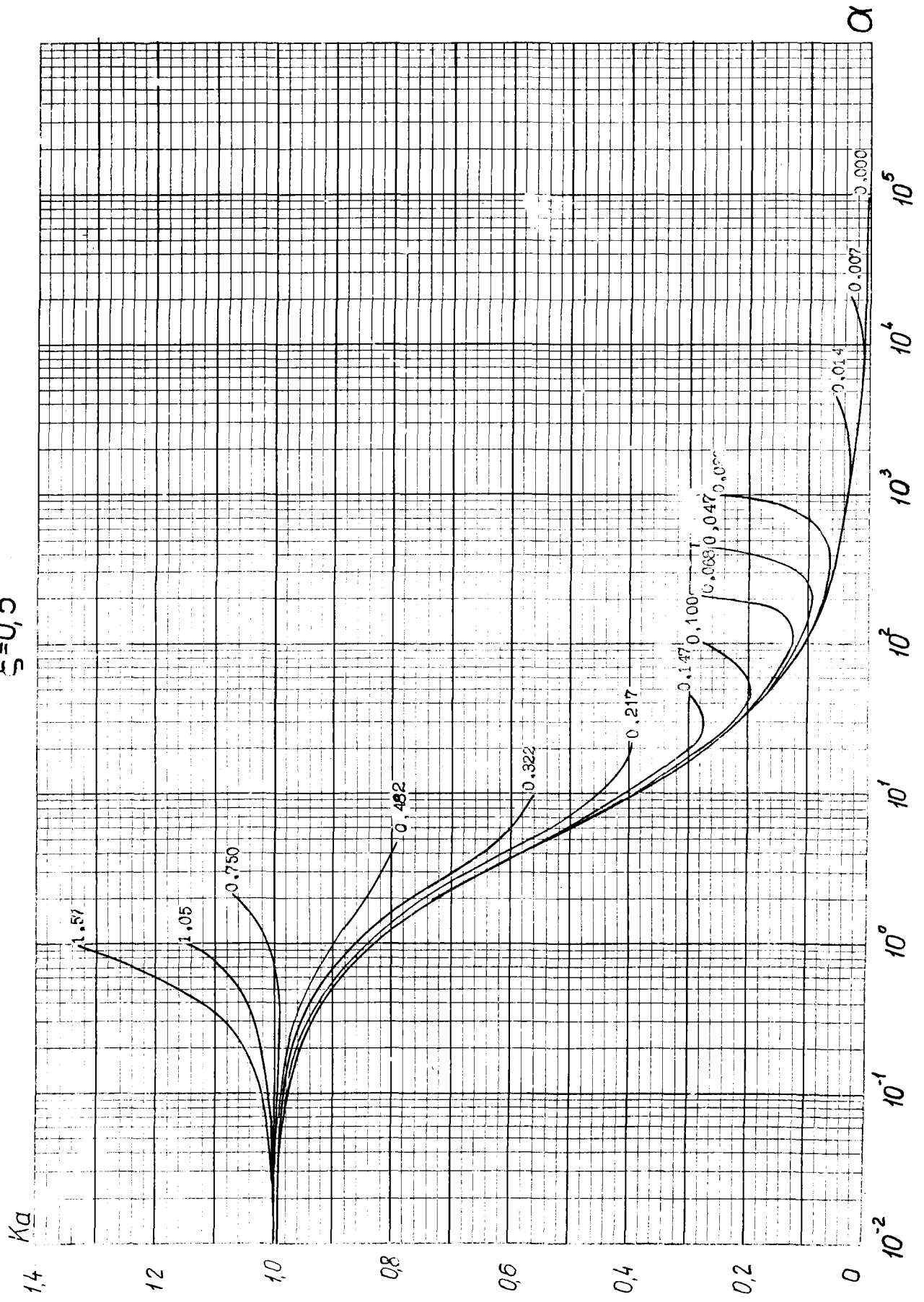
$\xi = 0,3$



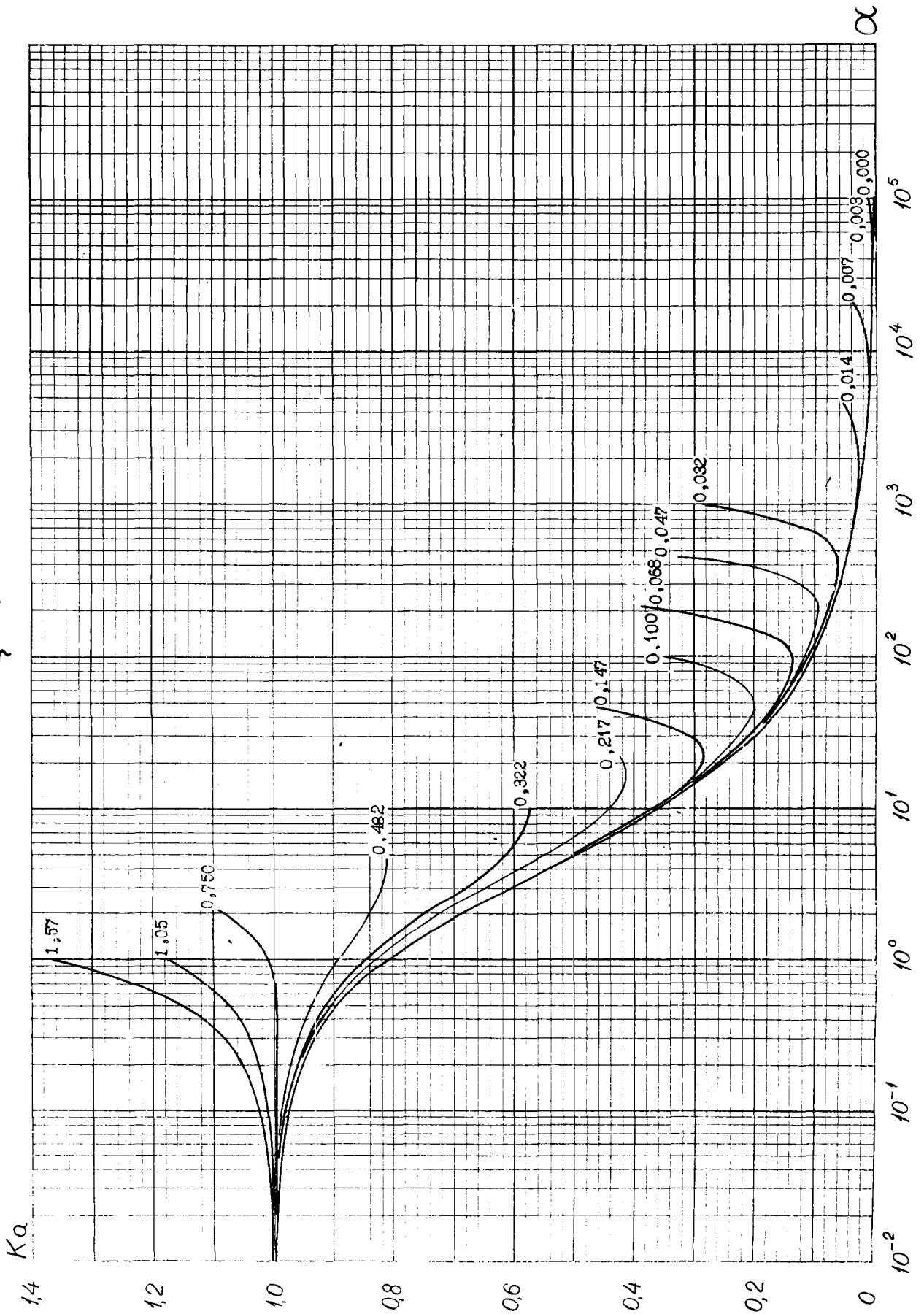
$\xi = 0,4$



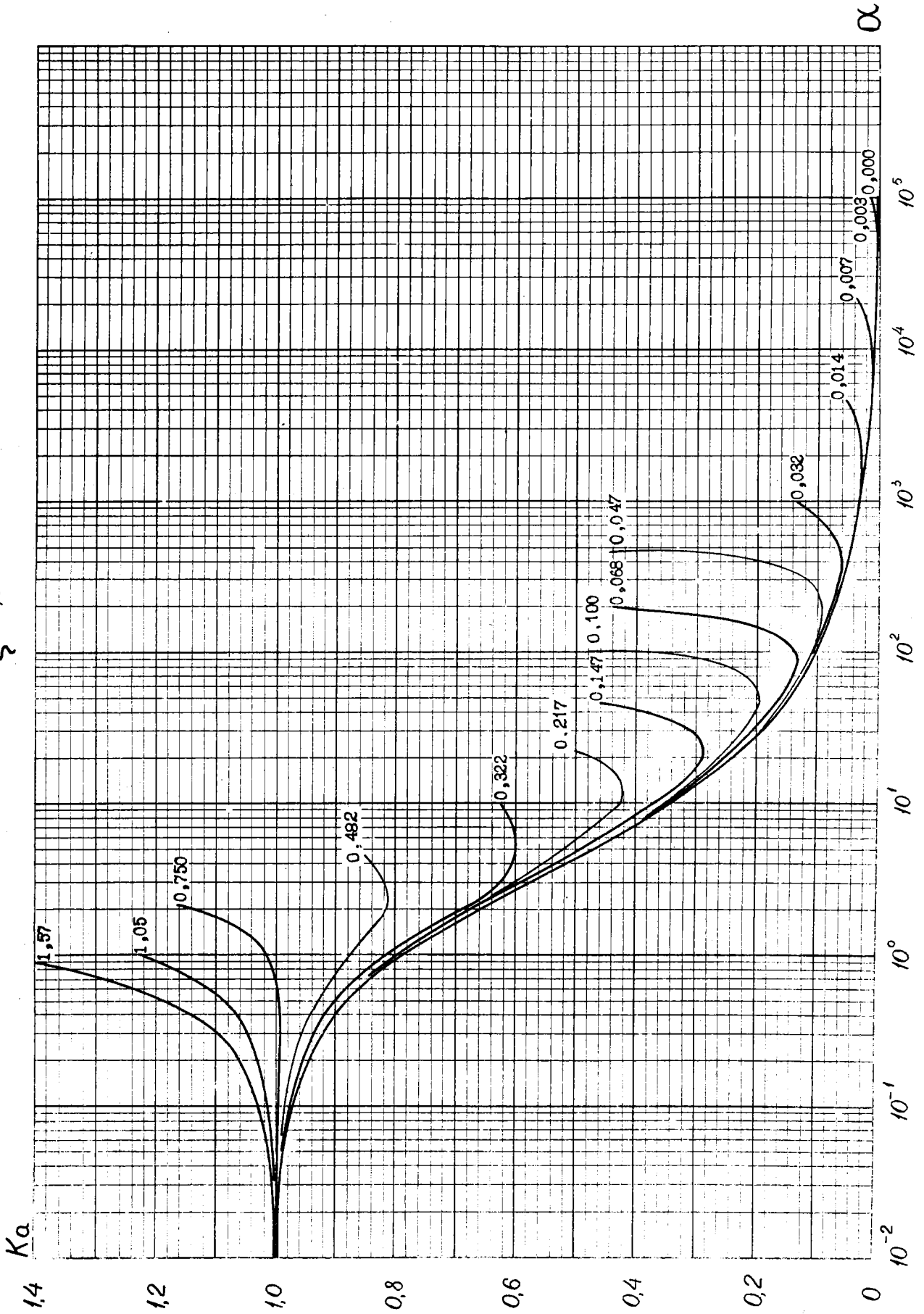
$\xi = 0,5$



$\xi = 0,6$

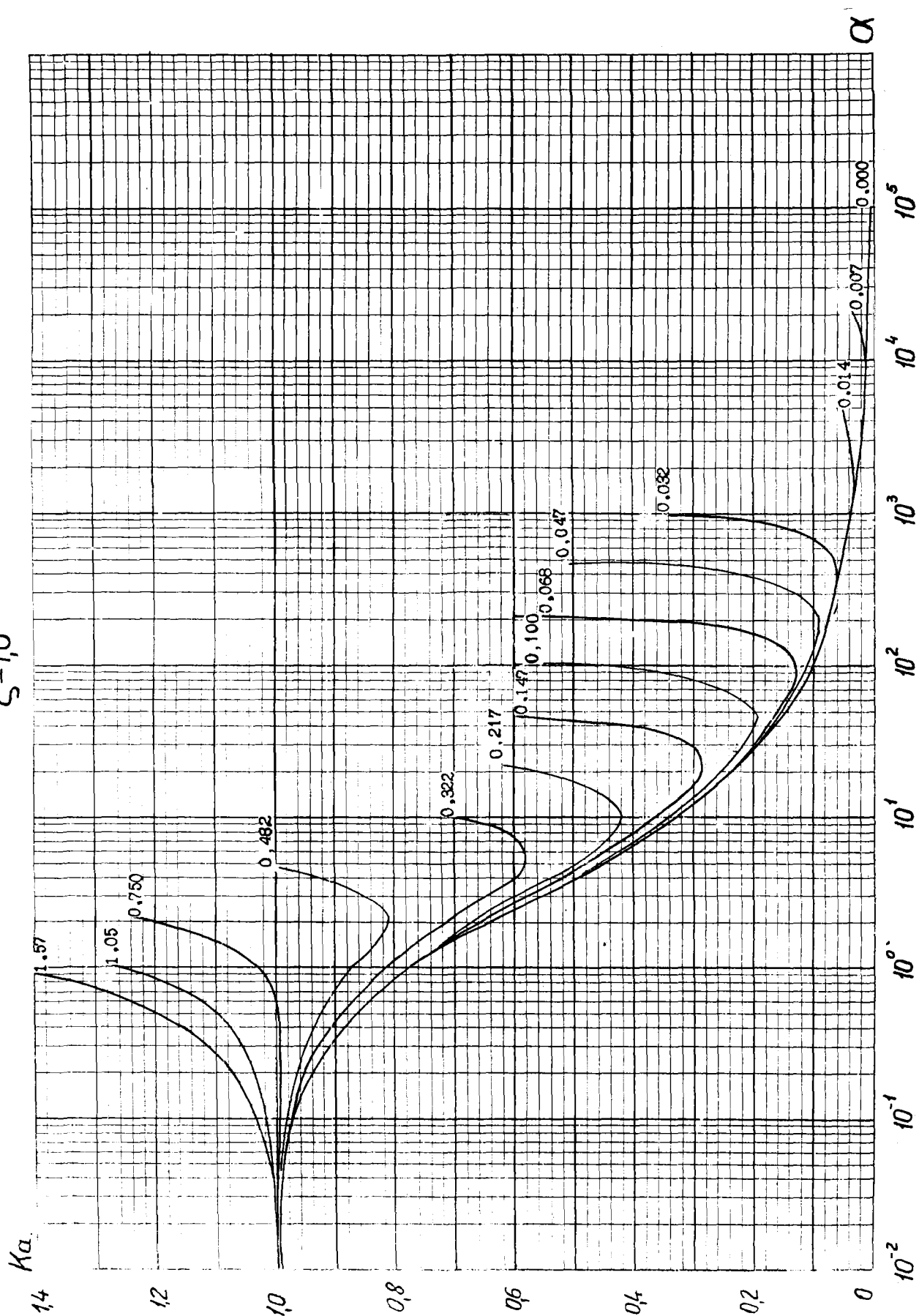


$\xi = 0,8$

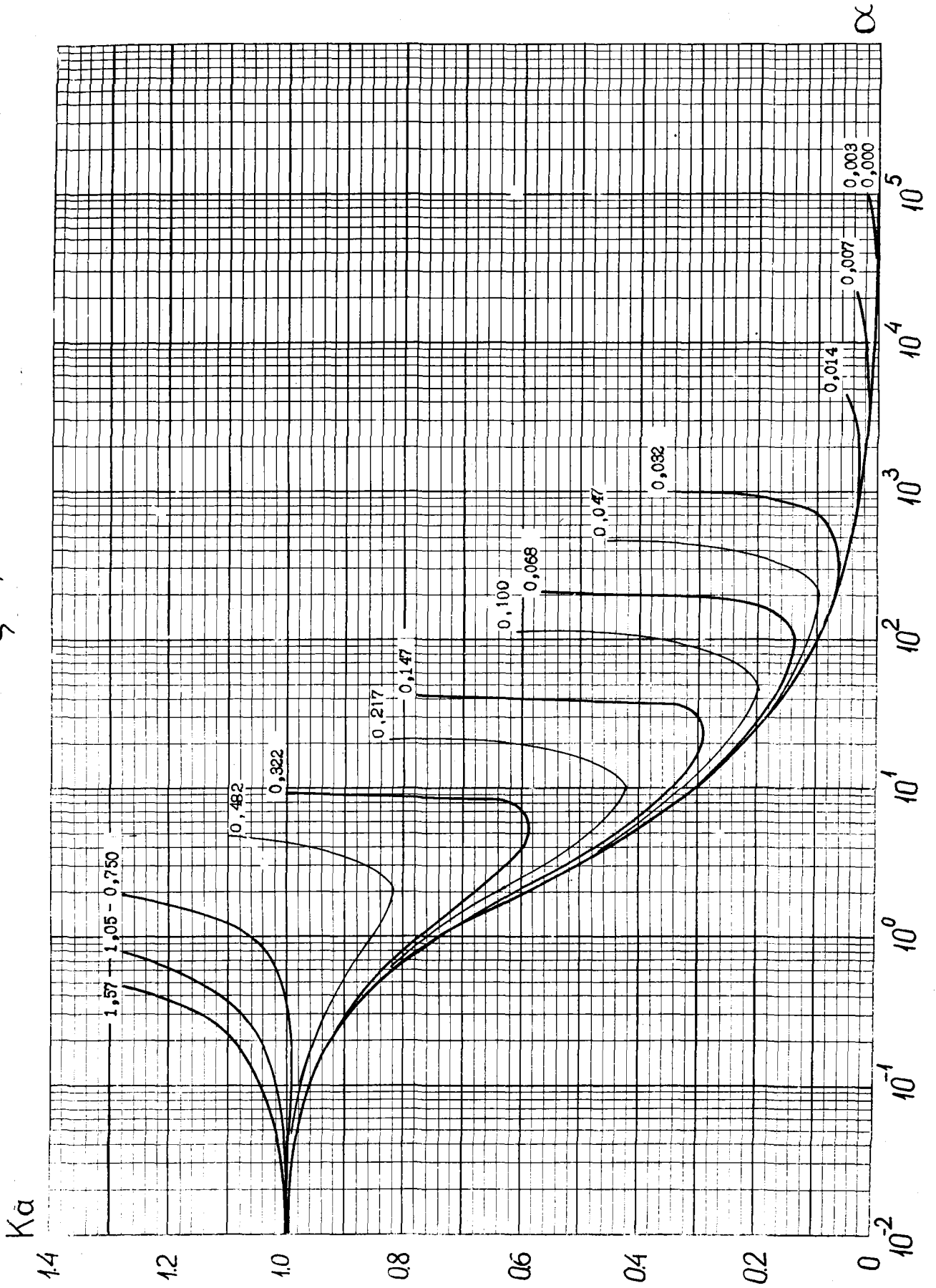




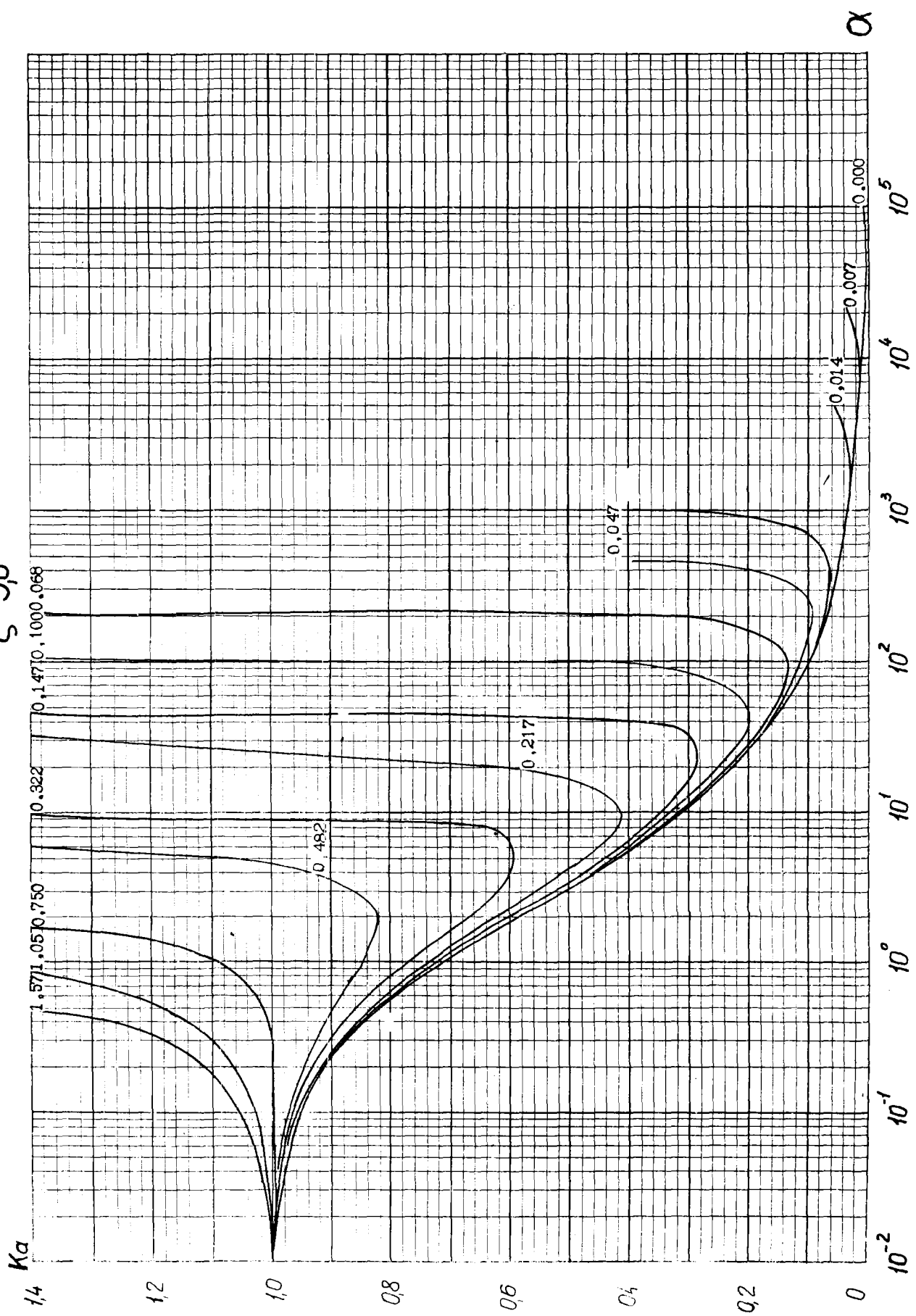
$\xi = 10$



$\xi = 2,0$



$\xi = 50$





ФУНКЦИИ  $K_1(\alpha, \xi, \varphi)$

ТАБЛИЦЫ И ГРАФИКИ



K1

$\varphi = 0$

$\alpha \backslash \mu$	0,001	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65			
I00000	0,02684	0,01397	0,027474	0,024535	0,023470	0,023211	0,023163	0,023150	0,023142	0,023132	0,023132	0,023131
46400	0,05159	0,02708	0,01427	0,028118	0,025572	0,024816	0,024666	0,024631	0,024623	0,024612	0,024610	0,024611
21530	0,09678	0,05189	0,02738	0,01502	0,029384	0,027385	0,026913	0,026819	0,026798	0,026785	0,026783	0,026783
9990	0,1744	0,09719	0,05218	0,02825	0,01652	0,01171	0,01034	0,01006	0,029996	0,029976	0,029972	0,029972
4638	0,2954	0,1750	0,09742	0,05321	0,03003	0,01939	0,01575	0,01488	0,01471	0,01466	0,01465	0,01465
2151	0,4571	0,2961	0,1751	0,09866	0,05530	0,03344	0,02470	0,02227	0,02167	0,02155	0,02153	0,02152
998,0	0,6327	0,4580	0,2960	0,1766	0,1011	0,05927	0,04017	0,03363	0,03203	0,03169	0,03162	0,03160
463,4	0,7822	0,6334	0,4577	0,2977	0,1795	0,1057	0,06754	0,05209	0,04763	0,04664	0,04643	0,04639
215,0	0,8837	0,7827	0,6331	0,4595	0,3010	0,1845	0,1156	0,08284	0,07153	0,06868	0,06855	0,06807
99,80	0,9421	0,8840	0,7824	0,6347	0,4628	0,3063	0,1961	0,1347	0,1091	0,1017	0,09997	0,09958
46,30	0,9723	0,9422	0,8839	0,7835	0,6375	0,4679	0,3192	0,2189	0,1687	0,1512	0,1466	0,1456
21,48	0,9871	0,9724	0,9422	0,8845	0,7855	0,6417	0,4307	0,3446	0,2605	0,2249	0,2141	0,2115
9,970	0,9942	0,9871	0,9723	0,9425	0,8857	0,7884	0,6524	0,5059	0,3913	0,3310	0,3093	0,3035
4,625	0,9975	0,9942	0,9871	0,9725	0,9431	0,8874	0,7958	0,6733	0,5516	0,4708	0,4355	0,4248
2,146	0,9990	0,9975	0,9942	0,9872	0,9728	0,9440	0,8917	0,8100	0,7105	0,6279	0,5839	0,5686
0,9961	0,9997	0,9990	0,9975	0,9942	0,9873	0,9732	0,9462	0,9000	0,8349	0,7705	0,7296	0,7134
0,4623	I,000	0,9998	0,9990	0,9974	0,9942	0,9875	0,9742	0,9504	0,9139	0,8739	0,8444	0,8315
0,2145	I,000	I,000	0,9997	0,9990	0,9975	0,9943	0,9879	0,9763	0,9576	0,9354	0,9182	0,9102
0,09953	I,000	I,000	I,000	0,9997	0,9990	0,9975	0,9945	0,9889	0,9798	0,9685	0,9594	0,9551
0,04619	I,000	I,000	I,000	I,000	0,9997	0,9990	0,9975	0,9948	0,9905	0,9849	0,9804	0,9782
0,02143	I,000	I,000	I,000	I,000	I,000	0,9996	0,9989	0,9977	0,9955	0,9928	0,9906	0,9896
0,00995	I,000	I,000	I,000	I,000	I,000	I,000	0,9996	0,9990	0,9979	0,9965	0,9955	0,9949

K:

$\varphi = 0,003$

$\alpha \backslash \mu$	0,001	0,00215	0,00465	0,0100	0,0215	0,0465	0,1000	0,2150	0,4650	1,000	2,150	4,650
I00000	0,02632	0,01293	0,025411	0,023150	0,02277	-0,01139	-0,01241	-0,01264	-0,01268	-0,01268	-0,01268	-0,01268
46400	0,05132	0,02655	0,01325	0,026224	0,022492	0,021053	0,020939	0,0207518	0,0207458	0,0207472	0,0207478	0,0207477
21530	0,09664	0,05162	0,02686	0,01405	0,027761	0,025248	0,024646	0,024539	0,024518	0,024513	0,024512	0,024512
9990	0,1744	0,09705	0,05191	0,02775	0,01564	0,01043	0,028897	0,028587	0,028526	0,028511	0,028509	0,028508
4638	0,2953	0,1749	0,09728	0,05295	0,02955	0,01864	0,01482	0,01391	0,01373	0,01369	0,01368	0,01368
2151	0,4571	0,2960	0,1750	0,09852	0,05504	0,03301	0,02411	0,02156	0,02101	0,02090	0,02088	0,02087
998,0	0,6327	0,4579	0,2960	0,1765	0,1010	0,05903	0,03981	0,03320	0,03159	0,03125	0,03118	0,03117
463,4	0,7821	0,6334	0,4577	0,2977	0,1794	0,1055	0,06733	0,05182	0,04734	0,04635	0,04614	0,04610
215,0	0,8837	0,7826	0,6331	0,4595	0,3009	0,1844	0,1154	0,08266	0,07133	0,06848	0,06786	0,06773
99,80	0,9421	0,8840	0,7824	0,6347	0,4628	0,3063	0,1961	0,1346	0,1090	0,1016	0,09982	0,09944
46,30	0,9727	0,9422	0,8839	0,7835	0,6375	0,4679	0,3192	0,2189	0,1686	0,1511	0,1465	0,1455
21,48	0,9871	0,9724	0,9421	0,8835	0,7855	0,6417	0,4807	0,3446	0,2605	0,2248	0,2141	0,2114
9,970	0,9941	0,9871	0,9723	0,9425	0,8856	0,7884	0,6524	0,5058	0,3913	0,3309	0,3093	0,3035
4,625	0,9975	0,9942	0,9871	0,9725	0,9431	0,8873	0,7957	0,6733	0,5516	0,4707	0,4354	0,4247
2,146	0,9990	0,9975	0,9941	0,9872	0,9728	0,9439	0,8917	0,8100	0,7105	0,6279	0,5839	0,5686
0,9961	0,9997	0,9990	0,9974	0,9942	0,9873	0,9732	0,9462	0,8999	0,8349	0,7705	0,7296	0,7134
0,4623	I,000	0,9997	0,9990	0,9974	0,9942	0,9874	0,9742	0,9504	0,9139	0,8733	0,8441	0,8313
0,2145	I,000	I,000	0,9997	0,9990	0,9974	0,9943	0,9879	0,9762	0,9576	0,9354	0,9182	0,9101
0,09953	I,000	I,000	I,000	0,9990	0,9990	0,9974	0,9944	0,9888	0,9797	0,9685	0,9594	0,9550
0,04619	I,000	I,000	I,000	I,000	0,9997	0,9989	0,9975	0,9948	0,9904	0,9849	0,9804	0,9782
0,02143	I,000	I,000	I,000	I,000	I,000	0,9996	0,9989	0,9976	0,9955	0,9928	0,9906	0,9895
0,00995	I,000	I,000	I,000	I,000	I,000	I,000	0,9996	0,9989	0,9979	0,9965	0,9955	0,9949

K1

$\varphi = 0,007$

$\alpha \backslash F$	0,001	0,0 <sup>2</sup> 215	0,0 <sup>2</sup> 465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,150	4,650
21530	0,09610	0,05061	0,02487	0,01006	-0,0 <sup>3</sup> 7834	-0,01690	-0,03106	-0,03499	-0,03597	-0,03617	-0,03622	-0,03623
9990	0,1741	0,09652	0,05089	0,02581	0,01205	0,024660	0,0 <sup>2</sup> 1981	0,0 <sup>2</sup> 1482	0,0 <sup>2</sup> 1394	0,0 <sup>2</sup> 1381	0,0 <sup>2</sup> 1377	0,0 <sup>2</sup> 1376
4638	0,2951	0,1746	0,09674	0,05194	0,02772	0,01564	0,01100	0,0 <sup>2</sup> 9880	0,0 <sup>2</sup> 9668	0,0 <sup>2</sup> 9625	0,0 <sup>2</sup> 9616	0,0 <sup>2</sup> 9614
2151	0,4570	0,2959	0,1747	0,09798	0,05407	0,03136	0,02182	0,01902	0,01842	0,01830	0,01828	0,01827
998,0	0,6326	0,4578	0,2958	0,1762	0,1005	0,05812	0,03844	0,03156	0,02988	0,02953	0,02946	0,02947
463,4	0,7821	0,6333	0,4576	0,2975	0,1791	0,1050	0,06653	0,05076	0,04620	0,04519	0,04498	0,04493
215,0	0,8836	0,7826	0,6331	0,4594	0,3008	0,1842	0,1150	0,08208	0,07065	0,06782	0,06720	0,06706
99,80	0,9420	0,8840	0,7824	0,6346	0,4627	0,3062	0,1958	0,1342	0,1086	0,1012	0,09941	0,09900
46,30	0,9722	0,9422	0,8838	0,7834	0,6374	0,4678	0,3190	0,2186	0,1682	0,1507	0,1461	0,1450
21,48	0,9870	0,9723	0,9421	0,8844	0,7854	0,6416	0,4805	0,3444	0,2602	0,2245	0,2138	0,2111
9,970	0,9941	0,9871	0,9722	0,9424	0,8856	0,7882	0,6523	0,5057	0,3911	0,3307	0,3090	0,3032
4,625	0,9974	0,9941	0,9870	0,9724	0,9430	0,8872	0,7956	0,6732	0,5514	0,4705	0,4353	0,4245
2,146	0,9989	0,9974	0,9941	0,9871	0,9727	0,9438	0,8916	0,8099	0,7104	0,6277	0,5837	0,5684
0,9961	0,9996	0,9989	0,9974	0,9941	0,9872	0,9731	0,9461	0,8998	0,8348	0,7703	0,7294	0,7132
0,4623	1,000	0,9996	0,9989	0,9974	0,9941	0,9874	0,9742	0,9504	0,9140	0,8735	0,8443	0,8315
0,2145	1,000	1,000	0,9996	0,9989	0,9974	0,9942	0,9879	0,9763	0,9577	0,9356	0,9184	0,9103
0,09953	1,000	1,000	1,000	0,9996	0,9989	0,9974	0,9944	0,9888	0,9796	0,9684	0,9593	0,9549
0,04619	1,000	1,000	1,000	0,9999	0,9996	0,9989	0,9974	0,9948	0,9904	0,9848	0,9803	0,9781
0,02143	1,000	1,000	1,000	1,000	0,9999	0,9996	0,9989	0,9976	0,9954	0,9927	0,9905	0,9894
0,0 <sup>2</sup> 9945	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	0,9999	0,9995	0,9989	0,9978	0,9964	0,9954	0,9948

K1

$\varphi = 0,014$

$\alpha \backslash F$	0,001	0,0 <sup>2</sup> 215	0,0 <sup>2</sup> 465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,150	4,650
4638	0,2944	0,1734	0,05469	0,04745	0,01886	-0,0 <sup>2</sup> 3025	-0,02905	-0,04271	-0,04565	-0,04627	-0,04642	-0,04645
2151	0,4565	0,2951	0,1735	0,09565	0,04974	0,02355	0,0 <sup>2</sup> 9873	0,0 <sup>2</sup> 5152	0,0 <sup>2</sup> 4222	0,0 <sup>2</sup> 4051	0,0 <sup>2</sup> 4013	0,0 <sup>2</sup> 4005
998,0	0,6322	0,4573	0,2951	0,1749	0,09817	0,05407	0,03210	0,02377	0,02174	0,02133	0,02124	0,02122
463,4	0,7817	0,6330	0,4571	0,2968	0,1779	0,1028	0,06296	0,04603	0,04104	0,03994	0,03971	0,03967
215,0	0,8833	0,7823	0,6327	0,4589	0,3000	0,1830	0,1130	0,07918	0,06729	0,06434	0,06370	0,06356
99,80	0,9417	0,8837	0,7820	0,6342	0,4622	0,3054	0,1947	0,1325	0,1064	0,09882	0,09705	0,09665
46,30	0,9719	0,9419	0,8835	0,7831	0,6371	0,4673	0,3183	0,2176	0,1669	0,1493	0,1446	0,1436
21,48	0,9867	0,9720	0,9418	0,8841	0,7851	0,6413	0,4801	0,3438	0,2594	0,2237	0,2128	0,2102
9,970	0,9938	0,9867	0,9719	0,9421	0,8846	0,7879	0,6518	0,5052	0,3904	0,3299	0,3082	0,3024
4,625	0,9971	0,9938	0,9867	0,9721	0,9427	0,8869	0,7953	0,6727	0,5509	0,4699	0,4346	0,4239
2,146	0,9986	0,9971	0,9937	0,9868	0,9724	0,9435	0,8912	0,8095	0,7099	0,6273	0,5832	0,5679
0,9961	0,9993	0,9986	0,9971	0,9938	0,9869	0,9728	0,9457	0,8995	0,8344	0,7699	0,7290	0,7128
0,4623	0,9997	0,9993	0,9986	0,9971	0,9938	0,9871	0,9738	0,9500	0,9136	0,8731	0,8439	0,8311
0,2145	0,9998	0,9997	0,9993	0,9986	0,9971	0,9939	0,9876	0,9759	0,9573	0,9352	0,9180	0,9099
0,09953	0,9999	0,9998	0,9996	0,9993	0,9986	0,9971	0,9941	0,9885	0,9795	0,9683	0,9593	0,9548
0,04619	0,9999	0,9999	0,9998	0,9996	0,9993	0,9986	0,9971	0,9945	0,9902	0,9847	0,9802	0,9780
0,02143	0,9999	0,9999	0,9999	0,9998	0,9996	0,9992	0,9985	0,9973	0,9951	0,9924	0,9902	0,9891
0,0 <sup>2</sup> 9945	1,000	0,9999	0,9999	0,9999	0,9998	0,9996	0,9992	0,9986	0,9975	0,9961	0,9950	0,9945







K<sub>1</sub>

$\varphi = 0,482$

$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,0 <sup>2</sup> 215	0,0 <sup>2</sup> 465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,150	4,650
4,625	0,5673	0,5640	0,5569	0,5420	0,5114	0,4502	0,3389	0,1562	-0,1195	-0,5407	-1,3208	-2,810
2,146	0,5689	0,5673	0,5640	0,5570	0,5423	0,5122	0,4549	0,3567	0,2141	0,05754	-0,05890	-0,1100
0,9961	0,5696	0,5689	0,5673	0,5640	0,5571	0,5427	0,5146	0,4641	0,3872	0,3006	0,2366	0,2082
0,4623	0,5699	0,5696	0,5689	0,5673	0,5641	0,5573	0,5439	0,5191	0,4798	0,4332	0,3970	0,3802
0,2145	0,5701	0,5699	0,5696	0,5689	0,5674	0,5642	0,5578	0,5460	0,5268	0,5032	0,4842	0,4750
0,09953	0,5701	0,5701	0,5699	0,5696	0,5689	0,5674	0,5644	0,5589	0,5497	0,5382	0,5288	0,5241
0,04619	0,5702	0,5701	0,5700	0,5699	0,5696	0,5689	0,5675	0,5649	0,5606	0,5581	0,5505	0,5482
0,02143	0,5702	0,5702	0,5701	0,5700	0,5699	0,5696	0,5689	0,5677	0,5657	0,5631	0,5609	0,5598
0,0 <sup>2</sup> 9945	0,5702	0,5702	0,5702	0,5701	0,5700	0,5699	0,5695	0,5689	0,5679	0,5666	0,5656	0,5650

K<sub>1</sub>

$\varphi = 0,750$

$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,0 <sup>2</sup> 215	0,0 <sup>2</sup> 465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,150	4,650
2,146	0,06869	0,06715	0,06381	0,05672	0,04168	0,0 <sup>2</sup> 9967	-0,05387	-0,1768	-0,4025	-0,8018	-1,567	-3,2188
0,9961	0,06940	0,06869	0,06714	0,06385	0,05686	0,04212	0,01251	-0,04341	-0,1377	-0,2634	-0,3792	-0,4425
0,4623	0,06974	0,06941	0,06869	0,06716	0,06391	0,05706	0,04330	0,01735	-0,02584	-0,08099	-0,1280	-0,1519
0,2145	0,06989	0,06974	0,06940	0,06869	0,06719	0,06401	0,05761	0,04554	0,02548	0,0 <sup>4</sup> 1165	-0,02148	-0,03226
0,09953	0,06997	0,06989	0,06974	0,06941	0,06871	0,06723	0,06426	0,05865	0,04932	0,03748	0,02748	0,02247
0,04619	0,07000	0,06996	0,06989	0,06974	0,06941	0,06873	0,06735	0,06474	0,06040	0,05490	0,05024	0,04790
0,02143	0,07001	0,07000	0,06996	0,06989	0,06974	0,06942	0,06878	0,06757	0,06555	0,06300	0,06082	0,05973
0,00995	0,07002	0,07001	0,07000	0,06996	0,06989	0,06974	0,06945	0,06888	0,06794	0,06676	0,06574	0,06523

K<sub>1</sub>

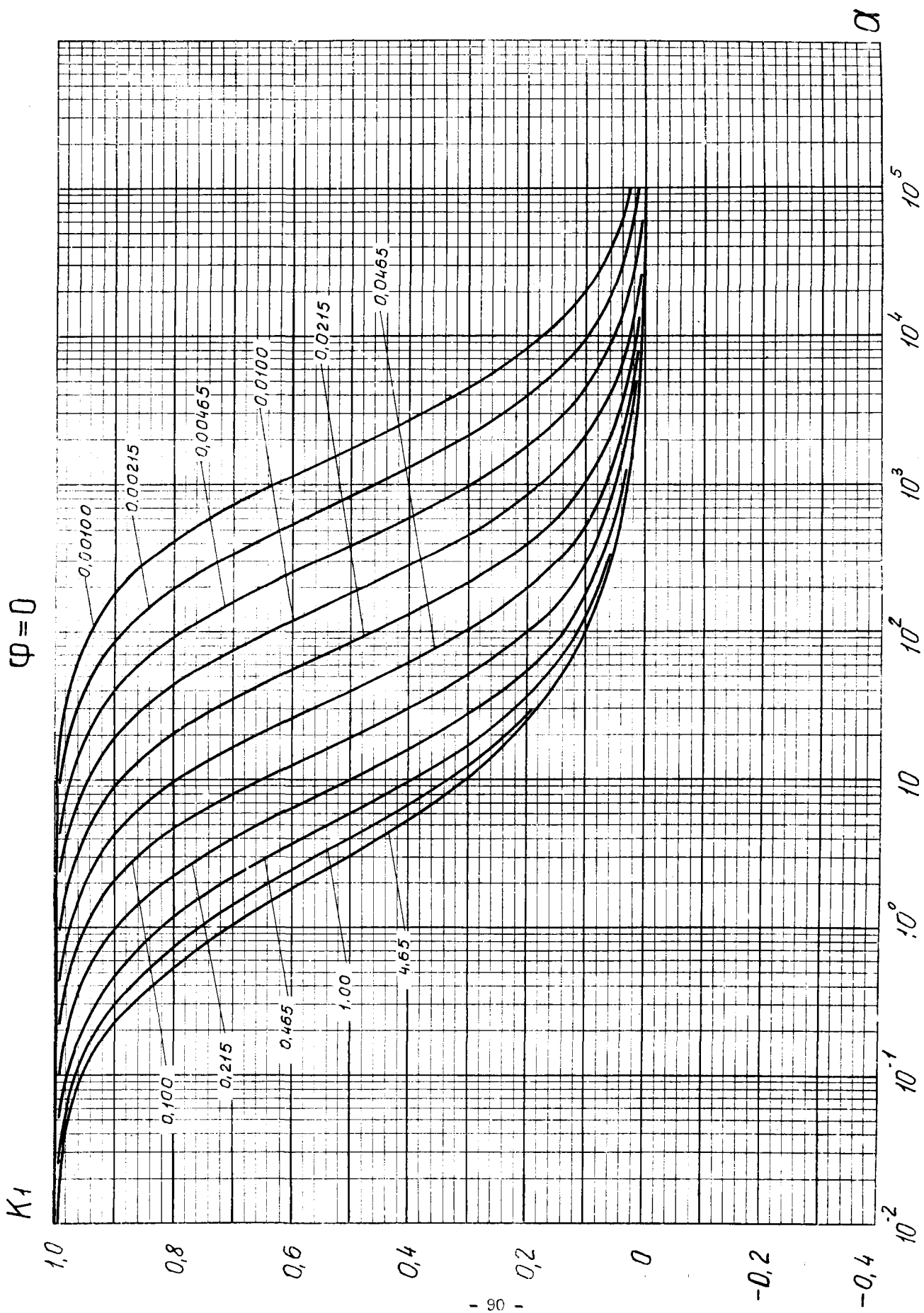
$\varphi = 1,05$

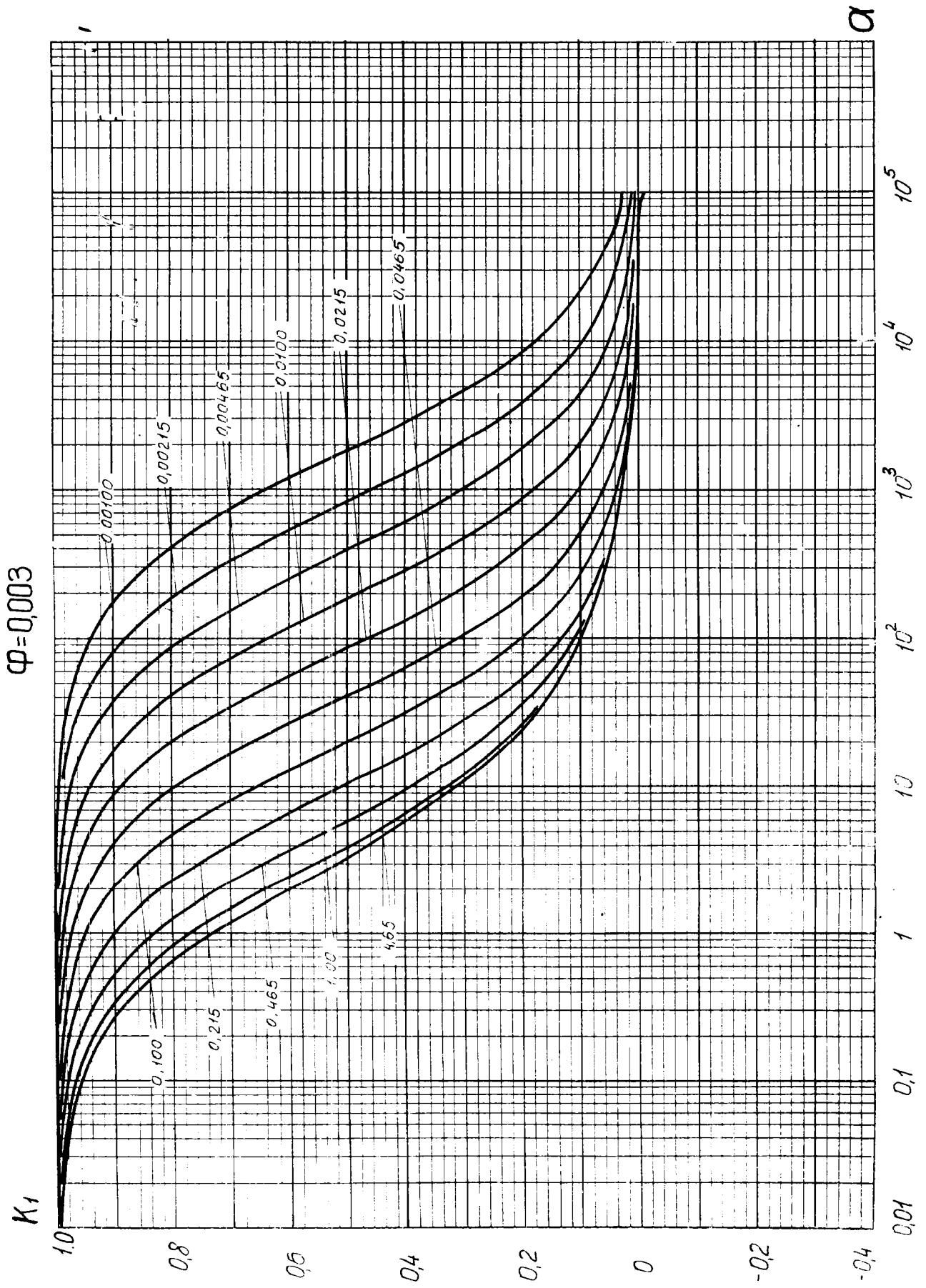
$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,0 <sup>2</sup> 215	0,0 <sup>2</sup> 465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,150	4,650
0,9961	-0,5008	-0,5015	-0,5031	-0,5064	-0,5134	-0,5285	-0,5599	-0,6229	0,7430	-0,9428	-1,2067	-1,4261
0,4623	-0,5005	-0,5008	-0,5015	-0,5030	-0,5063	-0,5132	-0,5273	-0,5547	-0,6028	-0,6700	-0,7350	-0,7721
0,2145	-0,5003	-0,5005	-0,5008	-0,5015	-0,5030	-0,5062	-0,5126	-0,5250	-0,5460	-0,5737	-0,5985	-0,6116
0,09953	-0,5002	-0,5003	-0,5005	-0,5008	-0,5015	-0,5029	-0,5059	-0,5115	-0,5210	-0,5332	-0,5439	-0,5493
0,04619	-0,5002	-0,5002	-0,5003	-0,5005	-0,5008	-0,5014	-0,5028	-0,5054	-0,5097	-0,5152	-0,5199	-0,5223
0,02143	-0,5002	-0,5002	-0,5002	-0,5003	-0,5004	-0,5007	-0,5014	-0,5025	-0,5045	-0,5070	-0,5091	-0,5162
0,00995	-0,5002	-0,5002	-0,5002	-0,5002	-0,5003	-0,5004	-0,5007	-0,5012	-0,5021	-0,5032	-0,5041	-0,5046

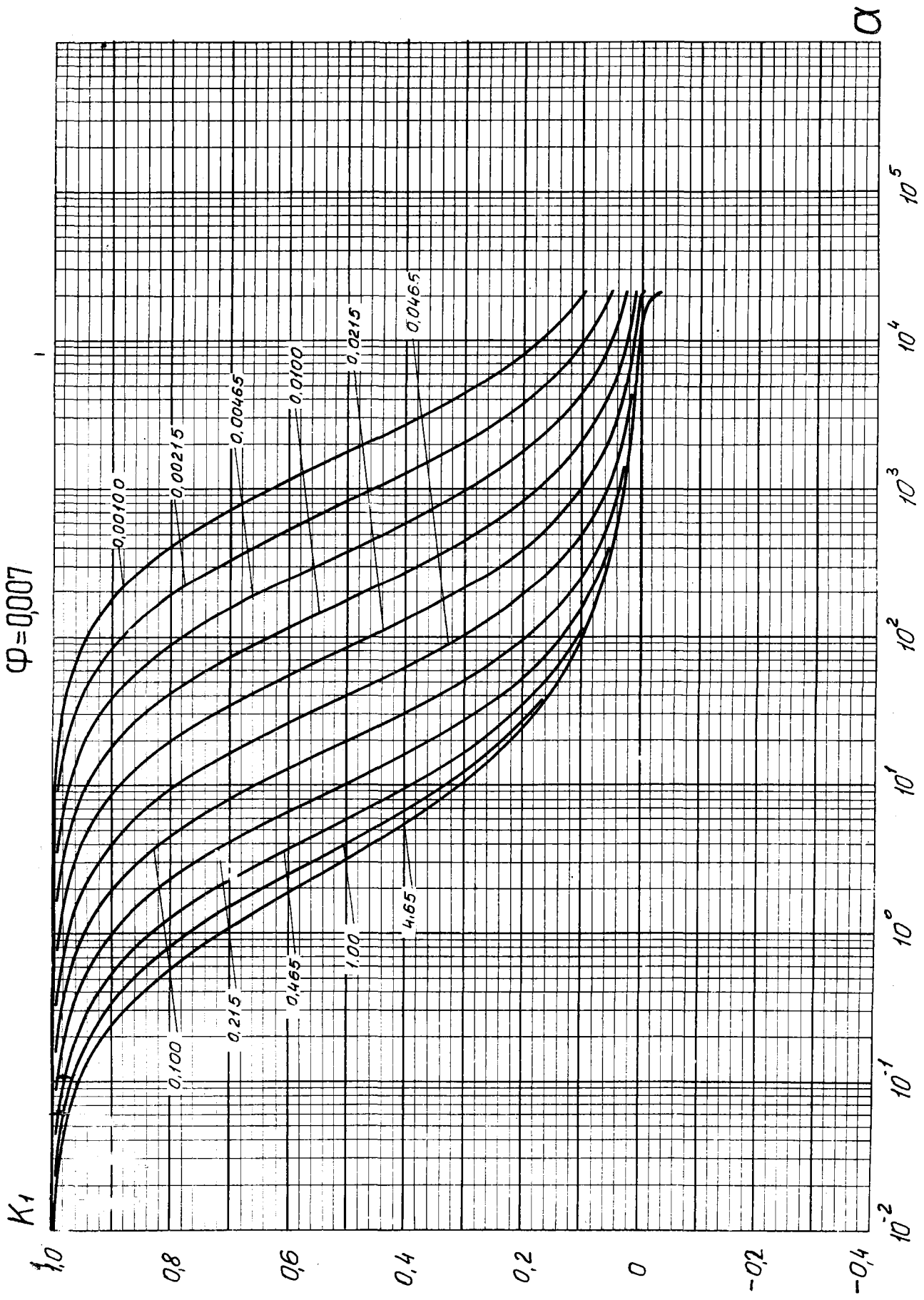
\* K<sub>1</sub>

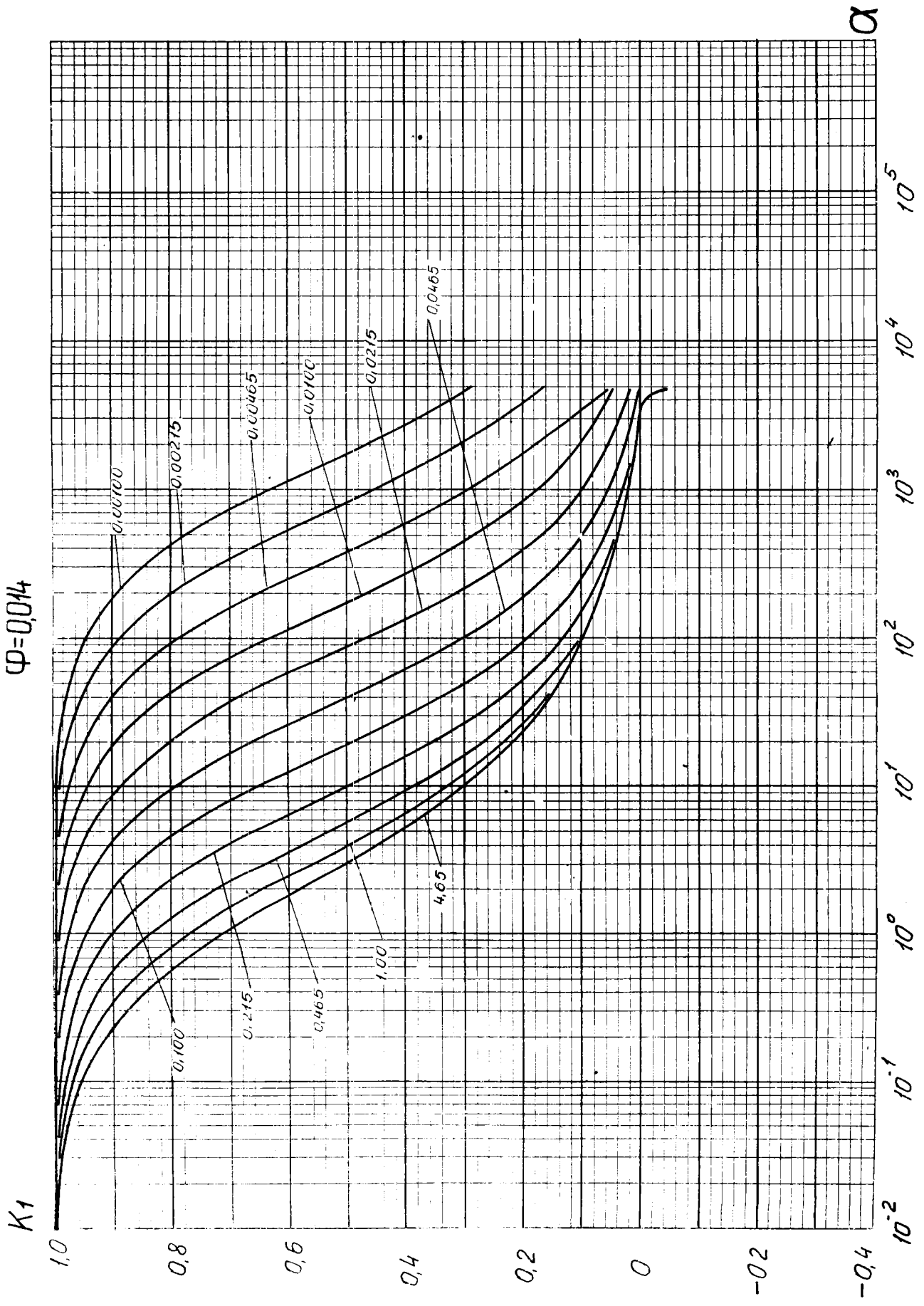
$\varphi = 1,57$

$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,0 <sup>2</sup> 215	0,0 <sup>2</sup> 465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,150	4,650
0,9961	-1,001	-1,0017	-1,0032	-1,0065	-1,0137	-1,0292	-1,0621	-1,1324	-1,2825	-1,5978	-2,2719	-3,7596
0,4623	-1,001	-1,001	-1,002	-1,003	-1,006	-1,013	-1,028	-1,057	-1,110	-1,1902	-1,2785	-1,3358
0,2145	-1,000	-1,001	-1,001	-1,002	-1,003	-1,006	-1,013	-1,025	-1,047	-1,0773	-1,1056	-1,1212
0,09953	-1,000	-1,000	-1,001	-1,001	-1,001	-1,003	-1,006	-1,012	-1,021	-1,0338	-1,0451	-1,0510
0,04619	-1,000	-1,000	-1,000	-1,001	-1,001	-1,002	-1,003	-1,005	-1,010	-1,0152	-1,0200	-1,0225
0,02145	-1,000	-1,000	-1,000	-1,000	-1,001	-1,001	-1,001	-1,003	-1,004	-1,0068	-1,0090	-1,0101
0,0 <sup>2</sup> 9945	-1,000	-1,000	-1,000	-1,000	-1,000	-1,001	-1,001	-1,001	-1,002	-1,0030	-1,0040	-1,0044

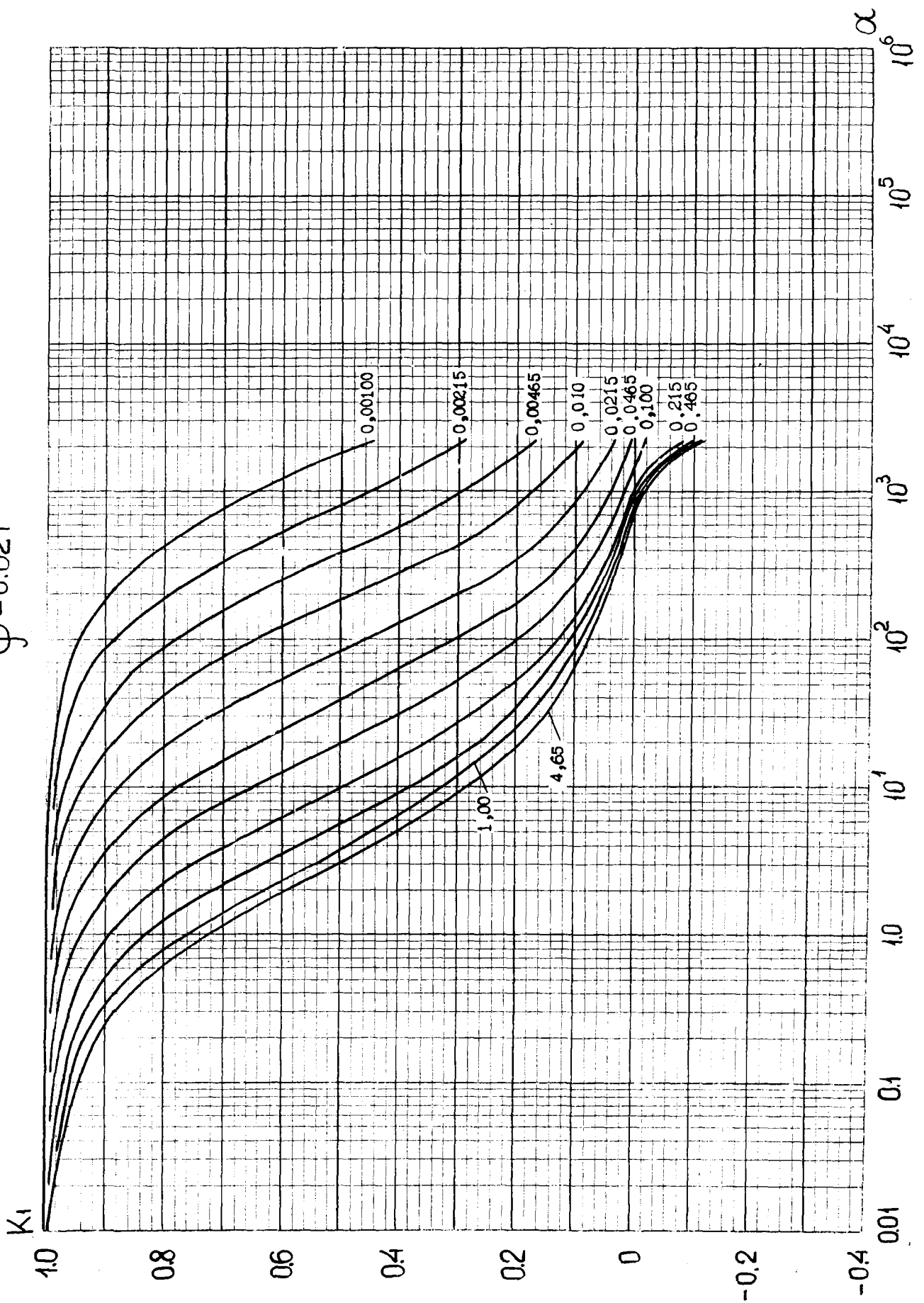








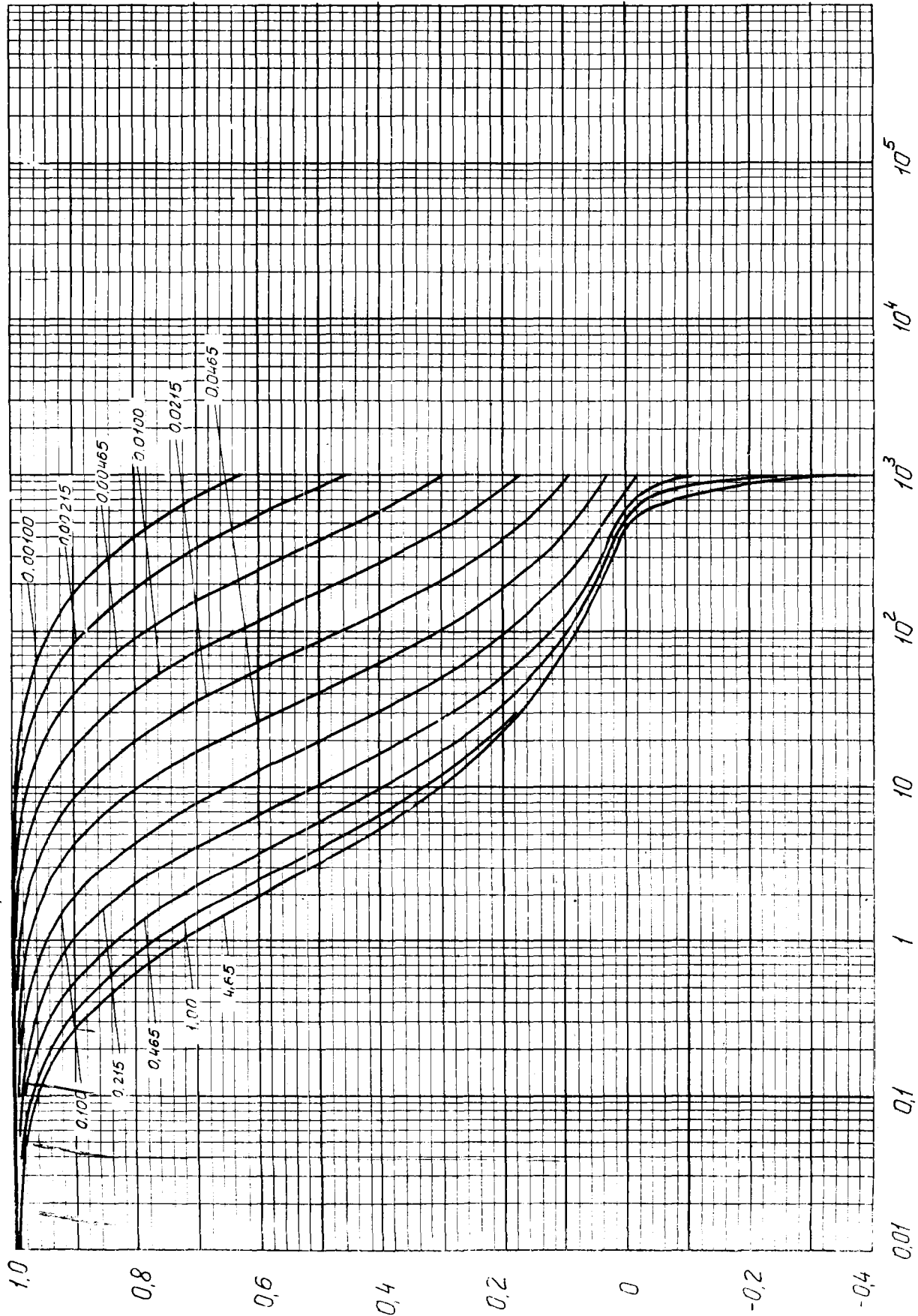
$\varphi = 0.021$





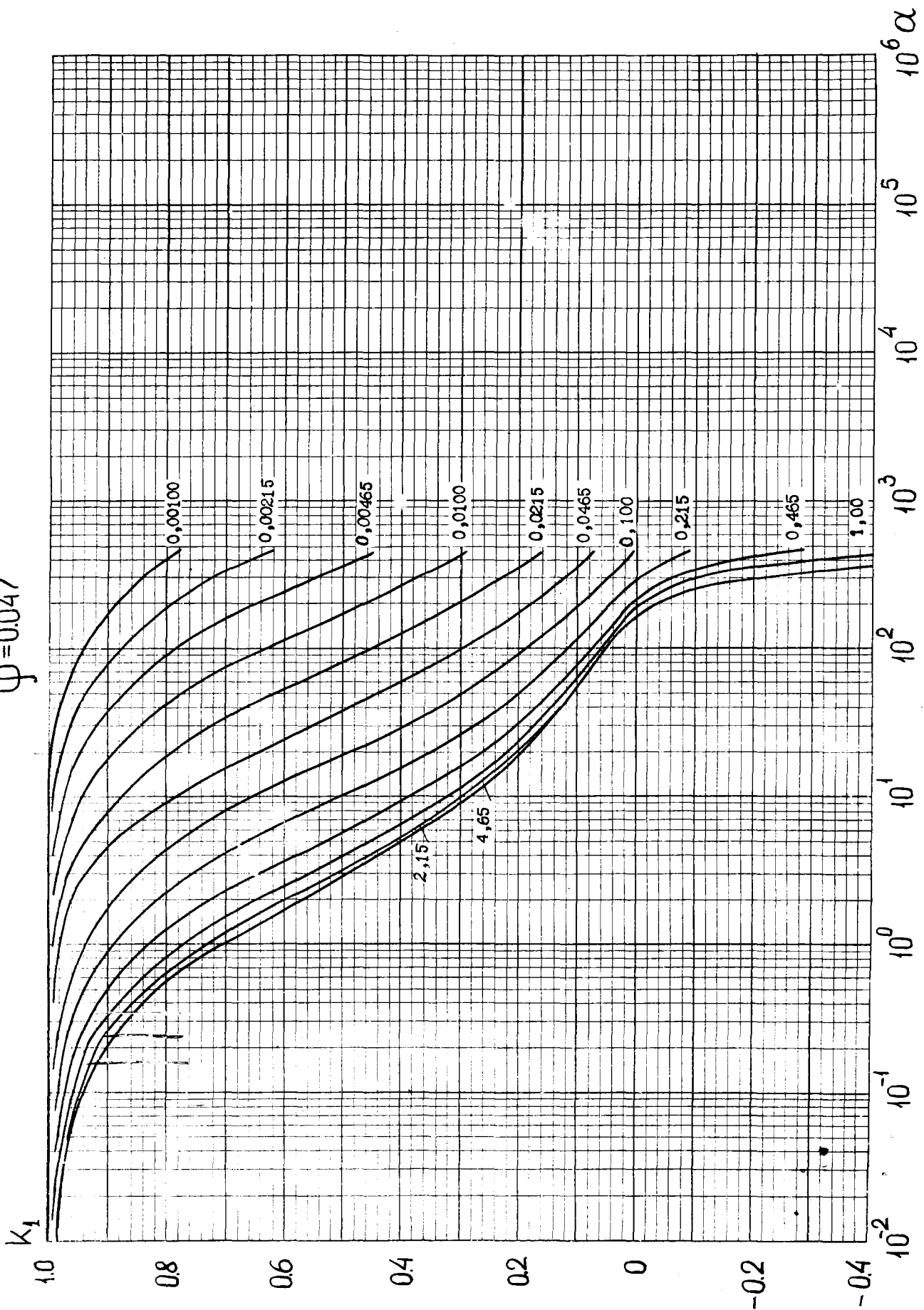
$\varphi=0,032$

$K_1$

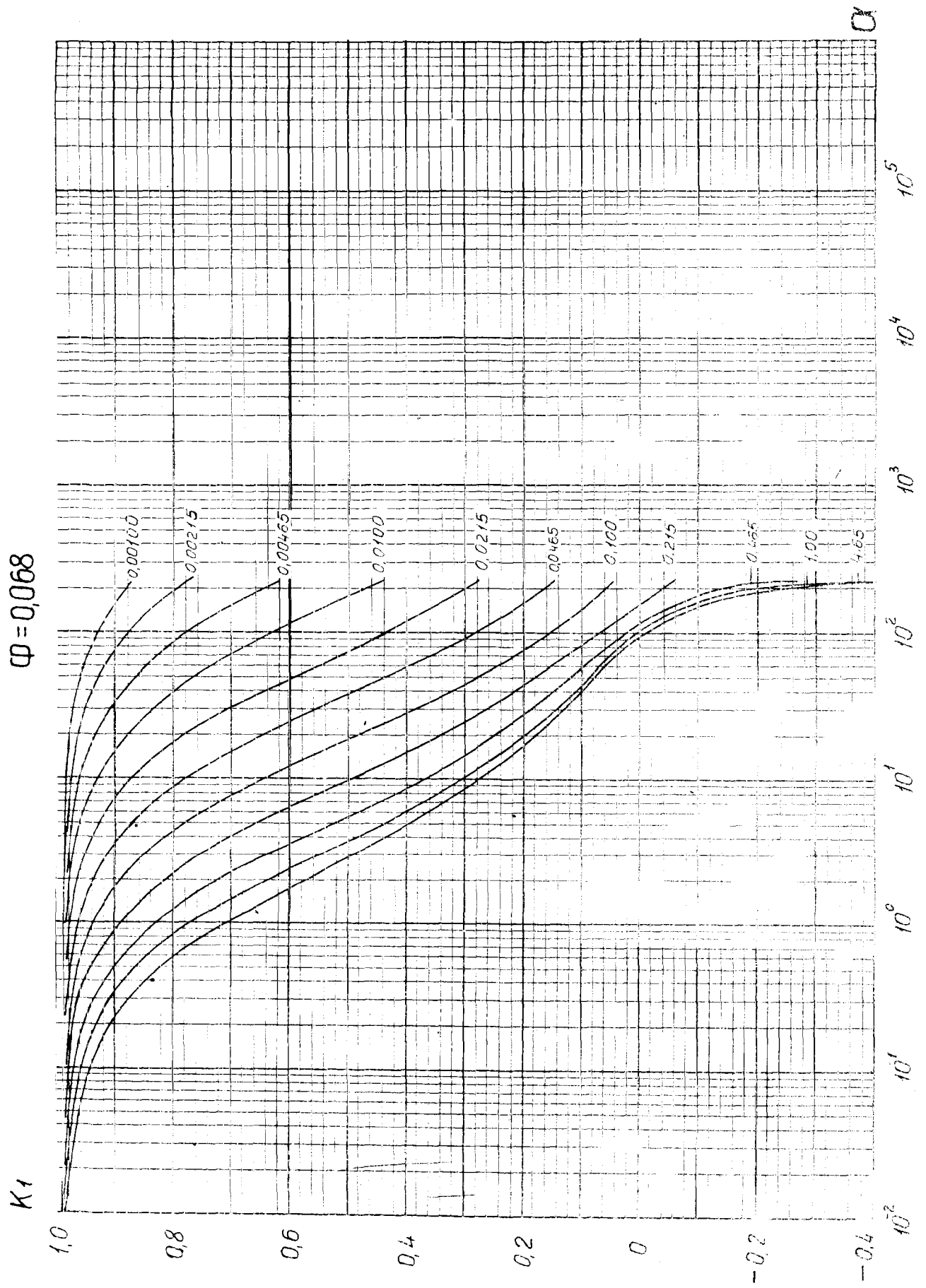


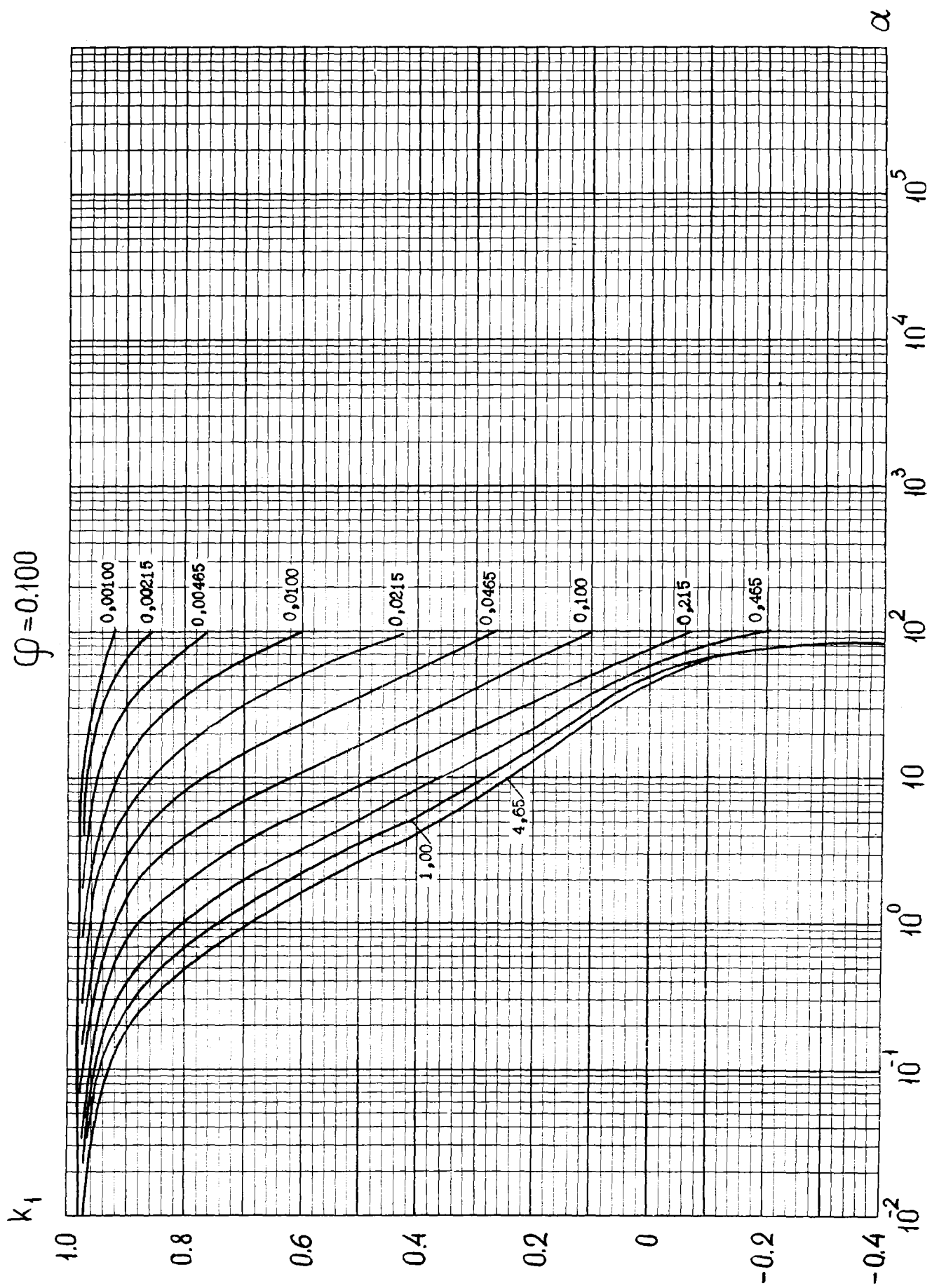
$\alpha$

$\varphi = 0.047$



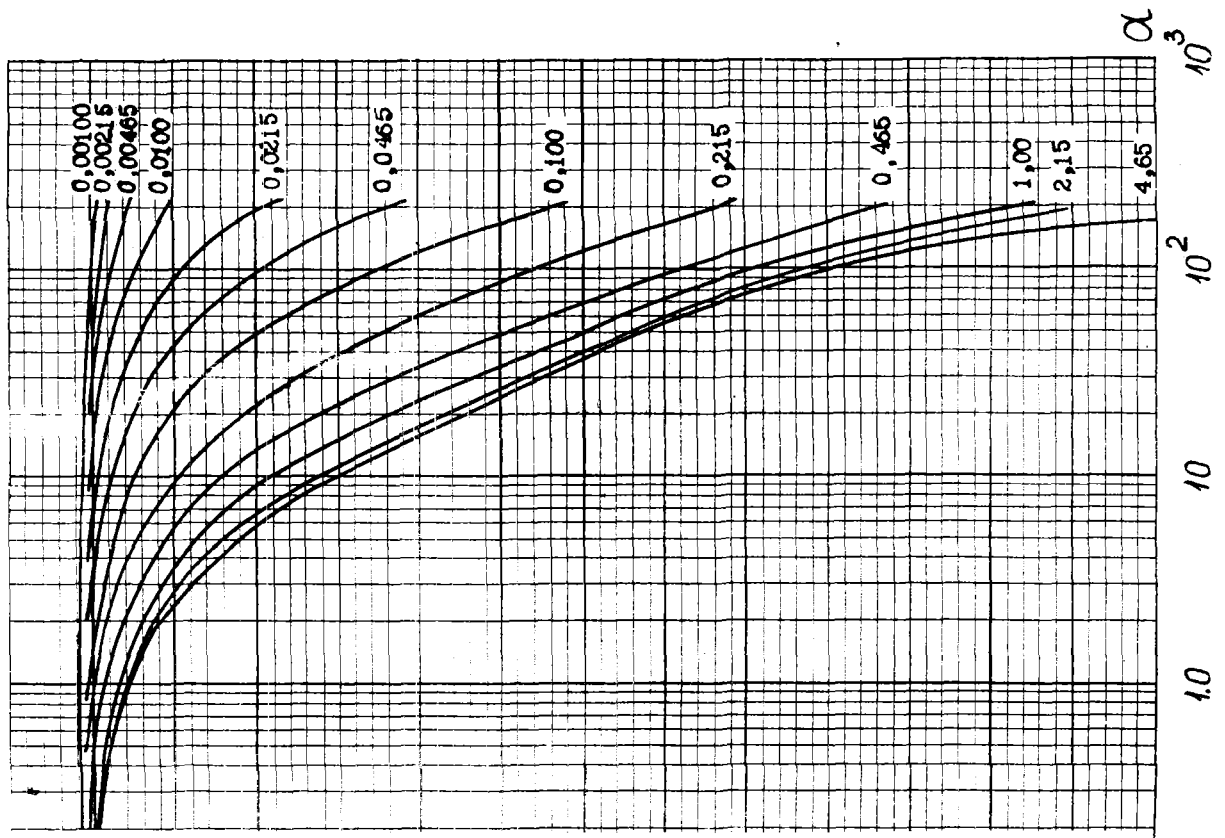
$\varphi = 0,068$





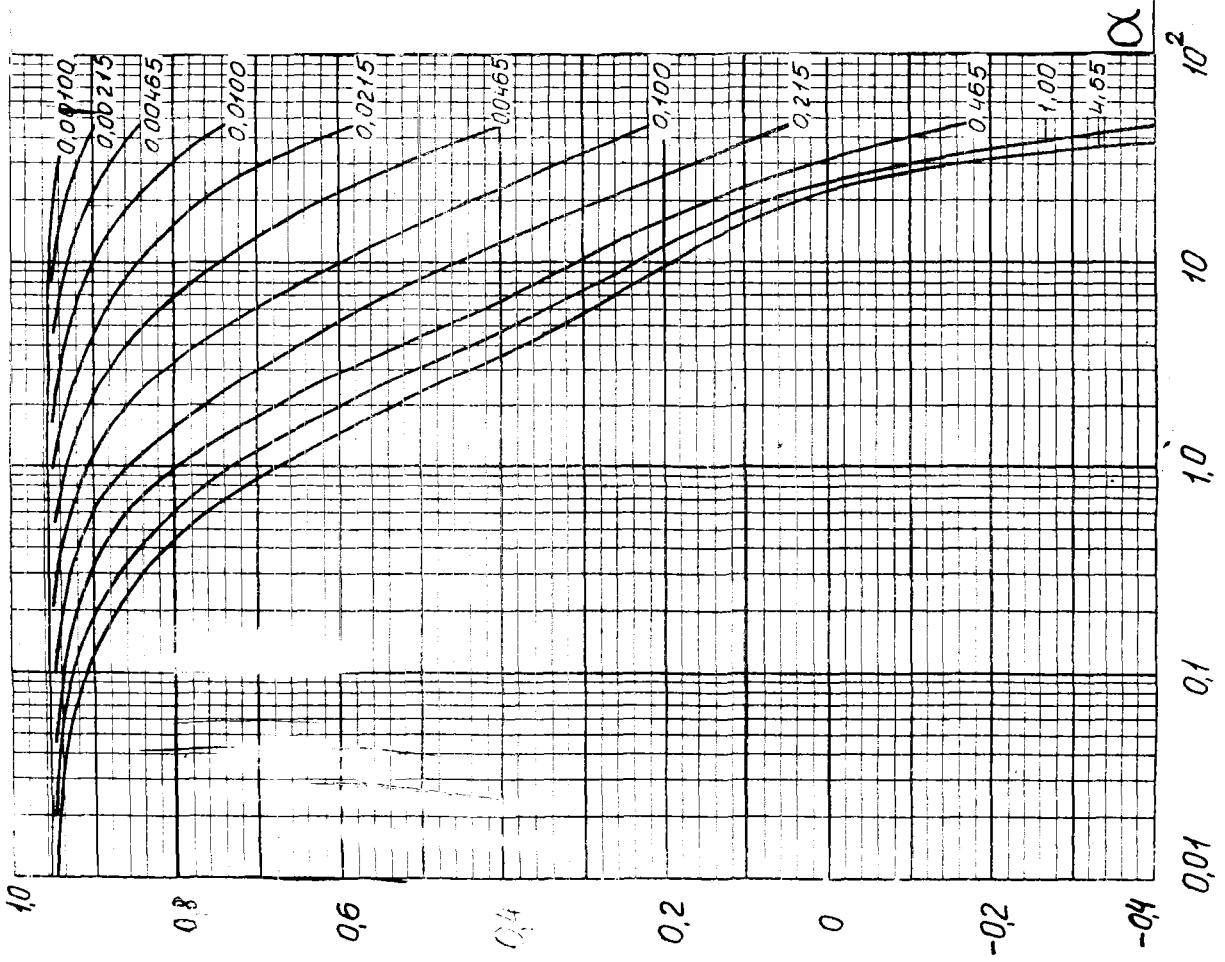
$\varphi = 0.217$

$K_1$



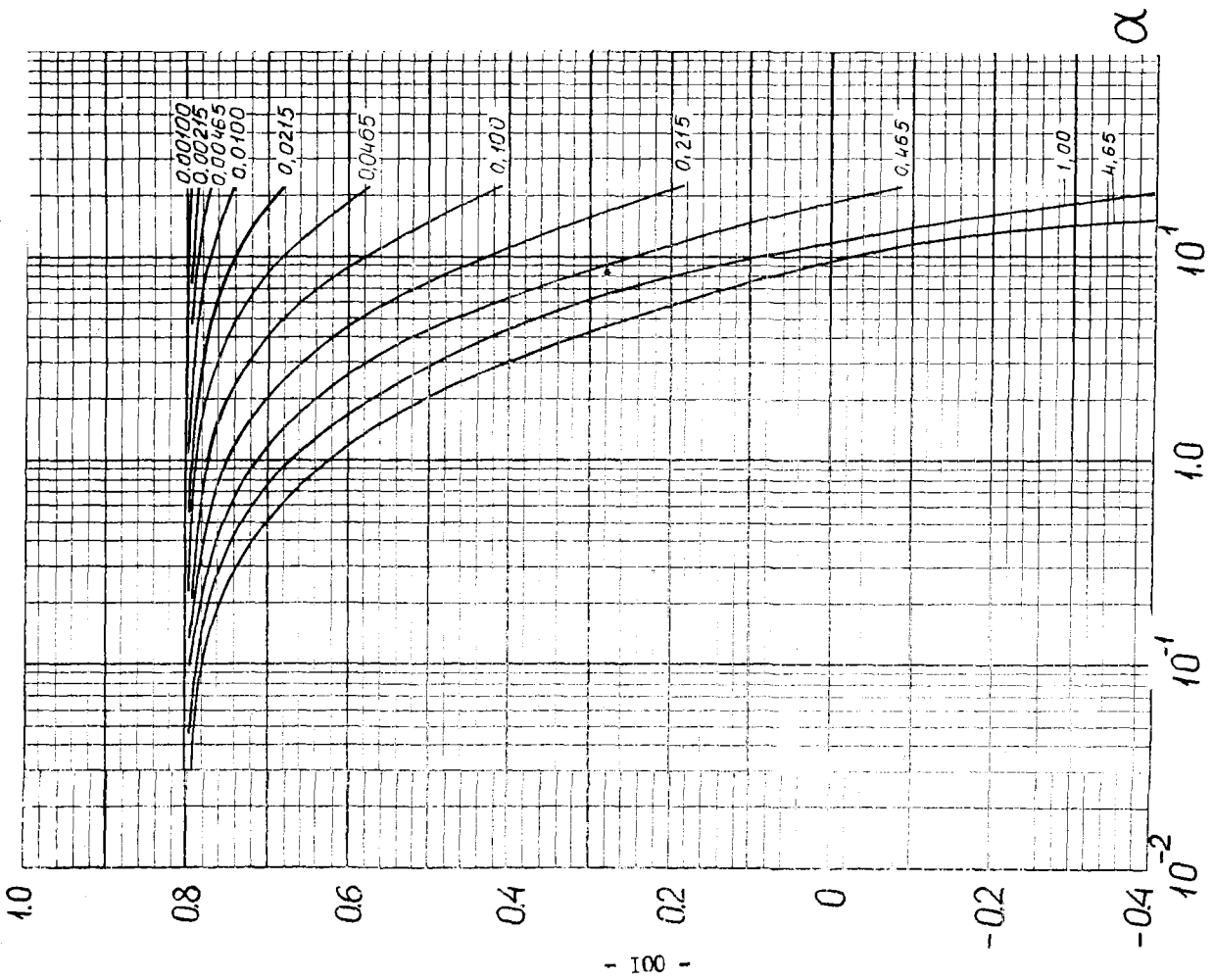
$\varphi = 0.147$

$K_1$



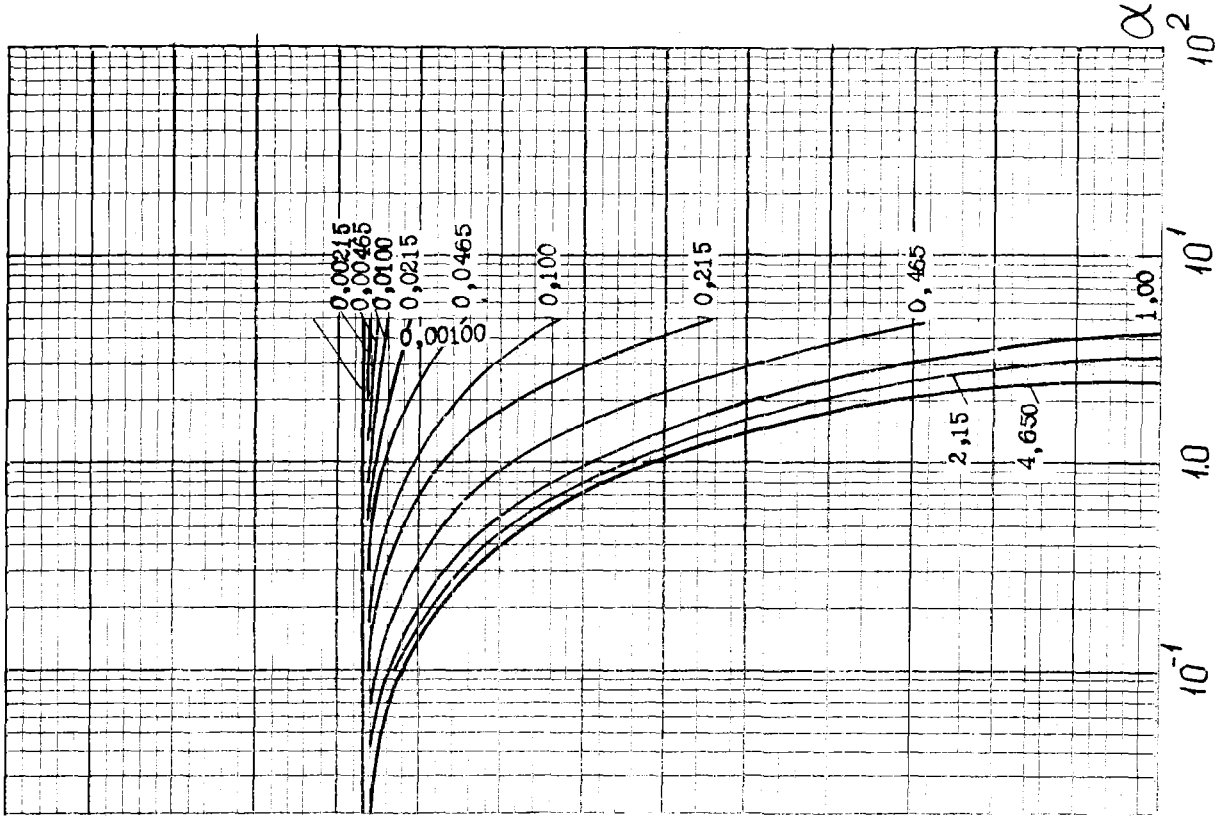
$\varphi=0.322$

$K_1$

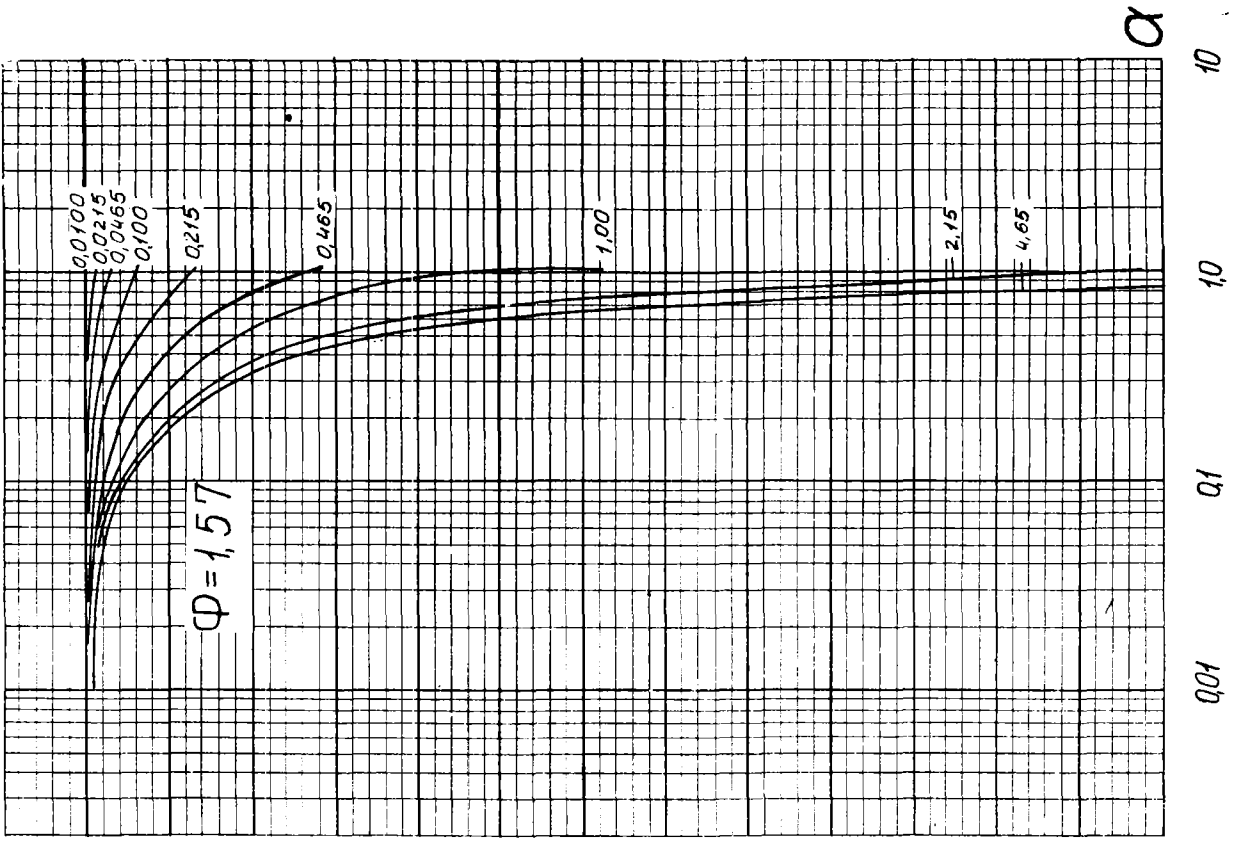


$\varphi=0.482$

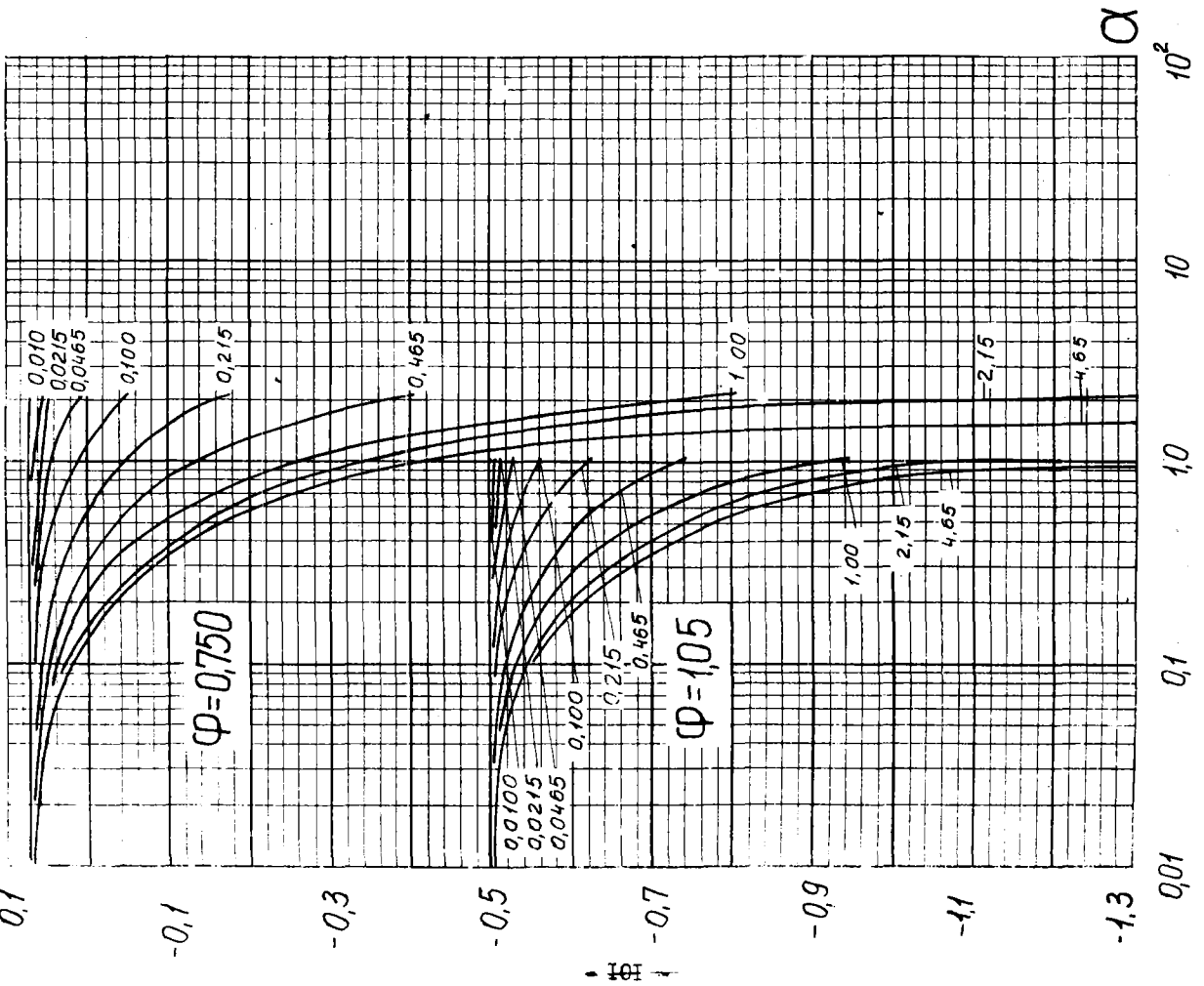
$K_1$



$K_1$

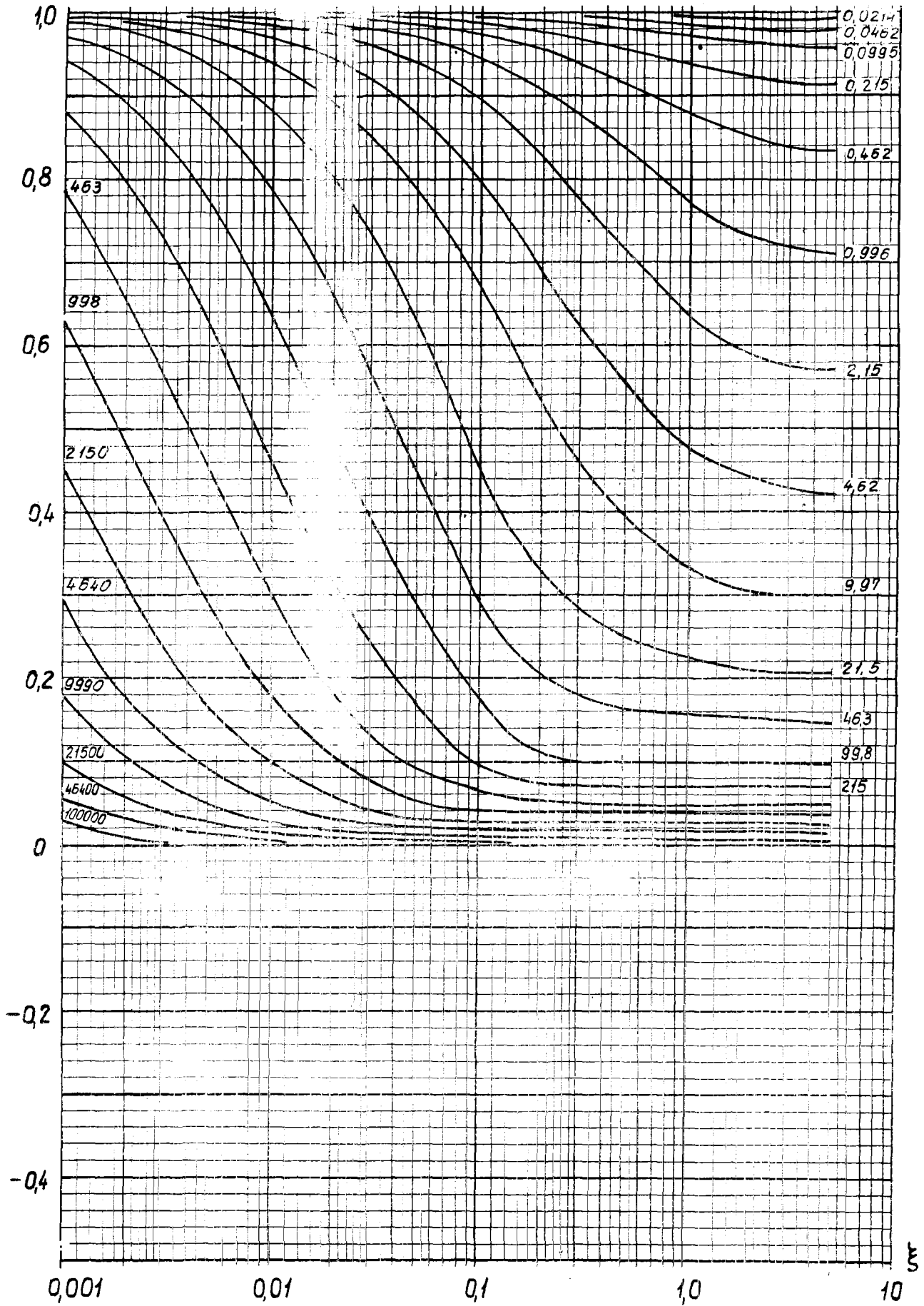


$K_1$



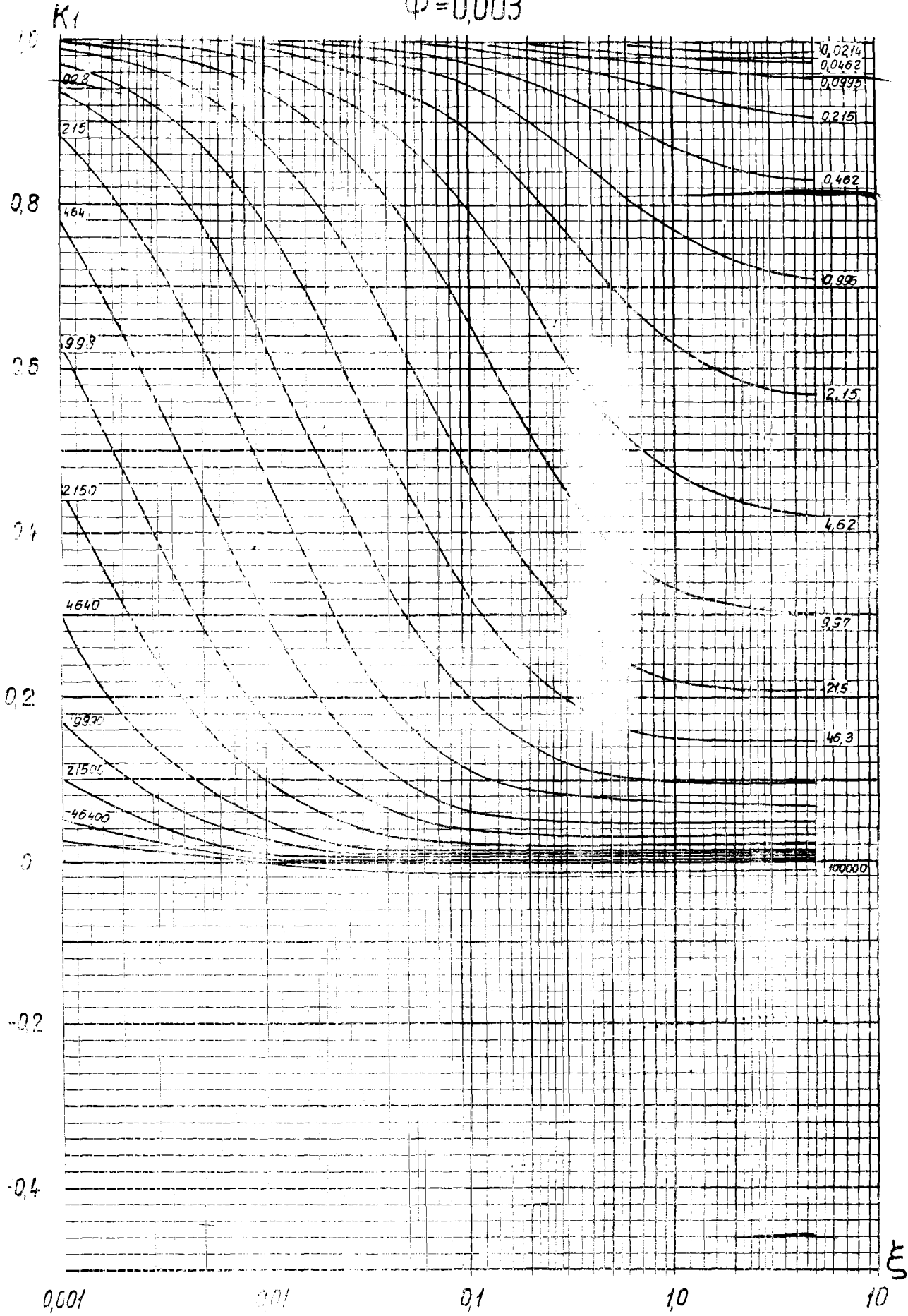
$K_1$

$\varphi = 0$



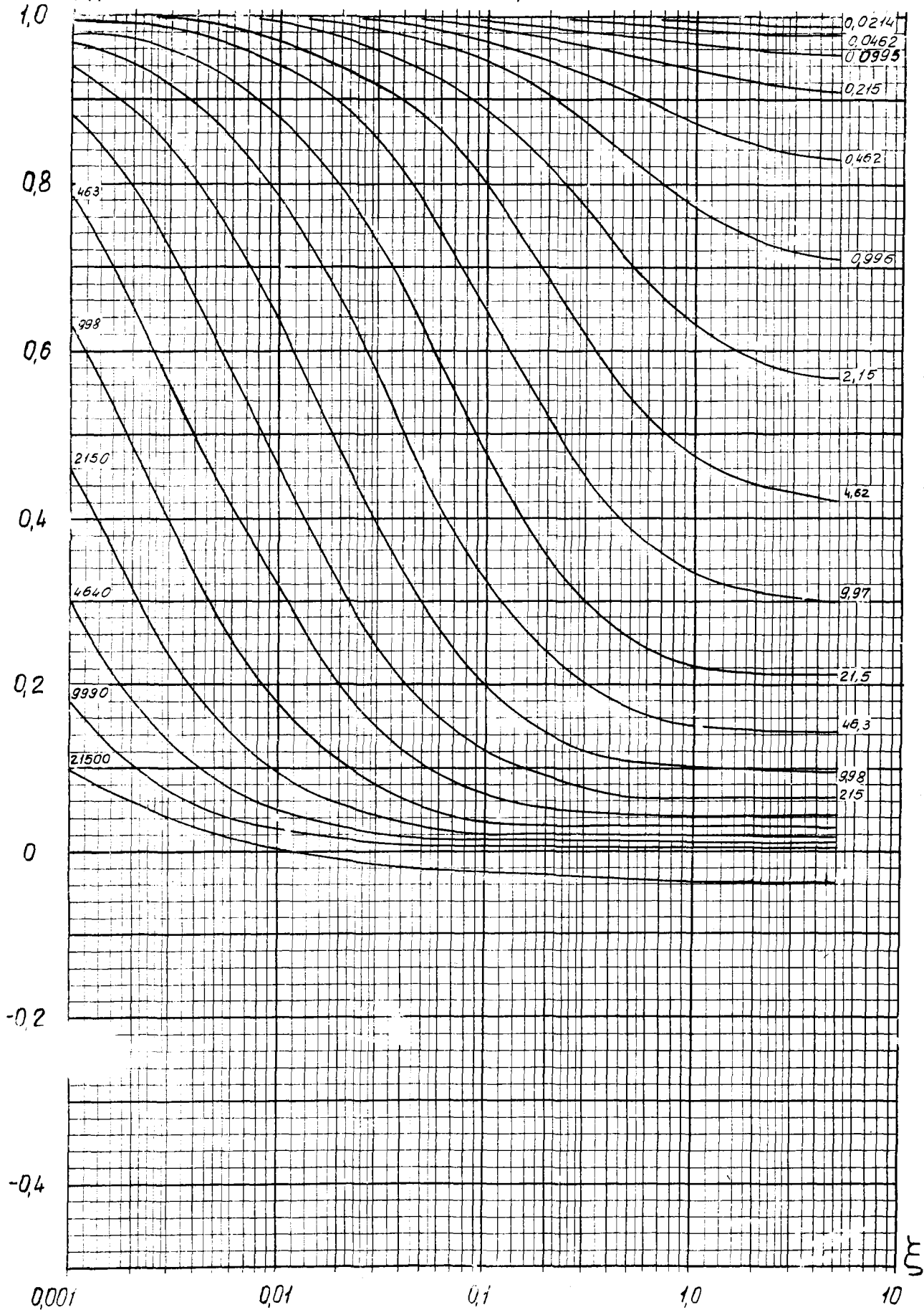


$\varphi = 0,003$

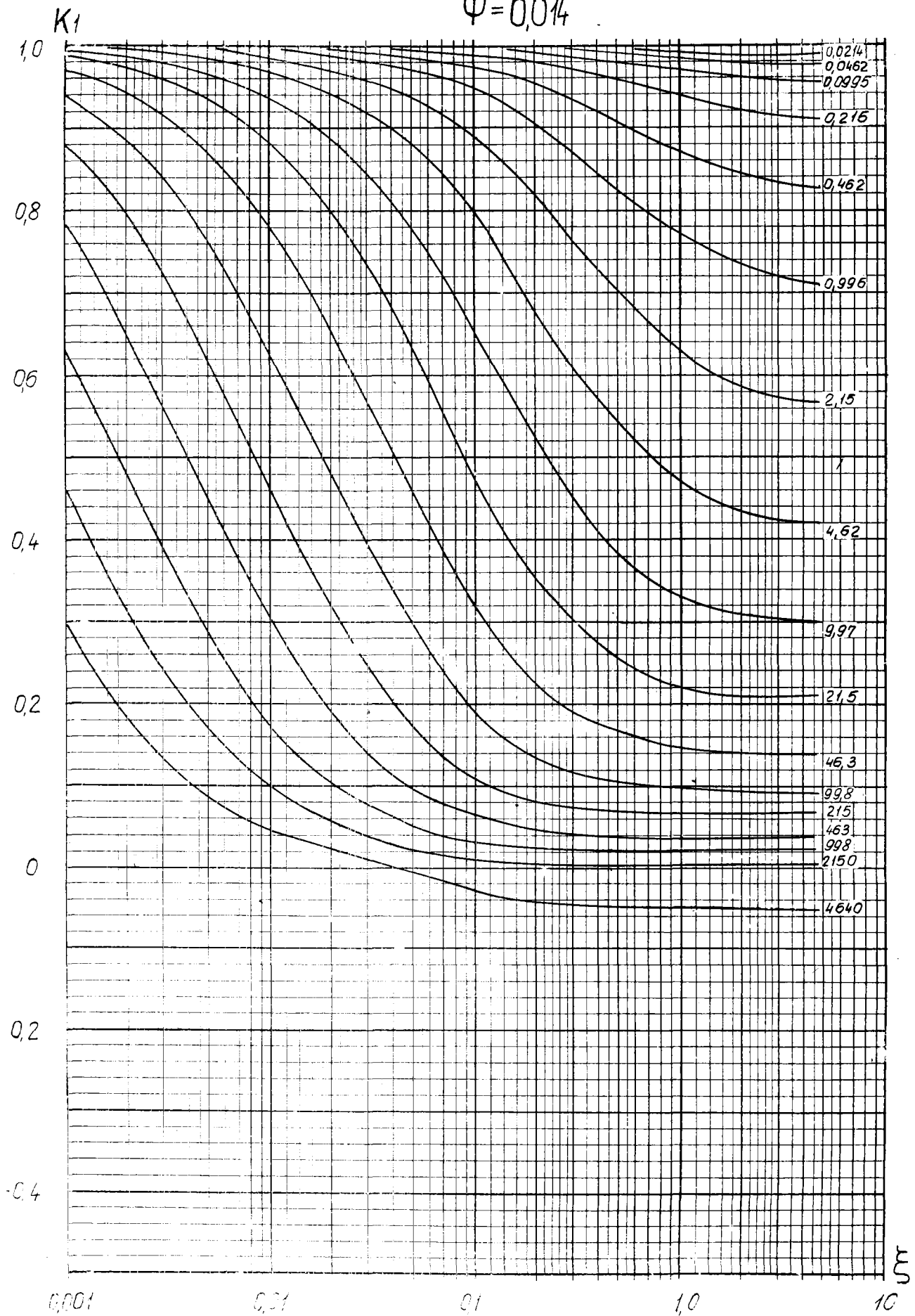


$K_1$

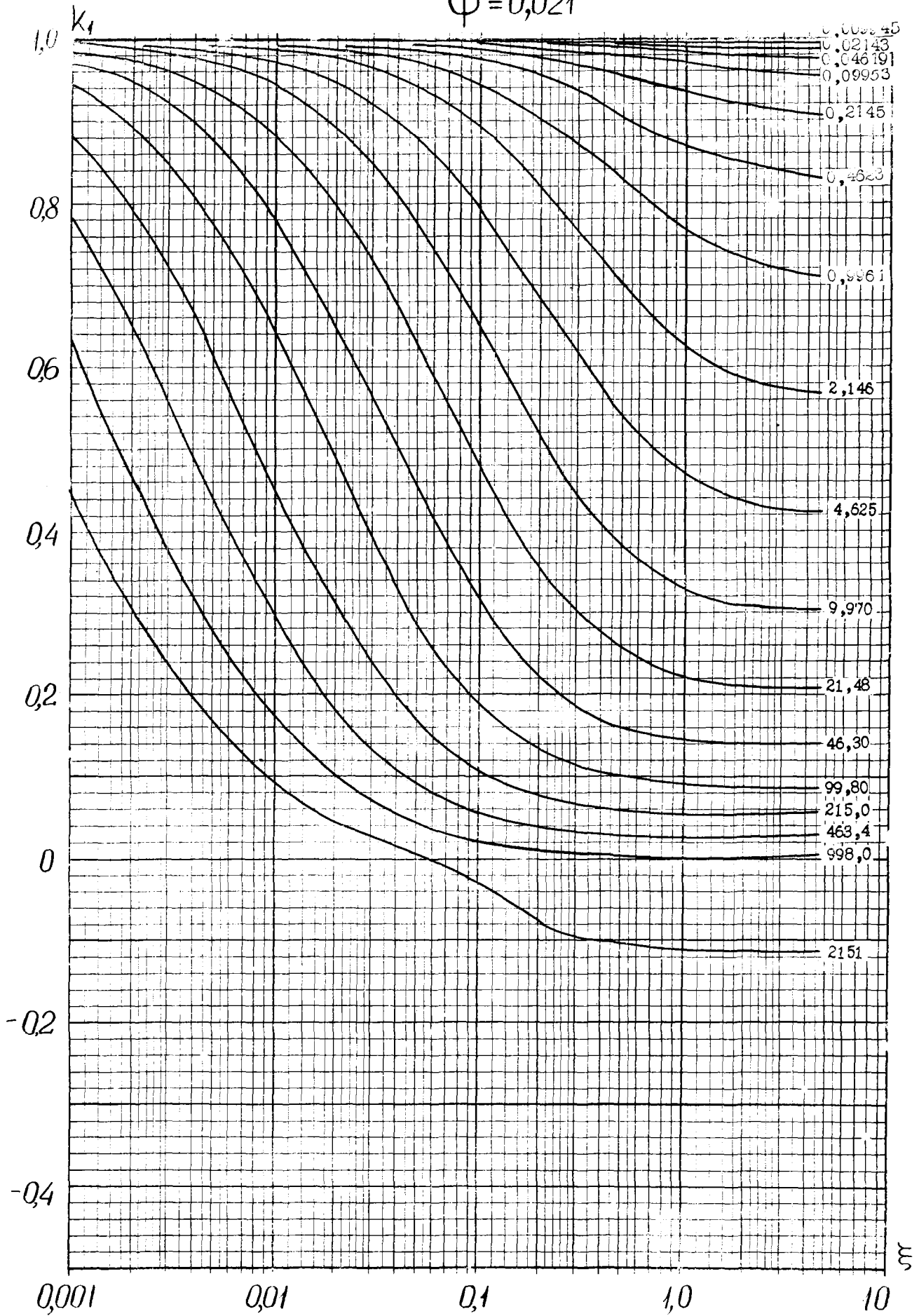
$\varphi = 0,007$



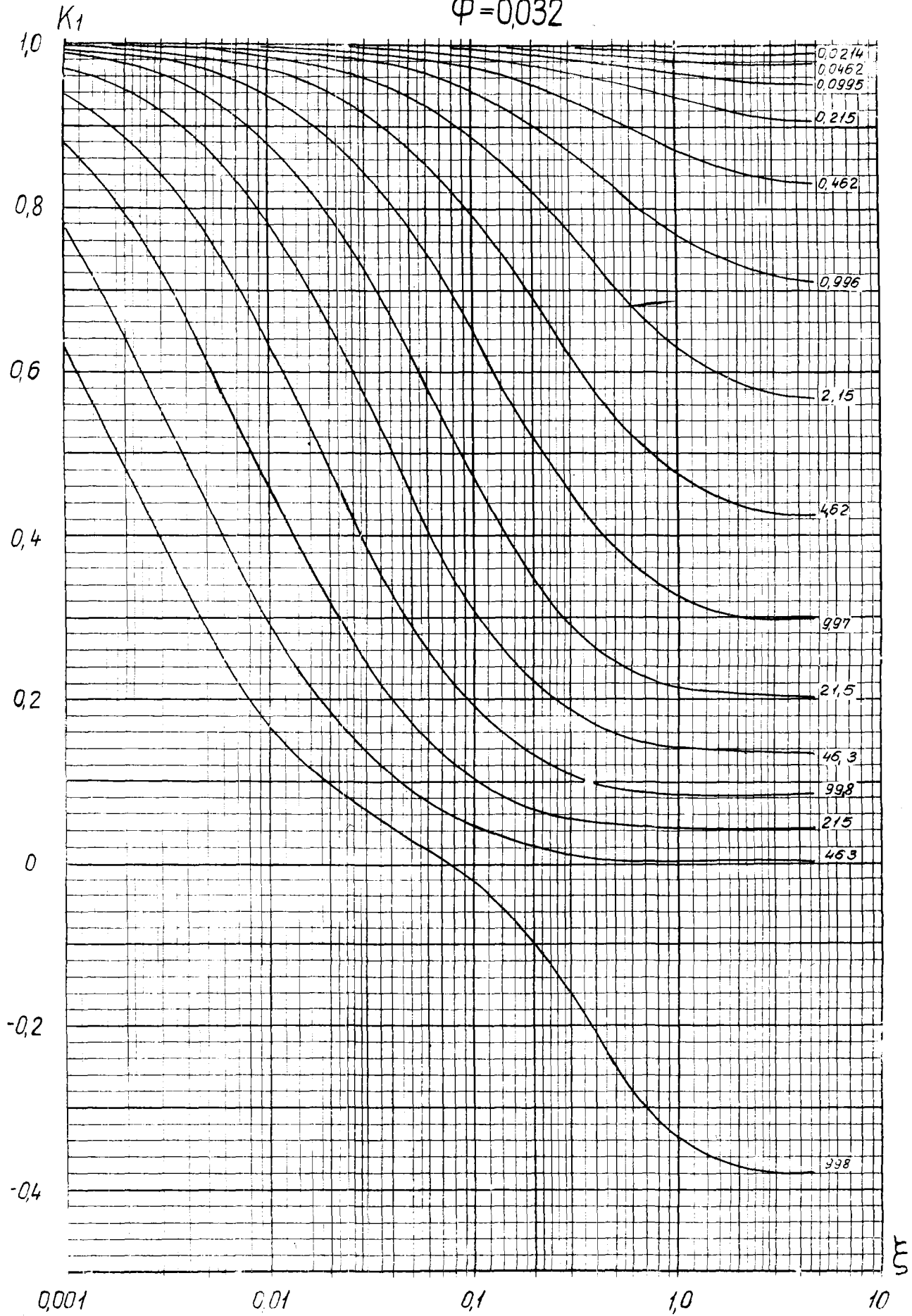
$\varphi = 0,014$



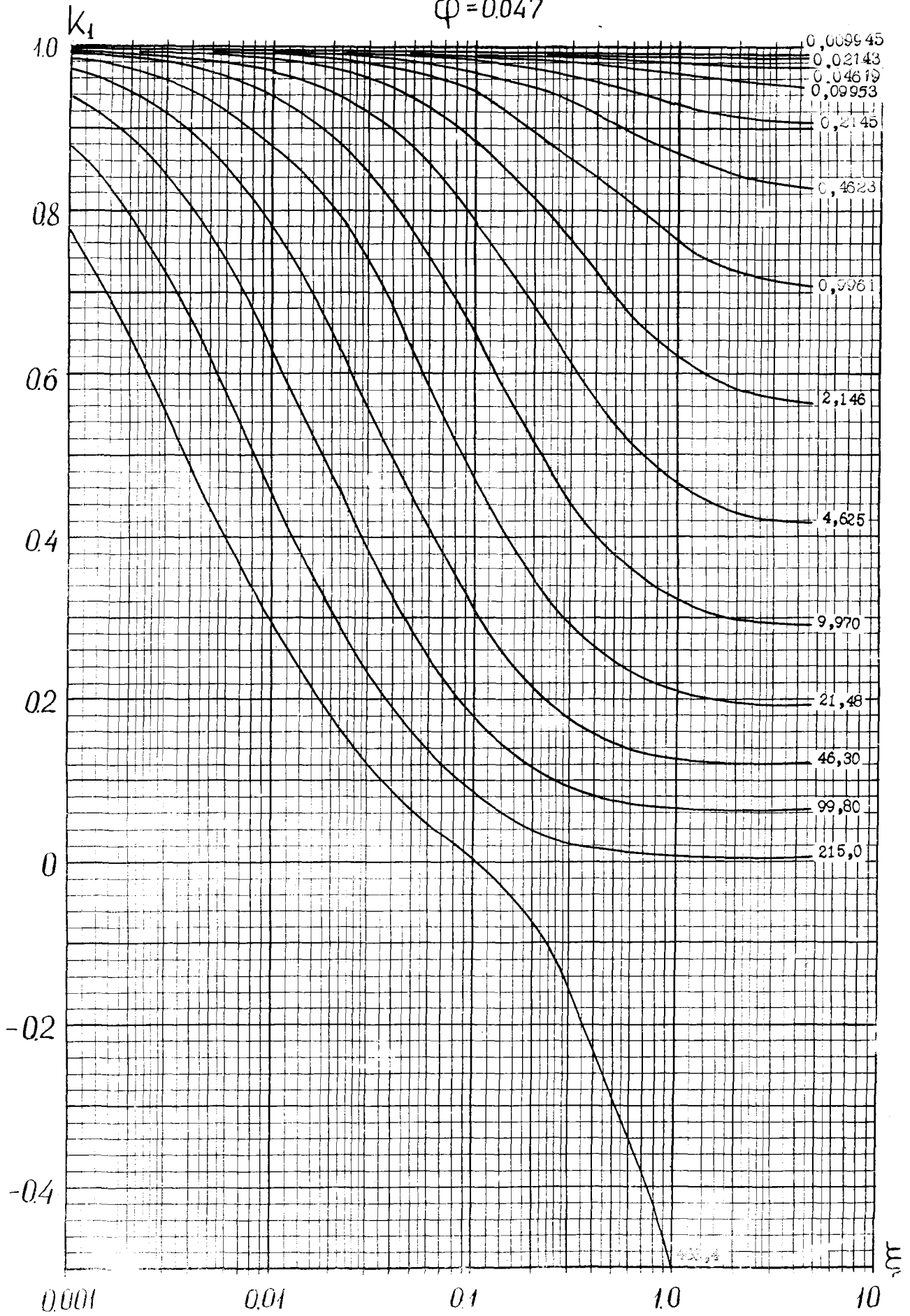
$\varphi = 0,021$



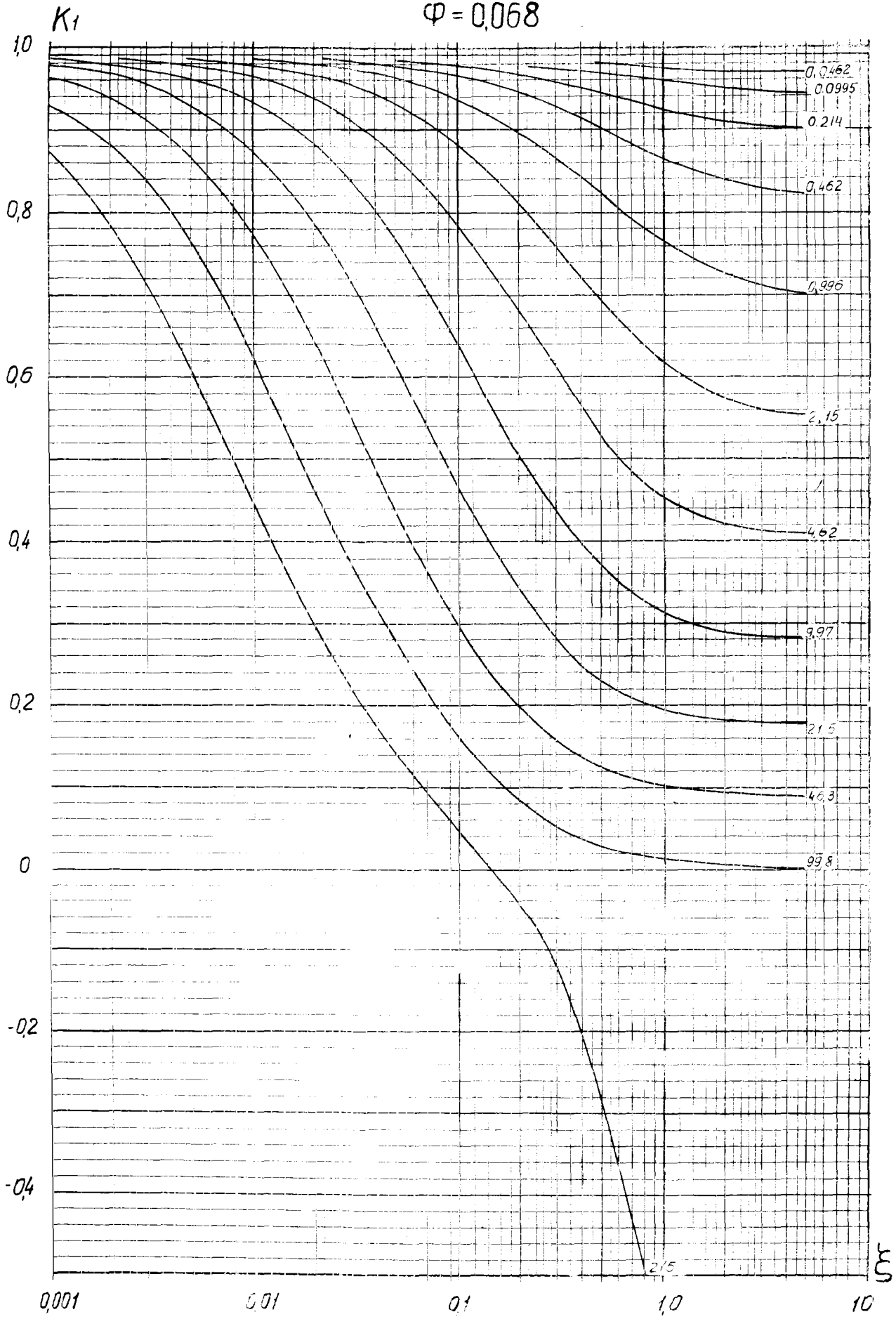
$\varphi = 0,032$



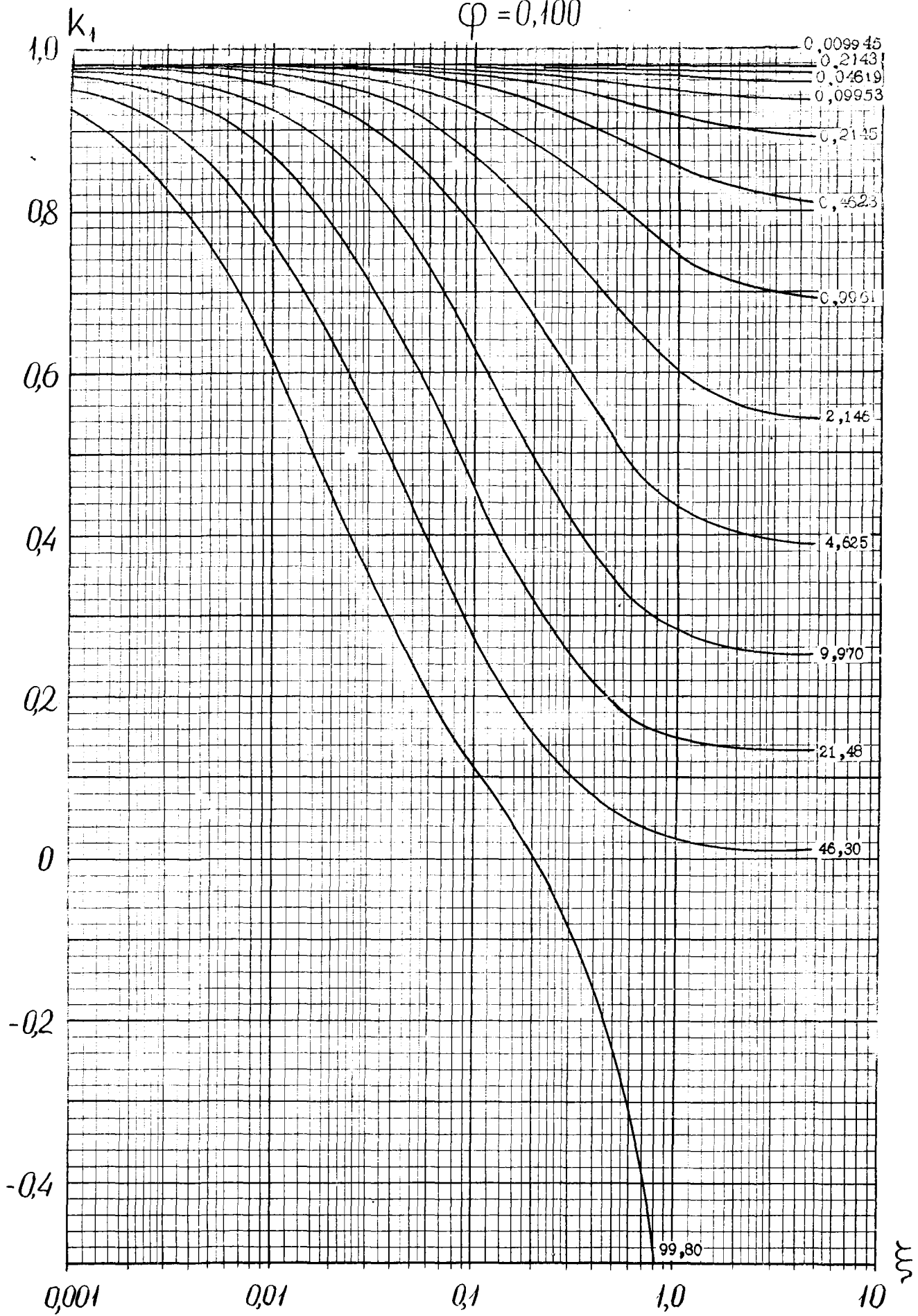
$\varphi = 0.047$



$\varphi = 0,068$

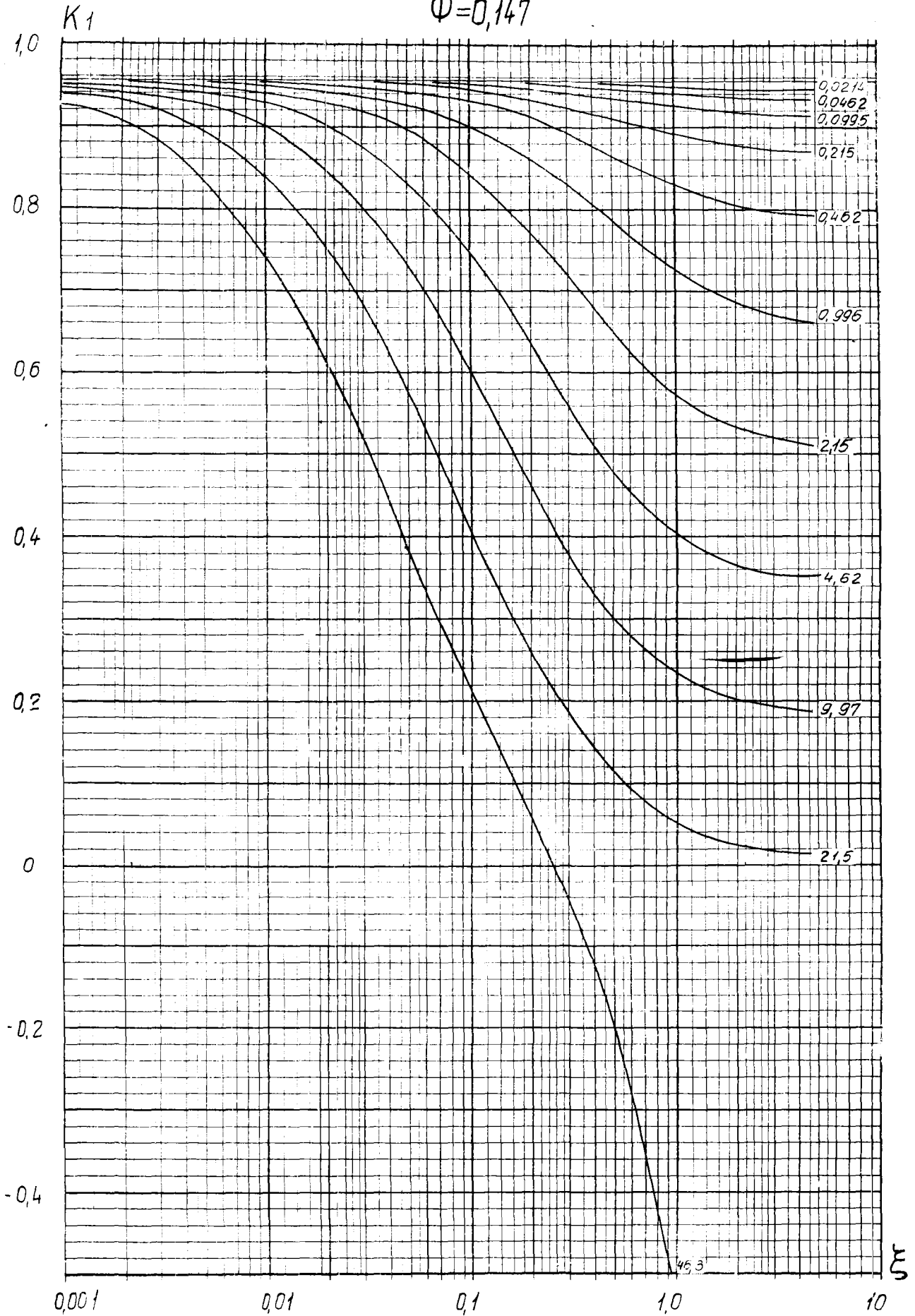


$\varphi = 0,100$

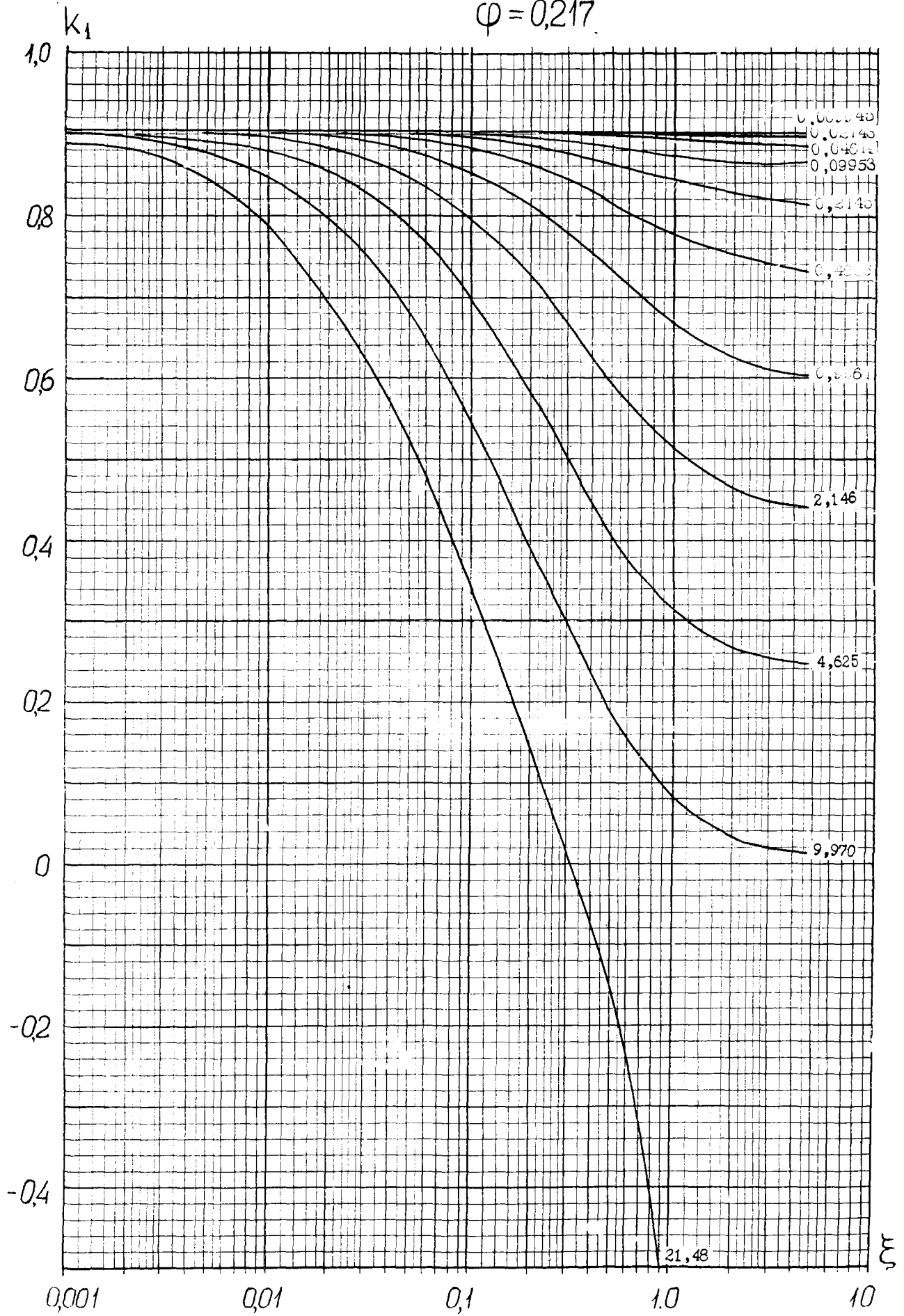


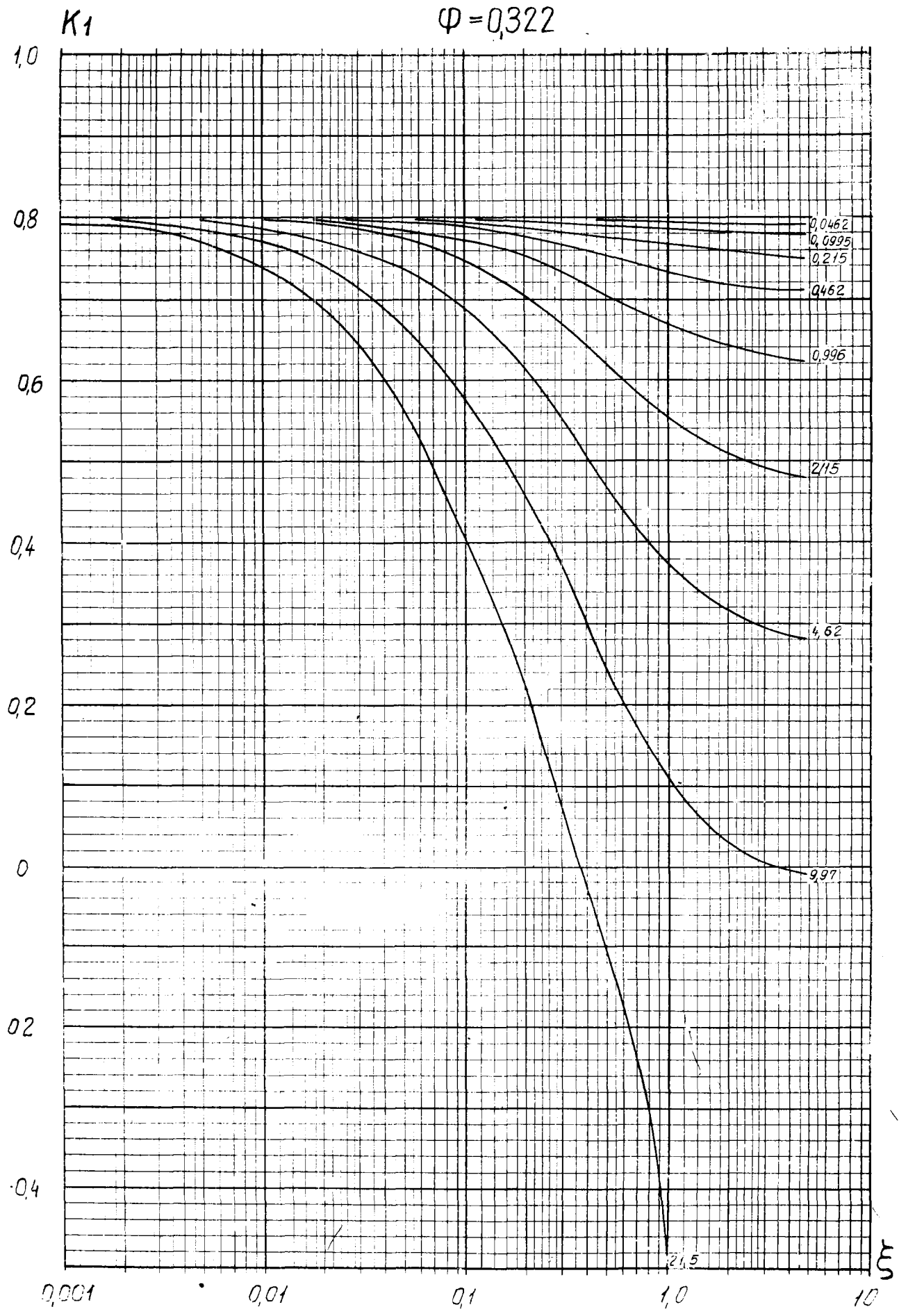


$\varphi = 0,147$

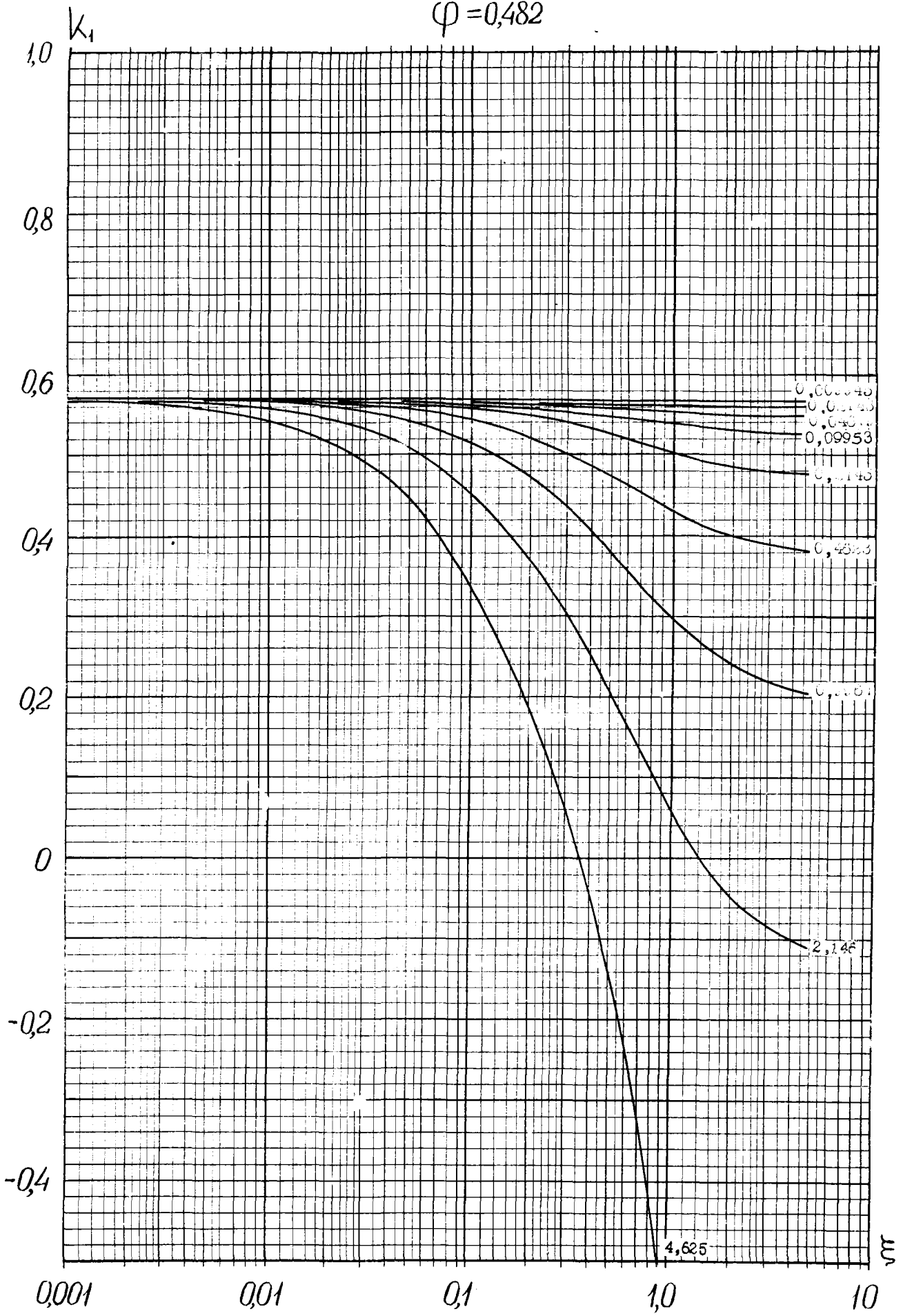


$\varphi = 0,217$

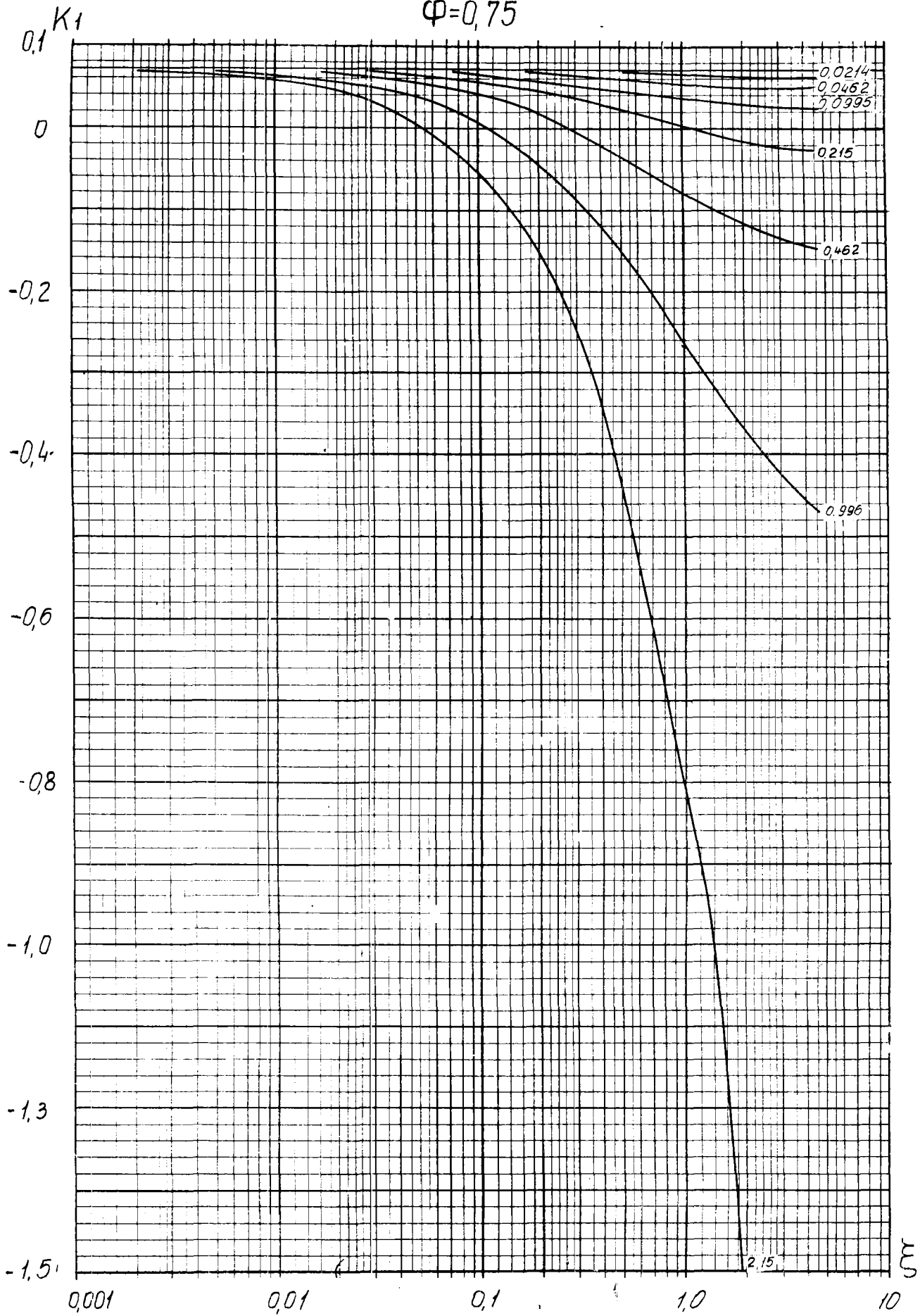


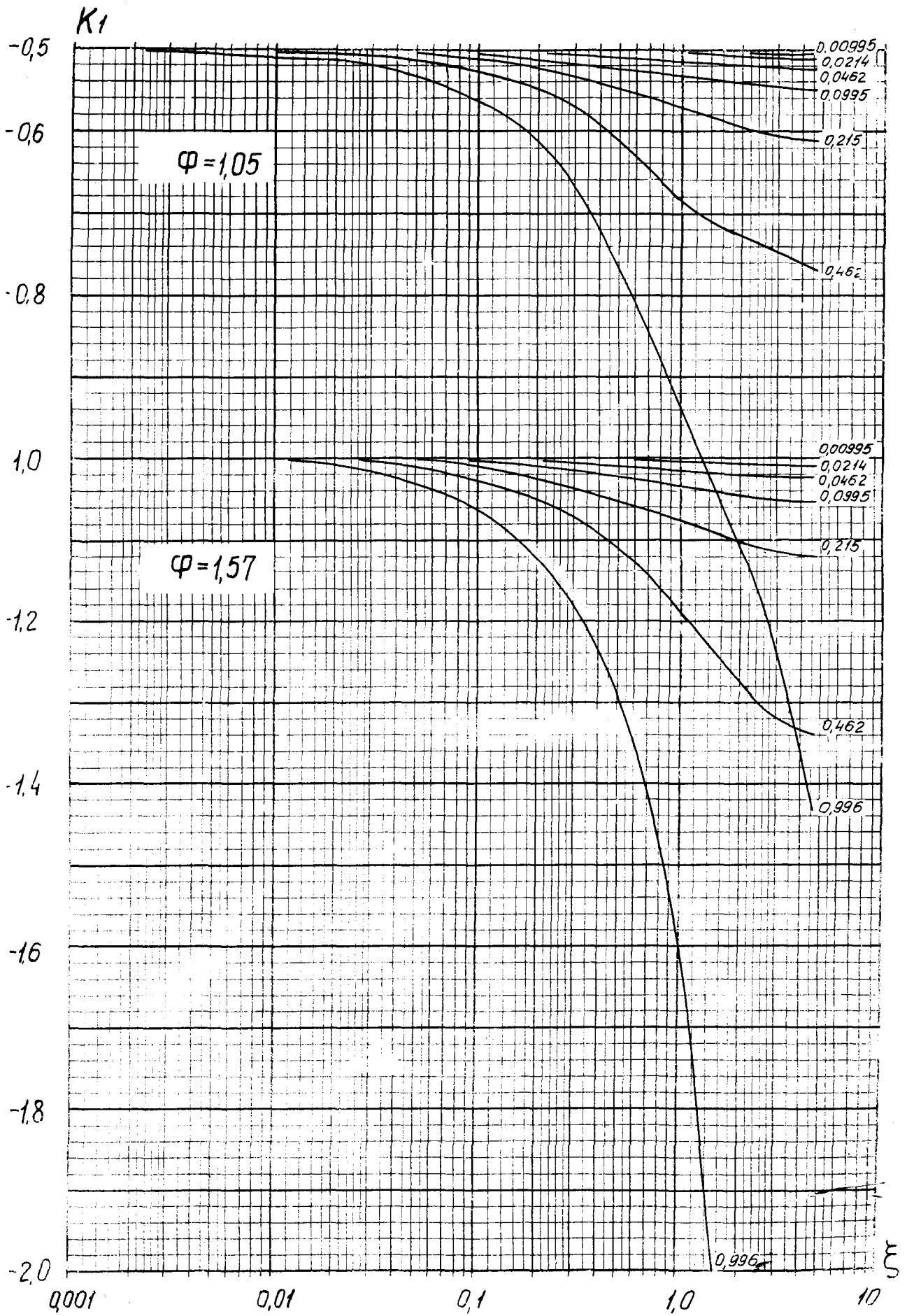


$\varphi = 0,482$



$\varphi = 0,75$





ФУНКЦИИ  $K_2(\alpha, \xi, \varphi)$

ТАБЛИЦЫ И ГРАФИКИ





$$\varphi = 0$$

 $K_2$ 

$\alpha \setminus \xi$	0,001	0,00215	0,00465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65
100000	0,0 <sup>6</sup> 2313	0,0 <sup>6</sup> 1209	0,0 <sup>7</sup> 6231	0,0 <sup>7</sup> 3314	0,0 <sup>7</sup> 2043	0,0 <sup>7</sup> 1668	0,0 <sup>7</sup> 1597	0,0 <sup>7</sup> 1584	0,0 <sup>7</sup> 1581	0,0 <sup>7</sup> 1580	0,0 <sup>7</sup> 1580	0,0 <sup>7</sup> 1580
46400	0,0 <sup>6</sup> 9316	0,0 <sup>6</sup> 5000	0,0 <sup>6</sup> 2609	0,0 <sup>6</sup> 1370	0,0 <sup>7</sup> 7773	0,0 <sup>7</sup> 5604	0,0 <sup>7</sup> 5112	0,0 <sup>7</sup> 5023	0,0 <sup>7</sup> 5006	0,0 <sup>7</sup> 5002	0,0 <sup>7</sup> 5001	0,0 <sup>7</sup> 5001
21530	0,0 <sup>5</sup> 3584	0,0 <sup>5</sup> 2013	0,0 <sup>5</sup> 1077	0,0 <sup>6</sup> 5689	0,0 <sup>6</sup> 3093	0,0 <sup>6</sup> 1975	0,0 <sup>6</sup> 1659	0,0 <sup>6</sup> 1597	0,0 <sup>6</sup> 1585	0,0 <sup>6</sup> 1583	0,0 <sup>6</sup> 1582	0,0 <sup>6</sup> 1582
9990	0,0 <sup>4</sup> 1278	0,0 <sup>5</sup> 7741	0,0 <sup>5</sup> 4333	0,0 <sup>5</sup> 2339	0,0 <sup>5</sup> 1258	0,0 <sup>6</sup> 7359	0,0 <sup>6</sup> 5528	0,0 <sup>6</sup> 5107	0,0 <sup>6</sup> 5026	0,0 <sup>6</sup> 5009	0,0 <sup>6</sup> 5006	0,0 <sup>6</sup> 5005
4638	0,0 <sup>4</sup> 4035	0,0 <sup>4</sup> 2759	0,0 <sup>4</sup> 1666	0,0 <sup>5</sup> 9388	0,0 <sup>5</sup> 5121	0,0 <sup>5</sup> 2865	0,0 <sup>5</sup> 1919	0,0 <sup>5</sup> 1652	0,0 <sup>5</sup> 1597	0,0 <sup>5</sup> 1586	0,0 <sup>5</sup> 1584	0,0 <sup>5</sup> 1583
2151	0,0 <sup>3</sup> 1061	0,0 <sup>4</sup> 8704	0,0 <sup>4</sup> 5938	0,0 <sup>4</sup> 3604	0,0 <sup>4</sup> 2044	0,0 <sup>4</sup> 1137	0,0 <sup>5</sup> 6989	0,0 <sup>5</sup> 5460	0,0 <sup>5</sup> 5099	0,0 <sup>5</sup> 5026	0,0 <sup>5</sup> 5011	0,0 <sup>5</sup> 5007
998,0	0,0 <sup>3</sup> 2199	0,0 <sup>3</sup> 2286	0,0 <sup>3</sup> 1873	0,0 <sup>3</sup> 1283	0,0 <sup>4</sup> 7820	0,0 <sup>4</sup> 4479	0,0 <sup>4</sup> 2643	0,0 <sup>4</sup> 1864	0,0 <sup>4</sup> 1643	0,0 <sup>4</sup> 1595	0,0 <sup>4</sup> 1585	0,0 <sup>4</sup> 1583
463,4	0,0 <sup>3</sup> 3559	0,0 <sup>3</sup> 4735	0,0 <sup>3</sup> 4923	0,0 <sup>3</sup> 4042	0,0 <sup>3</sup> 2777	0,0 <sup>3</sup> 1701	0,0 <sup>3</sup> 1010	0,0 <sup>4</sup> 6606	0,0 <sup>4</sup> 5477	0,0 <sup>4</sup> 5080	0,0 <sup>4</sup> 5015	0,0 <sup>4</sup> 5001
215,0	0,0 <sup>3</sup> 4706	0,0 <sup>3</sup> 7656	0,0 <sup>2</sup> 1020	0,0 <sup>2</sup> 1060	0,0 <sup>3</sup> 8726	0,0 <sup>3</sup> 6011	0,0 <sup>3</sup> 3770	0,0 <sup>3</sup> 2397	0,0 <sup>3</sup> 1798	0,0 <sup>3</sup> 1626	0,0 <sup>3</sup> 1586	0,0 <sup>3</sup> 1577
998,0	0,0 <sup>3</sup> 5451	0,0 <sup>2</sup> 1012	0,0 <sup>2</sup> 1651	0,0 <sup>2</sup> 2194	0,0 <sup>2</sup> 2282	0,0 <sup>2</sup> 1882	0,0 <sup>2</sup> 1316	0,0 <sup>3</sup> 8623	0,0 <sup>3</sup> 6125	0,0 <sup>3</sup> 5238	0,0 <sup>3</sup> 5009	0,0 <sup>3</sup> 4957
46,30	0,0 <sup>3</sup> 5863	0,0 <sup>2</sup> 1171	0,0 <sup>2</sup> 2182	0,0 <sup>2</sup> 3544	0,0 <sup>2</sup> 4708	0,0 <sup>2</sup> 4902	0,0 <sup>2</sup> 4076	0,0 <sup>2</sup> 2932	0,0 <sup>2</sup> 2081	0,0 <sup>2</sup> 1692	0,0 <sup>2</sup> 1574	0,0 <sup>2</sup> 1545
21,48	0,0 <sup>3</sup> 6071	0,0 <sup>2</sup> 1260	0,0 <sup>2</sup> 2528	0,0 <sup>2</sup> 4680	0,0 <sup>2</sup> 7583	0,01007	0,01050	0,0 <sup>2</sup> 8876	0,0 <sup>2</sup> 6736	0,0 <sup>2</sup> 5382	0,0 <sup>2</sup> 4869	0,0 <sup>2</sup> 4731
9,970	0,0 <sup>3</sup> 6172	0,0 <sup>2</sup> 1304	0,0 <sup>2</sup> 2719	0,0 <sup>2</sup> 5417	0,0 <sup>2</sup> 9994	0,01617	0,02132	0,02233	0,01948	0,01618	0,01447	0,01393
4,625	0,0 <sup>3</sup> 6219	0,0 <sup>2</sup> 1326	0,0 <sup>2</sup> 2815	0,0 <sup>2</sup> 5824	0,01155	0,02125	0,03388	0,04426	0,04674	0,04307	0,03947	0,03799
2,146	0,0 <sup>3</sup> 6242	0,0 <sup>2</sup> 1336	0,0 <sup>2</sup> 2862	0,0 <sup>2</sup> 6029	0,01241	0,02454	0,04423	0,06892	0,08845	0,09438	0,09240	0,09045
0,996	0,0 <sup>3</sup> 6252	0,0 <sup>2</sup> 1341	0,0 <sup>2</sup> 2884	0,0 <sup>2</sup> 6128	0,01285	0,02635	0,05085	0,08873	0,1326	0,1636	0,1754	0,1771
4623	0,0 <sup>3</sup> 6257	0,0 <sup>2</sup> 1343	0,0 <sup>2</sup> 2894	0,0 <sup>2</sup> 6175	0,01306	0,02726	0,05447	0,1012	0,1664	0,2288	0,2656	0,2787
2145	0,0 <sup>3</sup> 6259	0,0 <sup>2</sup> 1344	0,0 <sup>2</sup> 2899	0,0 <sup>2</sup> 6197	0,01316	0,02770	0,05630	0,1079	0,1870	0,2747	0,3372	0,3640
0,0995	0,0 <sup>3</sup> 6260	0,0 <sup>2</sup> 1344	0,0 <sup>2</sup> 2901	0,0 <sup>2</sup> 6207	0,01320	0,02790	0,05718	0,1113	0,1980	0,3013	0,3818	0,4194
0,04619	0,0 <sup>3</sup> 6261	0,0 <sup>2</sup> 1345	0,0 <sup>2</sup> 2902	0,0 <sup>2</sup> 6212	0,01323	0,02800	0,05759	0,1130	0,2035	0,3151	0,4058	0,4500
0,02143	0,0 <sup>3</sup> 6261	0,0 <sup>2</sup> 1345	0,0 <sup>2</sup> 2903	0,0 <sup>2</sup> 6214	0,01324	0,02805	0,05779	0,1137	0,2061	0,3218	0,4180	0,4655
0,00995	0,0 <sup>3</sup> 6261	0,0 <sup>2</sup> 1345	0,0 <sup>2</sup> 2903	0,0 <sup>2</sup> 6215	0,01324	0,02807	0,05788	0,1141	0,2073	0,3250	0,4238	0,4731

$$\varphi = 0,003$$

 $K_2$ 

$\alpha \setminus \xi$	0,001	0,0 <sup>2</sup> 215	0,0 <sup>2</sup> 465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65
100000	0,0 <sup>6</sup> 2359	0,0 <sup>6</sup> 1302	0,0 <sup>7</sup> 8258	0,0 <sup>7</sup> 8950	0,0 <sup>6</sup> 4274	0,0 <sup>5</sup> 1114	0,0 <sup>5</sup> 1339	0,0 <sup>6</sup> 1397	0,0 <sup>5</sup> 1411	0,0 <sup>5</sup> 1412	0,0 <sup>5</sup> 1413	0,0 <sup>5</sup> 1413
46400	0,0 <sup>6</sup> 9366	0,0 <sup>6</sup> 5098	0,0 <sup>6</sup> 2803	0,0 <sup>6</sup> 1740	0,0 <sup>6</sup> 1386	0,0 <sup>6</sup> 1253	0,0 <sup>6</sup> 1202	0,0 <sup>6</sup> 1193	0,0 <sup>6</sup> 1189	0,0 <sup>6</sup> 1185	0,0 <sup>6</sup> 1185	0,0 <sup>6</sup> 1185
21530	0,0 <sup>5</sup> 3590	0,0 <sup>5</sup> 2024	0,0 <sup>5</sup> 1098	0,0 <sup>6</sup> 6073	0,0 <sup>6</sup> 3692	0,0 <sup>6</sup> 2645	0,0 <sup>6</sup> 2308	0,0 <sup>6</sup> 2248	0,0 <sup>6</sup> 2226	0,0 <sup>6</sup> 2220	0,0 <sup>6</sup> 2219	0,0 <sup>6</sup> 2219
9990	0,0 <sup>4</sup> 1280	0,0 <sup>5</sup> 7753	0,0 <sup>5</sup> 4356	0,0 <sup>5</sup> 2382	0,0 <sup>5</sup> 1329	0,0 <sup>6</sup> 8217	0,0 <sup>6</sup> 6351	0,0 <sup>6</sup> 5912	0,0 <sup>6</sup> 5826	0,0 <sup>6</sup> 5806	0,0 <sup>6</sup> 5802	0,0 <sup>6</sup> 5801
4638	0,0 <sup>4</sup> 4036	0,0 <sup>4</sup> 2761	0,0 <sup>4</sup> 1668	0,0 <sup>5</sup> 9436	0,0 <sup>5</sup> 5206	0,0 <sup>5</sup> 2980	0,0 <sup>5</sup> 2035	0,0 <sup>5</sup> 1763	0,0 <sup>5</sup> 1707	0,0 <sup>5</sup> 1696	0,0 <sup>5</sup> 1693	0,0 <sup>5</sup> 1693
2151	0,0 <sup>3</sup> 1061	0,0 <sup>4</sup> 8705	0,0 <sup>4</sup> 5940	0,0 <sup>4</sup> 3609	0,0 <sup>4</sup> 2054	0,0 <sup>4</sup> 1152	0,0 <sup>5</sup> 7158	0,0 <sup>5</sup> 5621	0,0 <sup>5</sup> 5256	0,0 <sup>5</sup> 5182	0,0 <sup>5</sup> 5167	0,0 <sup>5</sup> 5164
998	0,0 <sup>3</sup> 2199	0,0 <sup>3</sup> 2286	0,0 <sup>3</sup> 1874	0,0 <sup>3</sup> 1283	0,0 <sup>4</sup> 7829	0,0 <sup>4</sup> 4498	0,0 <sup>4</sup> 2667	0,0 <sup>4</sup> 1888	0,0 <sup>4</sup> 1666	0,0 <sup>4</sup> 1618	0,0 <sup>4</sup> 1608	0,0 <sup>4</sup> 1606
463,4	0,0 <sup>3</sup> 3559	0,0 <sup>3</sup> 4735	0,0 <sup>3</sup> 4923	0,0 <sup>3</sup> 4063	0,0 <sup>3</sup> 2777	0,0 <sup>3</sup> 1703	0,0 <sup>3</sup> 1014	0,0 <sup>4</sup> 6641	0,0 <sup>4</sup> 5411	0,0 <sup>4</sup> 5113	0,0 <sup>4</sup> 5048	0,0 <sup>4</sup> 5035
215,0	0,0 <sup>3</sup> 4706	0,0 <sup>3</sup> 7656	0,0 <sup>2</sup> 1020	0,0 <sup>2</sup> 1060	0,0 <sup>3</sup> 8728	0,0 <sup>3</sup> 6014	0,0 <sup>3</sup> 3774	0,0 <sup>3</sup> 2402	0,0 <sup>3</sup> 1803	0,0 <sup>3</sup> 1630	0,0 <sup>3</sup> 1591	0,0 <sup>3</sup> 1582
99,80	0,0 <sup>3</sup> 5451	0,0 <sup>2</sup> 1012	0,0 <sup>2</sup> 1651	0,0 <sup>2</sup> 2194	0,0 <sup>2</sup> 2283	0,0 <sup>2</sup> 1882	0,0 <sup>2</sup> 1317	0,0 <sup>3</sup> 8630	0,0 <sup>3</sup> 6132	0,0 <sup>3</sup> 5245	0,0 <sup>3</sup> 5016	0,0 <sup>3</sup> 4964
46,30	0,0 <sup>3</sup> 5863	0,0 <sup>2</sup> 1171	0,0 <sup>2</sup> 2182	0,0 <sup>2</sup> 3544	0,0 <sup>2</sup> 4708	0,0 <sup>2</sup> 4902	0,0 <sup>2</sup> 4077	0,0 <sup>2</sup> 2933	0,0 <sup>2</sup> 2082	0,0 <sup>2</sup> 1693	0,0 <sup>2</sup> 1575	0,0 <sup>2</sup> 1546
21,48	0,0 <sup>3</sup> 6071	0,0 <sup>2</sup> 1260	0,0 <sup>2</sup> 2528	0,0 <sup>2</sup> 4680	0,0 <sup>2</sup> 7583	0,01007	0,01050	0,0 <sup>2</sup> 8877	0,0 <sup>2</sup> 6738	0,0 <sup>2</sup> 5384	0,0 <sup>2</sup> 4870	0,0 <sup>2</sup> 4732
9,97	0,0 <sup>3</sup> 6172	0,0 <sup>2</sup> 1304	0,0 <sup>2</sup> 2719	0,0 <sup>2</sup> 5417	0,0 <sup>2</sup> 9994	0,01617	0,02132	0,0 <sup>2</sup> 2233	0,01948	0,01619	0,01448	0,01393
4,625	0,0 <sup>3</sup> 6219	0,0 <sup>2</sup> 1326	0,0 <sup>2</sup> 2815	0,0 <sup>2</sup> 5824	0,01155	0,02125	0,03388	0,04426	0,04674	0,04307	0,03948	0,03799
2,146	0,0 <sup>3</sup> 6242	0,0 <sup>2</sup> 1326	0,0 <sup>2</sup> 2862	0,0 <sup>2</sup> 6029	0,01241	0,02454	0,04423	0,06892	0,08845	0,09439	0,09241	0,09045
0,996	0,0 <sup>3</sup> 6252	0,0 <sup>2</sup> 1341	0,0 <sup>2</sup> 2884	0,0 <sup>2</sup> 6128	0,01285	0,02635	0,05085	0,08873	0,1326	0,1636	0,1751	0,1771
0,4623	0,0 <sup>3</sup> 6257	0,0 <sup>2</sup> 1343	0,0 <sup>2</sup> 2894	0,0 <sup>2</sup> 6175	0,01306	0,02625	0,05447	0,1012	0,1664	0,2288	0,2656	0,2787
0,2145	0,0 <sup>3</sup> 6259	0,0 <sup>2</sup> 1344	0,0 <sup>2</sup> 2899	0,0 <sup>2</sup> 6197	0,01316	0,02770	0,05630	0,1079	0,1870	0,2747	0,3372	0,3640
0,09953	0,0 <sup>3</sup> 6260	0,0 <sup>2</sup> 1344	0,0 <sup>2</sup> 2901	0,0 <sup>2</sup> 6207	0,01320	0,02790	0,05718	0,1114	0,1980	0,3013	0,3818	0,4194
0,04619	0,0 <sup>3</sup> 6261	0,0 <sup>2</sup> 1345	0,0 <sup>2</sup> 2902	0,0 <sup>2</sup> 6212	0,01323	0,02800	0,05759	0,1130	0,2035	0,3153	0,4059	0,4500
0,02143	0,0 <sup>3</sup> 6261	0,0 <sup>2</sup> 1345	0,0 <sup>2</sup> 2903	0,0 <sup>2</sup> 6214	0,01324	0,02805	0,05779	0,1137	0,2061	0,3218	0,4180	0,4656
0,00995	0,0 <sup>3</sup> 6261	0,0 <sup>2</sup> 1345	0,0 <sup>2</sup> 2903	0,0 <sup>2</sup> 6215	0,01324	0,02807	0,05788	0,1141	0,2073	0,3250	0,4238	0,4731



$\varphi = 0,068$

K2

$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65			
215,0	0,034719	0,037701	0,021033	0,021092	0,039410	0,037464	0,037207	0,021543	0,01522	0,1674	1,4357	8,2353
99,80	0,035458	0,021014	0,021661	0,022222	0,022350	0,022024	0,021595	0,021360	0,021316	0,021284	0,021270	0,021266
46,30	0,035866	0,021173	0,022188	0,023565	0,024767	0,025044	0,024361	0,023421	0,022734	0,022381	0,022262	0,022232
21,48	0,036072	0,021260	0,022531	0,024693	0,027627	0,01020	0,01079	0,029408	0,027501	0,026225	0,025710	0,025568
9,970	0,036172	0,021305	0,022720	0,025424	0,01002	0,01626	0,02157	0,02288	0,022037	0,021727	0,01559	0,01504
4,625	0,036219	0,021326	0,022816	0,025827	0,01157	0,02131	0,03407	0,04475	0,04769	0,04439	0,04092	0,03945
2,146	0,036241	0,021336	0,022862	0,026030	0,01242	0,02457	0,04434	0,06928	0,08929	0,09577	0,09409	0,09222
0,9961	0,036252	0,021341	0,022884	0,026129	0,01285	0,02636	0,05091	0,08894	0,1332	0,1648	0,1767	0,1789
0,4623	0,036256	0,021343	0,022894	0,026175	0,01306	0,02726	0,05450	0,1013	0,1667	0,2296	0,2668	0,2801
0,2145	0,036259	0,021344	0,022899	0,026197	0,01316	0,02770	0,05631	0,1080	0,1872	0,2752	0,3379	0,3649
0,09953	0,036260	0,021344	0,022901	0,026207	0,01320	0,02790	0,05718	0,1113	0,1981	0,3015	0,3822	0,4199
0,04619	0,036260	0,021345	0,022902	0,026212	0,01322	0,02800	0,05759	0,1130	0,2035	0,3152	0,4061	0,4503
0,02143	0,036260	0,021345	0,022902	0,026214	0,01323	0,02805	0,05779	0,1137	0,2061	0,3218	0,4181	0,4656
0,00995	0,036260	0,021345	0,022902	0,026215	0,01324	0,02807	0,05788	0,1141	0,2073	0,3250	0,4238	0,4731

$\varphi = 0,147$

K2

$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65			
46,30	0,035879	0,021178	0,022210	0,023642	0,024992	0,025605	0,025667	0,026891	0,01788	0,1411	0,9570	2,9188
21,48	0,036078	0,021263	0,022543	0,024740	0,027791	0,01067	0,01192	0,01176	0,01181	0,01225	0,01229	0,01225
9,970	0,036174	0,021306	0,022726	0,025449	0,01012	0,01660	0,02254	0,02502	0,02415	0,02230	0,02099	0,02050
4,625	0,036220	0,021326	0,022818	0,025839	0,01162	0,02152	0,03476	0,04659	0,05134	0,04966	0,04685	0,04551
2,146	0,036241	0,021336	0,022863	0,026036	0,01245	0,02468	0,04477	0,07060	0,09241	0,1010	0,1006	0,09904
0,9961	0,036251	0,021341	0,022884	0,026131	0,01286	0,02642	0,05114	0,08974	0,1354	0,1691	0,1827	0,1856
0,4623	0,036256	0,021343	0,022894	0,026175	0,01306	0,02729	0,05462	0,1017	0,1680	0,2326	0,2713	0,2855
0,2145	0,036258	0,021344	0,022898	0,026197	0,01316	0,02771	0,05636	0,1082	0,1879	0,2769	0,3407	0,3684
0,09953	0,036259	0,021344	0,022900	0,026207	0,01320	0,02791	0,05720	0,1114	0,1984	0,3023	0,3837	0,4217
0,04619	0,036259	0,021344	0,022901	0,026211	0,01322	0,02800	0,05760	0,1130	0,2036	0,3155	0,4068	0,4512
0,02143	0,036260	0,021345	0,022902	0,026213	0,01323	0,02804	0,05778	0,1137	0,2061	0,3220	0,4184	0,4660
0,00995	0,036260	0,021345	0,022902	0,026214	0,01324	0,02806	0,05787	0,1141	0,2073	0,3251	0,4239	0,4732

$\varphi = 0,322$

K2

$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65			
9,970	0,036187	0,021312	0,022754	0,025570	0,01060	0,01833	0,02776	0,03932	0,06706	0,2147	1,5546	2,1430
4,625	0,036225	0,021329	0,022831	0,025898	0,01188	0,02254	0,03824	0,05643	0,07413	0,09122	0,1031	0,1070
2,146	0,036243	0,021337	0,022868	0,026063	0,01257	0,02522	0,04681	0,07714	0,1089	0,1310	0,1405	0,1426
0,9961	0,036251	0,021341	0,022886	0,026143	0,01292	0,02668	0,05221	0,09356	0,1462	0,1913	0,2147	0,2220
0,4623	0,036255	0,021343	0,022894	0,026181	0,01309	0,02741	0,05514	0,1037	0,1743	0,2467	0,2938	0,3122
0,2145	0,036256	0,021344	0,022898	0,026198	0,01317	0,02776	0,05661	0,1092	0,1911	0,2847	0,3541	0,3849
0,09953	0,036257	0,021344	0,022900	0,026206	0,01321	0,02793	0,05731	0,1119	0,2000	0,3064	0,3908	0,4307
0,04619	0,036258	0,021344	0,022901	0,026210	0,01322	0,02801	0,05765	0,1132	0,2044	0,3175	0,4103	0,4557
0,02143	0,036258	0,021344	0,022901	0,026212	0,01323	0,02804	0,05779	0,1138	0,2064	0,3228	0,4199	0,4681
0,00995	0,036258	0,021344	0,022901	0,026213	0,01323	0,02806	0,05787	0,1141	0,2074	0,3254	0,4246	0,4741

$\varphi = 0,750$

K2

$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65			
2,146	0,036254	0,021343	0,022898	0,026199	0,01318	0,02792	0,05787	0,1187	0,2558	0,6677	2,6922	18,3291
0,9961	0,036255	0,021343	0,022899	0,026205	0,01321	0,02796	0,05760	0,1140	0,2129	0,3596	0,5214	0,6238
0,4623	0,036255	0,021344	0,022900	0,026208	0,01322	0,02801	0,05770	0,1137	0,2073	0,3289	0,4365	0,4927
0,2145	0,036256	0,021344	0,022900	0,026210	0,01323	0,02804	0,05780	0,1139	0,2071	0,3255	0,4260	0,4766
0,09953	0,036256	0,021344	0,022900	0,026210	0,01323	0,02805	0,05785	0,1141	0,2076	0,3260	0,4260	0,4761
0,04619	0,036256	0,021344	0,022900	0,026211	0,01323	0,02806	0,05788	0,1142	0,2079	0,3266	0,4270	0,4773
0,02143	0,036256	0,021344	0,022900	0,026211	0,01323	0,02806	0,05790	0,1142	0,2080	0,3271	0,4277	0,4782
0,00995	0,036256	0,021344	0,022900	0,026211	0,01323	0,02806	0,05790	0,1143	0,2081	0,3273	0,4281	0,4787

$\varphi = 1,05$

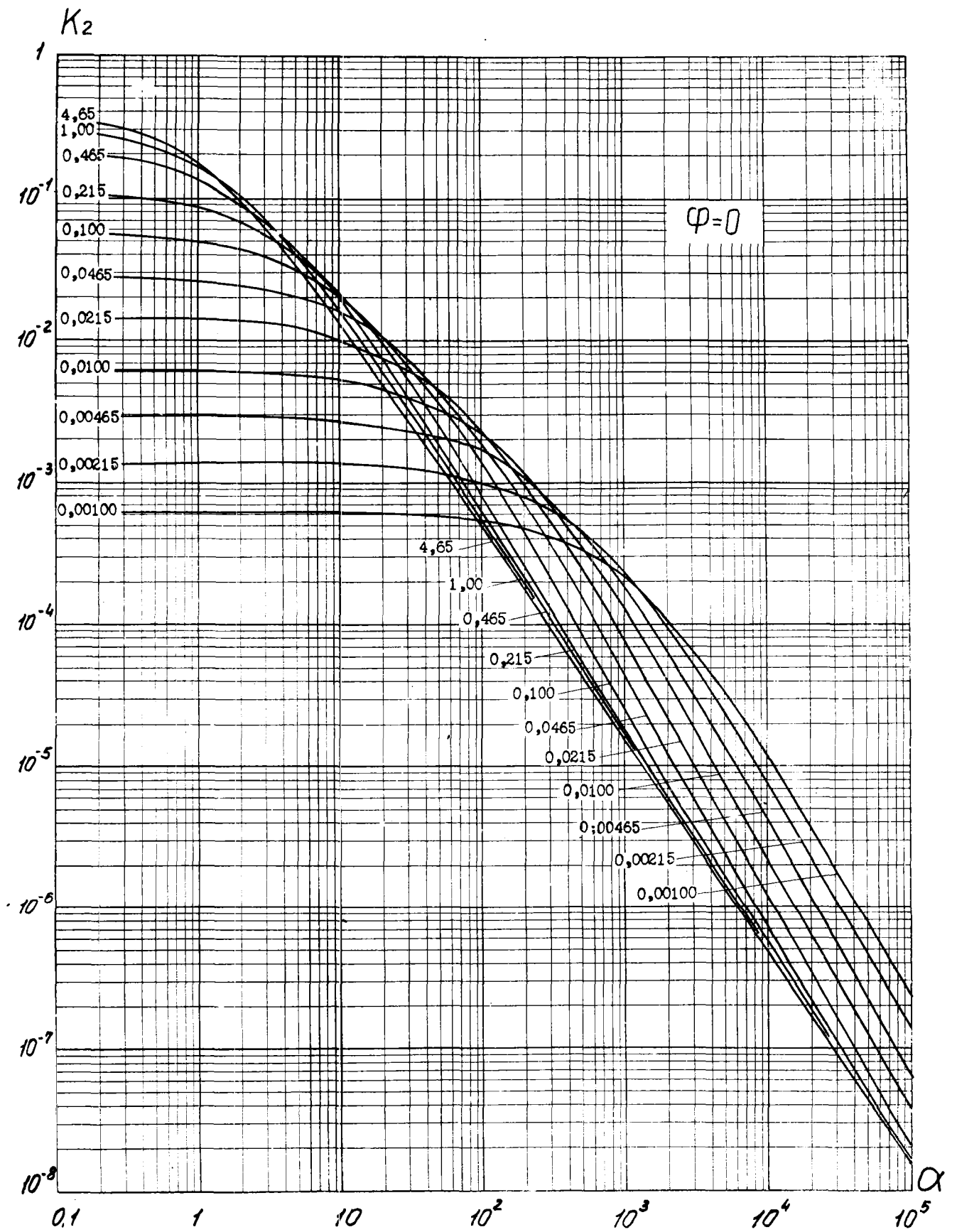
K<sub>2</sub>

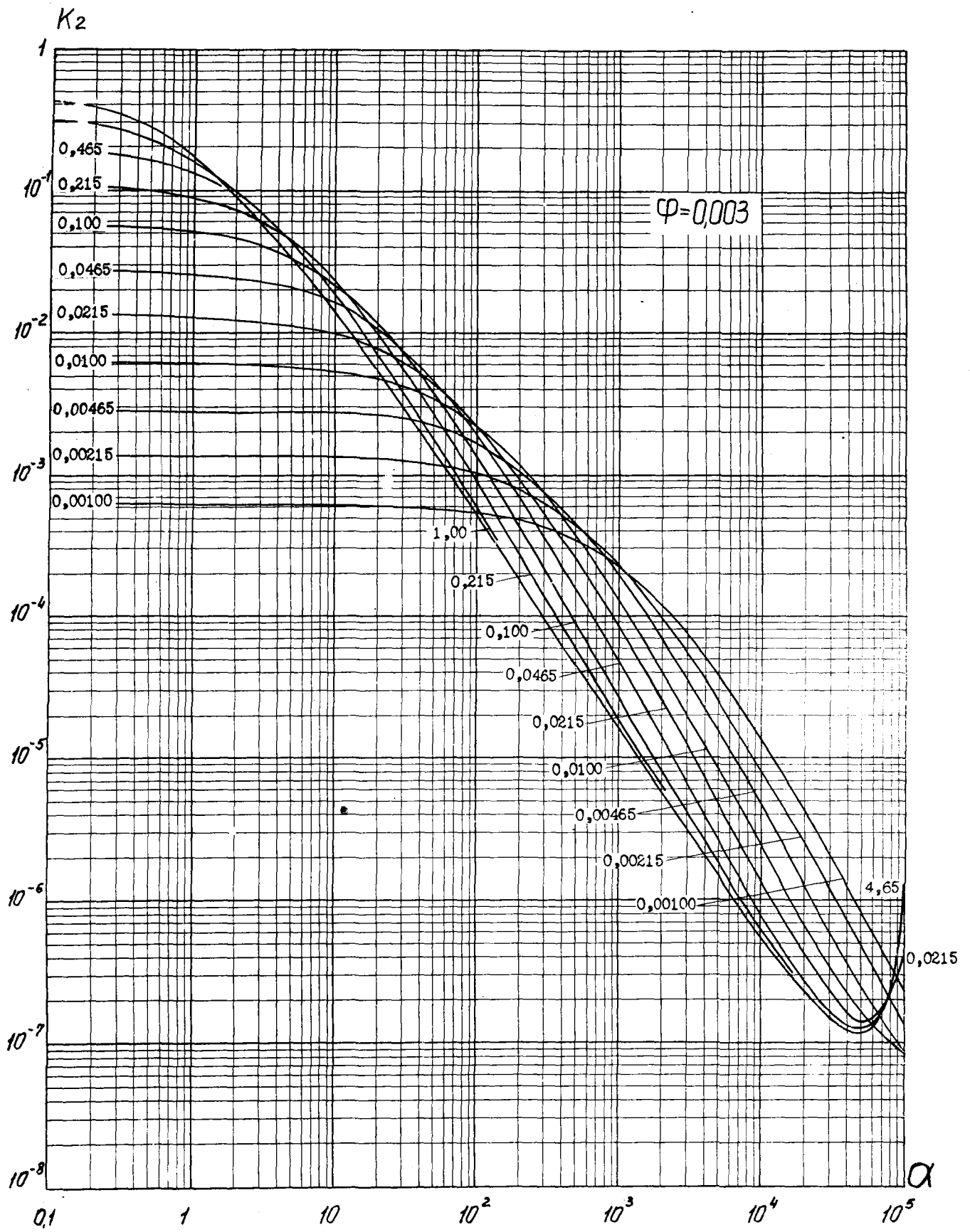
$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,0 <sup>2</sup> 215	0,0 <sup>2</sup> 465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65
0,9961	0,0 <sup>3</sup> 6261	0,0 <sup>2</sup> 1346	0,0 <sup>2</sup> 2911	0,0 <sup>2</sup> 6256	0,01344	0,02903	0,06229	0,1338	0,2910	0,6369	1,3244	2,1746
0,4623	0,0 <sup>3</sup> 6259	0,0 <sup>2</sup> 1345	0,0 <sup>2</sup> 2905	0,0 <sup>2</sup> 6233	0,01333	0,02850	0,05983	0,1223	0,2384	0,4176	0,6158	0,7434
0,2145	0,0 <sup>3</sup> 6257	0,0 <sup>2</sup> 1344	0,0 <sup>2</sup> 2903	0,0 <sup>2</sup> 6221	0,01328	0,02827	0,05878	0,1178	0,2209	0,3626	0,4959	0,5696
0,09953	0,0 <sup>3</sup> 6257	0,0 <sup>2</sup> 1344	0,0 <sup>2</sup> 2902	0,0 <sup>2</sup> 6216	0,01325	0,02816	0,05831	0,1159	0,2138	0,3626	0,4567	0,5164
0,04619	0,0 <sup>3</sup> 6257	0,0 <sup>2</sup> 1344	0,0 <sup>2</sup> 2901	0,0 <sup>2</sup> 6214	0,01324	0,02811	0,05810	0,1150	0,2108	0,3343	0,4410	0,4956
0,02143	0,0 <sup>3</sup> 6257	0,0 <sup>2</sup> 1344	0,0 <sup>2</sup> 2901	0,0 <sup>2</sup> 6213	0,01324	0,02809	0,05800	0,1146	0,2094	0,3306	0,4342	0,4867
0,00995	0,0 <sup>3</sup> 6257	0,0 <sup>2</sup> 1344	0,0 <sup>2</sup> 2901	0,0 <sup>2</sup> 6212	0,01324	0,02808	0,05795	0,1145	0,2088	0,3289	0,4311	0,4827

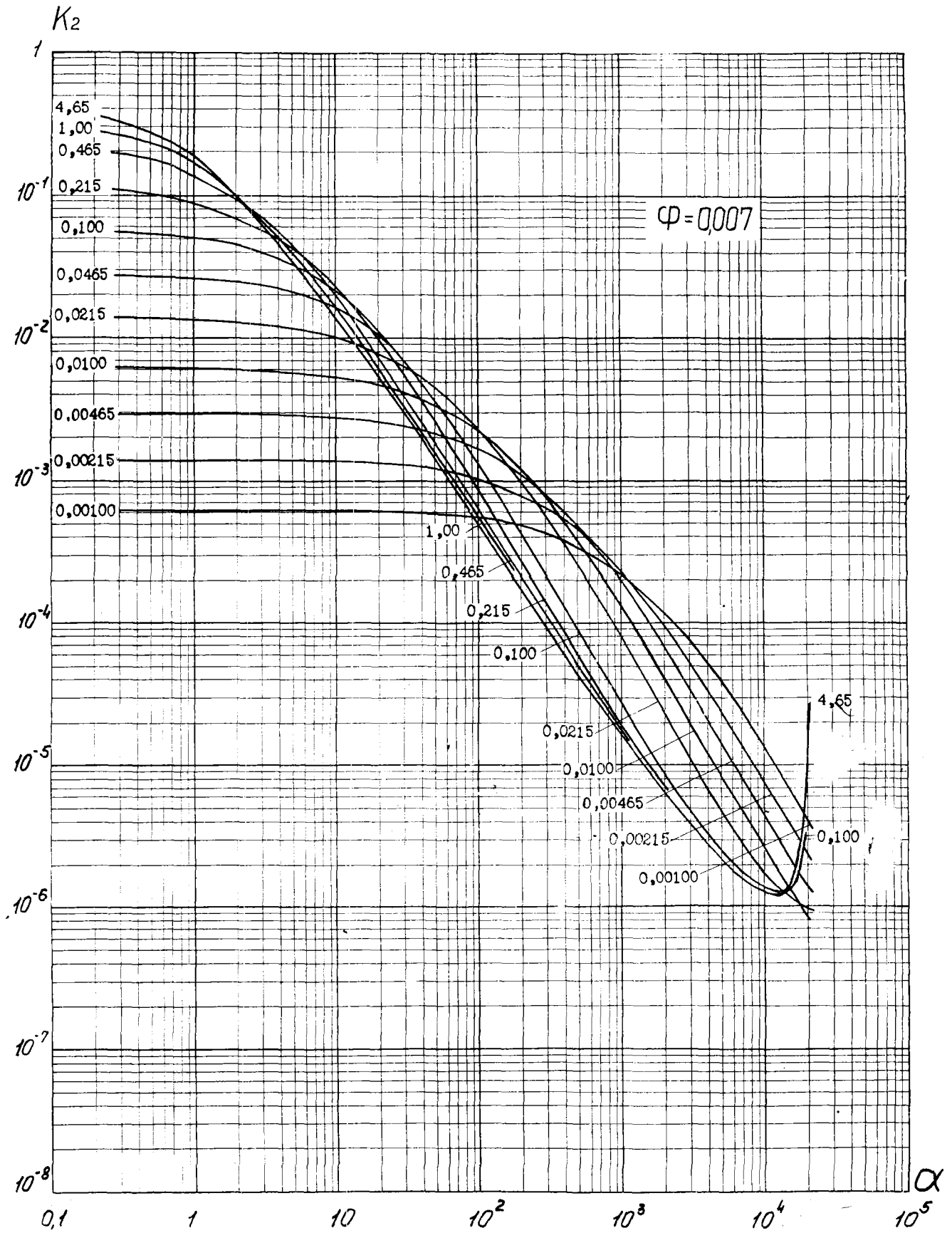
$\varphi = 1,57$

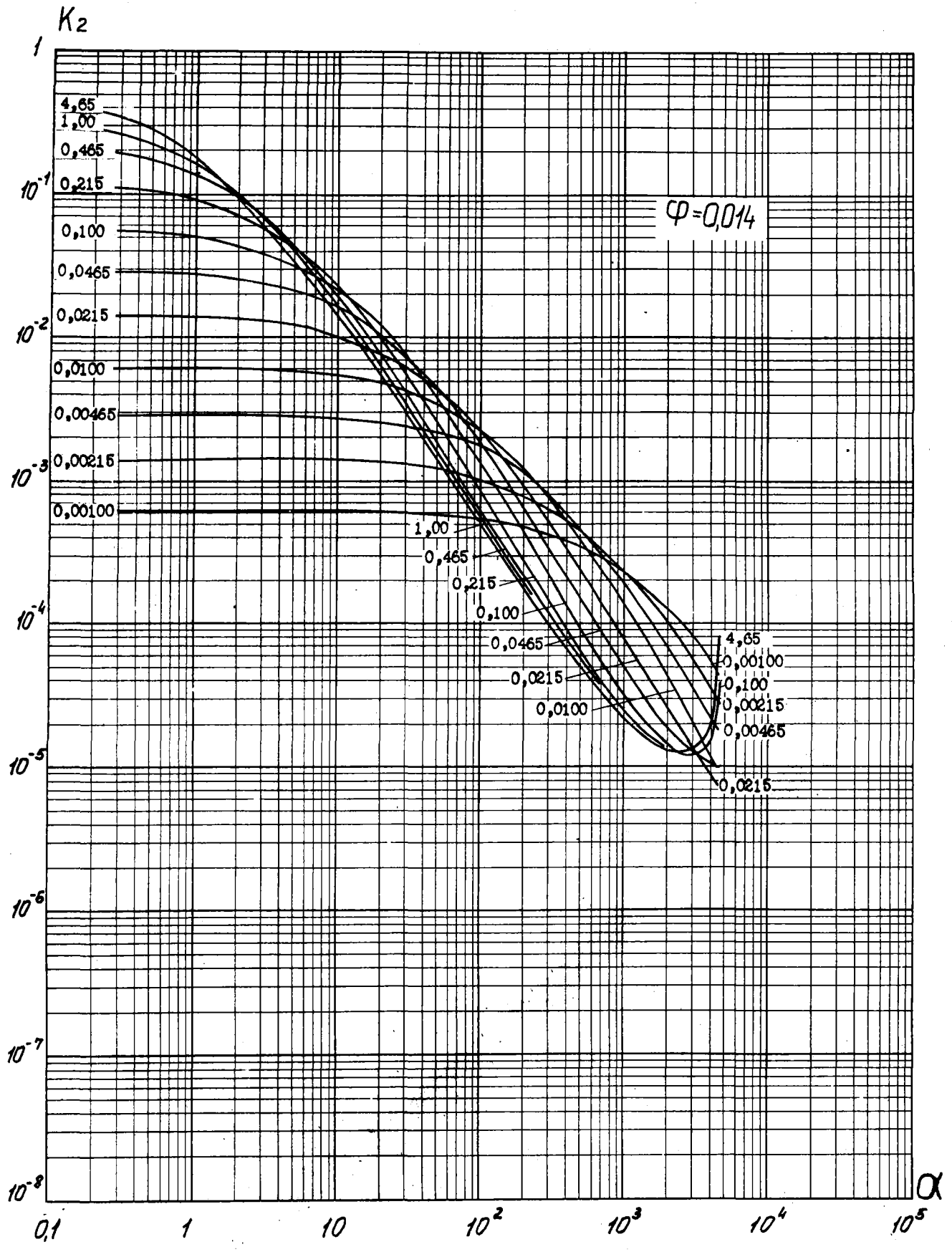
K<sub>2</sub>

$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,0 <sup>2</sup> 215	0,0 <sup>2</sup> 465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65
0,9961	0,0 <sup>3</sup> 6270	0,0 <sup>2</sup> 1349	0,0 <sup>2</sup> 2922	0,0 <sup>2</sup> 6306	0,01366	0,03002	0,06679	0,1544	0,3888	1,1334	4,2877	23,0811
0,4623	0,0 <sup>3</sup> 6265	0,0 <sup>2</sup> 1347	0,0 <sup>2</sup> 2912	0,0 <sup>2</sup> 6258	0,01343	0,02896	0,06181	0,1306	0,2704	0,5204	0,8575	1,1233
0,2145	0,0 <sup>3</sup> 6263	0,0 <sup>2</sup> 1346	0,0 <sup>2</sup> 2907	0,0 <sup>2</sup> 6236	0,01333	0,02849	0,05970	0,1215	0,2340	0,3997	0,5699	0,6722
0,09953	0,0 <sup>3</sup> 6262	0,0 <sup>2</sup> 1345	0,0 <sup>2</sup> 2905	0,0 <sup>2</sup> 6225	0,01328	0,02827	0,05876	0,1176	0,2197	0,3584	0,4863	0,5559
0,04619	0,0 <sup>3</sup> 6261	0,0 <sup>2</sup> 1345	0,0 <sup>2</sup> 2904	0,0 <sup>2</sup> 6220	0,01326	0,02817	0,05833	0,1159	0,2135	0,3415	0,4541	0,5128
0,02143	0,0 <sup>3</sup> 6261	0,0 <sup>2</sup> 1345	0,0 <sup>2</sup> 2903	0,0 <sup>2</sup> 6218	0,01325	0,02813	0,05813	0,1151	0,2108	0,3340	0,4403	0,4940
0,00995	0,0 <sup>3</sup> 6261	0,0 <sup>2</sup> 1345	0,0 <sup>2</sup> 2903	0,0 <sup>2</sup> 6217	0,01325	0,02811	0,05804	0,1147	0,2095	0,3307	0,4341	0,4865



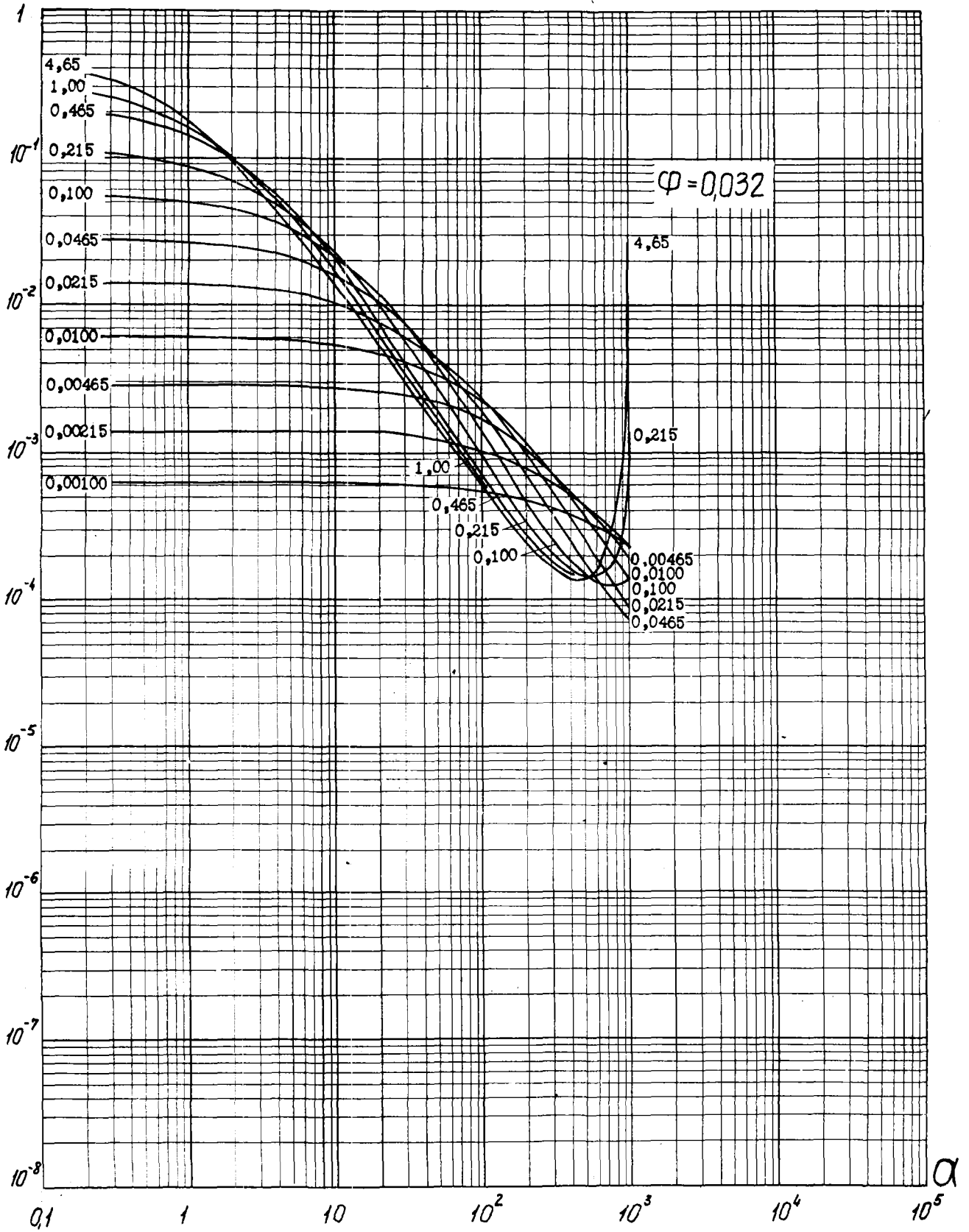


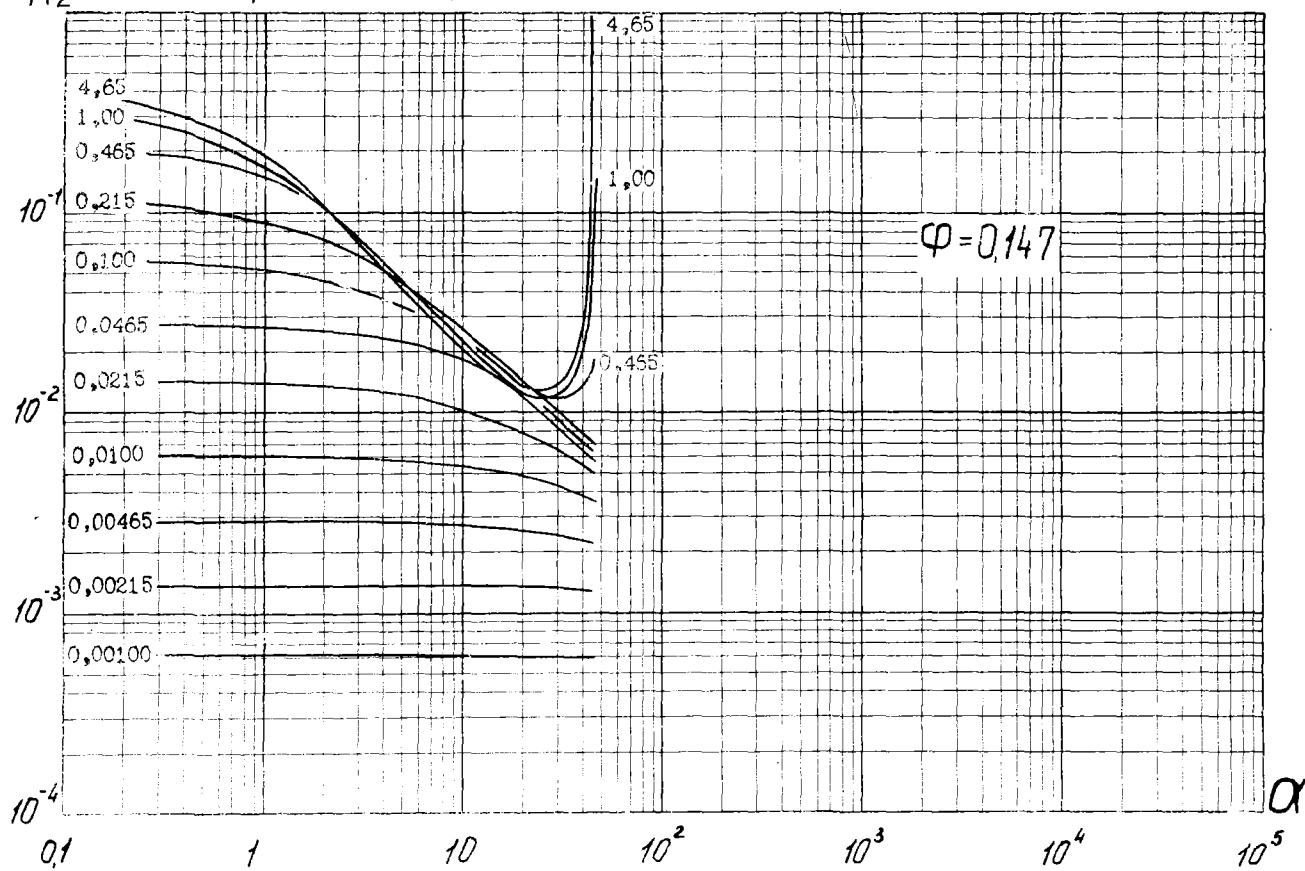
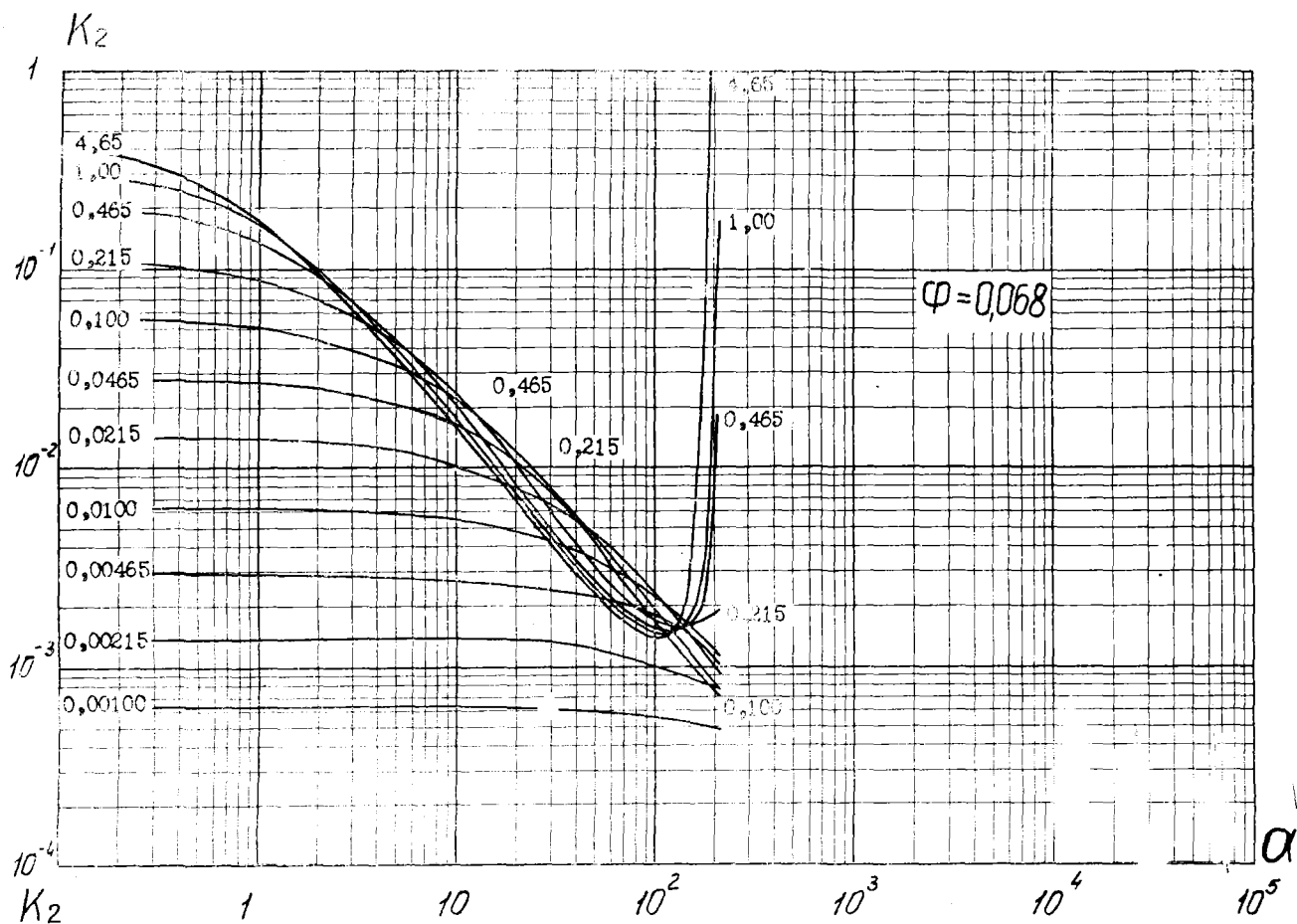


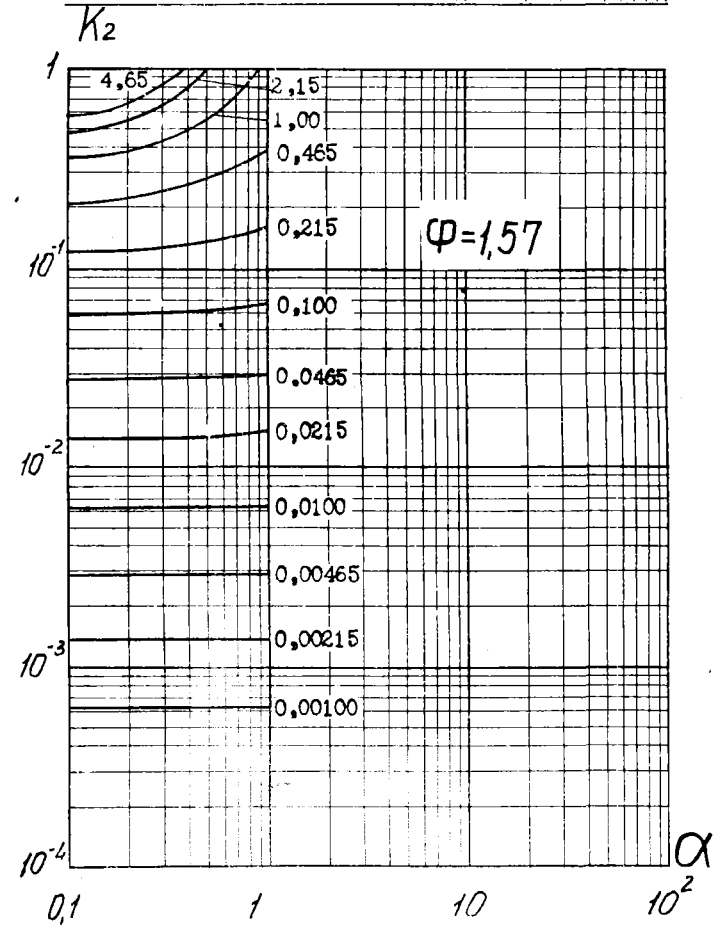
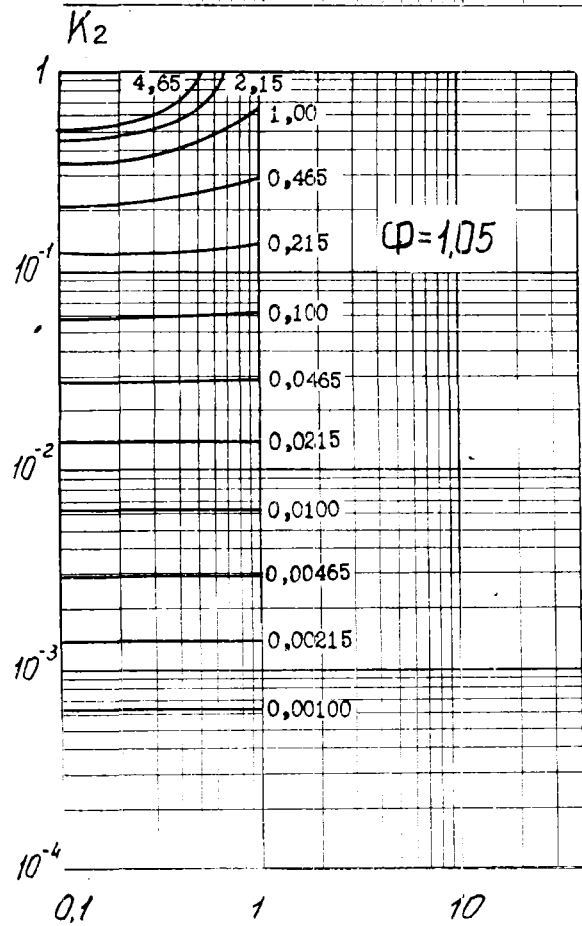
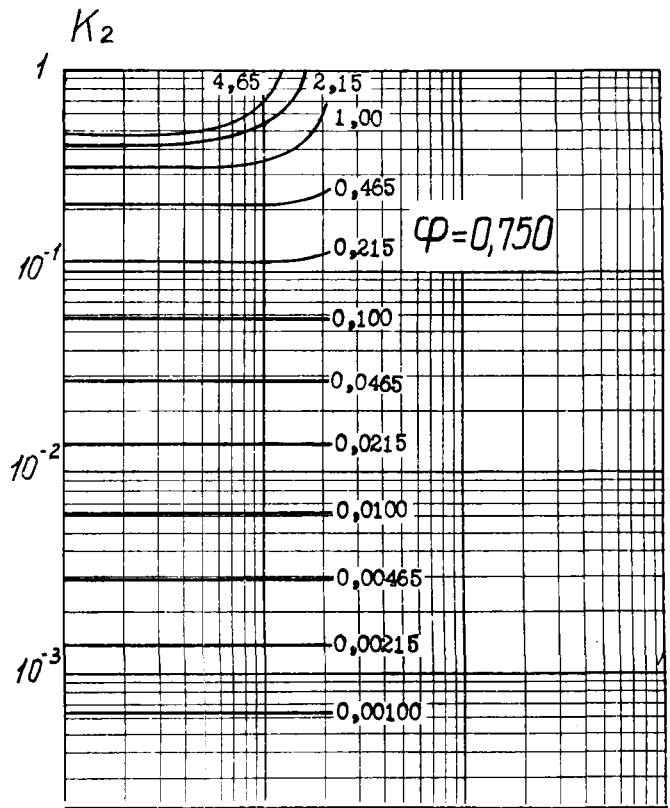
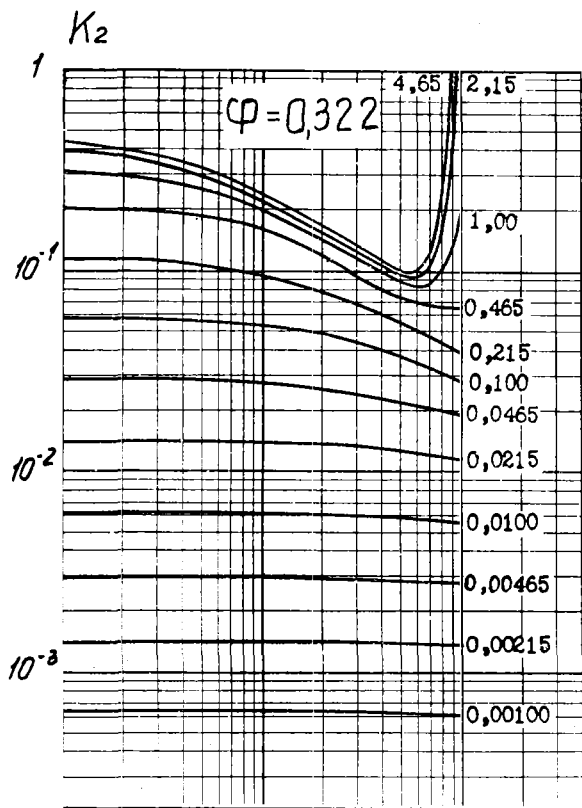




$K_2$

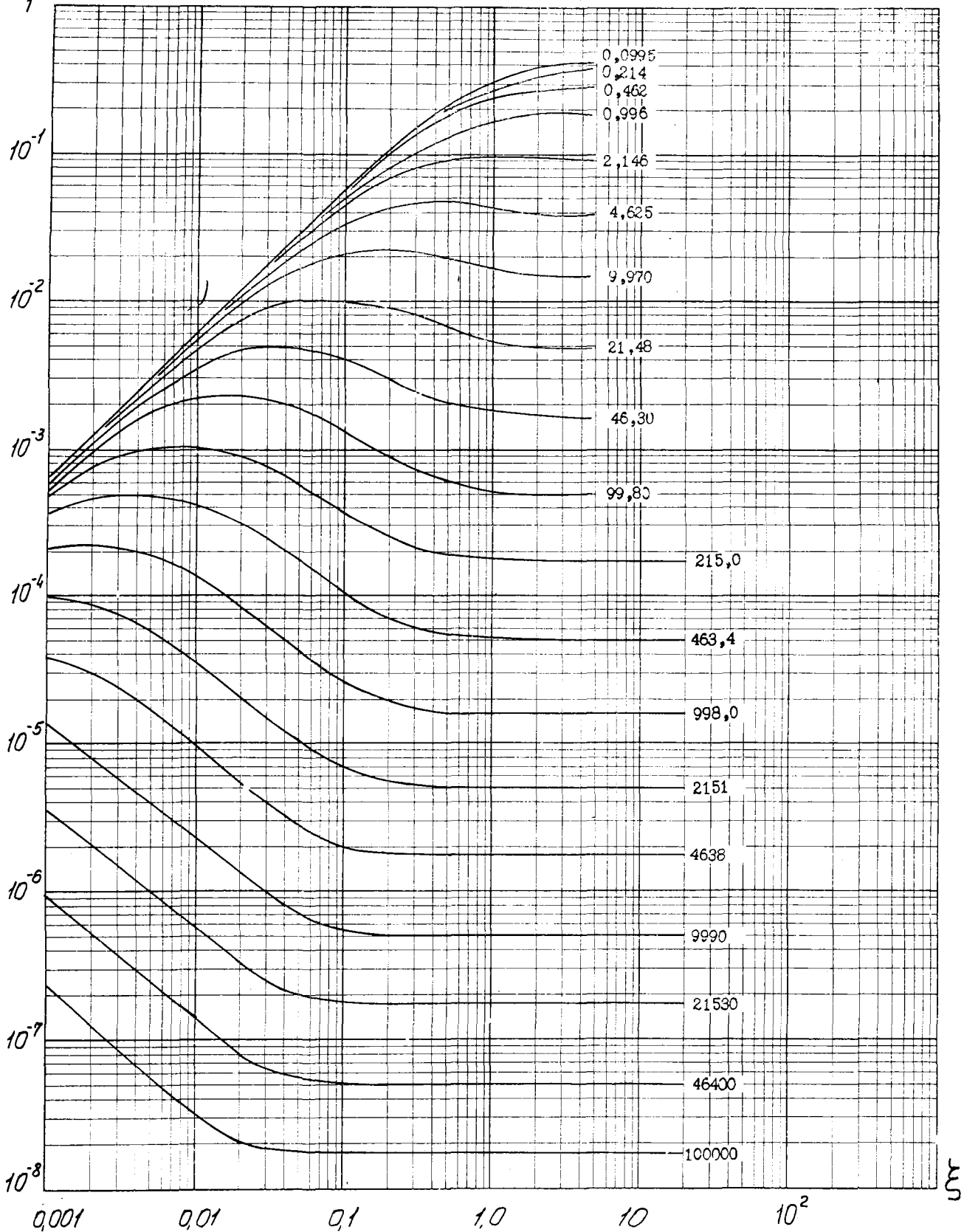




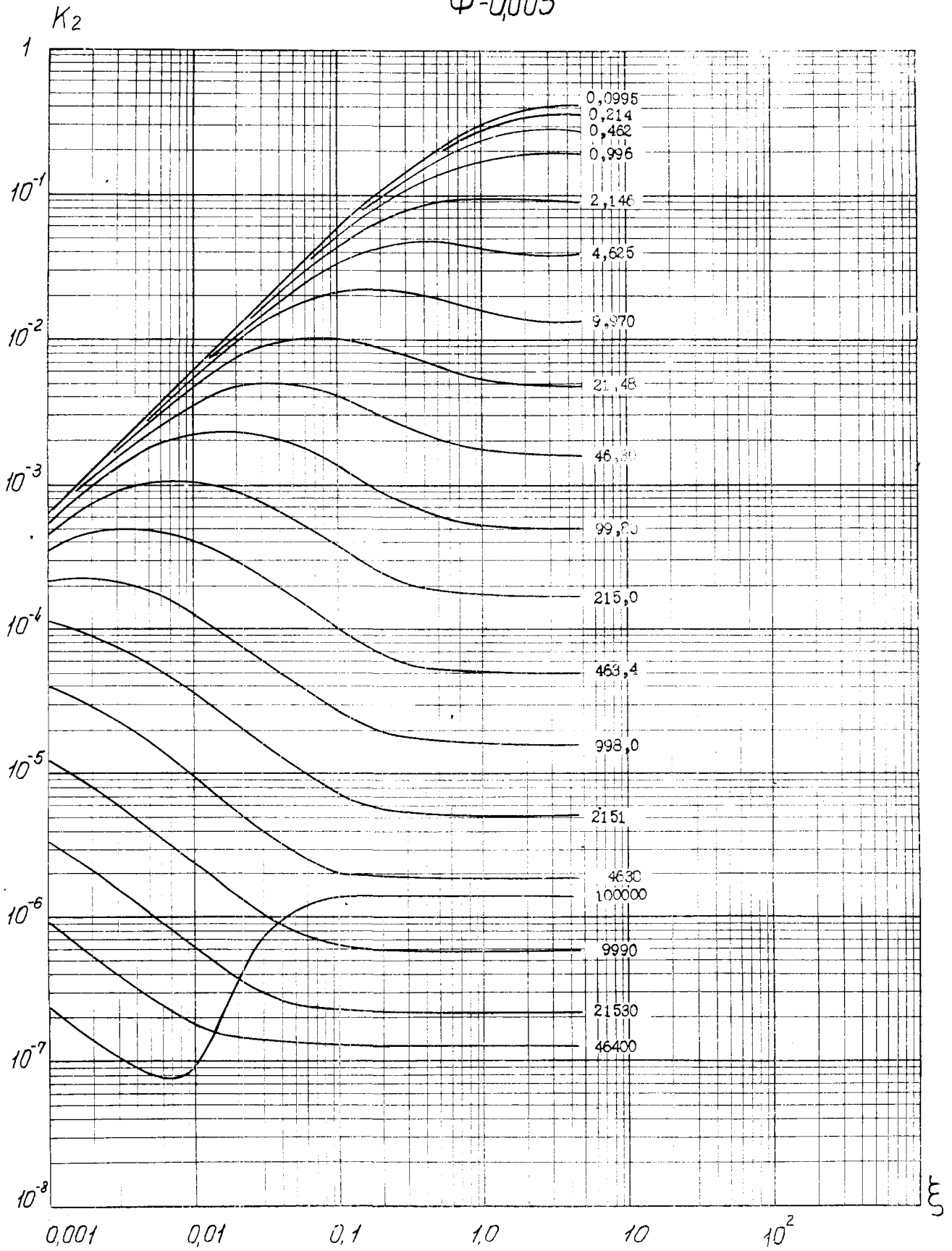


$\varphi = 0$

$K_2$

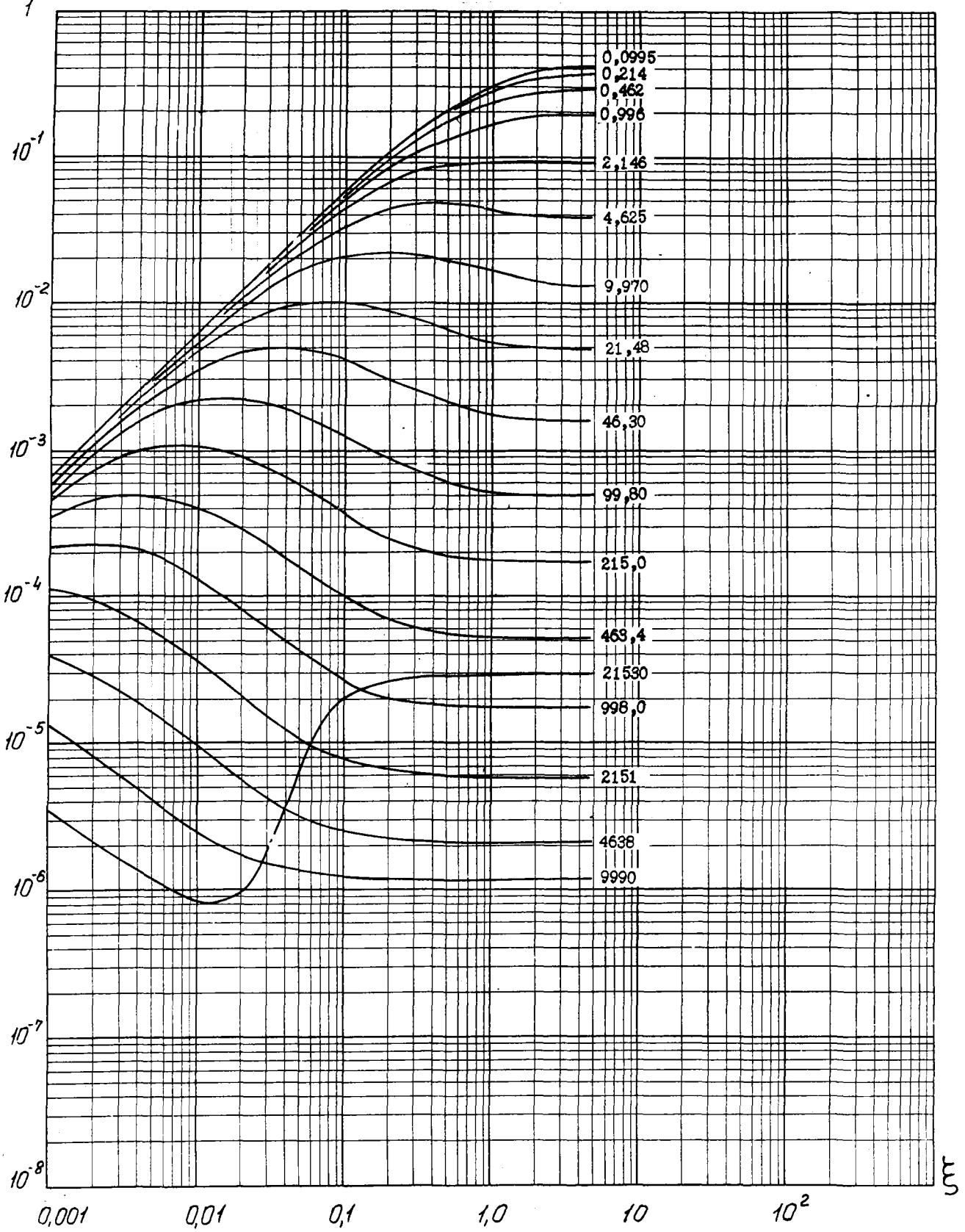


$\varphi = 0,003$



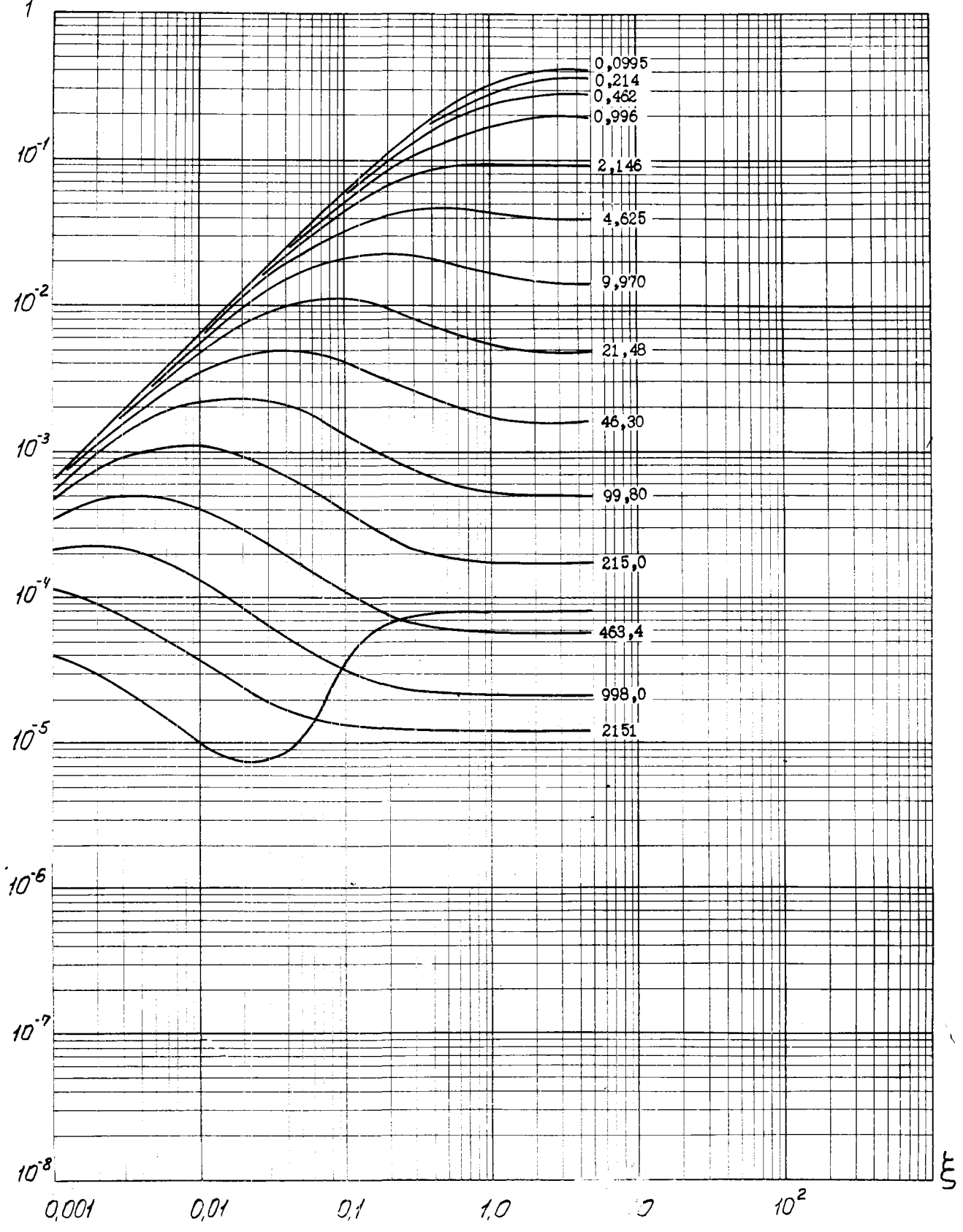
$K_2$

$\varphi=0,007$



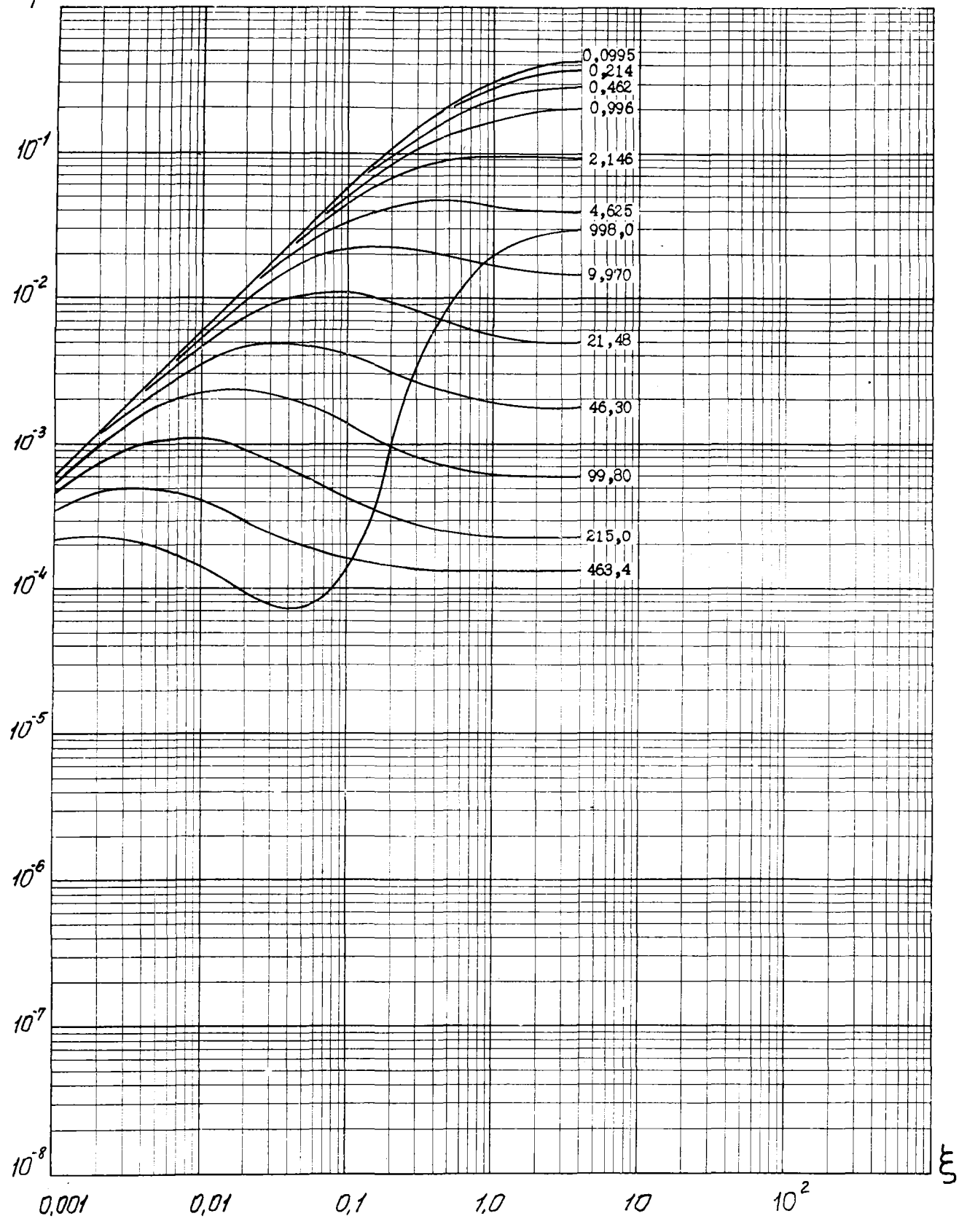
$K_2$

$\varphi = 0,014$

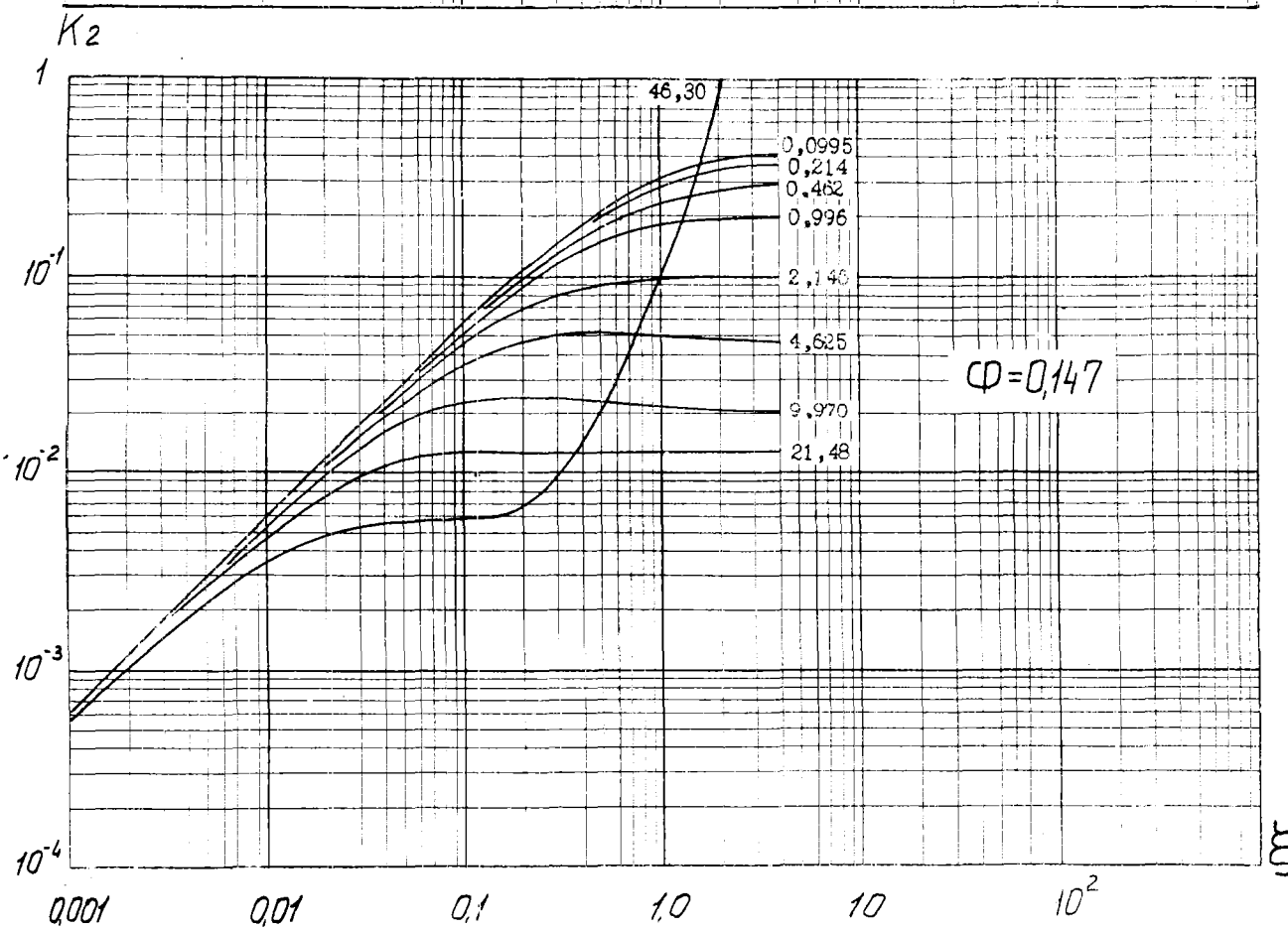
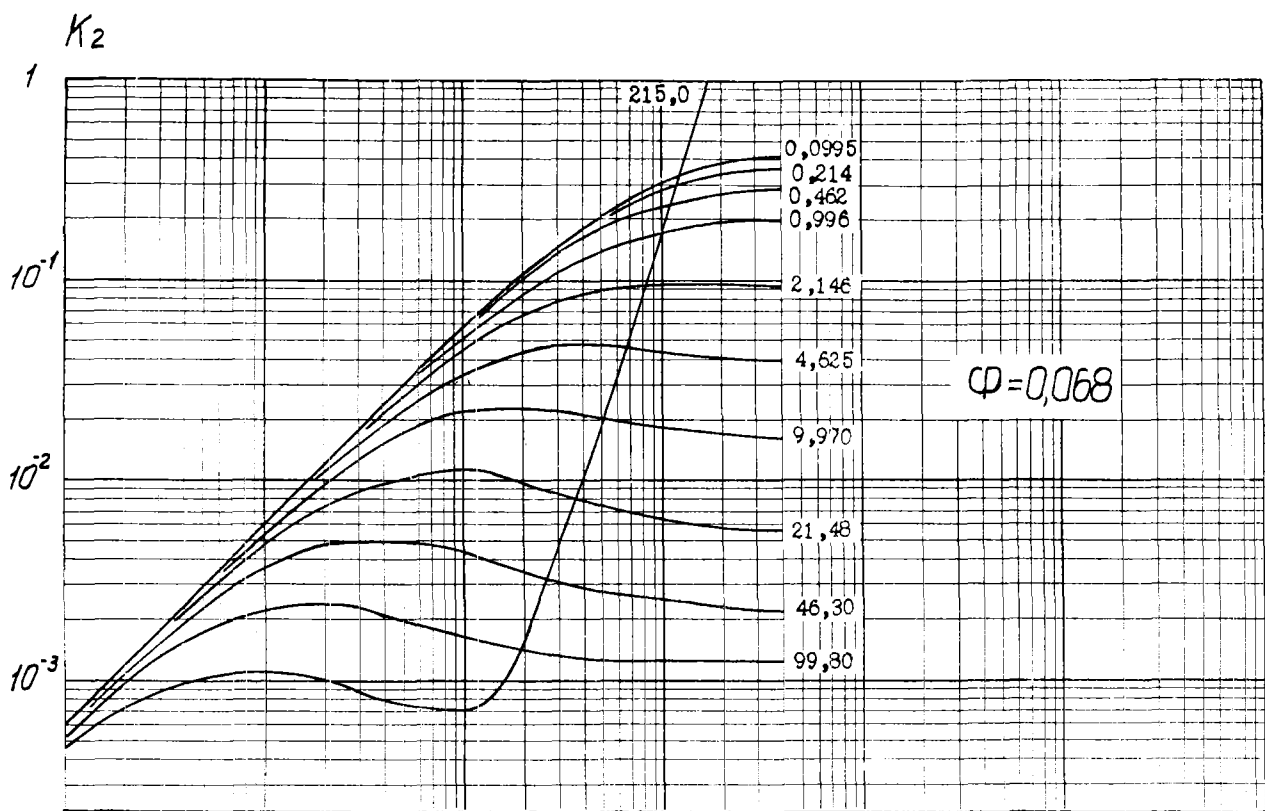


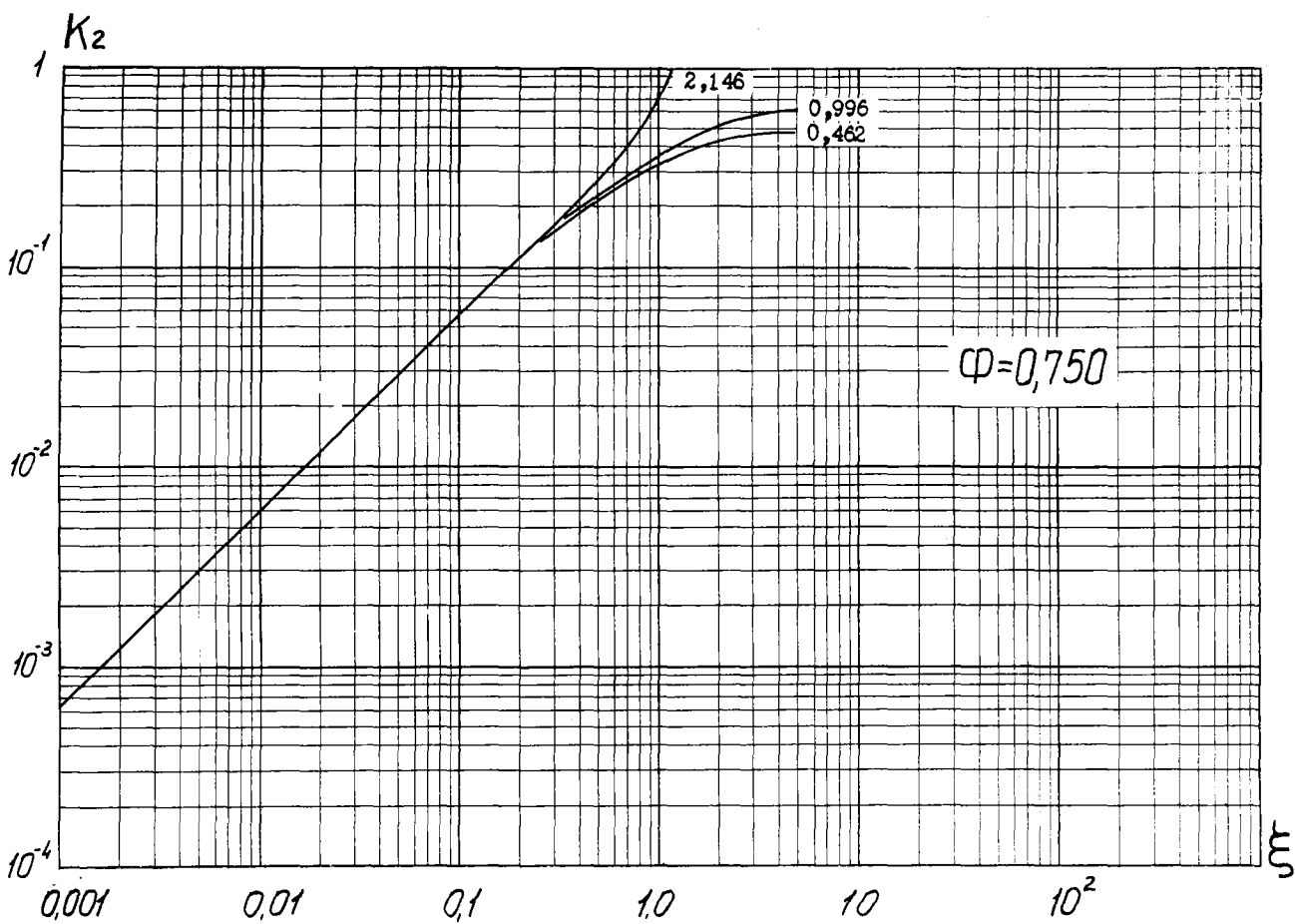
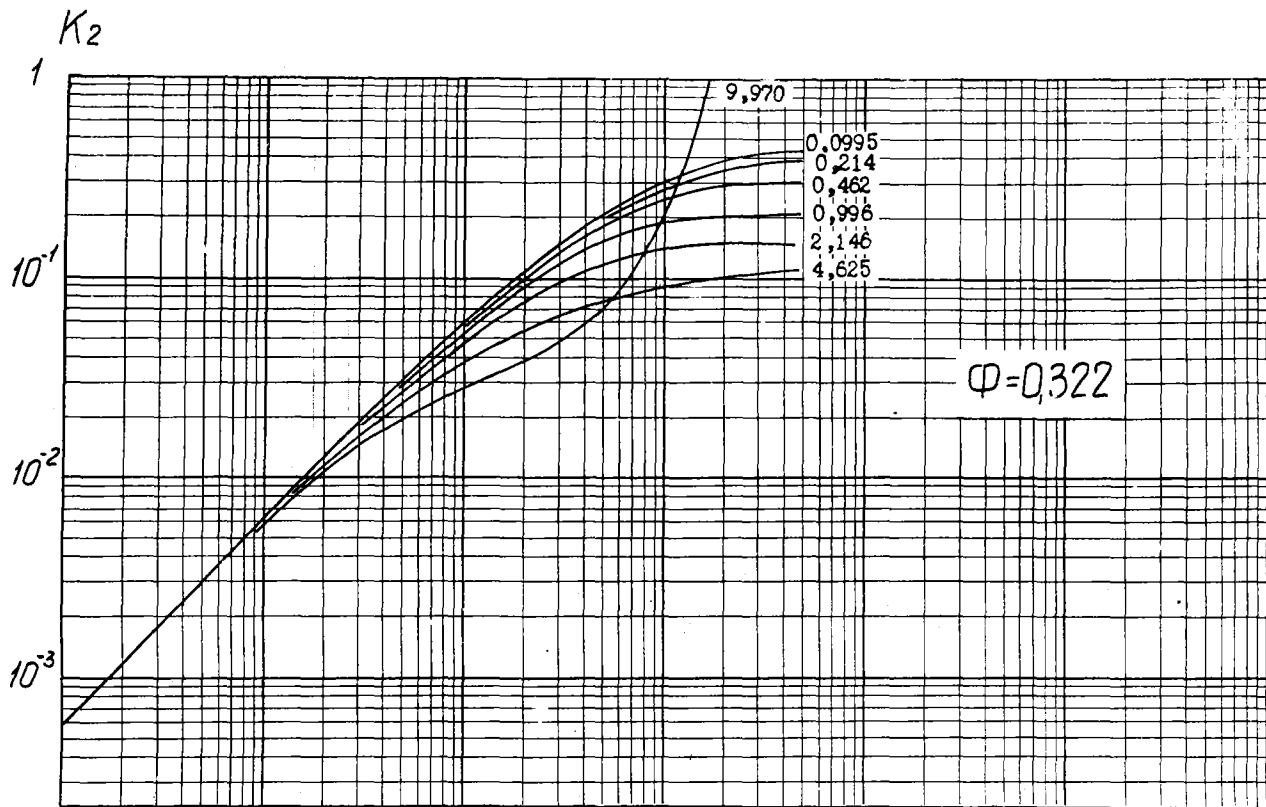
1  $K_2$

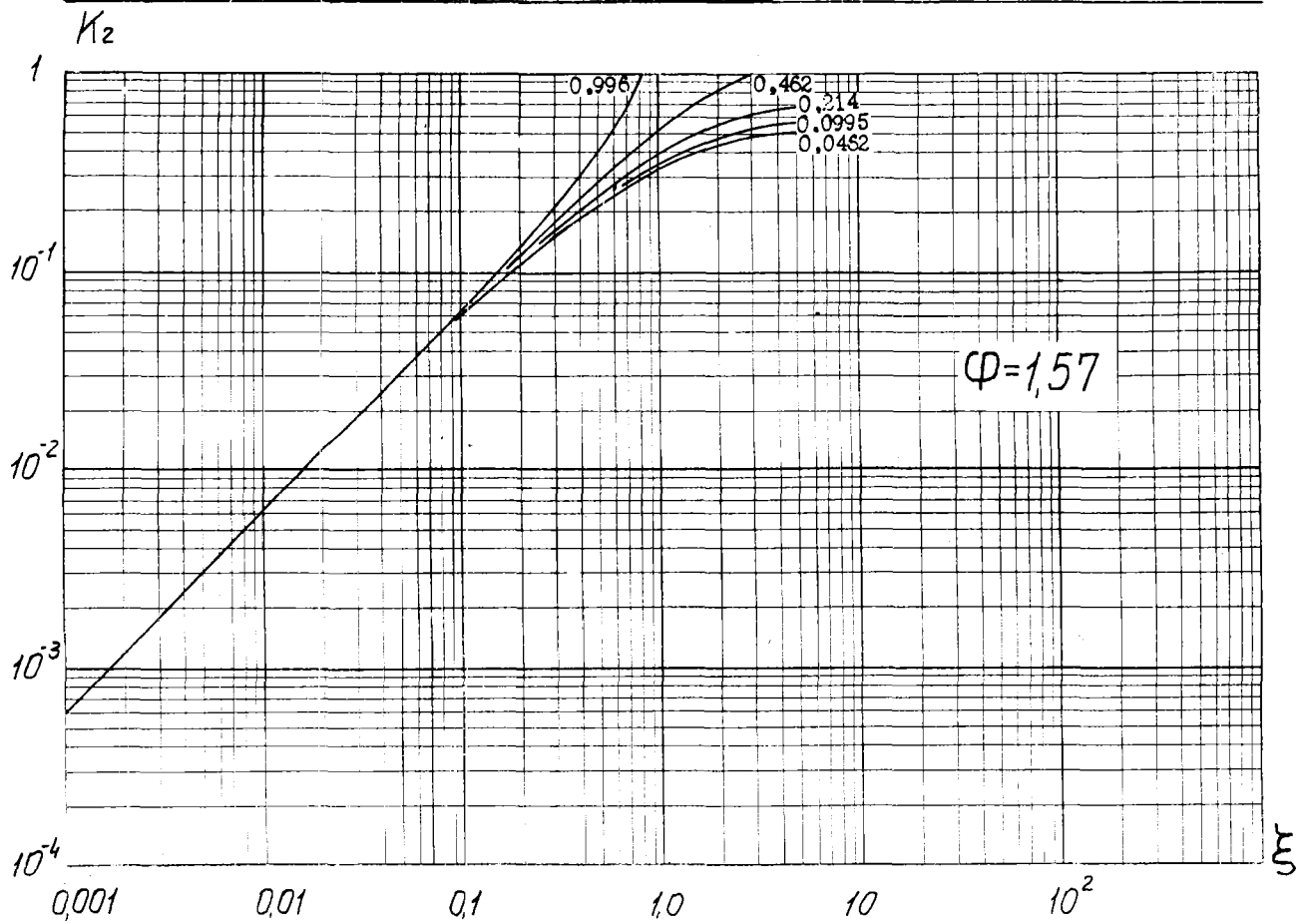
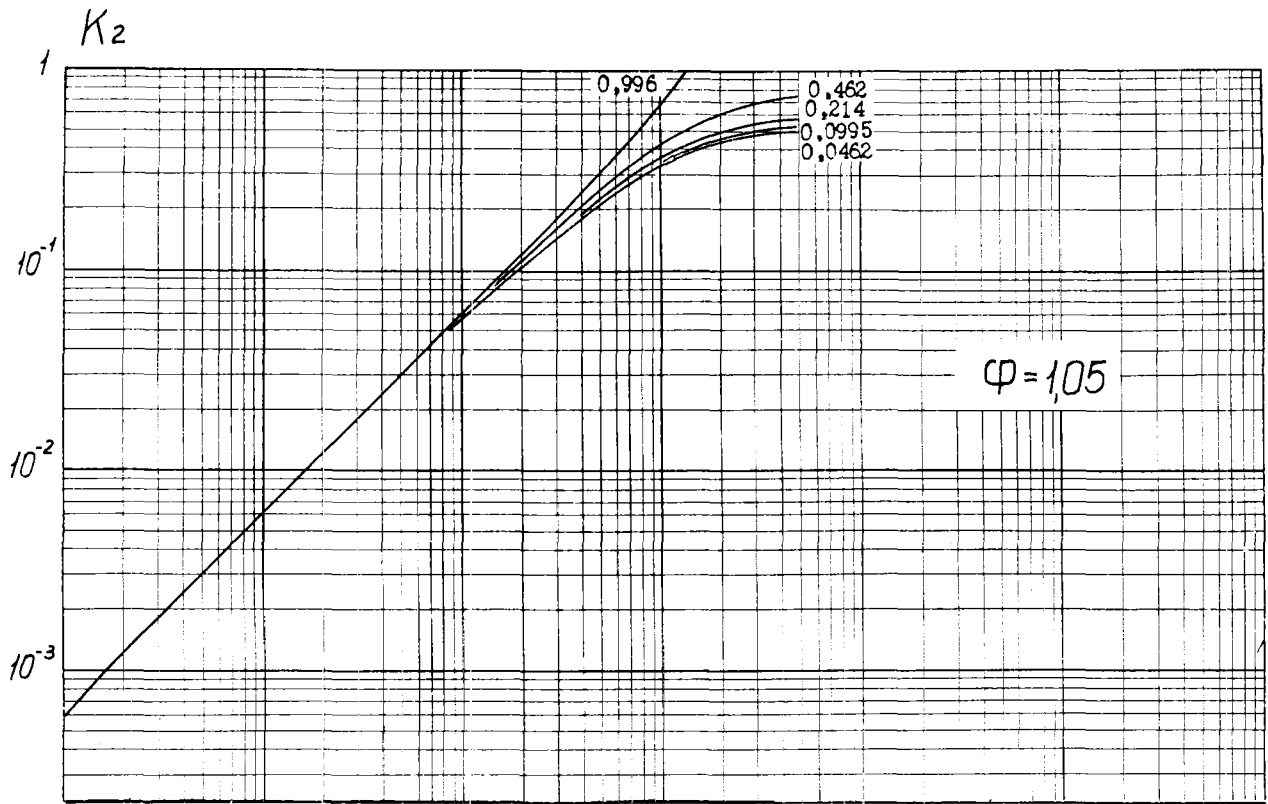
$\varphi=0,032$





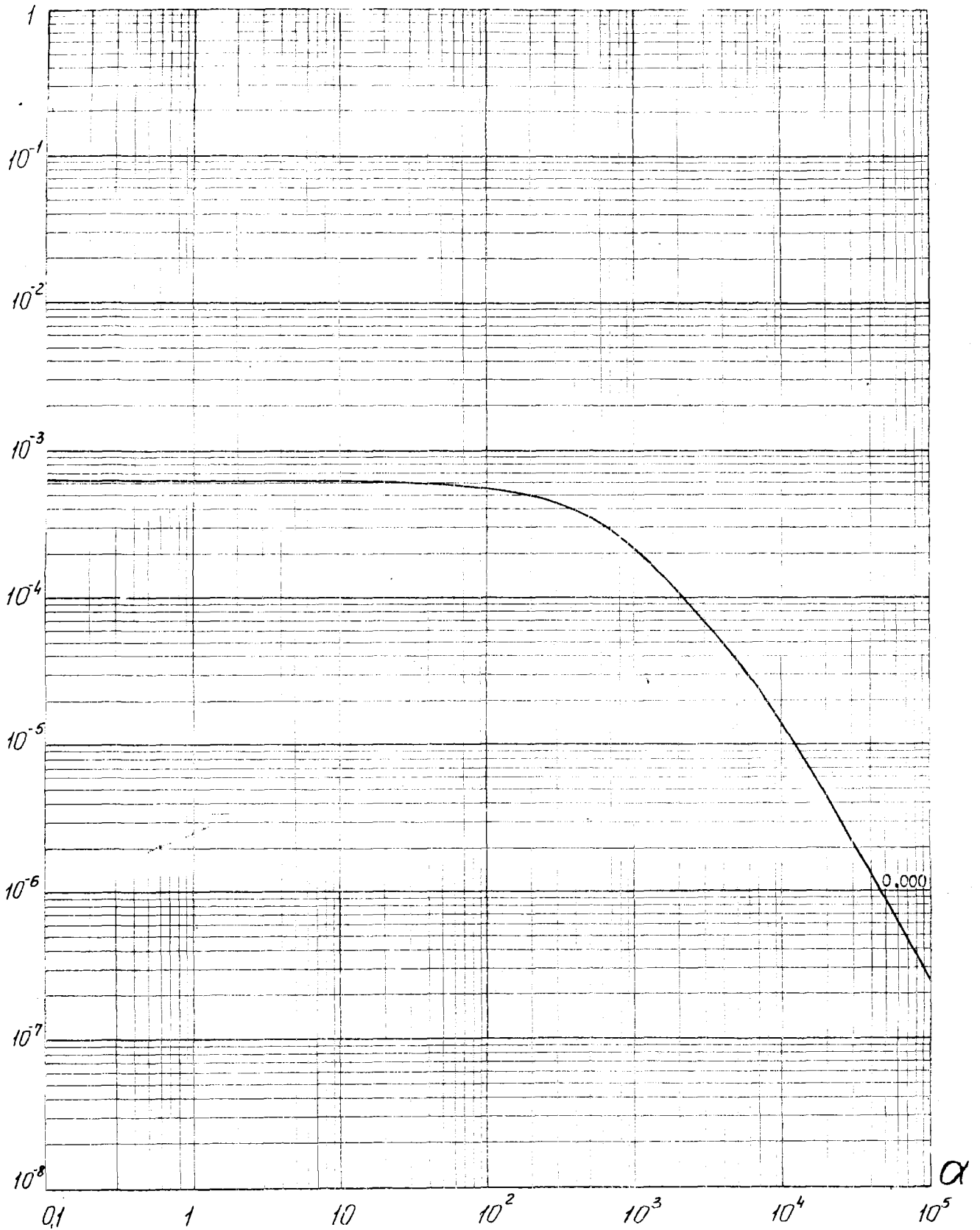






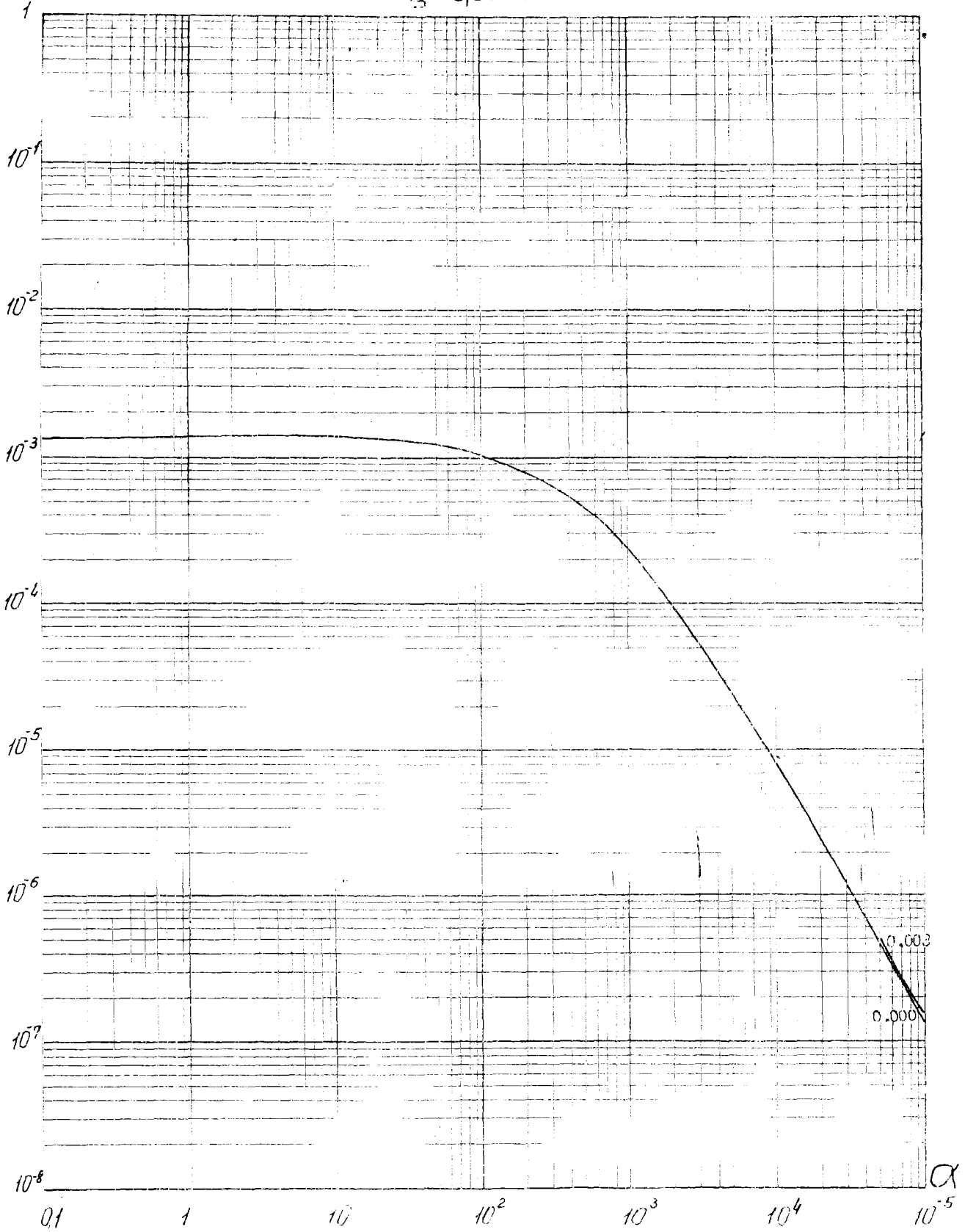
$K_2$

$\xi = 0.00100$



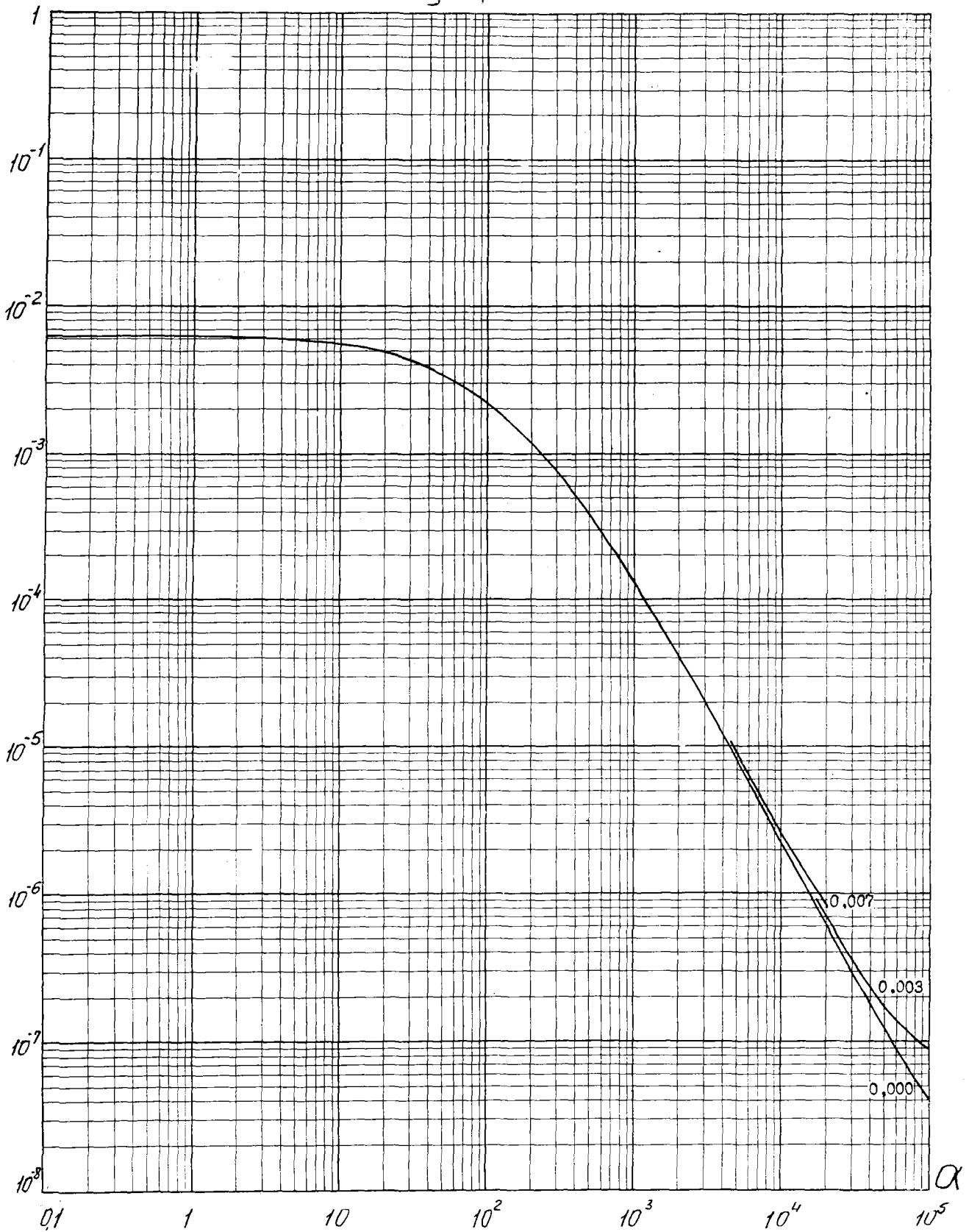
$K_2$

$\xi = 0,00215$



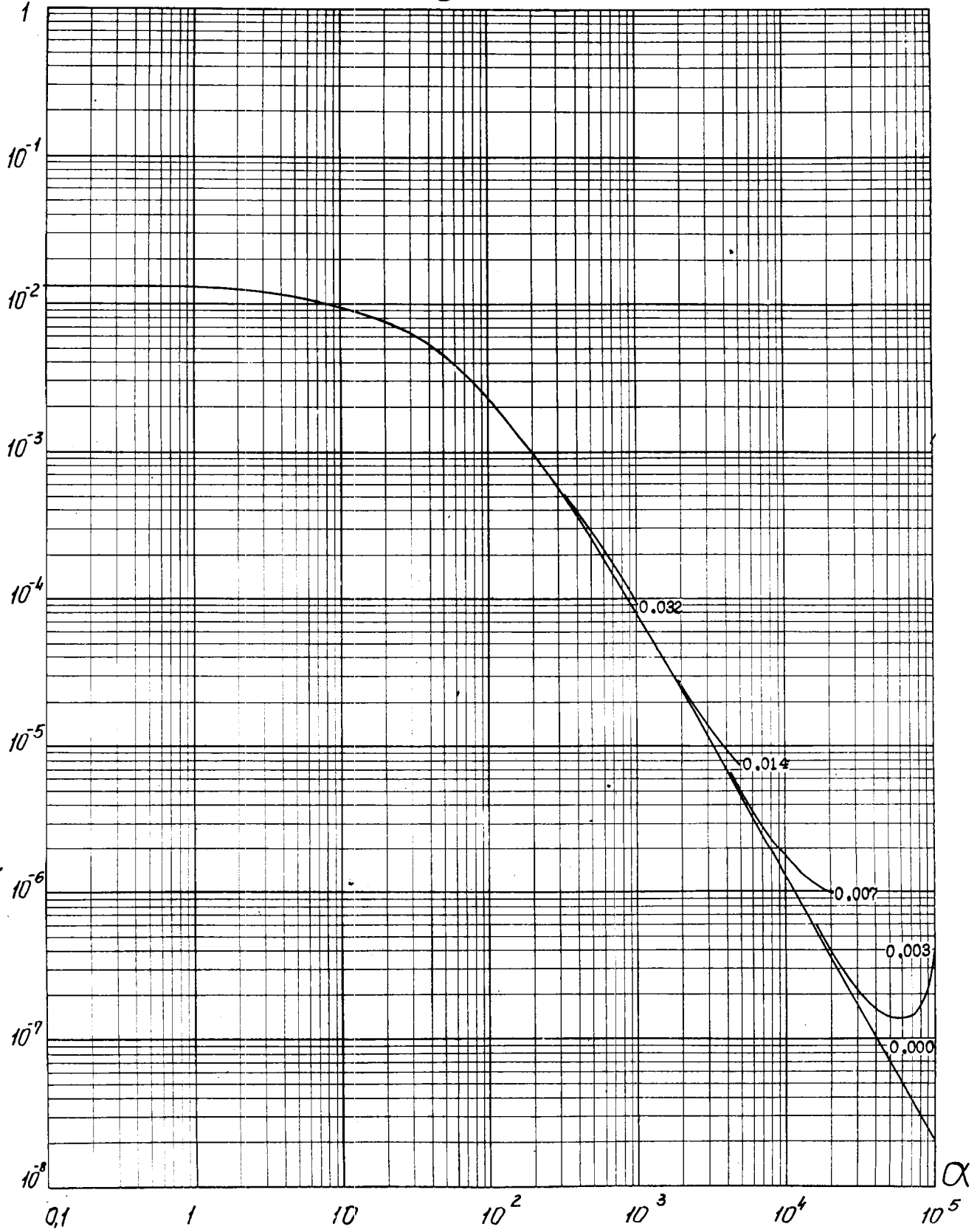
$K_2$

$\xi = 0,0100$



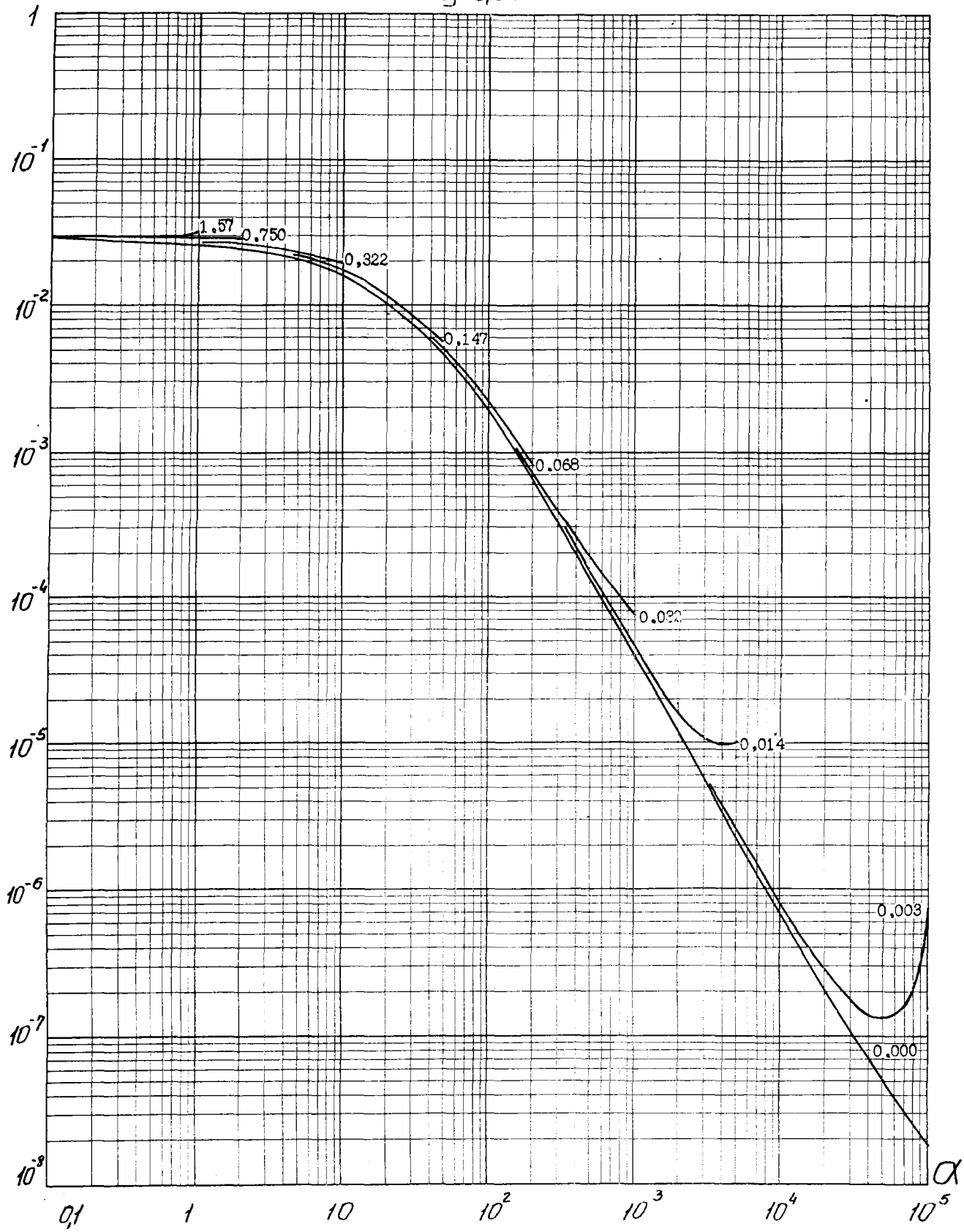
$K_2$

$\xi = 0,0215$

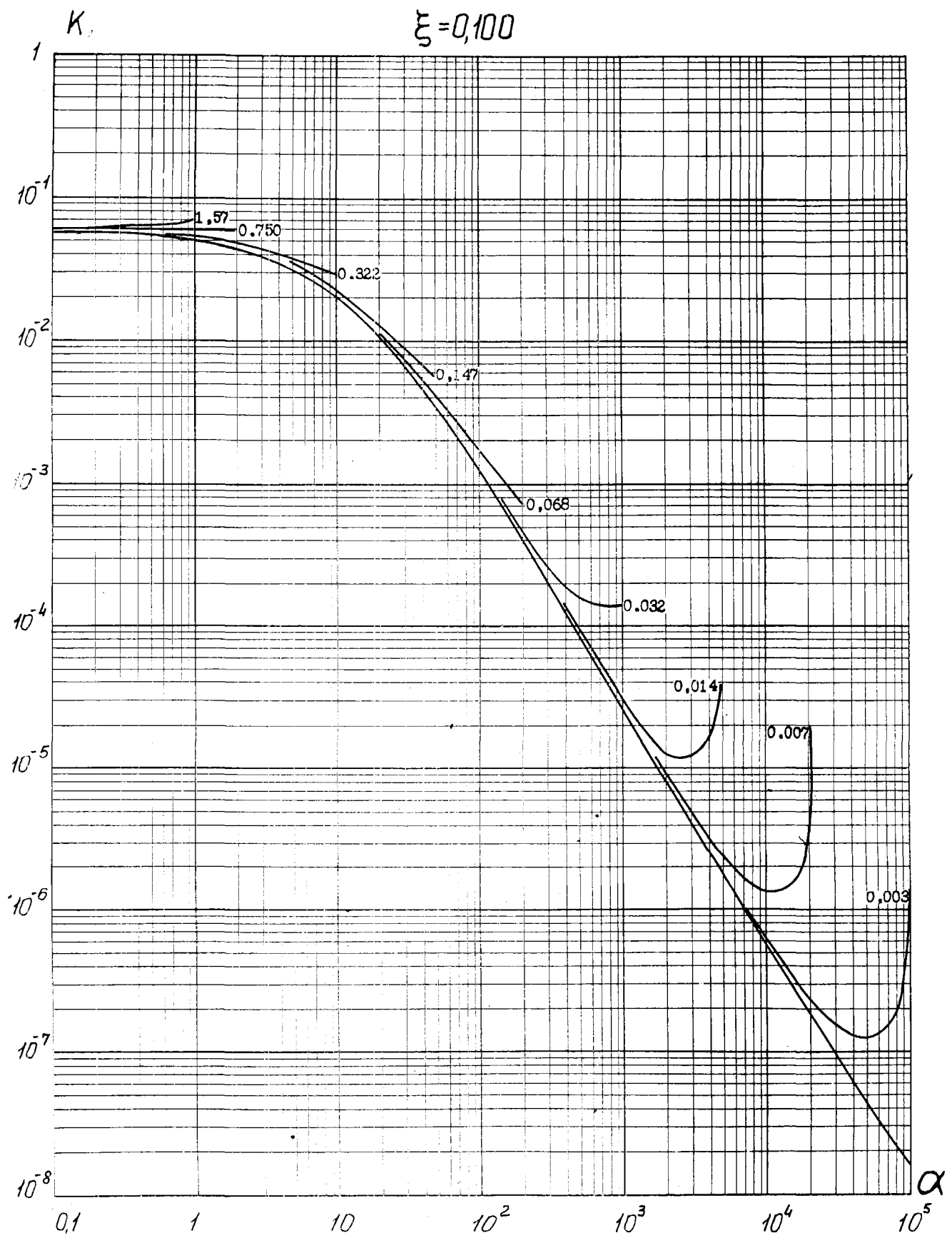


$K_2$

$\xi = 0,0465$

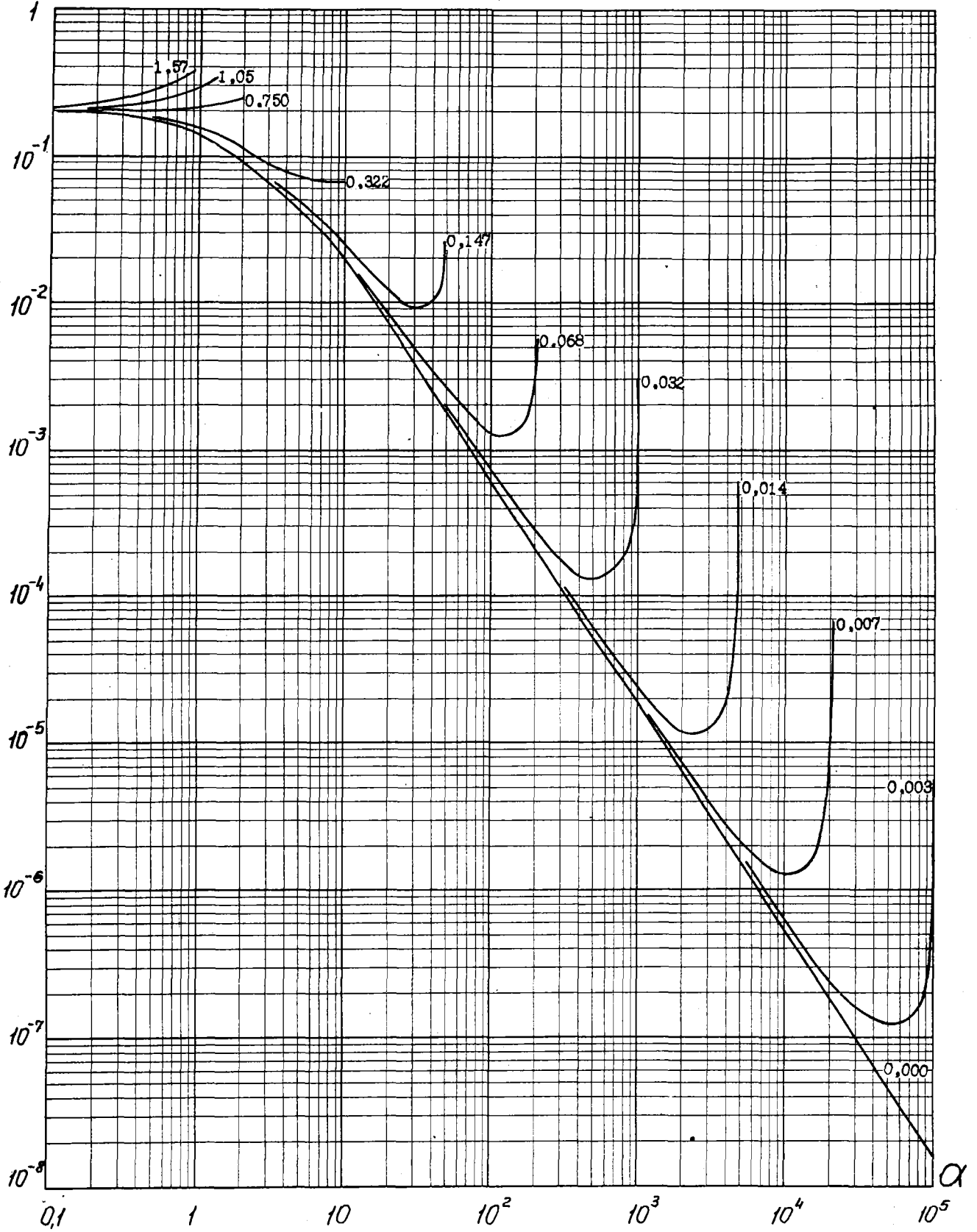


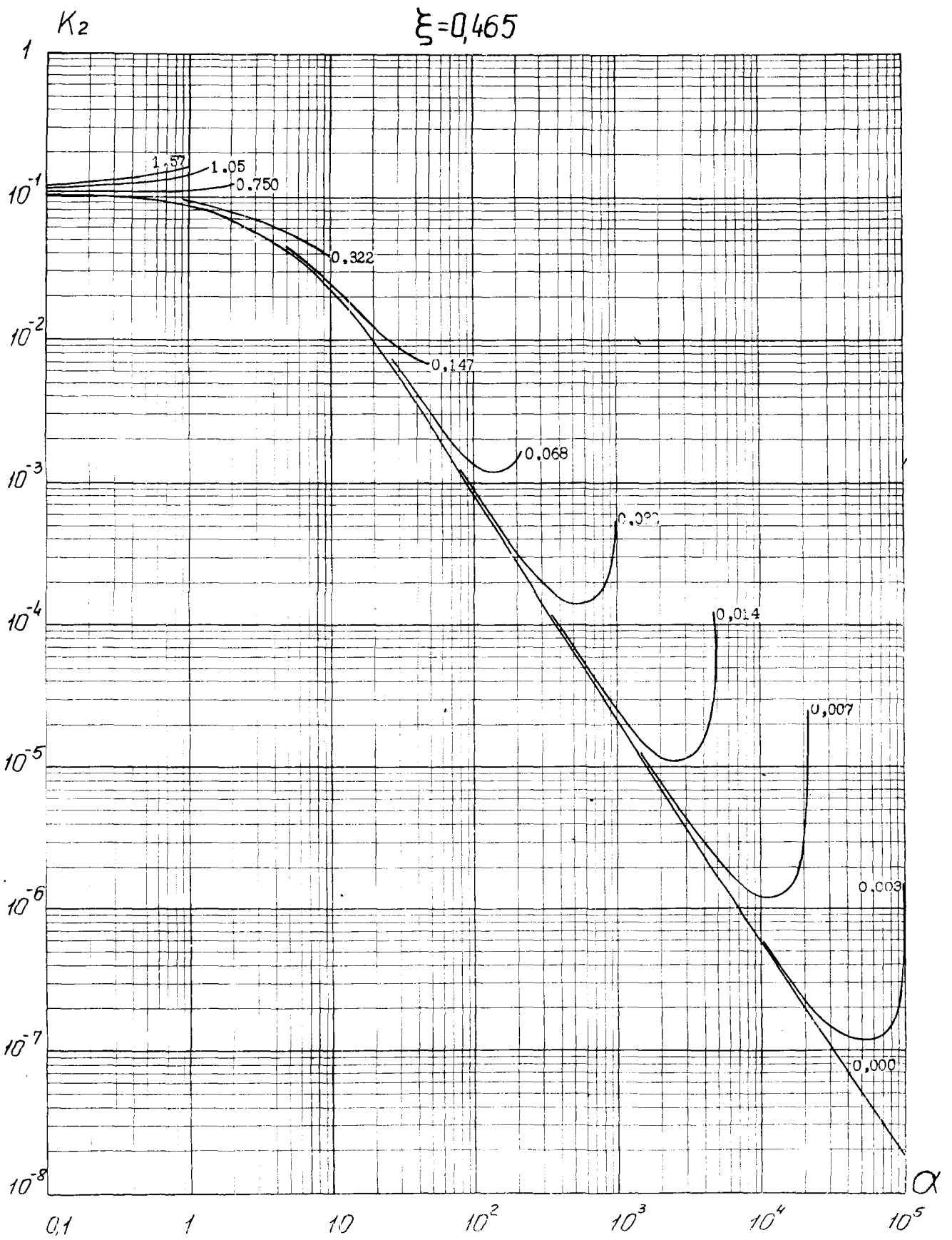


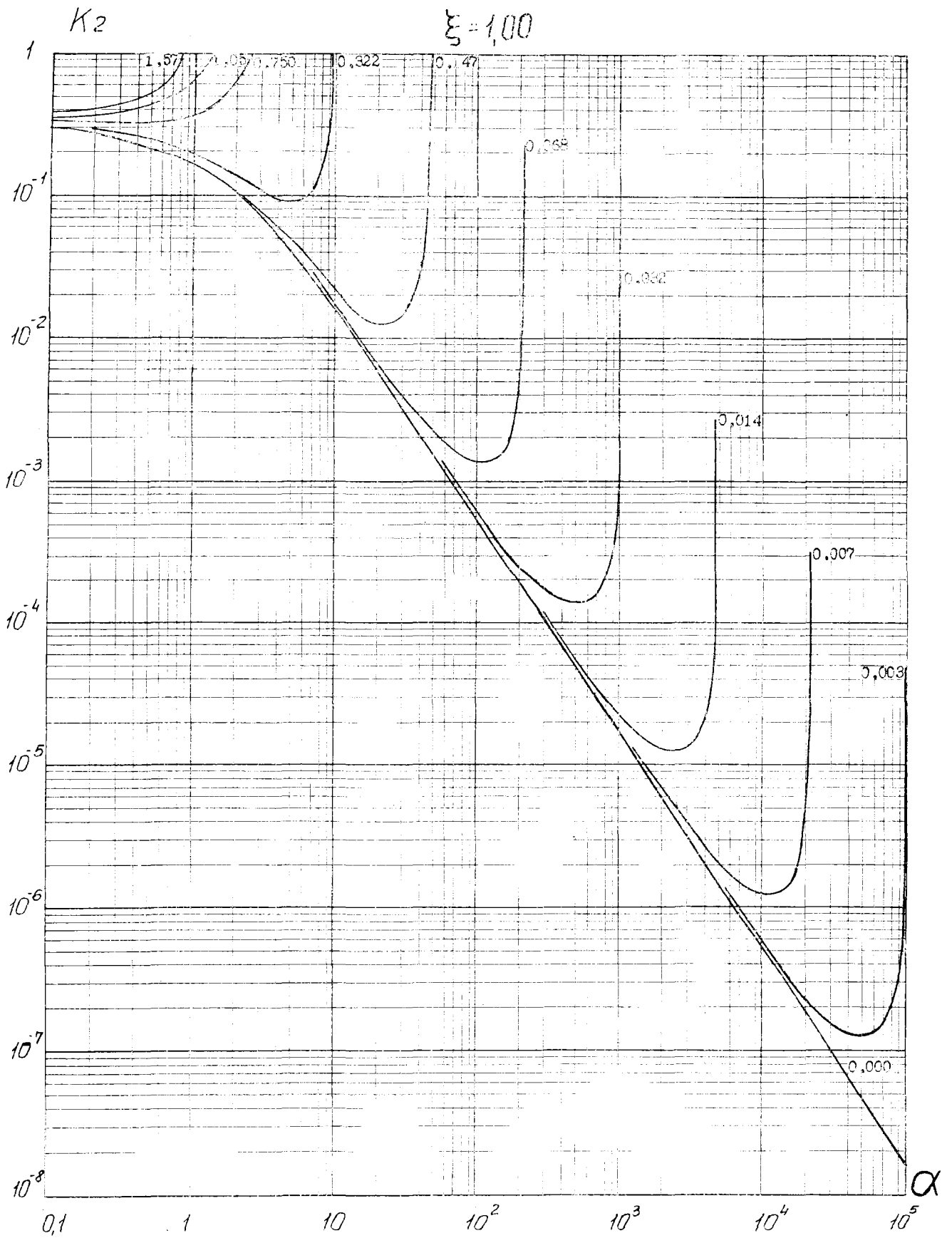


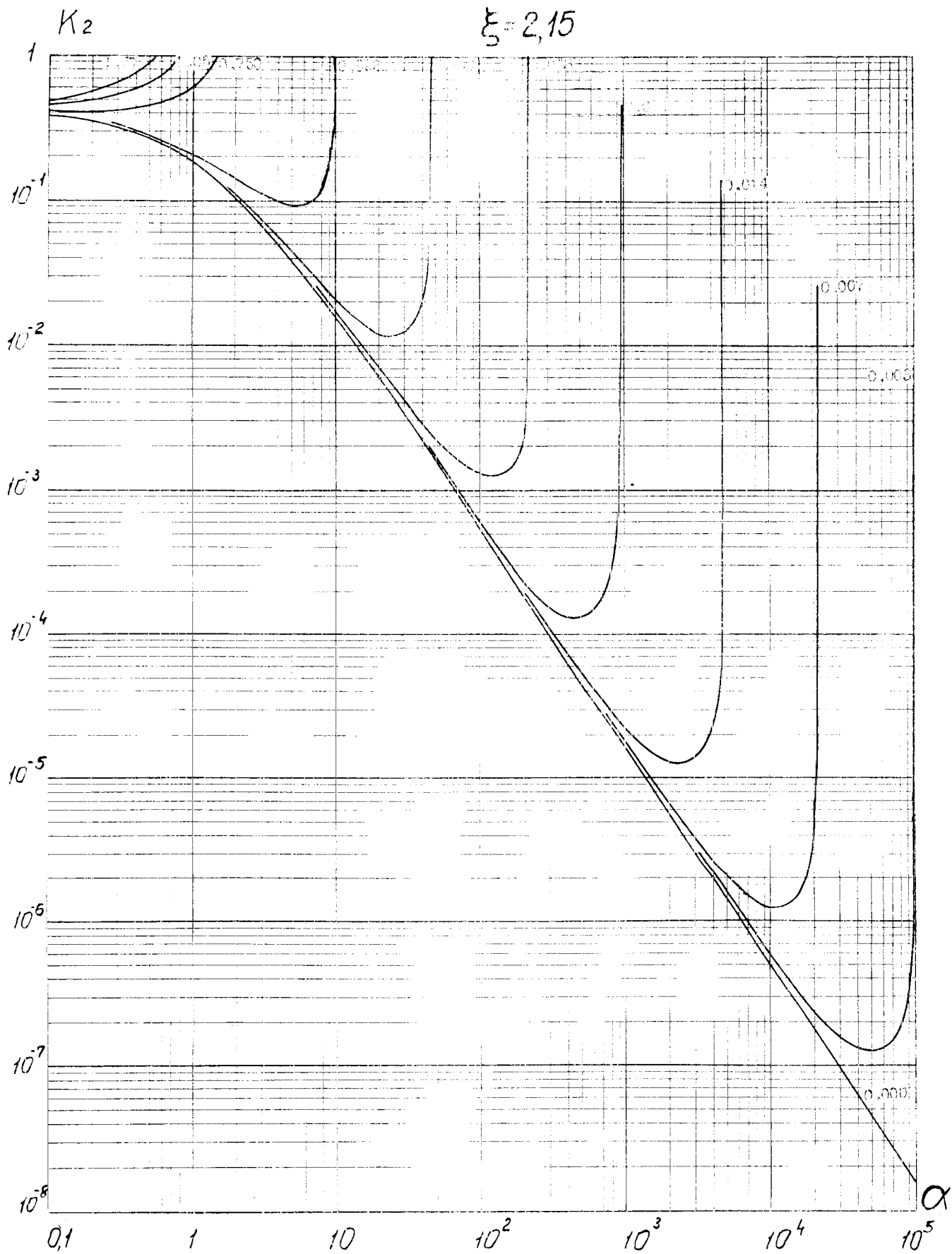
$K_2$

$\xi = 0.215$



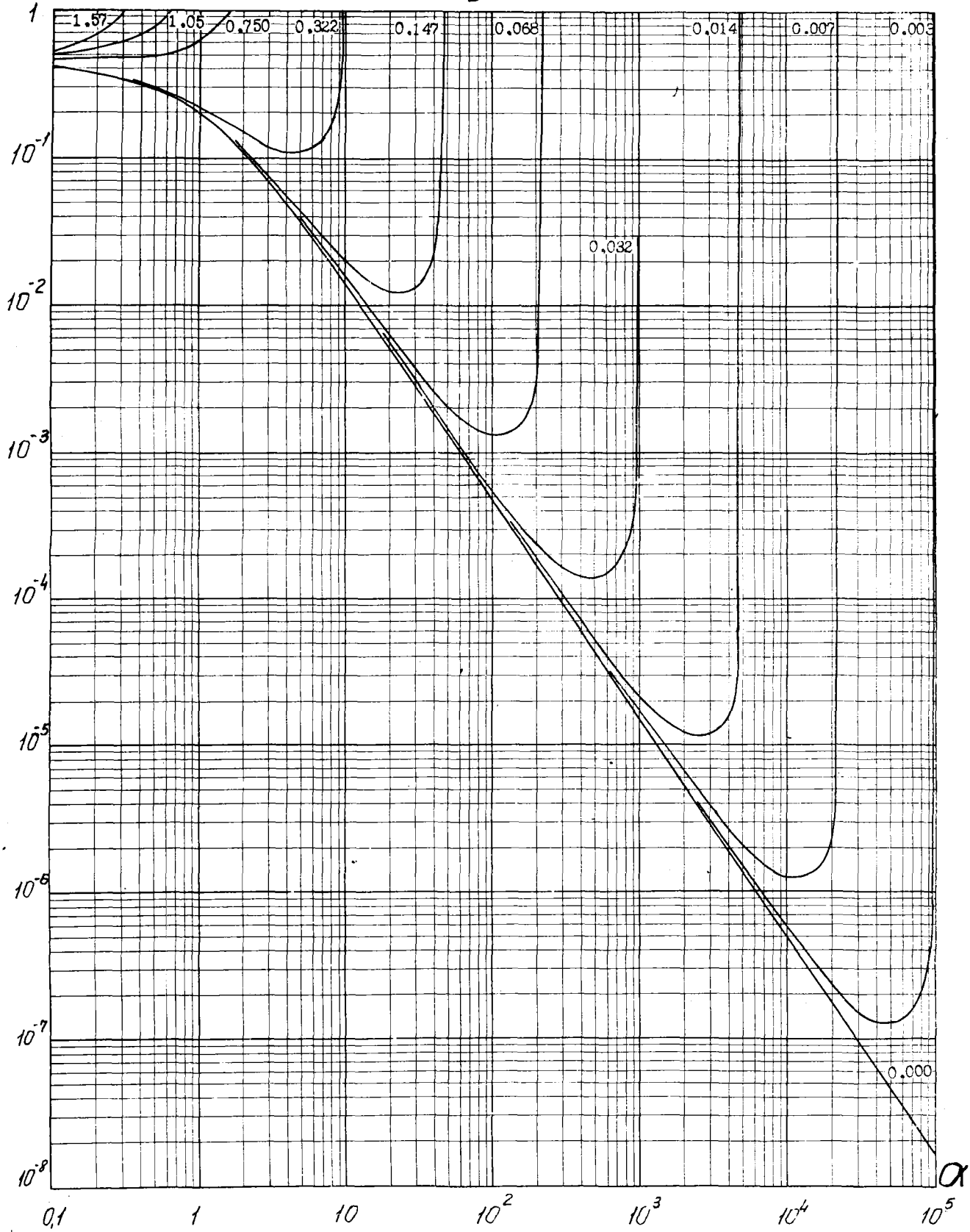






$K_2$

$\xi = 4,65$



ФУНКЦИИ  $K_3(\alpha, \xi, \varphi)$

ТАБЛИЦЫ И ГРАФИКИ





$$\varphi = 0$$

K3

$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,00215	0,00465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65
I00000	-	0,0 <sup>I</sup> 1125	0,0 <sup>I2</sup> 5825	0,0 <sup>I2</sup> 3047	0,0 <sup>I2</sup> 1740	0,0 <sup>I2</sup> 1296	0,0 <sup>I2</sup> 1206	0,0 <sup>I2</sup> 1190	0,0 <sup>I2</sup> 1187	0,0 <sup>I2</sup> 1186	0,0 <sup>I2</sup> 1186	0,0 <sup>I2</sup> 1186
46400	-	0,0 <sup>II</sup> 9884	0,0 <sup>II</sup> 5223	0,0 <sup>II</sup> 2738	0,0 <sup>II</sup> 1486	0,0 <sup>II</sup> 9699	0,0 <sup>II</sup> 8386	0,0 <sup>II</sup> 8142	0,0 <sup>II</sup> 8096	0,0 <sup>II</sup> 8086	0,0 <sup>II</sup> 8084	0,0 <sup>II</sup> 8084
21530	0,0 <sup>9</sup> 1426	0,0 <sup>I0</sup> 8363	0,0 <sup>I0</sup> 4585	0,0 <sup>I0</sup> 2445	0,0 <sup>I0</sup> 1306	0,0 <sup>I0</sup> 7694	0,0 <sup>I0</sup> 5961	0,0 <sup>I0</sup> 5597	0,0 <sup>I0</sup> 5528	0,0 <sup>I0</sup> 5515	0,0 <sup>I0</sup> 5512	0,0 <sup>I0</sup> 5511
9990	0,0 <sup>8</sup> 1016	0,0 <sup>8</sup> 6636	0,0 <sup>8</sup> 3878	0,0 <sup>8</sup> 2141	0,0 <sup>8</sup> 1154	0,0 <sup>8</sup> 6430	0,0 <sup>8</sup> 4401	0,0 <sup>8</sup> 3884	0,0 <sup>8</sup> 3782	0,0 <sup>8</sup> 3762	0,0 <sup>8</sup> 3758	0,0 <sup>8</sup> 3757
4638	0,0 <sup>8</sup> 6056	0,0 <sup>8</sup> 4725	0,0 <sup>8</sup> 3077	0,0 <sup>8</sup> 1808	0,0 <sup>8</sup> 1005	0,0 <sup>8</sup> 5526	0,0 <sup>8</sup> 3419	0,0 <sup>8</sup> 2744	0,0 <sup>8</sup> 2597	0,0 <sup>8</sup> 2568	0,0 <sup>8</sup> 2562	0,0 <sup>8</sup> 2561
2151	0,0 <sup>7</sup> 2743	0,0 <sup>7</sup> 2813	0,0 <sup>7</sup> 2191	0,0 <sup>7</sup> 1433	0,0 <sup>7</sup> 8459	0,0 <sup>7</sup> 4747	0,0 <sup>7</sup> 2781	0,0 <sup>7</sup> 2000	0,0 <sup>7</sup> 1797	0,0 <sup>7</sup> 1755	0,0 <sup>7</sup> 1747	0,0 <sup>7</sup> 1745
998,0	0,0 <sup>7</sup> 8633	0,0 <sup>6</sup> 1272	0,0 <sup>6</sup> 1305	0,0 <sup>6</sup> 1019	0,0 <sup>6</sup> 6687	0,0 <sup>6</sup> 3966	0,0 <sup>6</sup> 2312	0,0 <sup>6</sup> 1516	0,0 <sup>6</sup> 1261	0,0 <sup>6</sup> 1203	0,0 <sup>6</sup> 1191	0,0 <sup>6</sup> 1188
463,4	0,0 <sup>6</sup> 1847	0,0 <sup>6</sup> 3999	0,0 <sup>6</sup> 5910	0,0 <sup>6</sup> 6061	0,0 <sup>6</sup> 4744	0,0 <sup>6</sup> 3121	0,0 <sup>6</sup> 1896	0,0 <sup>6</sup> 1189	0,0 <sup>6</sup> 9037	0,0 <sup>6</sup> 8285	0,0 <sup>6</sup> 8119	0,0 <sup>6</sup> 8083
215,0	0,0 <sup>6</sup> 2876	0,0 <sup>6</sup> 8545	0,0 <sup>5</sup> 1859	0,0 <sup>5</sup> 2738	0,0 <sup>5</sup> 2813	0,0 <sup>5</sup> 2206	0,0 <sup>5</sup> 1474	0,0 <sup>5</sup> 9377	0,0 <sup>5</sup> 6634	0,0 <sup>5</sup> 5745	0,0 <sup>5</sup> 5530	0,0 <sup>5</sup> 5482
99,80	0,0 <sup>6</sup> 3633	0,0 <sup>5</sup> 1329	0,0 <sup>5</sup> 3977	0,0 <sup>5</sup> 8590	0,0 <sup>4</sup> 1265	0,0 <sup>4</sup> 1302	0,0 <sup>4</sup> 1031	0,0 <sup>4</sup> 7098	0,0 <sup>4</sup> 4917	0,0 <sup>4</sup> 4009	0,0 <sup>4</sup> 3755	0,0 <sup>4</sup> 3696
46,30	0,0 <sup>6</sup> 4079	0,0 <sup>5</sup> 1678	0,0 <sup>5</sup> 6190	0,0 <sup>4</sup> 1833	0,0 <sup>4</sup> 3952	0,0 <sup>4</sup> 5828	0,0 <sup>4</sup> 6071	0,0 <sup>4</sup> 4854	0,0 <sup>4</sup> 3536	0,0 <sup>4</sup> 2783	0,0 <sup>4</sup> 2523	0,0 <sup>4</sup> 2457
21,48	0,0 <sup>6</sup> 4311	0,0 <sup>5</sup> 1883	0,0 <sup>5</sup> 7817	0,0 <sup>4</sup> 2848	0,0 <sup>4</sup> 8395	0,0 <sup>3</sup> 1810	0,0 <sup>3</sup> 2653	0,0 <sup>3</sup> 2762	0,0 <sup>3</sup> 2508	0,0 <sup>3</sup> 1857	0,0 <sup>3</sup> 1646	0,0 <sup>3</sup> 1583
9,970	0,0 <sup>6</sup> 4425	0,0 <sup>5</sup> 1990	0,0 <sup>5</sup> 8775	0,0 <sup>4</sup> 3593	0,0 <sup>3</sup> 1301	0,0 <sup>3</sup> 3826	0,0 <sup>3</sup> 8099	0,0 <sup>2</sup> 1180	0,0 <sup>2</sup> 1247	0,0 <sup>2</sup> 1113	0,0 <sup>2</sup> 9987	0,0 <sup>2</sup> 9555
4,625	0,0 <sup>6</sup> 4480	0,0 <sup>5</sup> 2043	0,0 <sup>5</sup> 9276	0,0 <sup>4</sup> 4031	0,0 <sup>3</sup> 1638	0,0 <sup>3</sup> 5906	0,0 <sup>2</sup> 1686	0,0 <sup>2</sup> 3482	0,0 <sup>2</sup> 5009	0,0 <sup>2</sup> 5412	0,0 <sup>2</sup> 5216	0,0 <sup>2</sup> 5060
2,146	0,0 <sup>6</sup> 4505	0,0 <sup>5</sup> 2068	0,0 <sup>5</sup> 9521	0,0 <sup>4</sup> 4259	0,0 <sup>3</sup> 1836	0,0 <sup>3</sup> 7420	0,0 <sup>2</sup> 2575	0,0 <sup>2</sup> 7030	0,01383	0,01916	0,02107	0,02135
0,9961	0,0 <sup>6</sup> 4517	0,0 <sup>5</sup> 2079	0,0 <sup>5</sup> 9638	0,0 <sup>4</sup> 4371	0,0 <sup>3</sup> 1939	0,0 <sup>3</sup> 8308	0,0 <sup>2</sup> 3214	0,01051	0,02637	0,04649	0,06002	0,06503
0,4623	0,0 <sup>6</sup> 4523	0,0 <sup>5</sup> 2085	0,0 <sup>5</sup> 9693	0,0 <sup>4</sup> 4425	0,0 <sup>3</sup> 1989	0,0 <sup>3</sup> 8769	0,0 <sup>2</sup> 3587	0,01295	0,03791	0,07966	0,1187	0,1378
0,2145	0,0 <sup>6</sup> 4525	0,0 <sup>5</sup> 2087	0,0 <sup>5</sup> 9718	0,0 <sup>4</sup> 4450	0,0 <sup>3</sup> 2014	0,0 <sup>3</sup> 8996	0,0 <sup>2</sup> 3780	0,01436	0,04571	0,1072	0,1754	0,2143
0,09953	0,0 <sup>6</sup> 4527	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9730	0,0 <sup>4</sup> 4462	0,0 <sup>3</sup> 2025	0,0 <sup>3</sup> 9104	0,0 <sup>2</sup> 3874	0,01509	0,05008	0,1245	0,2149	0,2710
0,04619	0,0 <sup>6</sup> 4527	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9736	0,0 <sup>4</sup> 4467	0,0 <sup>3</sup> 2030	0,0 <sup>3</sup> 9154	0,0 <sup>2</sup> 3919	0,01544	0,05231	0,1338	0,2376	0,3046
0,02143	0,0 <sup>6</sup> 4527	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9739	0,0 <sup>4</sup> 4470	0,0 <sup>3</sup> 2033	0,0 <sup>3</sup> 9178	0,0 <sup>2</sup> 3941	0,01561	0,05340	0,1384	0,2492	0,3221
0,00995	0,0 <sup>6</sup> 4528	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9740	0,0 <sup>4</sup> 4471	0,0 <sup>3</sup> 2034	0,0 <sup>3</sup> 9189	0,0 <sup>2</sup> 3950	0,01569	0,05391	0,1407	0,2549	0,3308

$$\varphi = 0,003$$

K3

$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,00215	0,00465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65
I00000	-	0,0 <sup>I</sup> 1126	0,0 <sup>I2</sup> 5572		-0,0 <sup>I0</sup> 2454	-0,0 <sup>9</sup> 1263	-0,0 <sup>9</sup> 1737	-0,0 <sup>9</sup> 1870	-0,0 <sup>9</sup> 1901	-0,0 <sup>9</sup> 1908	-0,0 <sup>9</sup> 1909	-0,0 <sup>9</sup> 1909
46400	-	0,0 <sup>II</sup> 3834	0,0 <sup>II</sup> 5234		-0,0 <sup>II</sup> 1255	0,0 <sup>I2</sup> 6116	0,0 <sup>I2</sup> 4470	0,0 <sup>I2</sup> 4165	0,0 <sup>I2</sup> 4108	0,0 <sup>I2</sup> 4097	0,0 <sup>I2</sup> 4094	0,0 <sup>I2</sup> 4094
21530	0,0 <sup>9</sup> 1426	0,0 <sup>I0</sup> 8366	0,0 <sup>I0</sup> 4591	0,0 <sup>I0</sup> 2456	0,0 <sup>I0</sup> 1328	0,0 <sup>I0</sup> 8038	0,0 <sup>I0</sup> 6245	0,0 <sup>I0</sup> 5860	0,0 <sup>I0</sup> 5788	0,0 <sup>I0</sup> 5774	0,0 <sup>I0</sup> 5771	0,0 <sup>I0</sup> 5770
9990	0,0 <sup>8</sup> 1016	0,0 <sup>8</sup> 6636	0,0 <sup>8</sup> 3879	0,0 <sup>8</sup> 2144	0,0 <sup>8</sup> 1162	0,0 <sup>8</sup> 6593	0,0 <sup>8</sup> 4566	0,0 <sup>8</sup> 4035	0,0 <sup>8</sup> 3931	0,0 <sup>8</sup> 3911	0,0 <sup>8</sup> 3906	0,0 <sup>8</sup> 3995
4638	0,0 <sup>8</sup> 6056	0,0 <sup>8</sup> 4725	0,0 <sup>8</sup> 3077	0,0 <sup>8</sup> 1809	0,0 <sup>8</sup> 1007	0,0 <sup>8</sup> 5572	0,0 <sup>8</sup> 3479	0,0 <sup>8</sup> 2799	0,0 <sup>8</sup> 2650	0,0 <sup>8</sup> 2621	0,0 <sup>8</sup> 2615	0,0 <sup>8</sup> 2613
2151	0,0 <sup>7</sup> 2743	0,0 <sup>7</sup> 2813	0,0 <sup>7</sup> 2191	0,0 <sup>7</sup> 1433	0,0 <sup>7</sup> 8463	0,0 <sup>7</sup> 4758	0,0 <sup>7</sup> 2800	0,0 <sup>7</sup> 2018	0,0 <sup>7</sup> 1815	0,0 <sup>7</sup> 1773	0,0 <sup>7</sup> 1764	0,0 <sup>7</sup> 1762
998,0	0,0 <sup>7</sup> 8632	0,0 <sup>6</sup> 1272	0,0 <sup>6</sup> 1305	0,0 <sup>6</sup> 1019	0,0 <sup>6</sup> 6687	0,0 <sup>6</sup> 3969	0,0 <sup>6</sup> 2317	0,0 <sup>6</sup> 1523	0,0 <sup>6</sup> 1267	0,0 <sup>6</sup> 1209	0,0 <sup>6</sup> 1197	0,0 <sup>6</sup> 1194
463,4	0,0 <sup>6</sup> 1847	0,0 <sup>6</sup> 3999	0,0 <sup>6</sup> 5910	0,0 <sup>6</sup> 6061	0,0 <sup>6</sup> 4744	0,0 <sup>6</sup> 3121	0,0 <sup>6</sup> 1897	0,0 <sup>6</sup> 1191	0,0 <sup>6</sup> 9056	0,0 <sup>6</sup> 8303	0,0 <sup>6</sup> 8137	0,0 <sup>6</sup> 8100
215,0	0,0 <sup>6</sup> 2876	0,0 <sup>6</sup> 8544	0,0 <sup>5</sup> 1859	0,0 <sup>5</sup> 2738	0,0 <sup>5</sup> 2813	0,0 <sup>5</sup> 2206	0,0 <sup>5</sup> 1475	0,0 <sup>5</sup> 9382	0,0 <sup>5</sup> 6640	0,0 <sup>5</sup> 5751	0,0 <sup>5</sup> 5536	0,0 <sup>5</sup> 5488
99,80	0,0 <sup>6</sup> 3633	0,0 <sup>5</sup> 1329	0,0 <sup>5</sup> 3976	0,0 <sup>5</sup> 8590	0,0 <sup>4</sup> 1265	0,0 <sup>4</sup> 1302	0,0 <sup>4</sup> 1031	0,0 <sup>4</sup> 7100	0,0 <sup>4</sup> 4919	0,0 <sup>4</sup> 4011	0,0 <sup>4</sup> 3757	0,0 <sup>4</sup> 3698
46,30	0,0 <sup>6</sup> 4079	0,0 <sup>5</sup> 1678	0,0 <sup>5</sup> 6190	0,0 <sup>4</sup> 1833	0,0 <sup>4</sup> 3952	0,0 <sup>4</sup> 5828	0,0 <sup>4</sup> 6017	0,0 <sup>4</sup> 4855	0,0 <sup>4</sup> 3537	0,0 <sup>4</sup> 2784	0,0 <sup>4</sup> 2524	0,0 <sup>4</sup> 2457
21,48	0,0 <sup>6</sup> 4311	0,0 <sup>5</sup> 1883	0,0 <sup>5</sup> 7817	0,0 <sup>4</sup> 2848	0,0 <sup>4</sup> 8395	0,0 <sup>3</sup> 1810	0,0 <sup>3</sup> 2653	0,0 <sup>3</sup> 2762	0,0 <sup>3</sup> 2308	0,0 <sup>3</sup> 1857	0,0 <sup>3</sup> 1646	0,0 <sup>3</sup> 1584
9,970	0,0 <sup>6</sup> 4425	0,0 <sup>5</sup> 1990	0,0 <sup>5</sup> 8775	0,0 <sup>4</sup> 3593	0,0 <sup>3</sup> 1301	0,0 <sup>3</sup> 3826	0,0 <sup>3</sup> 8099	0,0 <sup>2</sup> 1180	0,0 <sup>2</sup> 1247	0,0 <sup>2</sup> 1113	0,0 <sup>2</sup> 9988	0,0 <sup>2</sup> 9555
4,625	0,0 <sup>6</sup> 4480	0,0 <sup>5</sup> 2043	0,0 <sup>5</sup> 9275	0,0 <sup>4</sup> 4031	0,0 <sup>3</sup> 1638	0,0 <sup>3</sup> 5905	0,0 <sup>2</sup> 1686	0,0 <sup>2</sup> 3482	0,0 <sup>2</sup> 5009	0,0 <sup>2</sup> 5412	0,0 <sup>2</sup> 5216	0,0 <sup>2</sup> 5060
2,146	0,0 <sup>6</sup> 4505	0,0 <sup>5</sup> 2068	0,0 <sup>5</sup> 9521	0,0 <sup>4</sup> 4259	0,0 <sup>3</sup> 1836	0,0 <sup>3</sup> 7420	0,0 <sup>2</sup> 2575	0,0 <sup>2</sup> 7030	0,01383	0,01916	0,02107	0,02135
0,9961	0,0 <sup>6</sup> 4517	0,0 <sup>5</sup> 2079	0,0 <sup>5</sup> 9638	0,0 <sup>4</sup> 4371	0,0 <sup>3</sup> 1939	0,0 <sup>3</sup> 8307	0,0 <sup>2</sup> 3214	0,01051	0,02637	0,04649	0,06002	0,06503
0,4623	0,0 <sup>6</sup> 4523	0,0 <sup>5</sup> 2085	0,0 <sup>5</sup> 9693	0,0 <sup>4</sup> 4425	0,0 <sup>3</sup> 1989	0,0 <sup>3</sup> 8769	0,0 <sup>2</sup> 3587	0,01295	0,03791	0,07966	0,1187	0,1378
0,2145	0,0 <sup>6</sup> 4525	0,0 <sup>5</sup> 2087	0,0 <sup>5</sup> 9718	0,0 <sup>4</sup> 4450	0,0 <sup>3</sup> 2013	0,0 <sup>3</sup> 8996	0,0 <sup>2</sup> 3780	0,01436	0,04571	0,1072	0,1754	0,2143
0,09953	0,0 <sup>6</sup> 4527	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9730	0,0 <sup>4</sup> 4462	0,0 <sup>3</sup> 2025	0,0 <sup>3</sup> 9104	0,0 <sup>2</sup> 3874	0,01509	0,05008	0,1245	0,2149	0,2710
0,04619	0,0 <sup>6</sup> 4527	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9736	0,0 <sup>4</sup> 4467	0,0 <sup>3</sup> 2030	0,0 <sup>3</sup> 9154	0,0 <sup>2</sup> 3919	0,01544	0,05231	0,1338	0,2376	0,3046
0,02143	0,0 <sup>6</sup> 4527	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9738	0,0 <sup>4</sup> 4470	0,0 <sup>3</sup> 2033	0,0 <sup>3</sup> 9178	0,0 <sup>2</sup> 3940	0,01561	0,05340	0,1384	0,2492	0,3221
0,00995	0,0 <sup>6</sup> 4527	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9740	0,0 <sup>4</sup> 4471	0,0 <sup>3</sup> 2034	0,0 <sup>3</sup> 9189	0,0 <sup>2</sup> 3950	0,01569	0,05391	0,1407	0,2549	0,3308

$\varphi = 0,007$

K<sub>3</sub>

$\alpha \setminus \varphi$	0,001	0,00215	0,00465	0,01	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
21530	0,0 <sup>1</sup> 427	0,0 <sup>10</sup> 8373	0,0 <sup>10</sup> 4586	0,0 <sup>10</sup> 2271	-0,0 <sup>10</sup> 1829	-0,0 <sup>8</sup> 2167	-0,0 <sup>7</sup> 1597	-0,0 <sup>7</sup> 2618	-0,0 <sup>7</sup> 2951	-0,0 <sup>7</sup> 3030	-0,0 <sup>7</sup> 3047	-0,0 <sup>7</sup> 3051
9990	0,0 <sup>8</sup> 1016	0,0 <sup>9</sup> 6639	0,0 <sup>9</sup> 3883	0,0 <sup>9</sup> 2146	0,0 <sup>9</sup> 1132	0,0 <sup>10</sup> 5146	0,0 <sup>10</sup> 2519	0,0 <sup>10</sup> 1848	0,0 <sup>10</sup> 1716	0,0 <sup>10</sup> 1691	0,0 <sup>10</sup> 1685	0,0 <sup>10</sup> 1684
4638	0,0 <sup>8</sup> 6056	0,0 <sup>8</sup> 4725	0,0 <sup>8</sup> 3078	0,0 <sup>8</sup> 1811	0,0 <sup>8</sup> 1010	0,0 <sup>9</sup> 5637	0,0 <sup>9</sup> 3572	0,0 <sup>9</sup> 2872	0,0 <sup>9</sup> 2716	0,0 <sup>9</sup> 2686	0,0 <sup>9</sup> 2680	0,0 <sup>9</sup> 2678
2151	0,0 <sup>7</sup> 2743	0,0 <sup>7</sup> 2813	0,0 <sup>7</sup> 2191	0,0 <sup>7</sup> 1434	0,0 <sup>8</sup> 8476	0,0 <sup>8</sup> 4790	0,0 <sup>8</sup> 2859	0,0 <sup>8</sup> 2076	0,0 <sup>8</sup> 1868	0,0 <sup>8</sup> 1826	0,0 <sup>8</sup> 1817	0,0 <sup>8</sup> 1815
998,0	0,0 <sup>7</sup> 8633	0,0 <sup>6</sup> 1272	0,0 <sup>6</sup> 1305	0,0 <sup>6</sup> 1019	0,0 <sup>7</sup> 6690	0,0 <sup>7</sup> 3977	0,0 <sup>7</sup> 2335	0,0 <sup>7</sup> 1544	0,0 <sup>7</sup> 1286	0,0 <sup>7</sup> 1228	0,0 <sup>7</sup> 1216	0,0 <sup>7</sup> 1213
463,4	0,0 <sup>6</sup> 1847	0,0 <sup>6</sup> 3999	0,0 <sup>6</sup> 5910	0,0 <sup>6</sup> 6061	0,0 <sup>6</sup> 6745	0,0 <sup>6</sup> 3123	0,0 <sup>6</sup> 1902	0,0 <sup>6</sup> 1198	0,0 <sup>6</sup> 9124	0,0 <sup>6</sup> 8368	0,0 <sup>6</sup> 8201	0,0 <sup>6</sup> 8165
215,0	0,0 <sup>6</sup> 2876	0,0 <sup>5</sup> 8544	0,0 <sup>5</sup> 1859	0,0 <sup>5</sup> 2738	0,0 <sup>5</sup> 2813	0,0 <sup>5</sup> 2206	0,0 <sup>5</sup> 1476	0,0 <sup>5</sup> 9402	0,0 <sup>5</sup> 6663	0,0 <sup>5</sup> 5772	0,0 <sup>5</sup> 5557	0,0 <sup>5</sup> 5509
99,80	0,0 <sup>6</sup> 3633	0,0 <sup>5</sup> 1329	0,0 <sup>5</sup> 3976	0,0 <sup>5</sup> 8589	0,0 <sup>4</sup> 1265	0,0 <sup>4</sup> 1302	0,0 <sup>4</sup> 1032	0,0 <sup>5</sup> 7104	0,0 <sup>5</sup> 4926	0,0 <sup>5</sup> 4018	0,0 <sup>5</sup> 3763	0,0 <sup>5</sup> 3704
46,30	0,0 <sup>6</sup> 4078	0,0 <sup>5</sup> 1678	0,0 <sup>5</sup> 6190	0,0 <sup>4</sup> 1833	0,0 <sup>4</sup> 3951	0,0 <sup>4</sup> 5828	0,0 <sup>4</sup> 6017	0,0 <sup>4</sup> 4856	0,0 <sup>4</sup> 3539	0,0 <sup>4</sup> 2786	0,0 <sup>4</sup> 2526	0,0 <sup>4</sup> 2459
21,48	0,0 <sup>6</sup> 4311	0,0 <sup>5</sup> 1883	0,0 <sup>5</sup> 7816	0,0 <sup>4</sup> 2848	0,0 <sup>4</sup> 8395	0,0 <sup>4</sup> 1810	0,0 <sup>4</sup> 2653	0,0 <sup>4</sup> 2762	0,0 <sup>4</sup> 2309	0,0 <sup>4</sup> 1858	0,0 <sup>4</sup> 1647	0,0 <sup>4</sup> 1584
9,970	0,0 <sup>6</sup> 4425	0,0 <sup>5</sup> 1990	0,0 <sup>5</sup> 8775	0,0 <sup>4</sup> 3592	0,0 <sup>4</sup> 1301	0,0 <sup>4</sup> 3825	0,0 <sup>4</sup> 8099	0,0 <sup>4</sup> 1180	0,0 <sup>4</sup> 1247	0,0 <sup>4</sup> 1113	0,0 <sup>4</sup> 9990	0,0 <sup>4</sup> 9557
4,625	0,0 <sup>6</sup> 4479	0,0 <sup>5</sup> 2042	0,0 <sup>5</sup> 9275	0,0 <sup>4</sup> 4030	0,0 <sup>4</sup> 1638	0,0 <sup>4</sup> 5905	0,0 <sup>4</sup> 1686	0,0 <sup>4</sup> 23481	0,0 <sup>4</sup> 5009	0,0 <sup>4</sup> 5412	0,0 <sup>4</sup> 5217	0,0 <sup>4</sup> 5061
2,146	0,0 <sup>6</sup> 4505	0,0 <sup>5</sup> 2067	0,0 <sup>5</sup> 9520	0,0 <sup>4</sup> 4259	0,0 <sup>4</sup> 1836	0,0 <sup>4</sup> 7419	0,0 <sup>4</sup> 2574	0,0 <sup>4</sup> 27029	0,01383	0,01916	0,02107	0,02135
0,9961	0,0 <sup>6</sup> 4517	0,0 <sup>5</sup> 2079	0,0 <sup>5</sup> 9637	0,0 <sup>4</sup> 4371	0,0 <sup>4</sup> 1939	0,0 <sup>4</sup> 8307	0,0 <sup>4</sup> 3214	0,01051	0,02637	0,01004	0,06002	0,06503
0,4623	0,0 <sup>6</sup> 4522	0,0 <sup>5</sup> 2085	0,0 <sup>5</sup> 9692	0,0 <sup>4</sup> 4424	0,0 <sup>4</sup> 1989	0,0 <sup>4</sup> 8769	0,0 <sup>4</sup> 3586	0,01295	0,03791	0,07986	0,1187	0,1378
0,2145	0,0 <sup>6</sup> 4525	0,0 <sup>5</sup> 2087	0,0 <sup>5</sup> 9718	0,0 <sup>4</sup> 4450	0,0 <sup>4</sup> 2013	0,0 <sup>4</sup> 8995	0,0 <sup>4</sup> 3780	0,01436	0,04570	0,1072	0,1754	0,2143
0,09953	0,0 <sup>6</sup> 4526	0,0 <sup>5</sup> 2088	0,0 <sup>5</sup> 9730	0,0 <sup>4</sup> 4461	0,0 <sup>4</sup> 2025	0,0 <sup>4</sup> 9103	0,0 <sup>4</sup> 3874	0,01508	0,05008	0,1245	0,2149	0,2710
0,04619	0,0 <sup>6</sup> 4527	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9735	0,0 <sup>4</sup> 4467	0,0 <sup>4</sup> 2030	0,0 <sup>4</sup> 9154	0,0 <sup>4</sup> 3919	0,01544	0,05231	0,1338	0,2376	0,3046
0,02143	0,0 <sup>6</sup> 4527	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9738	0,0 <sup>4</sup> 4469	0,0 <sup>4</sup> 2032	0,0 <sup>4</sup> 9177	0,0 <sup>4</sup> 3940	0,01561	0,05339	0,1384	0,2492	0,3221
0,00995	0,0 <sup>6</sup> 4527	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9739	0,0 <sup>4</sup> 4470	0,0 <sup>4</sup> 2034	0,0 <sup>4</sup> 9188	0,0 <sup>4</sup> 3950	0,01568	0,05390	0,1407	0,2549	0,3308

$\varphi = 0,014$

K<sub>3</sub>

$\alpha \setminus \varphi$	0,001	0,00215	0,00465	0,01	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
4638	0,0 <sup>8</sup> 6058	0,0 <sup>6</sup> 4727	0,0 <sup>6</sup> 3081	0,0 <sup>8</sup> 1807	0,0 <sup>9</sup> 9081	-0,0 <sup>8</sup> 1082	-0,0 <sup>7</sup> 3996	-0,0 <sup>6</sup> 1152	-0,0 <sup>6</sup> 1443	-0,0 <sup>6</sup> 1517	-0,0 <sup>6</sup> 1534	-0,0 <sup>6</sup> 1538
2151	0,0 <sup>7</sup> 2743	0,0 <sup>7</sup> 2814	0,0 <sup>7</sup> 2192	0,0 <sup>7</sup> 1435	0,0 <sup>8</sup> 8480	0,0 <sup>8</sup> 4640	0,0 <sup>8</sup> 2287	0,0 <sup>8</sup> 1315	0,0 <sup>8</sup> 1058	0,0 <sup>8</sup> 1005	0,0 <sup>9</sup> 9944	0,0 <sup>9</sup> 9921
998,0	0,0 <sup>7</sup> 8631	0,0 <sup>6</sup> 1272	0,0 <sup>6</sup> 1306	0,0 <sup>6</sup> 1020	0,0 <sup>7</sup> 6700	0,0 <sup>7</sup> 3997	0,0 <sup>7</sup> 2367	0,0 <sup>7</sup> 1587	0,0 <sup>7</sup> 1322	0,0 <sup>7</sup> 1261	0,0 <sup>7</sup> 1248	0,0 <sup>7</sup> 1246
463,4	0,0 <sup>6</sup> 1847	0,0 <sup>6</sup> 3998	0,0 <sup>6</sup> 5909	0,0 <sup>6</sup> 6062	0,0 <sup>6</sup> 6747	0,0 <sup>6</sup> 3129	0,0 <sup>6</sup> 1917	0,0 <sup>6</sup> 1224	0,0 <sup>6</sup> 9372	0,0 <sup>6</sup> 8604	0,0 <sup>6</sup> 8434	0,0 <sup>6</sup> 8397
215,0	0,0 <sup>6</sup> 2875	0,0 <sup>5</sup> 8542	0,0 <sup>5</sup> 1859	0,0 <sup>5</sup> 2737	0,0 <sup>5</sup> 2813	0,0 <sup>5</sup> 2207	0,0 <sup>5</sup> 1479	0,0 <sup>6</sup> 9481	0,0 <sup>6</sup> 6754	0,0 <sup>6</sup> 5859	0,0 <sup>6</sup> 5642	0,0 <sup>6</sup> 5593
99,80	0,0 <sup>6</sup> 3632	0,0 <sup>5</sup> 1329	0,0 <sup>5</sup> 3975	0,0 <sup>5</sup> 8588	0,0 <sup>4</sup> 1265	0,0 <sup>4</sup> 1302	0,0 <sup>4</sup> 1032	0,0 <sup>5</sup> 7124	0,0 <sup>5</sup> 4955	0,0 <sup>5</sup> 4047	0,0 <sup>5</sup> 3791	0,0 <sup>5</sup> 3732
46,30	0,0 <sup>6</sup> 4077	0,0 <sup>5</sup> 1677	0,0 <sup>5</sup> 6188	0,0 <sup>4</sup> 1832	0,0 <sup>4</sup> 3951	0,0 <sup>4</sup> 5828	0,0 <sup>4</sup> 6018	0,0 <sup>4</sup> 4860	0,0 <sup>4</sup> 3547	0,0 <sup>4</sup> 2795	0,0 <sup>4</sup> 2535	0,0 <sup>4</sup> 2468
21,48	0,0 <sup>6</sup> 4310	0,0 <sup>5</sup> 1882	0,0 <sup>5</sup> 7814	0,0 <sup>4</sup> 2847	0,0 <sup>4</sup> 8393	0,0 <sup>4</sup> 1810	0,0 <sup>4</sup> 2653	0,0 <sup>4</sup> 2762	0,0 <sup>4</sup> 2311	0,0 <sup>4</sup> 1861	0,0 <sup>4</sup> 1649	0,0 <sup>4</sup> 1587
9,970	0,0 <sup>6</sup> 4424	0,0 <sup>5</sup> 1989	0,0 <sup>5</sup> 8772	0,0 <sup>4</sup> 3591	0,0 <sup>4</sup> 1300	0,0 <sup>4</sup> 3825	0,0 <sup>4</sup> 8098	0,0 <sup>4</sup> 1180	0,0 <sup>4</sup> 1248	0,0 <sup>4</sup> 1113	0,0 <sup>4</sup> 9997	0,0 <sup>4</sup> 9565
4,625	0,0 <sup>6</sup> 4478	0,0 <sup>5</sup> 2042	0,0 <sup>5</sup> 9272	0,0 <sup>4</sup> 4029	0,0 <sup>4</sup> 1637	0,0 <sup>4</sup> 5903	0,0 <sup>4</sup> 1686	0,0 <sup>4</sup> 23481	0,05009	0,0 <sup>4</sup> 5413	0,0 <sup>4</sup> 5218	0,0 <sup>4</sup> 5062
2,146	0,0 <sup>6</sup> 4504	0,0 <sup>5</sup> 2067	0,0 <sup>5</sup> 9517	0,0 <sup>4</sup> 4258	0,0 <sup>4</sup> 1835	0,0 <sup>4</sup> 7417	0,0 <sup>4</sup> 2574	0,0 <sup>4</sup> 27028	0,01382	0,01916	0,02108	0,02135
0,9961	0,0 <sup>6</sup> 4516	0,0 <sup>5</sup> 2079	0,0 <sup>5</sup> 9634	0,0 <sup>4</sup> 4370	0,0 <sup>4</sup> 1938	0,0 <sup>4</sup> 8304	0,0 <sup>4</sup> 3213	0,01050	0,02636	0,04648	0,06002	0,06503
0,4623	0,0 <sup>6</sup> 4521	0,0 <sup>5</sup> 2084	0,0 <sup>5</sup> 9689	0,0 <sup>4</sup> 4423	0,0 <sup>4</sup> 1989	0,0 <sup>4</sup> 8766	0,0 <sup>4</sup> 3585	0,01295	0,03790	0,07984	0,1187	0,1377
0,2145	0,0 <sup>6</sup> 4524	0,0 <sup>5</sup> 2087	0,0 <sup>5</sup> 9715	0,0 <sup>4</sup> 4448	0,0 <sup>4</sup> 2013	0,0 <sup>4</sup> 8992	0,0 <sup>4</sup> 3778	0,01436	0,04569	0,1072	0,1753	0,2143
0,09953	0,0 <sup>6</sup> 4525	0,0 <sup>5</sup> 2088	0,0 <sup>5</sup> 9727	0,0 <sup>4</sup> 4460	0,0 <sup>4</sup> 2024	0,0 <sup>4</sup> 9100	0,0 <sup>4</sup> 3873	0,01508	0,05007	0,1244	0,2149	0,2709
0,04619	0,0 <sup>6</sup> 4525	0,0 <sup>5</sup> 2088	0,0 <sup>5</sup> 9732	0,0 <sup>4</sup> 4465	0,0 <sup>4</sup> 2029	0,0 <sup>4</sup> 9151	0,0 <sup>4</sup> 3918	0,01543	0,05230	0,1337	0,2375	0,3045
0,02143	0,0 <sup>6</sup> 4526	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9735	0,0 <sup>4</sup> 4468	0,0 <sup>4</sup> 2032	0,0 <sup>4</sup> 9174	0,0 <sup>4</sup> 3939	0,01560	0,05338	0,1384	0,2491	0,3220
0,00995	0,0 <sup>6</sup> 4526	0,0 <sup>5</sup> 2089	0,0 <sup>5</sup> 9736	0,0 <sup>4</sup> 4469	0,0 <sup>4</sup> 2033	0,0 <sup>4</sup> 9185	0,0 <sup>4</sup> 3949	0,01568	0,05389	0,1407	0,2548	0,3307

$\varphi = 0,032$

K<sub>3</sub>

$\alpha \setminus \varphi$	0,001	0,00215	0,00465	0,01	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
998,0	0,0 <sup>7</sup> 8625	0,0 <sup>6</sup> 1272	0,0 <sup>6</sup> 1306	0,0 <sup>6</sup> 1021	0,0 <sup>7</sup> 6652	0,0 <sup>7</sup> 3131	-0,0 <sup>6</sup> 1471	-0,0 <sup>4</sup> 1467	-0,0 <sup>3</sup> 3693	-0,0 <sup>2</sup> 1732	-0,0 <sup>2</sup> 2870	-0,0 <sup>2</sup> 3249
463,4	0,0 <sup>6</sup> 1845	0,0 <sup>6</sup> 3995	0,0 <sup>6</sup> 5908	0,0 <sup>6</sup> 6065	0,0 <sup>6</sup> 6754	0,0 <sup>6</sup> 3124	0,0 <sup>6</sup> 1800	0,0 <sup>7</sup> 8363	0,0 <sup>7</sup> 4280	0,0 <sup>7</sup> 3218	0,0 <sup>7</sup> 2984	0,0 <sup>7</sup> 2934
2150	0,0 <sup>6</sup> 2872	0,0 <sup>5</sup> 8533	0,0 <sup>5</sup> 1858	0,0 <sup>5</sup> 2737	0,0 <sup>5</sup> 2815	0,0 <sup>5</sup> 2212	0,0 <sup>5</sup> 1488	0,0 <sup>6</sup> 9620	0,0 <sup>6</sup> 6925	0,0 <sup>6</sup> 6001	0,0 <sup>6</sup> 5774	0,0 <sup>6</sup> 5724
99,80	0,0 <sup>6</sup> 3626	0,0 <sup>5</sup> 1327	0,0 <sup>5</sup> 3971	0,0 <sup>5</sup> 8582	0,0 <sup>4</sup> 1265	0,0 <sup>4</sup> 1303	0,0 <sup>4</sup> 1035	0,0 <sup>5</sup> 7201	0,0 <sup>5</sup> 5076	0,0 <sup>5</sup> 4166	0,0 <sup>5</sup> 3908	0,0 <sup>5</sup> 3847
46,30	0,0 <sup>6</sup> 4071	0,0 <sup>5</sup> 1675	0,0 <sup>5</sup> 6180	0,0 <sup>4</sup> 1830	0,0 <sup>4</sup> 3948	0,0 <sup>4</sup> 5827	0,0 <sup>4</sup> 6023	0,0 <sup>4</sup> 4879	0,0 <sup>4</sup> 3584	0,0 <sup>4</sup> 2839	0,0 <sup>4</sup> 2577	0,0 <sup>4</sup> 2510
21,48	0,0 <sup>6</sup> 4303	0,0 <sup>5</sup> 1879	0,0 <sup>5</sup> 7803	0,0 <sup>4</sup> 2843	0,0 <sup>4</sup> 8384	0,0 <sup>4</sup> 1808	0,0 <sup>4</sup> 2652	0,0 <sup>4</sup> 2765	0,0 <sup>4</sup> 2320	0,0 <sup>4</sup> 1874	0,0 <sup>4</sup> 1663	0,0 <sup>4</sup> 1600
9,970	0,0 <sup>6</sup> 4417	0,0 <sup>5</sup> 1986	0,0 <sup>5</sup> 8759	0,0 <sup>4</sup> 3586	0,0 <sup>4</sup> 1298	0,0 <sup>4</sup> 3821	0,0 <sup>4</sup> 8092	0,0 <sup>4</sup> 1180	0,0 <sup>4</sup> 1250	0,0 <sup>4</sup> 1117	0,0 <sup>4</sup> 1003	0,0 <sup>4</sup> 9603
4,625	0,0 <sup>6</sup> 4471	0,0 <sup>5</sup> 2039	0,0 <sup>5</sup> 9257	0,0 <sup>4</sup> 4023	0,0 <sup>4</sup> 1635	0,0 <sup>4</sup> 5896	0,0 <sup>4</sup> 1684	0,0 <sup>4</sup> 23479	0,0 <sup>4</sup> 5009	0,0 <sup>4</sup> 5418	0,0 <sup>4</sup> 5227	0,0 <sup>4</sup> 5071
2,146	0,0 <sup>6</sup> 4496	0,0 <sup>5</sup> 2063	0,0 <sup>5</sup> 9502	0,0 <sup>4</sup> 4251	0,0 <sup>4</sup> 1832	0,0 <sup>4</sup> 7406	0,0 <sup>4</sup> 2570	0,0 <sup>4</sup> 27020	0,01381	0,01916	0,02108	0,02137
0,9961	0,0 <sup>6</sup> 4508	0,0 <sup>5</sup> 2075	0,0 <sup>5</sup> 9619	0,0 <sup>4</sup> 4363	0,0 <sup>4</sup> 1935	0,0 <sup>4</sup> 8292	0,0 <sup>4</sup> 3208	0,01049	0,02633	0,04644	0,05998	0,06501
0,4623	0,0 <sup>6</sup> 4514	0,0 <sup>5</sup> 2081	0,0 <sup>5</sup> 9674	0,0 <sup>4</sup> 4416	0,0 <sup>4</sup> 1985	0,0 <sup>4</sup> 8752	0,0 <sup>4</sup> 3580	0,01293	0,03785	0,07975	0,1186	0,1376
0,2145	0,0 <sup>6</sup> 4516	0,0 <sup>5</sup> 2083	0,0 <sup>5</sup> 9699	0,0 <sup>4</sup> 4441	0,0 <sup>4</sup> 2010	0,0 <sup>4</sup> 8978	0,0 <sup>4</sup> 3773	0,01433	0,04562	0,1071	0,1771	0,2140
0,09953	0,0<											

$$\varphi = 0,068$$

K:

$\alpha \backslash \varphi$	0,001	0,00215	0,00465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
215,0	0,0 <sup>6</sup> 2854	0,0 <sup>6</sup> 8490	0,0 <sup>5</sup> 1851	0,0 <sup>5</sup> 2733	0,0 <sup>5</sup> 2813	0,0 <sup>5</sup> 2167	0,0 <sup>6</sup> 8879	0,0 <sup>4</sup> 1135	-0,0 <sup>2</sup> 1050	-0,05974	-2,1681	-3,994
99,80	0,0 <sup>6</sup> 3602	0,0 <sup>5</sup> 1319	0,0 <sup>5</sup> 3951	0,0 <sup>5</sup> 8553	0,0 <sup>4</sup> 1263	0,0 <sup>4</sup> 1304	0,0 <sup>4</sup> 1027	0,0 <sup>5</sup> 6492	0,0 <sup>5</sup> 3128	0,0 <sup>5</sup> 1693	0,0 <sup>5</sup> 1304	0,0 <sup>5</sup> 1214
46,30	0,0 <sup>6</sup> 4042	0,0 <sup>5</sup> 1663	0,0 <sup>5</sup> 6143	0,0 <sup>4</sup> 1821	0,0 <sup>4</sup> 3934	0,0 <sup>4</sup> 5819	0,0 <sup>4</sup> 6032	0,0 <sup>4</sup> 4905	0,0 <sup>4</sup> 3633	0,0 <sup>4</sup> 2899	0,0 <sup>4</sup> 2631	0,0 <sup>4</sup> 2561
21,48	0,0 <sup>6</sup> 4272	0,0 <sup>5</sup> 1866	0,0 <sup>5</sup> 7751	0,0 <sup>4</sup> 2826	0,0 <sup>4</sup> 8342	0,0 <sup>3</sup> 1802	0,0 <sup>3</sup> 2649	0,0 <sup>3</sup> 2774	0,0 <sup>3</sup> 2350	0,0 <sup>3</sup> 1921	0,0 <sup>3</sup> 1712	0,0 <sup>3</sup> 1649
9,970	0,0 <sup>6</sup> 4385	0,0 <sup>5</sup> 1972	0,0 <sup>5</sup> 8697	0,0 <sup>4</sup> 3562	0,0 <sup>3</sup> 1291	0,0 <sup>3</sup> 3801	0,0 <sup>3</sup> 8065	0,0 <sup>2</sup> 1179	0,0 <sup>2</sup> 1254	0,0 <sup>2</sup> 1129	0,0 <sup>2</sup> 1019	0,0 <sup>2</sup> 9765
4,625	0,0 <sup>6</sup> 4438	0,0 <sup>5</sup> 2024	0,0 <sup>5</sup> 9191	0,0 <sup>4</sup> 3995	0,0 <sup>3</sup> 1624	0,0 <sup>3</sup> 5860	0,0 <sup>2</sup> 1675	0,0 <sup>2</sup> 3467	0,0 <sup>2</sup> 5007	0,0 <sup>2</sup> 5437	0,0 <sup>2</sup> 5262	0,0 <sup>2</sup> 5111
2,146	0,0 <sup>6</sup> 4464	0,0 <sup>5</sup> 2048	0,0 <sup>5</sup> 9433	0,0 <sup>4</sup> 4220	0,0 <sup>3</sup> 1819	0,0 <sup>3</sup> 7357	0,0 <sup>2</sup> 2535	0,0 <sup>2</sup> 6985	0,01377	0,01914	0,02111	0,02141
0,9961	0,0 <sup>6</sup> 4475	0,0 <sup>5</sup> 2060	0,0 <sup>5</sup> 9549	0,0 <sup>4</sup> 4331	0,0 <sup>3</sup> 1921	0,0 <sup>3</sup> 8233	0,0 <sup>2</sup> 3187	0,01043	0,02620	0,04627	0,05986	0,06492
0,4623	0,0 <sup>6</sup> 4481	0,0 <sup>5</sup> 2065	0,0 <sup>5</sup> 9603	0,0 <sup>4</sup> 4384	0,0 <sup>3</sup> 1971	0,0 <sup>3</sup> 8689	0,0 <sup>2</sup> 3555	0,01284	0,03761	0,07932	0,1180	0,1371
0,2145	0,0 <sup>6</sup> 4483	0,0 <sup>5</sup> 2068	0,0 <sup>5</sup> 9628	0,0 <sup>4</sup> 4409	0,0 <sup>3</sup> 1995	0,0 <sup>3</sup> 8913	0,0 <sup>2</sup> 3745	0,01423	0,04531	0,1064	0,1741	0,2128
0,09953	0,0 <sup>6</sup> 4485	0,0 <sup>5</sup> 2069	0,0 <sup>5</sup> 9640	0,0 <sup>4</sup> 4420	0,0 <sup>3</sup> 2006	0,0 <sup>3</sup> 9019	0,0 <sup>2</sup> 3889	0,01495	0,04964	0,1234	0,2132	0,2688
0,04619	0,0 <sup>6</sup> 4485	0,0 <sup>5</sup> 2070	0,0 <sup>5</sup> 9645	0,0 <sup>4</sup> 4426	0,0 <sup>3</sup> 2011	0,0 <sup>3</sup> 9069	0,0 <sup>2</sup> 3883	0,01530	0,05184	0,1326	0,2355	0,3019
0,02143	0,0 <sup>6</sup> 4485	0,0 <sup>5</sup> 2070	0,0 <sup>5</sup> 9648	0,0 <sup>4</sup> 4428	0,0 <sup>3</sup> 2014	0,0 <sup>3</sup> 9093	0,0 <sup>2</sup> 3904	0,01546	0,05290	0,1372	0,2470	0,3192
0,00995	0,0 <sup>6</sup> 4485	0,0 <sup>5</sup> 2070	0,0 <sup>5</sup> 9649	0,0 <sup>4</sup> 4429	0,0 <sup>3</sup> 2015	0,0 <sup>3</sup> 9104	0,0 <sup>2</sup> 3914	0,01554	0,05341	0,1394	0,2526	0,3277

$$\varphi = 0,147$$

K:

$\alpha \backslash \varphi$	0,001	0,00215	0,00465	0,0100	0,0215	0,0465	0,1000	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
46,30	0,0 <sup>6</sup> 3910	0,0 <sup>5</sup> 1611	0,0 <sup>5</sup> 5966	0,01777	0,0 <sup>4</sup> 3861	0,0 <sup>4</sup> 5718	0,0 <sup>4</sup> 5608	0,0 <sup>5</sup> 6585	-0,0 <sup>3</sup> 7997	-0,04205	-1,0821	-7,017
21,48	0,0 <sup>6</sup> 4129	0,0 <sup>5</sup> 1805	0,0 <sup>5</sup> 7508	0,0 <sup>4</sup> 2745	0,0 <sup>4</sup> 8139	0,0 <sup>3</sup> 1769	0,0 <sup>3</sup> 2610	0,0 <sup>3</sup> 2673	0,0 <sup>2</sup> 1921	0,0 <sup>4</sup> 9822	0,0 <sup>4</sup> 5619	0,0 <sup>4</sup> 4463
9,970	0,0 <sup>6</sup> 4237	0,0 <sup>5</sup> 1906	0,0 <sup>5</sup> 8413	0,0 <sup>4</sup> 3450	0,0 <sup>3</sup> 1253	0,0 <sup>3</sup> 3709	0,0 <sup>3</sup> 7920	0,0 <sup>2</sup> 1166	0,0 <sup>2</sup> 1247	0,0 <sup>2</sup> 1132	0,0 <sup>2</sup> 1028	0,0 <sup>2</sup> 9859
4,625	0,0 <sup>6</sup> 4288	0,0 <sup>5</sup> 1955	0,0 <sup>5</sup> 8884	0,0 <sup>4</sup> 3864	0,0 <sup>3</sup> 1573	0,0 <sup>3</sup> 5691	0,0 <sup>2</sup> 1635	0,0 <sup>2</sup> 3406	0,0 <sup>2</sup> 4968	0,0 <sup>2</sup> 5473	0,0 <sup>2</sup> 5362	0,0 <sup>2</sup> 5232
2,146	0,0 <sup>6</sup> 4312	0,0 <sup>5</sup> 1979	0,0 <sup>5</sup> 9115	0,0 <sup>4</sup> 4079	0,0 <sup>3</sup> 1760	0,0 <sup>3</sup> 7160	0,0 <sup>2</sup> 2481	0,0 <sup>2</sup> 6815	0,01353	0,01901	0,02116	0,02156
0,9961	0,0 <sup>6</sup> 4323	0,0 <sup>5</sup> 1990	0,0 <sup>5</sup> 9225	0,0 <sup>4</sup> 4185	0,0 <sup>3</sup> 1860	0,0 <sup>3</sup> 7964	0,0 <sup>2</sup> 3087	0,01012	0,02556	0,04544	0,05917	0,06441
0,4623	0,0 <sup>6</sup> 4328	0,0 <sup>5</sup> 1995	0,0 <sup>5</sup> 9277	0,0 <sup>4</sup> 4235	0,0 <sup>3</sup> 1905	0,0 <sup>3</sup> 8399	0,0 <sup>2</sup> 3438	0,01244	0,03652	0,07731	0,1155	0,1345
0,2145	0,0 <sup>6</sup> 4331	0,0 <sup>5</sup> 1998	0,0 <sup>5</sup> 9301	0,0 <sup>4</sup> 4259	0,0 <sup>3</sup> 1927	0,0 <sup>3</sup> 8612	0,0 <sup>2</sup> 3620	0,01377	0,04388	0,1032	0,1693	0,2073
0,09953	0,0 <sup>6</sup> 4332	0,0 <sup>5</sup> 1999	0,0 <sup>5</sup> 9312	0,0 <sup>4</sup> 4270	0,0 <sup>3</sup> 1938	0,0 <sup>3</sup> 8714	0,0 <sup>2</sup> 3709	0,01445	0,04801	0,1195	0,2066	0,2607
0,04619	0,0 <sup>6</sup> 4333	0,0 <sup>5</sup> 1999	0,0 <sup>5</sup> 9317	0,0 <sup>4</sup> 4275	0,0 <sup>3</sup> 1943	0,0 <sup>3</sup> 8761	0,0 <sup>2</sup> 3752	0,01478	0,05010	0,1282	0,2279	0,2922
0,02143	0,0 <sup>6</sup> 4333	0,0 <sup>5</sup> 2000	0,0 <sup>5</sup> 9320	0,0 <sup>4</sup> 4277	0,0 <sup>3</sup> 1945	0,0 <sup>3</sup> 8784	0,0 <sup>2</sup> 3771	0,01494	0,05112	0,1326	0,2388	0,3087
0,00995	0,0 <sup>6</sup> 4333	0,0 <sup>5</sup> 2000	0,0 <sup>5</sup> 9321	0,0 <sup>4</sup> 4279	0,0 <sup>3</sup> 1946	0,0 <sup>3</sup> 8794	0,0 <sup>2</sup> 3781	0,01501	0,05160	0,1347	0,2441	0,3167

$$\varphi = 0,322$$

K:

$\varphi \backslash \alpha$	0,001	0,0 <sup>2</sup> 215	0,0 <sup>2</sup> 465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
9,970	0,0 <sup>6</sup> 3546	0,0 <sup>5</sup> 1597	0,0 <sup>5</sup> 7067	0,0 <sup>4</sup> 2913	0,0 <sup>3</sup> 1067	0,0 <sup>3</sup> 3186	0,0 <sup>3</sup> 6674	0,0 <sup>3</sup> 7296	-0,0 <sup>2</sup> 2243	-0,05922	-2,3006	-67,7735
4,625	0,0 <sup>6</sup> 3586	0,0 <sup>5</sup> 1636	0,0 <sup>5</sup> 7444	0,0 <sup>4</sup> 3245	0,0 <sup>3</sup> 1378	0,0 <sup>3</sup> 4846	0,0 <sup>2</sup> 1406	0,0 <sup>2</sup> 2914	0,0 <sup>2</sup> 3836	0,0 <sup>2</sup> 2568	0,0 <sup>2</sup> 3505	-0,0 <sup>3</sup> 6327
2,146	0,0 <sup>6</sup> 3605	0,0 <sup>5</sup> 1655	0,0 <sup>5</sup> 7628	0,0 <sup>4</sup> 3413	0,0 <sup>3</sup> 1478	0,0 <sup>3</sup> 6016	0,0 <sup>2</sup> 2113	0,0 <sup>2</sup> 5876	0,01179	0,01663	0,01864	0,01916
0,9961	0,0 <sup>6</sup> 3614	0,0 <sup>5</sup> 1664	0,0 <sup>5</sup> 7716	0,0 <sup>4</sup> 3502	0,0 <sup>3</sup> 1556	0,0 <sup>3</sup> 6690	0,0 <sup>2</sup> 2606	0,0 <sup>2</sup> 8626	0,02210	0,04010	0,05347	0,05910
0,4623	0,0 <sup>6</sup> 3618	0,0 <sup>5</sup> 1668	0,0 <sup>5</sup> 7757	0,0 <sup>4</sup> 3542	0,0 <sup>3</sup> 1534	0,0 <sup>3</sup> 7038	0,0 <sup>2</sup> 2888	0,01050	0,03112	0,06683	0,1016	0,1196
0,2145	0,0 <sup>6</sup> 3620	0,0 <sup>5</sup> 1670	0,0 <sup>5</sup> 7776	0,0 <sup>4</sup> 3561	0,0 <sup>3</sup> 1612	0,0 <sup>3</sup> 7207	0,0 <sup>2</sup> 3033	0,01156	0,03704	0,08784	0,1455	0,1793
0,09953	0,0 <sup>6</sup> 3621	0,0 <sup>5</sup> 1671	0,0 <sup>5</sup> 7785	0,0 <sup>4</sup> 3570	0,0 <sup>3</sup> 1620	0,0 <sup>3</sup> 7288	0,0 <sup>2</sup> 3104	0,01211	0,04032	0,1007	0,1751	0,2218
0,04619	0,0 <sup>6</sup> 3622	0,0 <sup>5</sup> 1671	0,0 <sup>5</sup> 7789	0,0 <sup>4</sup> 3574	0,0 <sup>3</sup> 1624	0,0 <sup>3</sup> 7326	0,0 <sup>2</sup> 3138	0,01237	0,04198	0,1076	0,1917	0,2464
0,02143	0,0 <sup>6</sup> 3622	0,0 <sup>5</sup> 1671	0,0 <sup>5</sup> 7791	0,0 <sup>4</sup> 3576	0,0 <sup>3</sup> 1626	0,0 <sup>3</sup> 7343	0,0 <sup>2</sup> 3153	0,01249	0,04278	0,1110	0,2002	0,2591
0,00995	0,0 <sup>6</sup> 3622	0,0 <sup>5</sup> 1672	0,0 <sup>5</sup> 7792	0,0 <sup>4</sup> 3577	0,0 <sup>3</sup> 1627	0,0 <sup>3</sup> 7352	0,0 <sup>2</sup> 3161	0,01255	0,04316	0,1127	0,2043	0,2653

$\varphi = 0,750$

K<sub>3</sub>

$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,00215	0,0465	0,01	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
2,146	0,0 <sup>7</sup> 3102	0,0 <sup>6</sup> 1396	0,0 <sup>6</sup> 6147	0,0 <sup>5</sup> 2472	0,0 <sup>5</sup> 7892	0,0 <sup>5</sup> 3879	-0,0 <sup>3</sup> 2599	-0,0 <sup>2</sup> 3310	-0,03146	-0,3121	-4,8602	-142,606
0,9961	0,0 <sup>7</sup> 3138	0,0 <sup>6</sup> 1432	0,0 <sup>6</sup> 6506	0,0 <sup>5</sup> 2824	0,0 <sup>4</sup> 1128	0,0 <sup>4</sup> 3613	0,0 <sup>4</sup> 2780	0,0 <sup>3</sup> 8491	-0,0 <sup>2</sup> 8739	-0,04644	-0,1350	-0,2174
0,4623	0,0 <sup>7</sup> 3155	0,0 <sup>6</sup> 1448	0,0 <sup>6</sup> 6673	0,0 <sup>5</sup> 2988	0,0 <sup>4</sup> 1287	0,0 <sup>4</sup> 5122	0,0 <sup>3</sup> 1607	0,0 <sup>3</sup> 1948	-0,0 <sup>2</sup> 1853	-0,01321	-0,03656	-0,05477
0,2145	0,0 <sup>7</sup> 3162	0,0 <sup>6</sup> 1456	0,0 <sup>6</sup> 6751	0,0 <sup>5</sup> 3064	0,0 <sup>4</sup> 1360	0,0 <sup>4</sup> 5826	0,0 <sup>3</sup> 2229	0,0 <sup>3</sup> 6788	0,0 <sup>2</sup> 1166	-0,0 <sup>2</sup> 7175	-0,0 <sup>2</sup> 6609	-0,01145
0,09953	0,0 <sup>7</sup> 3166	0,0 <sup>6</sup> 1459	0,0 <sup>6</sup> 6787	0,0 <sup>5</sup> 3099	0,0 <sup>4</sup> 1394	0,0 <sup>4</sup> 6154	0,0 <sup>3</sup> 2519	0,0 <sup>3</sup> 9052	0,0 <sup>2</sup> 2572	0,0 <sup>2</sup> 4980	0,0 <sup>2</sup> 6599	0,0 <sup>2</sup> 7262
0,04619	0,0 <sup>7</sup> 3168	0,0 <sup>6</sup> 1461	0,0 <sup>6</sup> 6803	0,0 <sup>5</sup> 3116	0,0 <sup>4</sup> 1410	0,0 <sup>4</sup> 6306	0,0 <sup>3</sup> 2654	0,0 <sup>2</sup> 1011	0,0 <sup>2</sup> 3231	0,0 <sup>2</sup> 7649	0,01278	0,02600
0,02143	0,0 <sup>7</sup> 3168	0,0 <sup>6</sup> 1462	0,0 <sup>6</sup> 6811	0,0 <sup>5</sup> 3123	0,0 <sup>4</sup> 1418	0,0 <sup>4</sup> 6377	0,0 <sup>3</sup> 2717	0,0 <sup>2</sup> 1060	0,0 <sup>2</sup> 3538	0,0 <sup>2</sup> 8897	0,01567	0,02011
0,00995	0,0 <sup>7</sup> 3169	0,0 <sup>6</sup> 1462	0,0 <sup>6</sup> 6815	0,0 <sup>5</sup> 3127	0,0 <sup>4</sup> 1421	0,0 <sup>4</sup> 6410	0,0 <sup>3</sup> 2746	0,0 <sup>2</sup> 1083	0,0 <sup>2</sup> 3681	0,0 <sup>2</sup> 9479	0,01702	0,02202

$\varphi = 1,05$

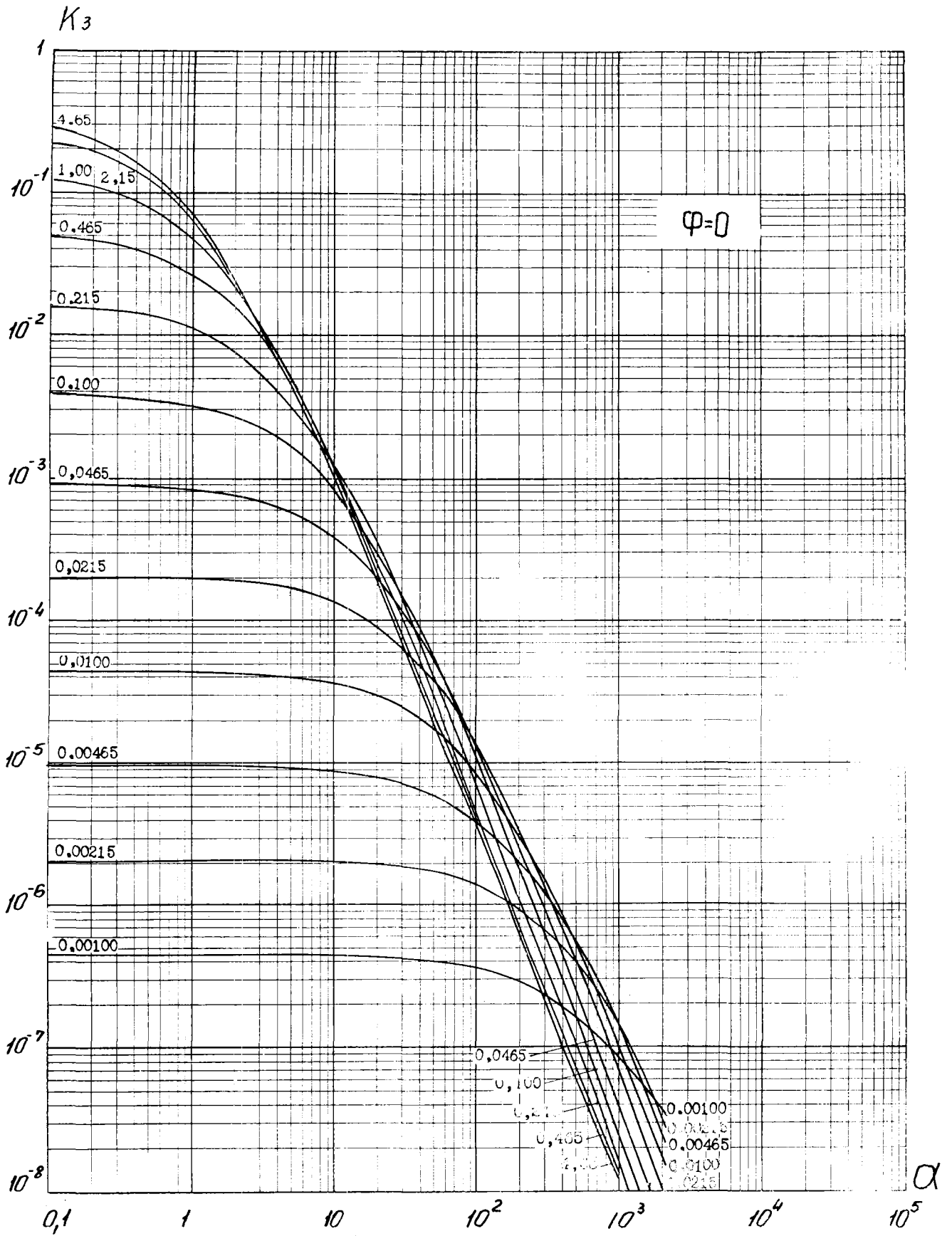
K<sub>3</sub>

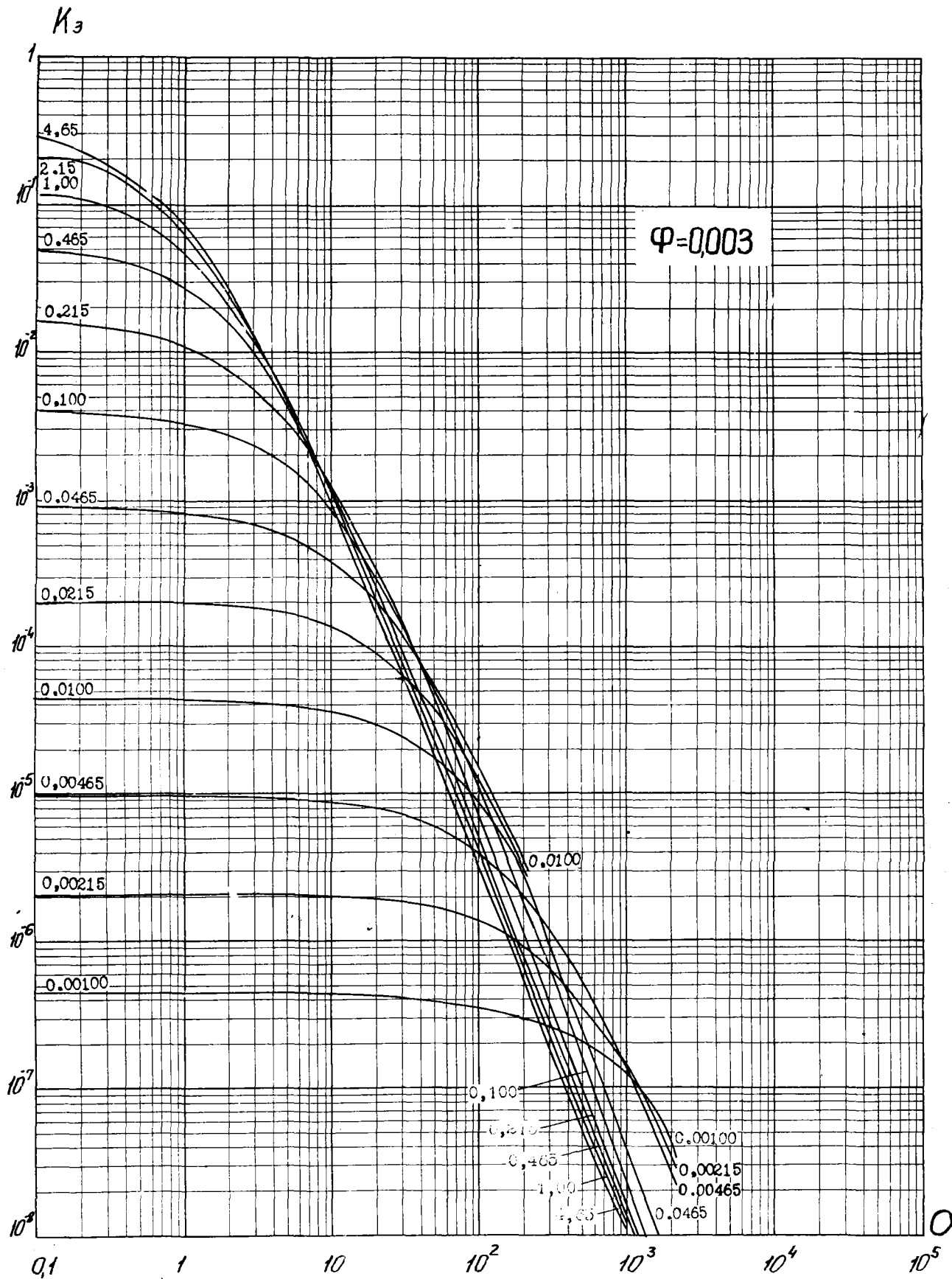
$\alpha \backslash \beta$	0,001	0,00215	0,00465	0,01	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
0,9961	-0,0 <sup>6</sup> 2269	-0,0 <sup>5</sup> 1050	-0,0 <sup>5</sup> 4919	-0,0 <sup>4</sup> 2285	-0,0 <sup>3</sup> 1065	-0,0 <sup>3</sup> 5074	-0,0 <sup>2</sup> 2431	-0,01198	-0,06180	-0,3158	-13707	-3,5786
0,4623	-0,0 <sup>6</sup> 2266	-0,0 <sup>5</sup> 1047	-0,0 <sup>5</sup> 4893	-0,0 <sup>4</sup> 2258	-0,0 <sup>3</sup> 1039	-0,0 <sup>3</sup> 4813	-0,0 <sup>2</sup> 2176	-0,09531	-0,03900	-0,3110	-0,3079	-0,4682
0,2145	-0,0 <sup>6</sup> 2265	-0,0 <sup>5</sup> 1046	-0,0 <sup>5</sup> 4881	-0,0 <sup>4</sup> 2246	-0,0 <sup>3</sup> 1027	-0,0 <sup>3</sup> 4697	-0,0 <sup>2</sup> 2068	-0,08600	-0,03204	-0,09350	-0,1888	-0,2606
0,09953	-0,0 <sup>6</sup> 2264	-0,0 <sup>5</sup> 1046	-0,0 <sup>5</sup> 4875	-0,0 <sup>4</sup> 2241	-0,0 <sup>3</sup> 1022	-0,0 <sup>3</sup> 4644	-0,0 <sup>2</sup> 2020	-0,08203	-0,02932	-0,08071	-0,1539	-0,2054
0,04619	-0,0 <sup>6</sup> 2264	-0,0 <sup>5</sup> 1045	-0,0 <sup>5</sup> 4872	-0,0 <sup>4</sup> 2238	-0,0 <sup>3</sup> 1019	-0,0 <sup>3</sup> 4620	-0,0 <sup>2</sup> 1998	-0,08027	-0,02815	-0,07551	-0,1405	-0,1849
0,02143	-0,0 <sup>6</sup> 2264	-0,0 <sup>5</sup> 1045	-0,0 <sup>5</sup> 4871	-0,0 <sup>4</sup> 2237	-0,0 <sup>3</sup> 1018	-0,0 <sup>3</sup> 4609	-0,0 <sup>2</sup> 1988	-0,07946	-0,02762	-0,07323	-0,1347	-0,1763
0,00995	-0,0 <sup>6</sup> 2264	-0,0 <sup>5</sup> 1045	-0,0 <sup>5</sup> 4871	-0,0 <sup>4</sup> 2236	-0,0 <sup>3</sup> 1018	-0,0 <sup>3</sup> 4603	-0,0 <sup>2</sup> 1983	-0,07909	-0,02738	-0,07220	-0,1322	-0,1725

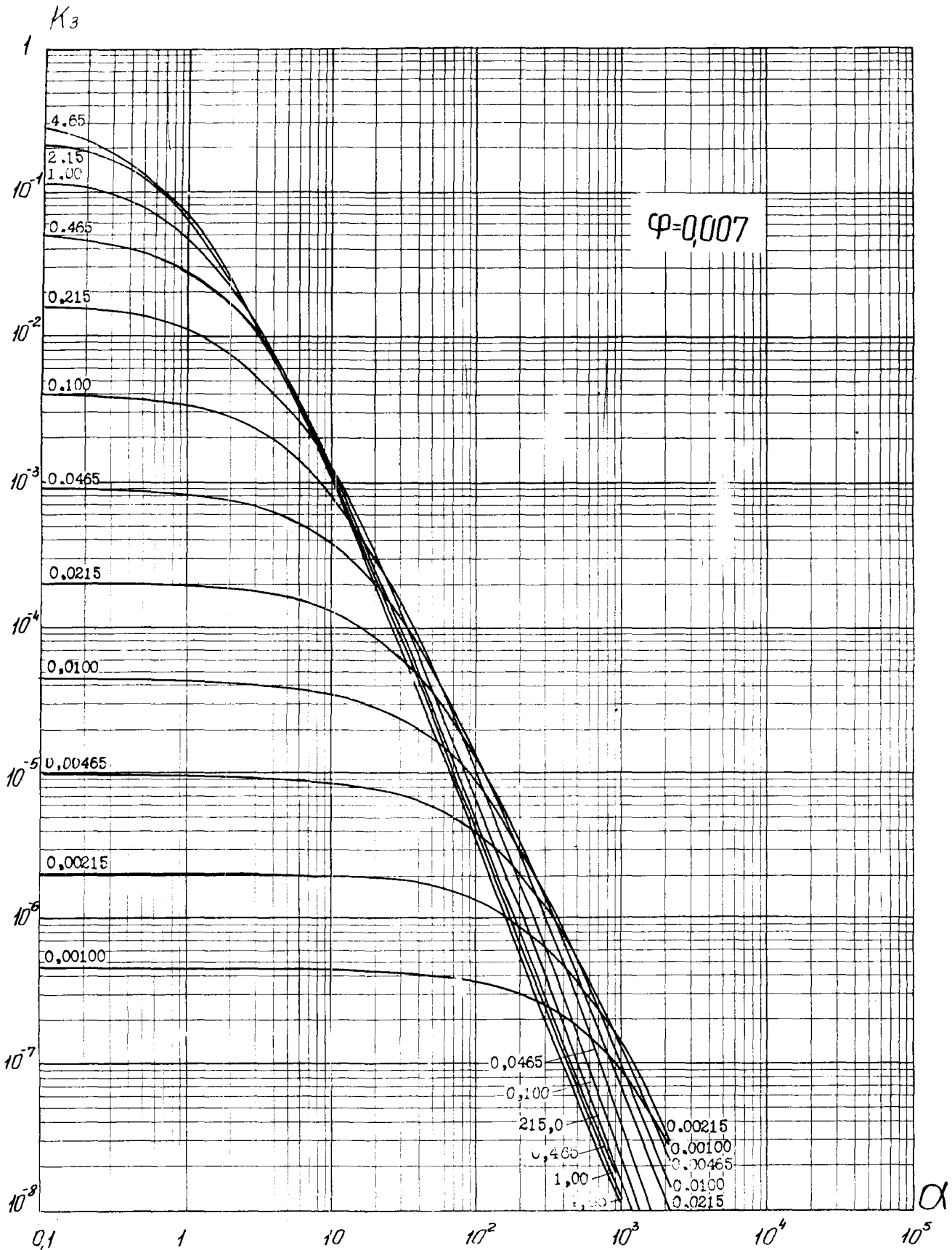
$\varphi = 1,57$

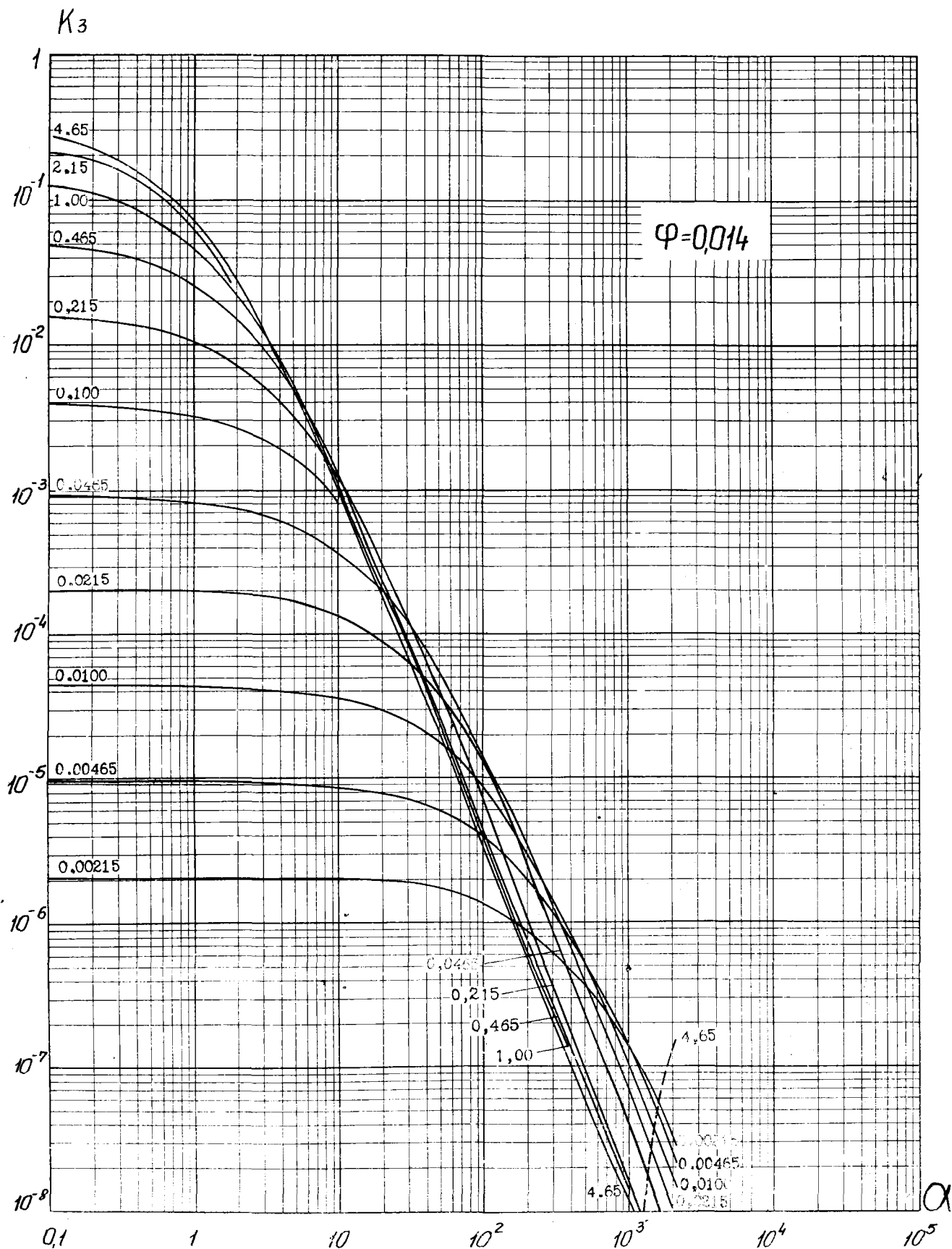
K<sub>3</sub>

$\alpha \backslash \beta$	0,01	0,00215	0,00465	0,01	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
0,9961	-0,0 <sup>6</sup> 4538	-0,0 <sup>5</sup> 2100	-0,0 <sup>5</sup> 9845	-0,0 <sup>4</sup> 4575	-0,0 <sup>3</sup> 2137	-0,0 <sup>2</sup> 1023	-0,0 <sup>2</sup> 4964	-0,02543	-0,1479	-1,0627	-11,316	-207,07
0,4623	-0,0 <sup>6</sup> 4532	-0,0 <sup>5</sup> 2094	-0,0 <sup>5</sup> 9789	-0,0 <sup>4</sup> 4519	-0,0 <sup>3</sup> 2081	-0,0 <sup>3</sup> 9657	-0,0 <sup>2</sup> 4386	-0,01946	-0,08253	-0,3010	-0,8076	-1,3835
0,2145	-0,0 <sup>6</sup> 4530	-0,0 <sup>5</sup> 2092	-0,0 <sup>5</sup> 9763	-0,0 <sup>4</sup> 4494	-0,0 <sup>3</sup> 2056	-0,0 <sup>3</sup> 9407	-0,0 <sup>2</sup> 4150	-0,01734	-0,06544	-0,1965	-0,4138	-0,5916
0,09953	-0,0 <sup>6</sup> 4529	-0,0 <sup>5</sup> 2091	-0,0 <sup>5</sup> 9751	-0,0 <sup>4</sup> 4482	-0,0 <sup>3</sup> 2045	-0,0 <sup>3</sup> 9295	-0,0 <sup>2</sup> 4046	-0,02647	-0,05915	-0,1647	-0,3192	-0,4320
0,04619	-0,0 <sup>6</sup> 4528	-0,0 <sup>5</sup> 2090	-0,0 <sup>5</sup> 9745	-0,0 <sup>4</sup> 4476	-0,0 <sup>3</sup> 2039	-0,0 <sup>3</sup> 9243	-0,0 <sup>2</sup> 3999	-0,01607	-0,05651	-0,1523	-0,2854	-0,3780
0,02143	-0,0 <sup>6</sup> 4528	-0,0 <sup>5</sup> 2090	-0,0 <sup>5</sup> 9743	-0,0 <sup>4</sup> 4474	-0,0 <sup>3</sup> 2037	-0,0 <sup>3</sup> 9219	-0,0 <sup>2</sup> 3977	-0,01590	-0,05534	-0,1470	-0,2713	-0,3561
0,00995	-0,0 <sup>6</sup> 4528	-0,0 <sup>5</sup> 2090	-0,0 <sup>5</sup> 9742	-0,0 <sup>4</sup> 4473	-0,0 <sup>3</sup> 2036	-0,0 <sup>3</sup> 9208	-0,0 <sup>2</sup> 3967	-0,01582	-0,05481	-0,1446	-0,2652	-0,3465

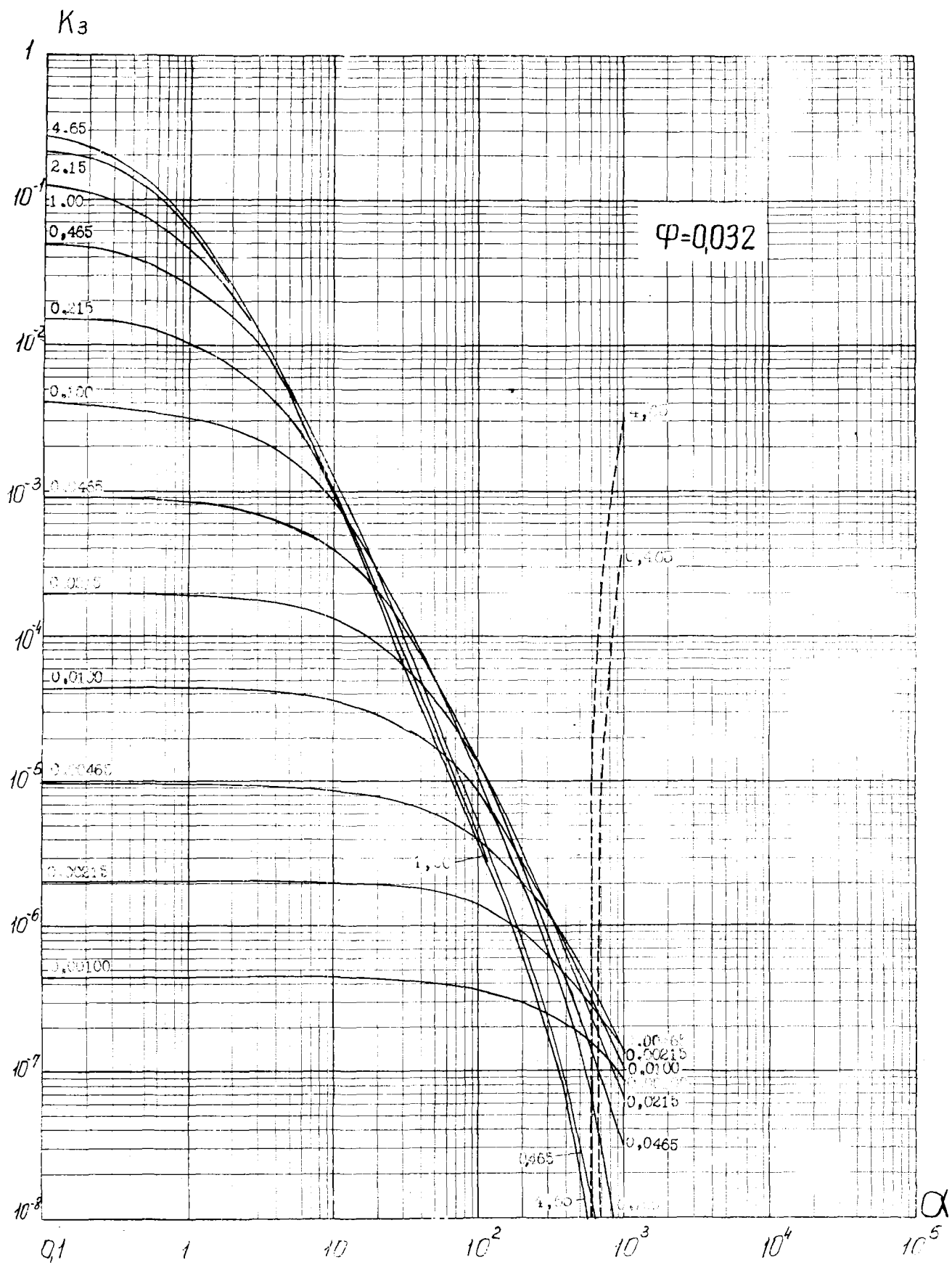


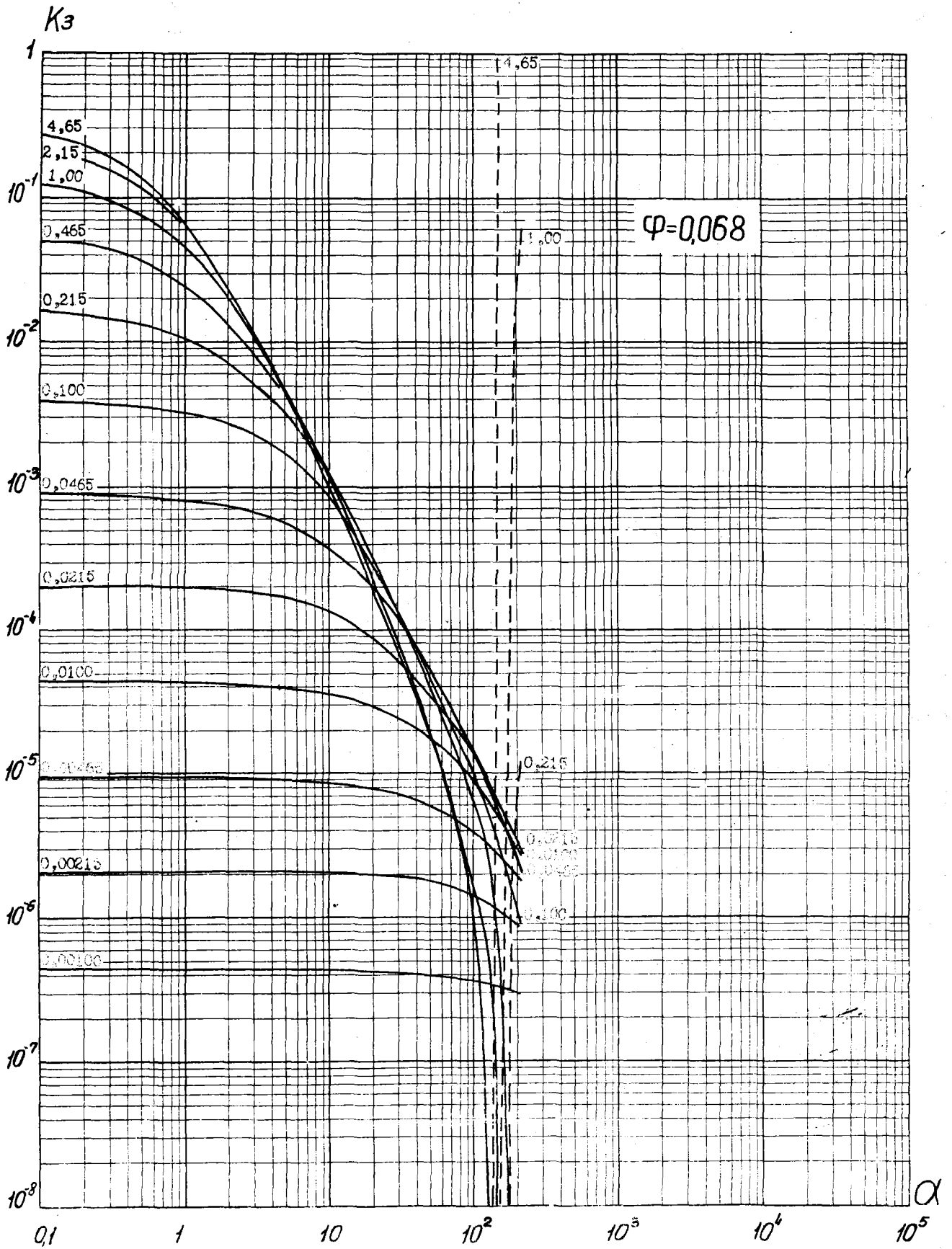


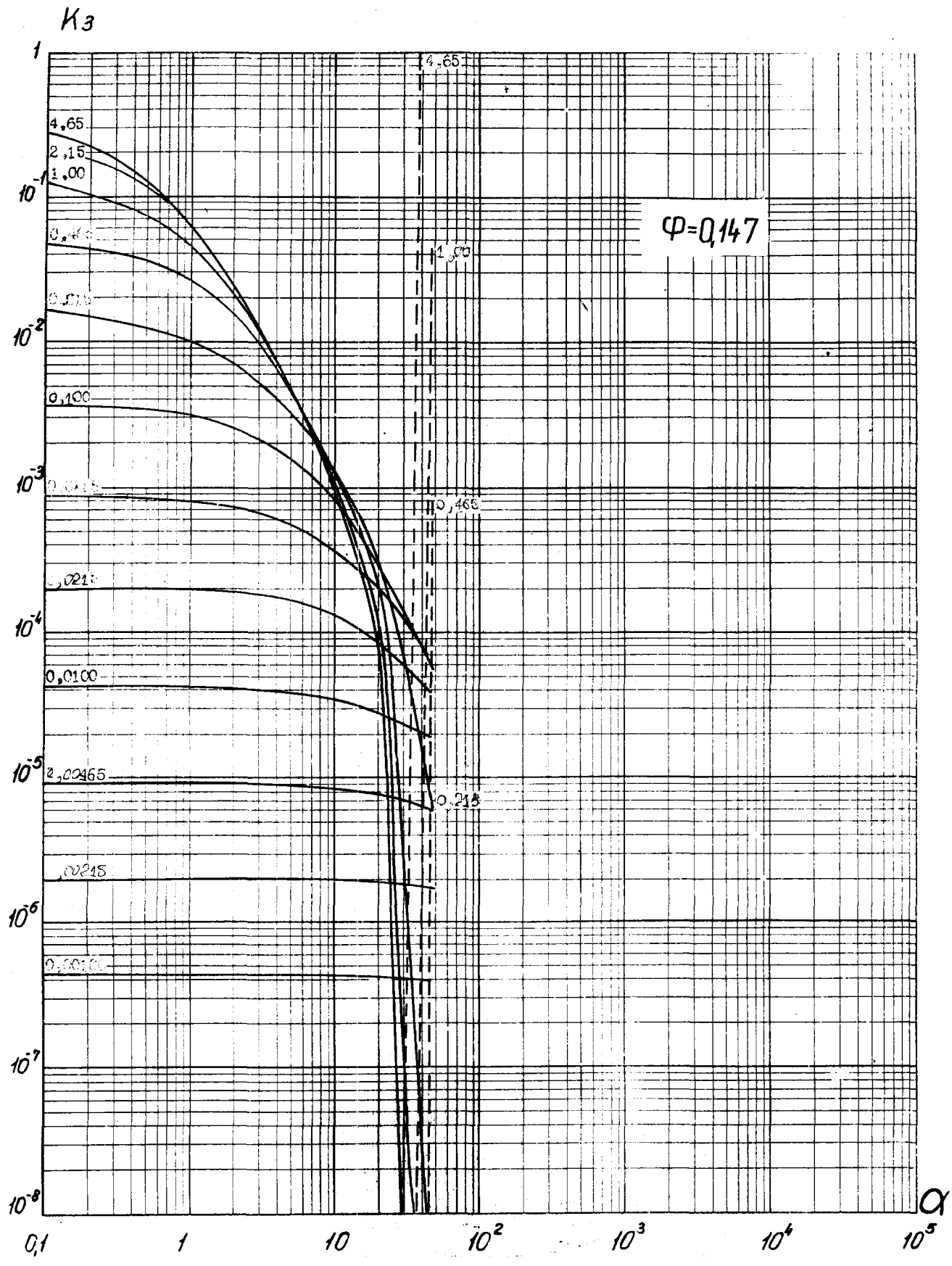


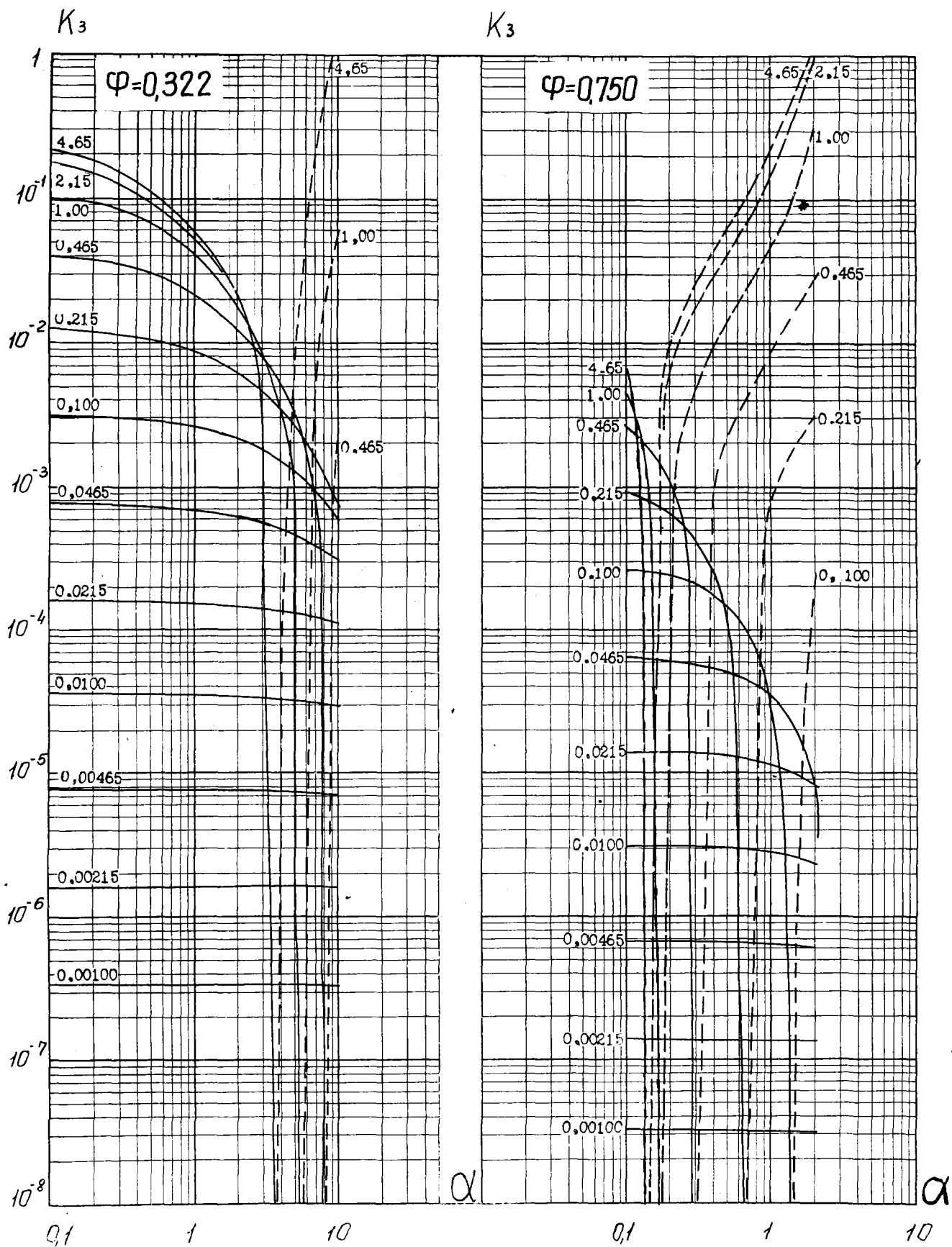


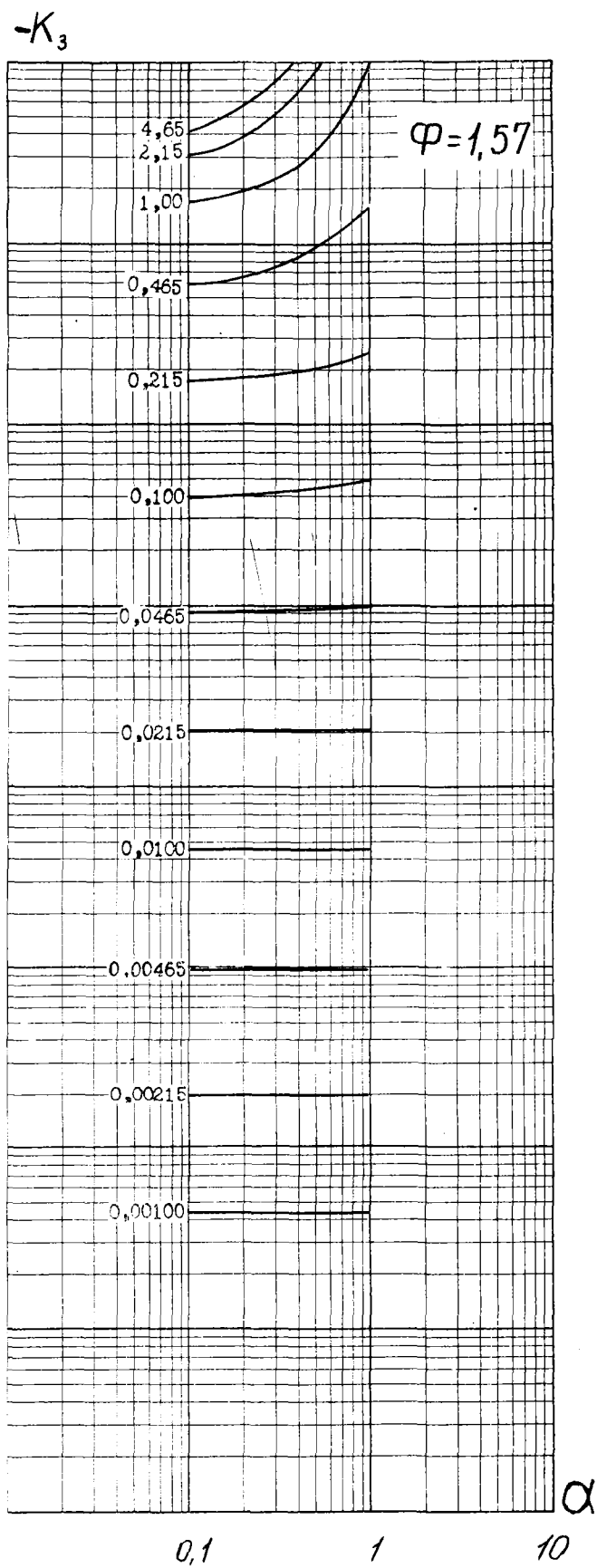
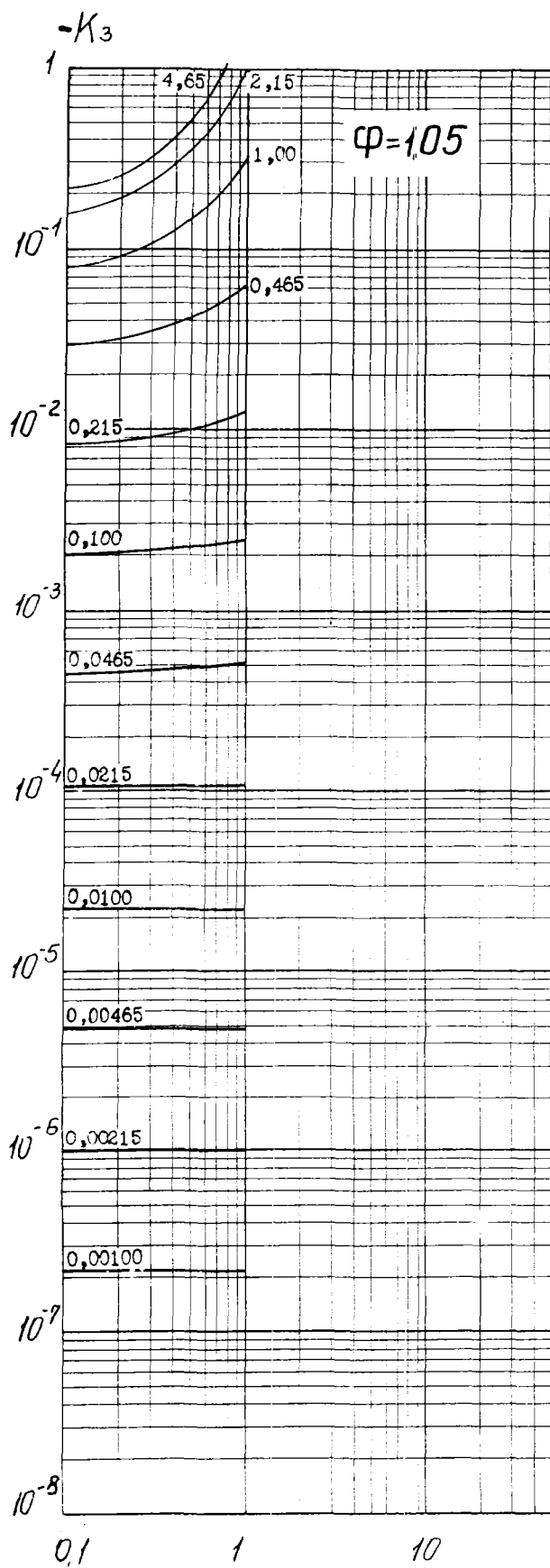


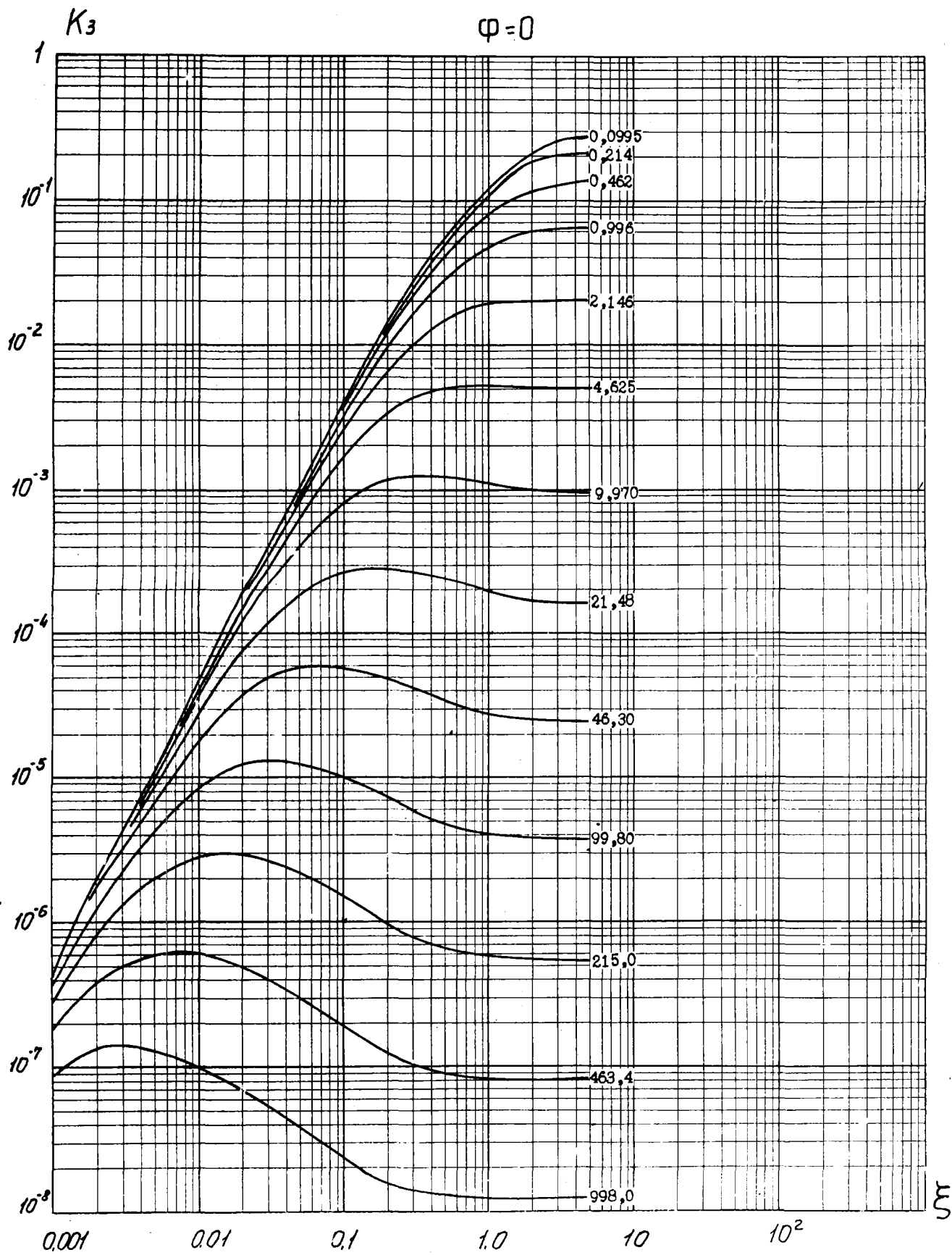






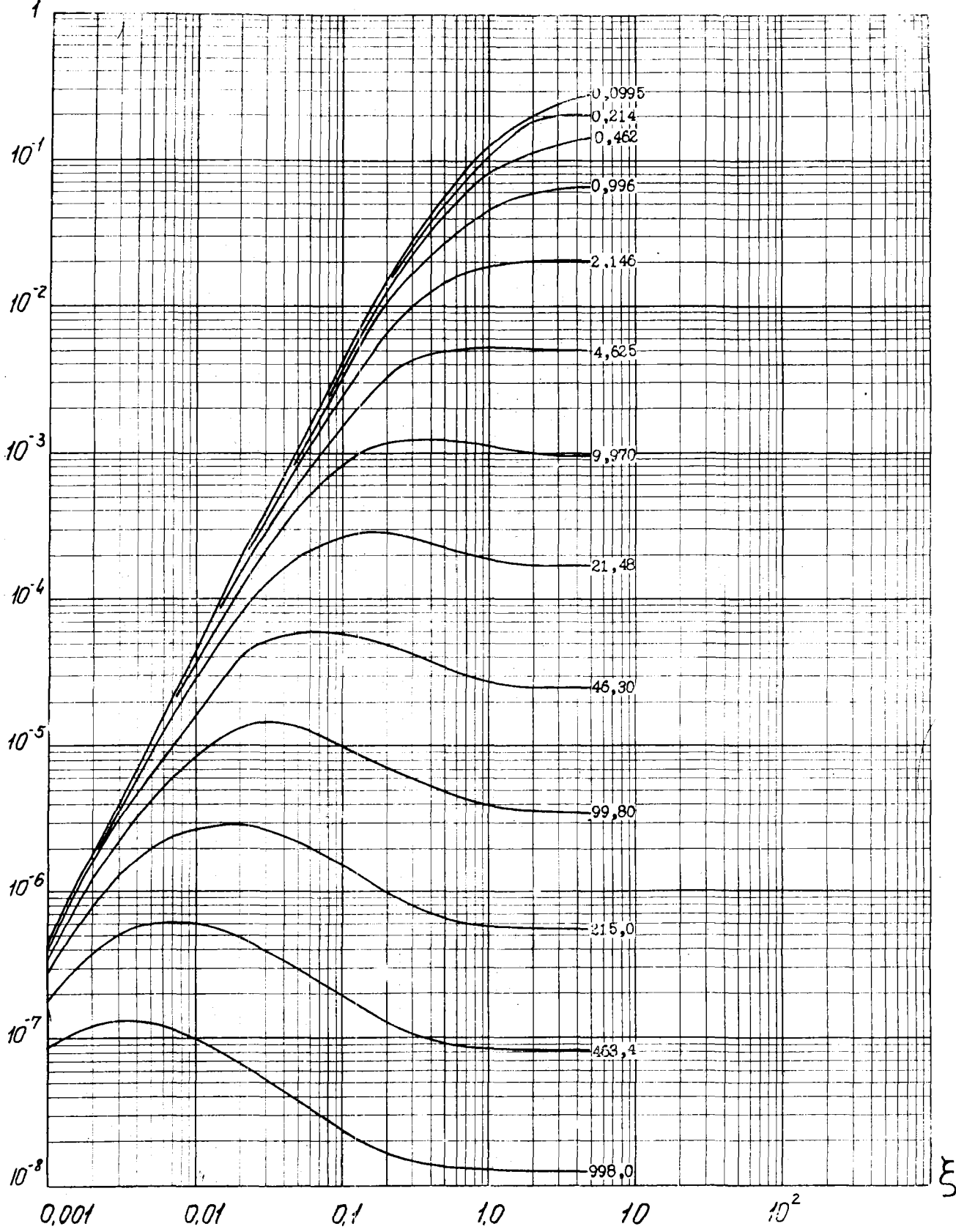






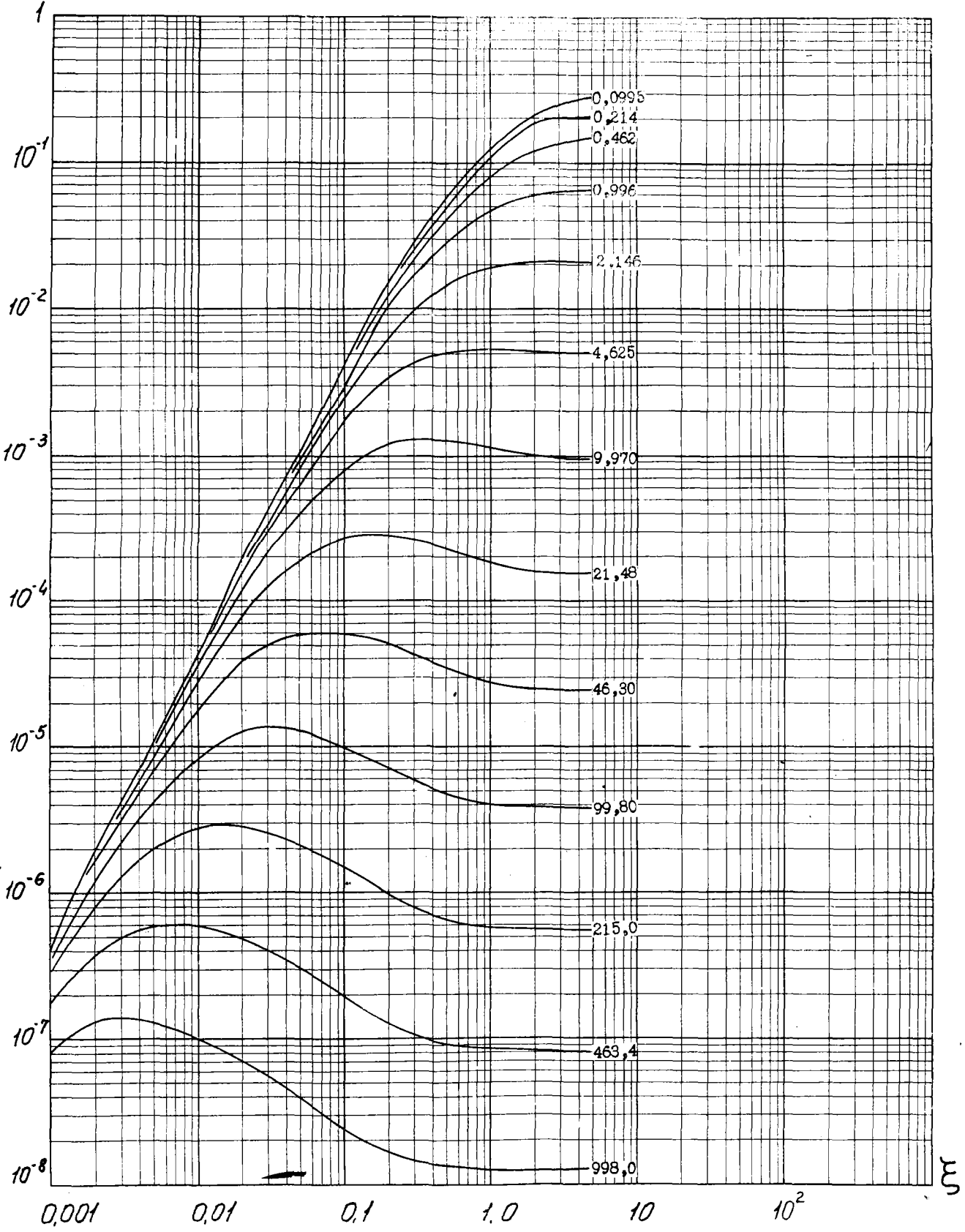
$K_3$

$\varphi = 0,003$



$K_3$

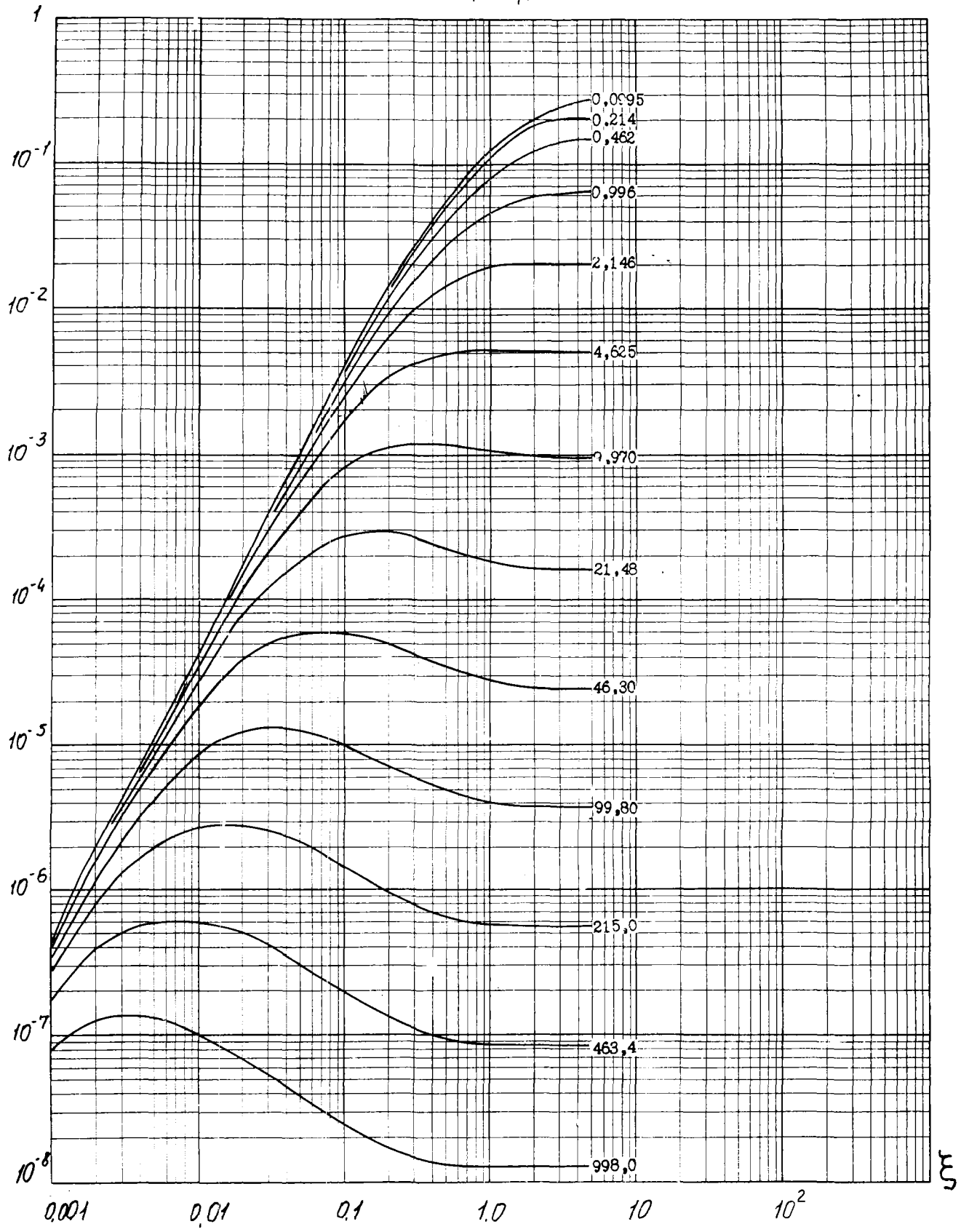
$\varphi = 0,007$





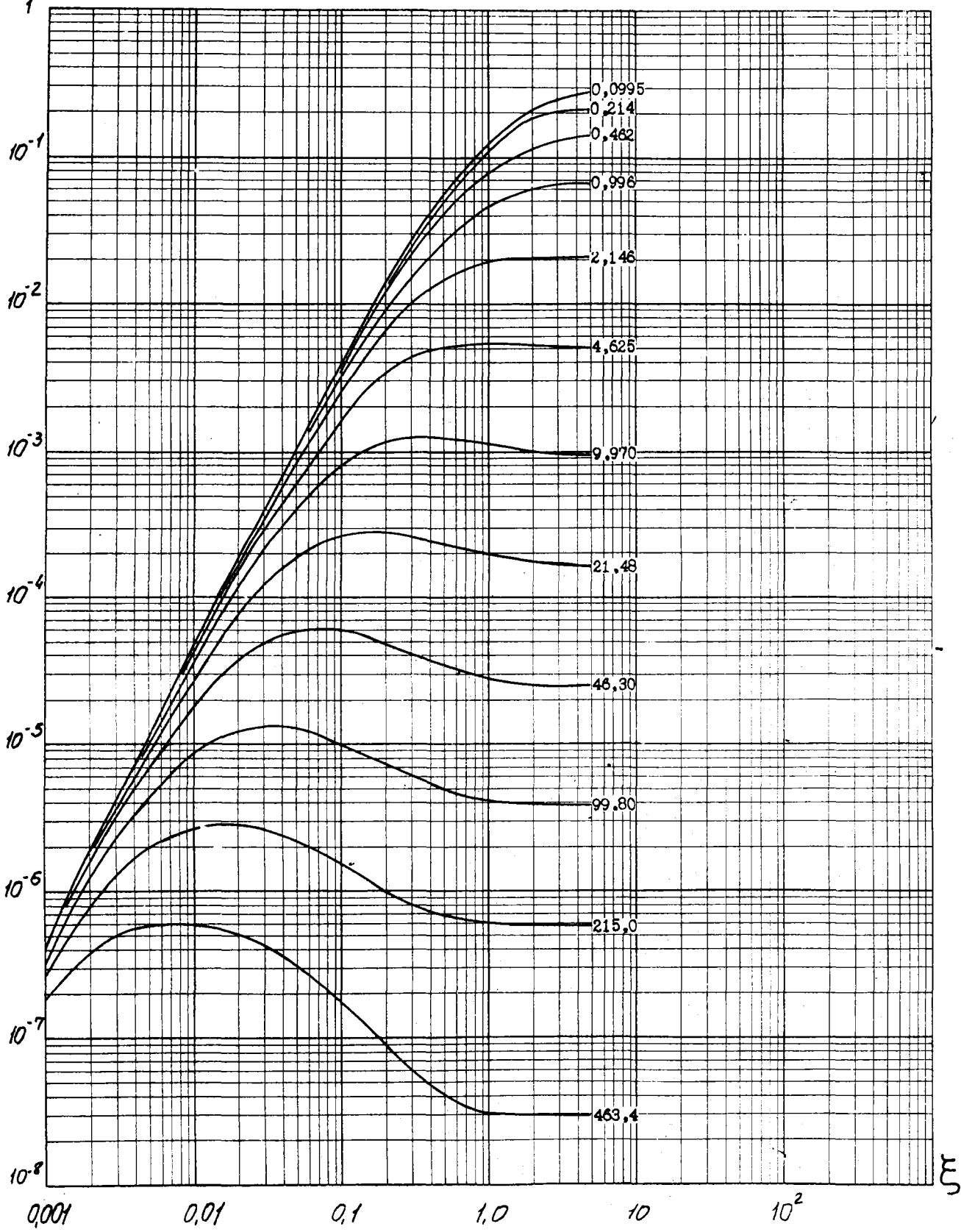
$K_3$

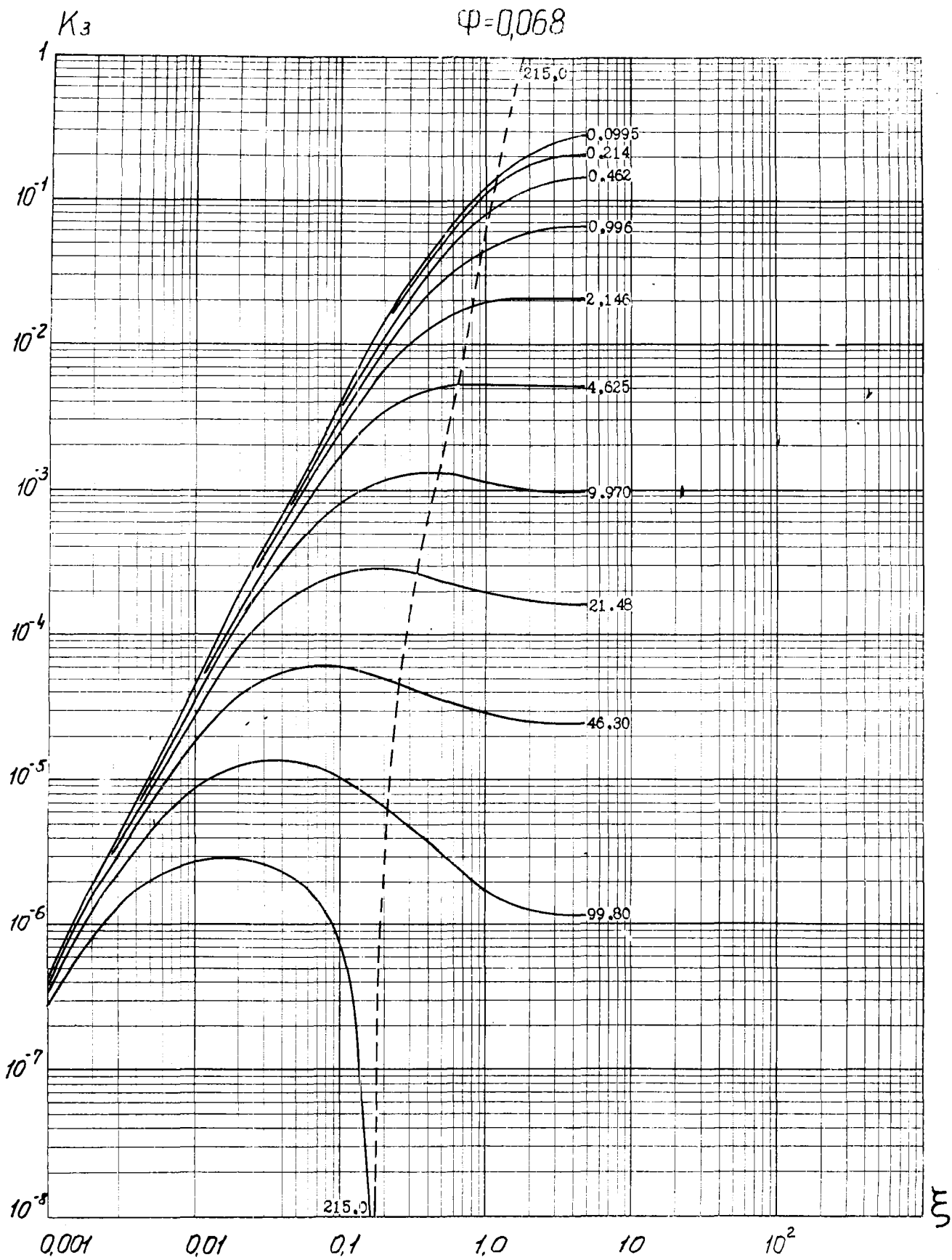
$\psi = 0,014$



$K_3$

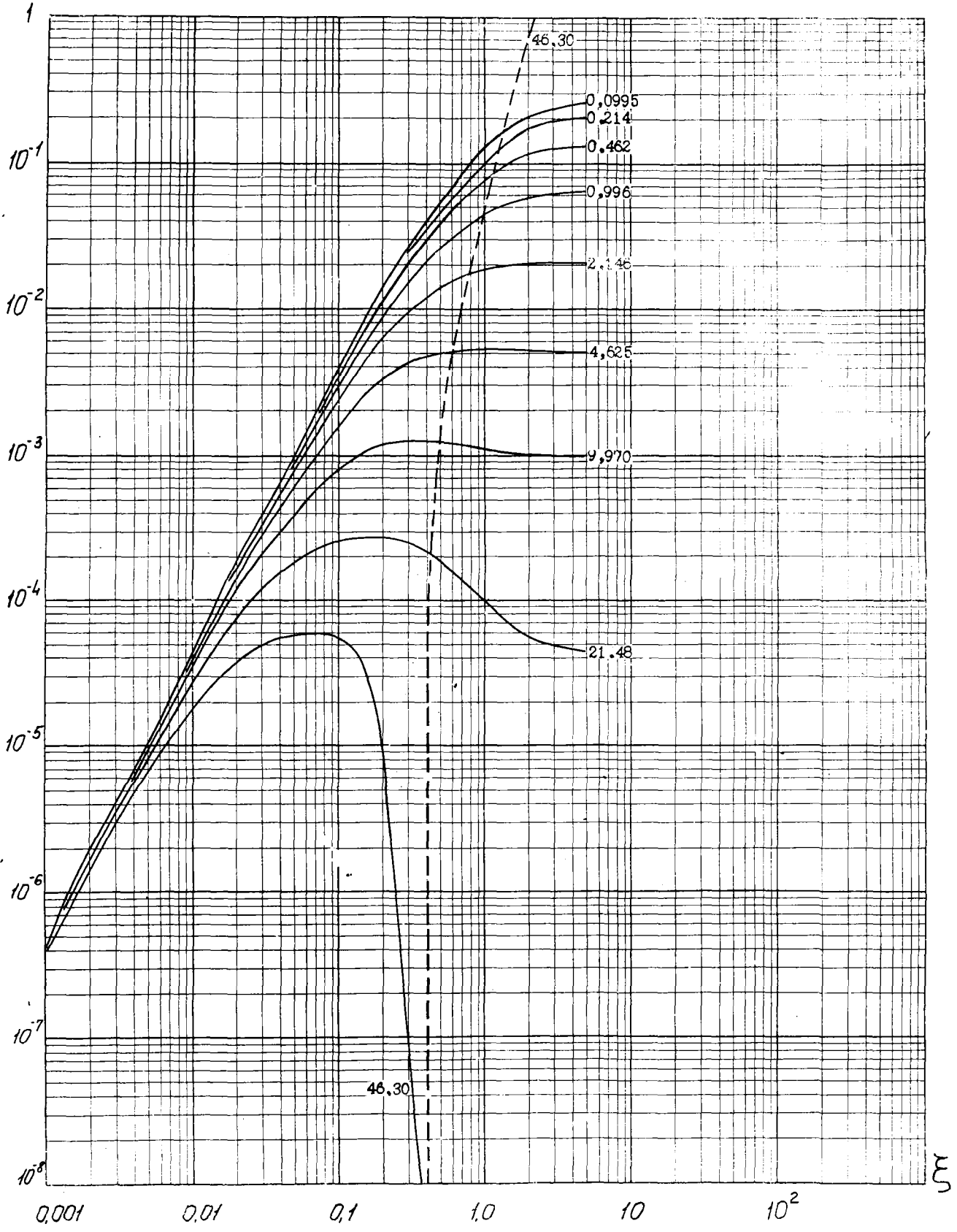
$\varphi = 0,032$





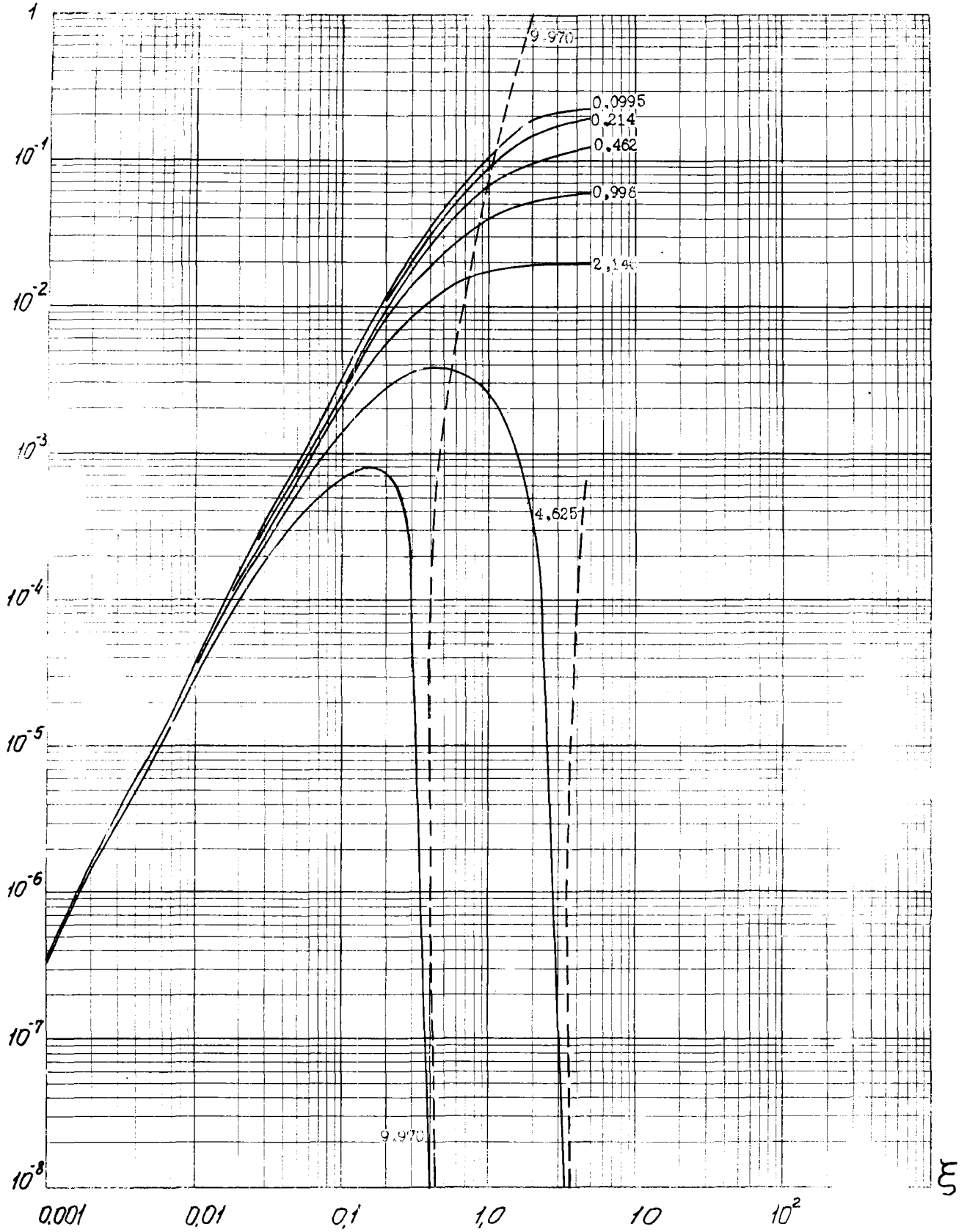
$K_3$

$\varphi=0,147$



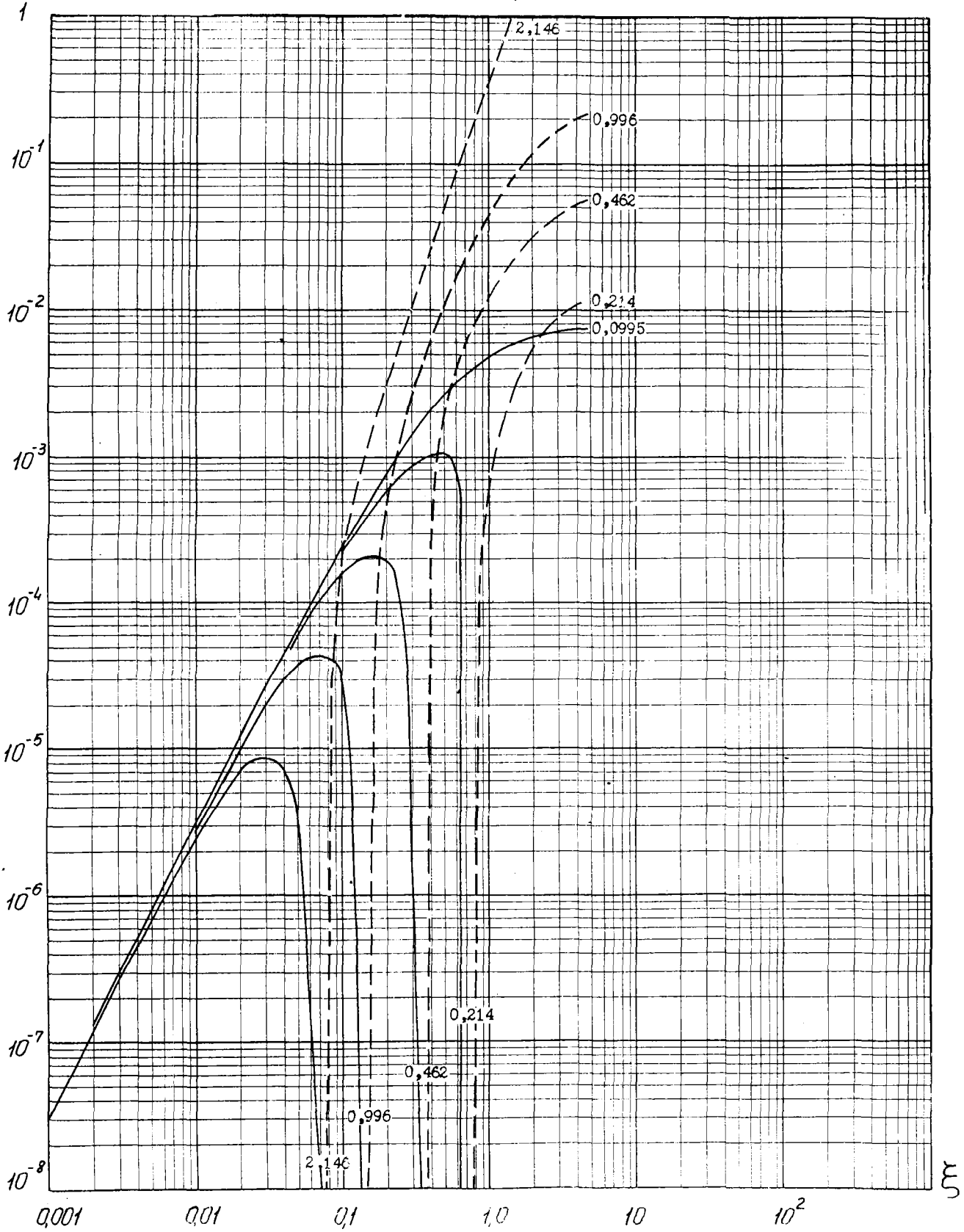
$K_3$

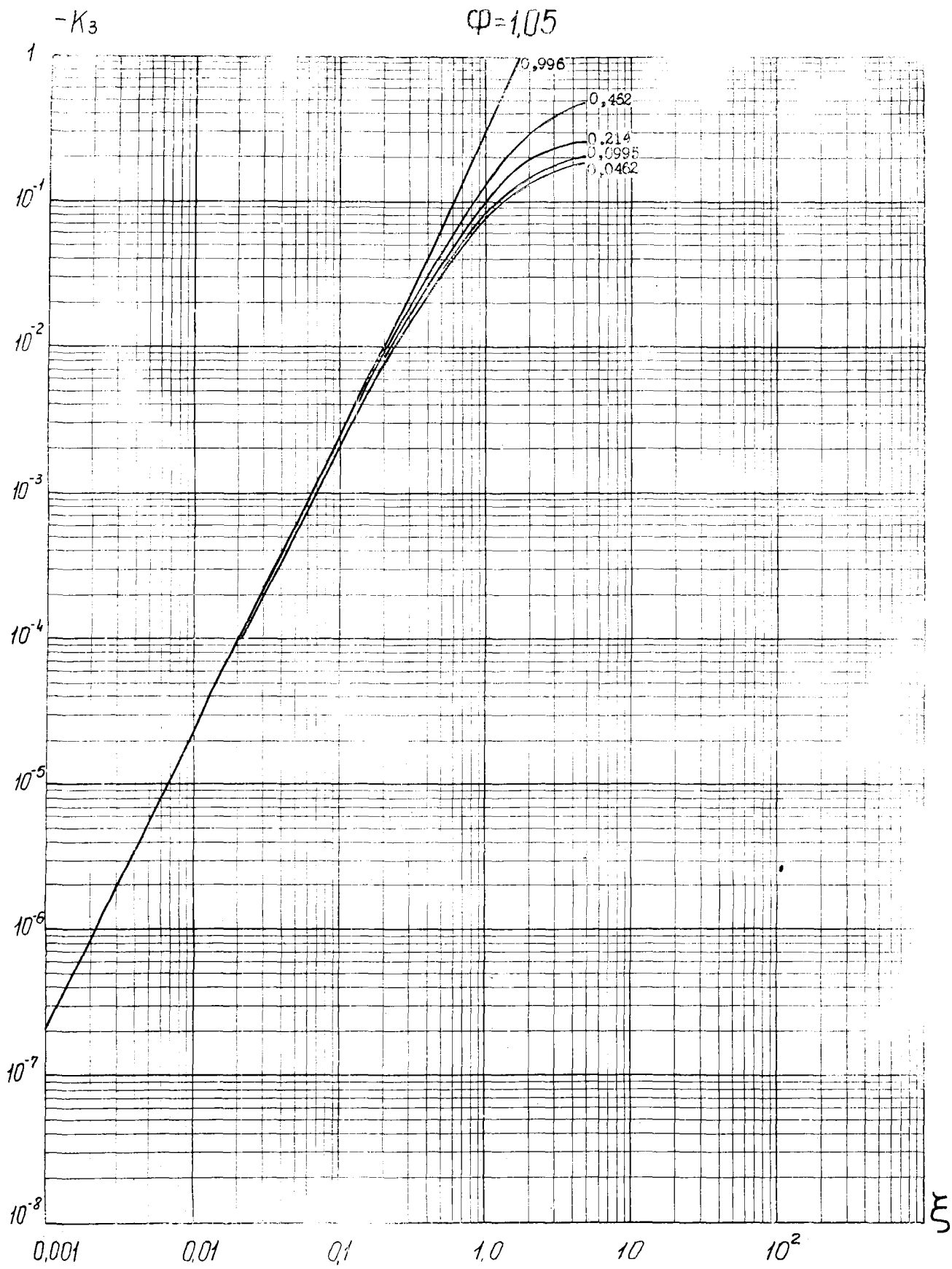
$\varphi=0,322$

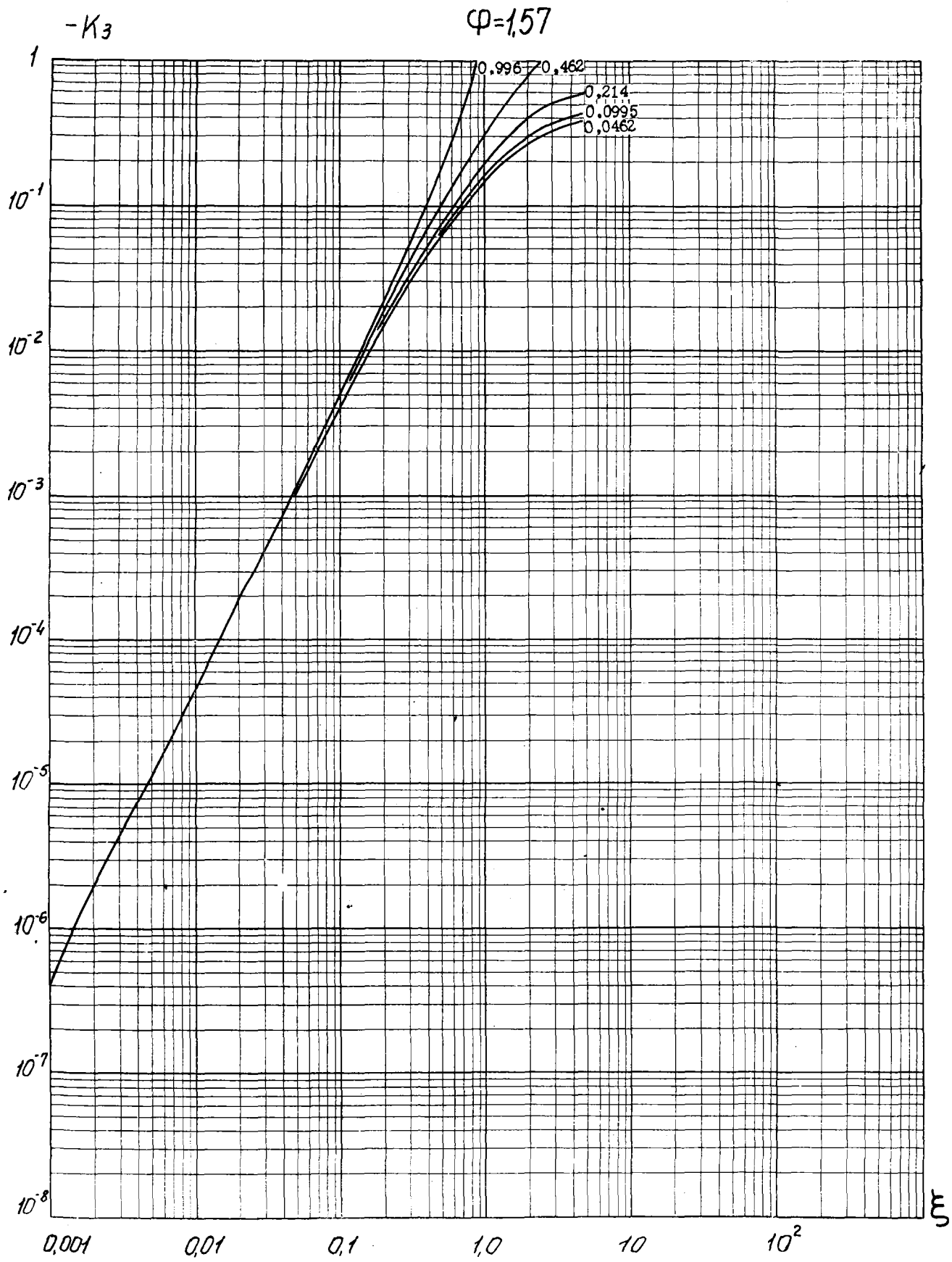


$K_3$

$\varphi=0,750$









ФУНКЦИИ  $K_4(\alpha, \xi, \varphi)$

ТАБЛИЦЫ И ГРАФИКИ



$$\varphi = 0$$

K<sub>i</sub>

$\alpha \backslash \beta$	0,00I	0,002I5	0,00465	0,0I0	0,02I5	0,0465	0,100	0,2I5	0,465	I,00	2,15
2I5,0	0,0 <sup>8</sup> I860	0,0 <sup>8</sup> I007	0,0 <sup>8</sup> 3562	0,0 <sup>8</sup> 739I	0,0 <sup>8</sup> 9423	0,0 <sup>8</sup> 8374	0,0 <sup>8</sup> 5980	0,0 <sup>8</sup> 3888	0,0 <sup>8</sup> 2683	0,0 <sup>8</sup> 225I	0,0 <sup>8</sup> 2I42
99,80	0,0 <sup>9</sup> 2565	0,0 <sup>8</sup> I848	0,0 <sup>7</sup> I0II	0,0 <sup>7</sup> 3536	0,0 <sup>7</sup> 7336	0,0 <sup>7</sup> 9375	0,0 <sup>7</sup> 8390	0,0 <sup>7</sup> 6I32	0,0 <sup>7</sup> 4273	0,0 <sup>7</sup> 339I	0,0 <sup>7</sup> 3I25
46,30	0,0 <sup>9</sup> 3008	0,0 <sup>8</sup> 2545	0,0 <sup>7</sup> I858	0,0 <sup>6</sup> I00I	0,0 <sup>6</sup> 3489	0,0 <sup>6</sup> 7252	0,0 <sup>6</sup> 9259	0,0 <sup>6</sup> 8406	0,0 <sup>6</sup> 6426	0,0 <sup>6</sup> 5028	0,0 <sup>6</sup> 4484
2I,48	0,0 <sup>9</sup> 3246	0,0 <sup>8</sup> 2984	0,0 <sup>7</sup> 256I	0,0 <sup>6</sup> I834	0,0 <sup>6</sup> 98I3	0,0 <sup>5</sup> 3423	0,0 <sup>5</sup> 7025	0,0 <sup>5</sup> 9002	0,0 <sup>5</sup> 8392	0,0 <sup>5</sup> 6975	0,0 <sup>5</sup> 6I50
9,970	0,0 <sup>9</sup> 3365	0,0 <sup>8</sup> 3220	0,0 <sup>7</sup> 3003	0,0 <sup>6</sup> 2524	0,0 <sup>5</sup> I79I	0,0 <sup>5</sup> 9563	0,0 <sup>4</sup> 3242	0,0 <sup>4</sup> 6562	0,0 <sup>4</sup> 8453	0,0 <sup>4</sup> 826I	0,0 <sup>4</sup> 7586
4,625	0,0 <sup>9</sup> 3422	0,0 <sup>8</sup> 3337	0,0 <sup>7</sup> 324I	0,0 <sup>6</sup> 2958	0,0 <sup>5</sup> 2460	0,0 <sup>4</sup> I737	0,0 <sup>4</sup> 8873	0,0 <sup>3</sup> 2893	0,0 <sup>3</sup> 5690	0,0 <sup>3</sup> 73I2	0,0 <sup>3</sup> 7556
2,I46	0,0 <sup>9</sup> 3449	0,0 <sup>8</sup> 3394	0,0 <sup>7</sup> 3360	0,0 <sup>6</sup> 3I9I	0,0 <sup>5</sup> 2878	0,0 <sup>4</sup> 2378	0,0 <sup>3</sup> I588	0,0 <sup>3</sup> 7598	0,0 <sup>2</sup> 2296	0,0 <sup>2</sup> 4I79	0,0 <sup>2</sup> 5253
0,996I	0,0 <sup>9</sup> 3462	0,0 <sup>8</sup> 3420	0,0 <sup>7</sup> 34I7	0,0 <sup>6</sup> 3307	0,0 <sup>5</sup> 3I03	0,0 <sup>4</sup> 2779	0,0 <sup>3</sup> 2I55	0,0 <sup>2</sup> I32I	0,0 <sup>2</sup> 5585	0,0I4I9	0,02245
0,4623	0,0 <sup>9</sup> 3468	0,0 <sup>8</sup> 3433	0,0 <sup>7</sup> 3443	0,0 <sup>6</sup> 3363	0,0 <sup>5</sup> 32I5	0,0 <sup>4</sup> 2994	0,0 <sup>3</sup> 2507	0,0 <sup>2</sup> I762	0,0 <sup>2</sup> 92I0	0,02996	0,05785
0,2I45	0,0 <sup>9</sup> 3470	0,0 <sup>8</sup> 3439	0,0 <sup>7</sup> 3456	0,0 <sup>6</sup> 3389	0,0 <sup>5</sup> 3270	0,0 <sup>4</sup> 3I00	0,0 <sup>3</sup> 2695	0,0 <sup>2</sup> 203I	0,0I192	0,04503	0,09948
0,09953	0,0 <sup>9</sup> 3472	0,0 <sup>8</sup> 344I	0,0 <sup>7</sup> 3462	0,0 <sup>6</sup> 3402	0,0 <sup>5</sup> 3294	0,0 <sup>4</sup> 3I52	0,0 <sup>3</sup> 2788	0,0 <sup>2</sup> 2I74	0,0I352	0,05533	0,I3I9
0,046I9	0,0 <sup>9</sup> 3472	0,0 <sup>8</sup> 3443	0,0 <sup>7</sup> 3465	0,0 <sup>6</sup> 3407	0,0 <sup>5</sup> 3306	0,0 <sup>4</sup> 3I76	0,0 <sup>3</sup> 2832	0,0 <sup>2</sup> 2244	0,0I436	0,06I13	0,15I6
0,02I43	0,0 <sup>9</sup> 3473	0,0 <sup>8</sup> 3443	0,0 <sup>7</sup> 3466	0,0 <sup>6</sup> 34I0	0,0 <sup>5</sup> 33I2	0,0 <sup>4</sup> 3I87	0,0 <sup>3</sup> 2853	0,0 <sup>2</sup> 2278	0,0I477	0,06409	0,I62I
0,00995	0,0 <sup>9</sup> 3473	0,0 <sup>8</sup> 3443	0,0 <sup>7</sup> 3466	0,0 <sup>6</sup> 34II	0,0 <sup>5</sup> 33I4	0,0 <sup>4</sup> 3I92	0,0 <sup>3</sup> 2863	0,0 <sup>2</sup> 2294	0,0I497	0,06552	0,I672

$$\varphi = 0,003$$

K<sub>i</sub>

$\alpha \backslash \beta$	0,00I	0,002I5	0,00465	0,0I0	0,02I5	0,0465	0,100	0,2I5	0,465	I,00	2,15	4,65
2I5,0	0,0 <sup>9</sup> I860	0,0 <sup>8</sup> I007	0,0 <sup>8</sup> 3562	0,0 <sup>8</sup> 739I	0,0 <sup>8</sup> 9423	0,0 <sup>8</sup> 8374	0,0 <sup>8</sup> 5980	0,0 <sup>8</sup> 3889	0,0 <sup>8</sup> 2684	0,0 <sup>8</sup> 2252	0,0 <sup>8</sup> 2I43	0,0 <sup>8</sup> 2I18
99,80	0,0 <sup>9</sup> 2565	0,0 <sup>8</sup> I848	0,0 <sup>7</sup> I0II	0,0 <sup>7</sup> 3536	0,0 <sup>7</sup> 7336	0,0 <sup>7</sup> 9375	0,0 <sup>7</sup> 8390	0,0 <sup>7</sup> 6I33	0,0 <sup>7</sup> 4274	0,0 <sup>7</sup> 3392	0,0 <sup>7</sup> 3I25	0,0 <sup>7</sup> 3062
46,30	0,0 <sup>9</sup> 3008	0,0 <sup>8</sup> 2545	0,0 <sup>7</sup> I858	0,0 <sup>6</sup> I000	0,0 <sup>6</sup> 3488	0,0 <sup>6</sup> 7252	0,0 <sup>6</sup> 9259	0,0 <sup>6</sup> 8406	0,0 <sup>6</sup> 6427	0,0 <sup>6</sup> 5028	0,0 <sup>6</sup> 4484	0,0 <sup>6</sup> 4338
2I,48	0,0 <sup>9</sup> 3246	0,0 <sup>8</sup> 2984	0,0 <sup>7</sup> 256I	0,0 <sup>6</sup> I834	0,0 <sup>6</sup> 98I3	0,0 <sup>5</sup> 3423	0,0 <sup>5</sup> 7025	0,0 <sup>5</sup> 9002	0,0 <sup>5</sup> 8392	0,0 <sup>5</sup> 6975	0,0 <sup>5</sup> 6I5I	0,0 <sup>5</sup> 5883
9,970	0,0 <sup>9</sup> 3365	0,0 <sup>8</sup> 3220	0,0 <sup>7</sup> 3003	0,0 <sup>6</sup> 2524	0,0 <sup>5</sup> I79I	0,0 <sup>5</sup> 9563	0,0 <sup>4</sup> 3242	0,0 <sup>4</sup> 6562	0,0 <sup>4</sup> 8453	0,0 <sup>4</sup> 8262	0,0 <sup>4</sup> 7586	0,0 <sup>4</sup> 7265
4,625	0,0 <sup>9</sup> 3422	0,0 <sup>8</sup> 3337	0,0 <sup>7</sup> 324I	0,0 <sup>6</sup> 2958	0,0 <sup>5</sup> 2460	0,0 <sup>4</sup> I737	0,0 <sup>4</sup> 8873	0,0 <sup>3</sup> 2893	0,0 <sup>3</sup> 5690	0,0 <sup>3</sup> 73I2	0,0 <sup>3</sup> 7557	0,0 <sup>3</sup> 7463
2,I46	0,0 <sup>9</sup> 3449	0,0 <sup>8</sup> 3394	0,0 <sup>7</sup> 3360	0,0 <sup>6</sup> 3I9I	0,0 <sup>5</sup> 2878	0,0 <sup>4</sup> 2378	0,0 <sup>3</sup> I588	0,0 <sup>3</sup> 7597	0,0 <sup>2</sup> 2296	0,0 <sup>2</sup> 4I79	0,0 <sup>2</sup> 5252	0,0 <sup>2</sup> 5572
0,996I	0,0 <sup>9</sup> 3462	0,0 <sup>8</sup> 3420	0,0 <sup>7</sup> 34I7	0,0 <sup>6</sup> 3307	0,0 <sup>5</sup> 3I03	0,0 <sup>4</sup> 2778	0,0 <sup>3</sup> 2I55	0,0 <sup>2</sup> I32I	0,0 <sup>2</sup> 5585	0,0I4I9	0,02245	0,02637
0,4623	0,0 <sup>9</sup> 3468	0,0 <sup>8</sup> 3433	0,0 <sup>7</sup> 3443	0,0 <sup>6</sup> 3363	0,0 <sup>5</sup> 32I5	0,0 <sup>4</sup> 2993	0,0 <sup>3</sup> 2507	0,0 <sup>2</sup> I762	0,0 <sup>2</sup> 9209	0,02996	0,05785	0,075I7
0,2I45	0,0 <sup>9</sup> 3470	0,0 <sup>8</sup> 3439	0,0 <sup>7</sup> 3456	0,0 <sup>6</sup> 3389	0,0 <sup>5</sup> 3270	0,0 <sup>4</sup> 3I00	0,0 <sup>3</sup> 2694	0,0 <sup>2</sup> 203I	0,0I192	0,04503	0,09947	0,1393
0,09953	0,0 <sup>9</sup> 3472	0,0 <sup>8</sup> 344I	0,0 <sup>7</sup> 3462	0,0 <sup>6</sup> 3402	0,0 <sup>5</sup> 3294	0,0 <sup>4</sup> 3I52	0,0 <sup>3</sup> 2788	0,0 <sup>2</sup> 2I74	0,0I352	0,05533	0,I3I9	0,1932
0,046I9	0,0 <sup>9</sup> 3472	0,0 <sup>8</sup> 3443	0,0 <sup>7</sup> 3465	0,0 <sup>6</sup> 3407	0,0 <sup>5</sup> 3306	0,0 <sup>4</sup> 3I76	0,0 <sup>3</sup> 2832	0,0 <sup>2</sup> 2244	0,0I436	0,06I13	0,15I6	0,2274
0,02I43	0,0 <sup>9</sup> 3473	0,0 <sup>8</sup> 3443	0,0 <sup>7</sup> 3466	0,0 <sup>6</sup> 34I0	0,0 <sup>5</sup> 33I2	0,0 <sup>4</sup> 3I87	0,0 <sup>3</sup> 2853	0,0 <sup>2</sup> 2278	0,0I477	0,06409	0,I620	0,2459
0,00995	0,0 <sup>9</sup> 3473	0,0 <sup>8</sup> 3443	0,0 <sup>7</sup> 3466	0,0 <sup>6</sup> 34II	0,0 <sup>5</sup> 33I4	0,0 <sup>4</sup> 3I92	0,0 <sup>3</sup> 2863	0,0 <sup>2</sup> 2294	0,0I497	0,06552	0,I672	0,2552

$$\varphi = 0,007$$

K<sub>i</sub>

$\alpha \backslash \beta$	0,00I	0,002I5	0,00465	0,0I0	0,02I5	0,0465	0,100	0,2I5	0,465	I,00	2,15	4,65
2I5,0	0,0 <sup>9</sup> I860	0,0 <sup>8</sup> I007	0,0 <sup>8</sup> 3562	0,0 <sup>8</sup> 739I	0,0 <sup>8</sup> 9424	0,0 <sup>8</sup> 8374	0,0 <sup>8</sup> 5982	0,0 <sup>8</sup> 3893	0,0 <sup>8</sup> 2690	0,0 <sup>8</sup> 2257	0,0 <sup>8</sup> 2I48	0,0 <sup>8</sup> 2I23
99,80	0,0 <sup>9</sup> 2564	0,0 <sup>8</sup> I847	0,0 <sup>7</sup> I0II	0,0 <sup>7</sup> 3536	0,0 <sup>7</sup> 7337	0,0 <sup>7</sup> 9375	0,0 <sup>7</sup> 8390	0,0 <sup>7</sup> 6I34	0,0 <sup>7</sup> 4277	0,0 <sup>7</sup> 3395	0,0 <sup>7</sup> 3I29	0,0 <sup>7</sup> 3065
46,30	0,0 <sup>9</sup> 3007	0,0 <sup>8</sup> 2545	0,0 <sup>7</sup> I858	0,0 <sup>6</sup> I000	0,0 <sup>6</sup> 3488	0,0 <sup>6</sup> 7252	0,0 <sup>6</sup> 9259	0,0 <sup>6</sup> 8406	0,0 <sup>6</sup> 6428	0,0 <sup>6</sup> 503I	0,0 <sup>6</sup> 4486	0,0 <sup>6</sup> 434I
2I,48	0,0 <sup>9</sup> 3246	0,0 <sup>8</sup> 2983	0,0 <sup>7</sup> 256I	0,0 <sup>6</sup> I834	0,0 <sup>6</sup> 98I3	0,0 <sup>5</sup> 3423	0,0 <sup>5</sup> 7025	0,0 <sup>5</sup> 9002	0,0 <sup>5</sup> 8393	0,0 <sup>5</sup> 6976	0,0 <sup>5</sup> 6I52	0,0 <sup>5</sup> 5884
9,970	0,0 <sup>9</sup> 3365	0,0 <sup>8</sup> 32I9	0,0 <sup>7</sup> 3003	0,0 <sup>6</sup> 2524	0,0 <sup>5</sup> I79I	0,0 <sup>5</sup> 9562	0,0 <sup>4</sup> 3242	0,0 <sup>4</sup> 6562	0,0 <sup>4</sup> 8453	0,0 <sup>4</sup> 8262	0,0 <sup>4</sup> 7587	0,0 <sup>4</sup> 7266
4,625	0,0 <sup>9</sup> 3422	0,0 <sup>8</sup> 3337	0,0 <sup>7</sup> 324I	0,0 <sup>6</sup> 2957	0,0 <sup>5</sup> 2459	0,0 <sup>4</sup> I737	0,0 <sup>4</sup> 8872	0,0 <sup>3</sup> 2892	0,0 <sup>3</sup> 5690	0,0 <sup>3</sup> 73I2	0,0 <sup>3</sup> 7557	0,0 <sup>3</sup> 7463
2,I46	0,0 <sup>9</sup> 3449	0,0 <sup>8</sup> 3393	0,0 <sup>7</sup> 3359	0,0 <sup>6</sup> 3I9I	0,0 <sup>5</sup> 2878	0,0 <sup>4</sup> 2378	0,0 <sup>3</sup> I588	0,0 <sup>3</sup> 7597	0,0 <sup>2</sup> 2296	0,0 <sup>2</sup> 4I78	0,0 <sup>2</sup> 5252	0,0 <sup>2</sup> 5572
0,996I	0,0 <sup>9</sup> 346I	0,0 <sup>8</sup> 3420	0,0 <sup>7</sup> 34I6	0,0 <sup>6</sup> 3307	0,0 <sup>5</sup> 3I03	0,0 <sup>4</sup> 2778	0,0 <sup>3</sup> 2I55	0,0 <sup>2</sup> I32I	0,0 <sup>2</sup> 558I	0,0I4I9	0,02245	0,02637
0,4623	0,0 <sup>9</sup> 3467	0,0 <sup>8</sup> 3432	0,0 <sup>7</sup> 3443	0,0 <sup>6</sup> 3363	0,0 <sup>5</sup> 32I5	0,0 <sup>4</sup> 2993	0,0 <sup>3</sup> 2506	0,0 <sup>2</sup> I762	0,0 <sup>2</sup> 9209	0,02996	0,05785	0,075I7
0,2I45	0,0 <sup>9</sup> 3470	0,0 <sup>8</sup> 3438	0,0 <sup>7</sup> 3456	0,0 <sup>6</sup> 3389	0,0 <sup>5</sup> 3269	0,0 <sup>4</sup> 3I00	0,0 <sup>3</sup> 2694	0,0 <sup>2</sup> 203I	0,0I192	0,04503	0,09946	0,I393
0,09953	0,0 <sup>9</sup> 347I	0,0 <sup>8</sup> 344I	0,0 <sup>7</sup> 346I	0,0 <sup>6</sup> 340I	0,0 <sup>5</sup> 3294	0,0 <sup>4</sup> 3I5I	0,0 <sup>3</sup> 2787	0,0 <sup>2</sup> 2I74	0,0I352	0,05532	0,I3I9	0,1932
0,046I9	0,0 <sup>9</sup> 3472	0,0 <sup>8</sup> 3442	0,0 <sup>7</sup> 3464	0,0 <sup>6</sup> 3407	0,0 <sup>5</sup> 3306	0,0 <sup>4</sup> 3I76	0,0 <sup>3</sup> 2832	0,0 <sup>2</sup> 2244	0,0I436	0,06I13	0,15I6	0,2274
0,02I43	0,0 <sup>9</sup> 3472	0,0 <sup>8</sup> 3443	0,0 <sup>7</sup> 3465	0,0 <sup>6</sup> 34I0	0,0 <sup>5</sup> 33I2	0,0 <sup>4</sup> 3I87	0,0 <sup>3</sup> 2853	0,0 <sup>2</sup> 2278	0,0I477	0,06408	0,I620	0,2459
0,00995	0,0 <sup>9</sup> 3472	0,0 <sup>8</sup> 3443	0,0 <sup>7</sup> 3466	0,0 <sup>6</sup> 34II	0,0 <sup>5</sup> 33I4	0,0 <sup>4</sup> 3I92	0,0 <sup>3</sup> 2863	0,0 <sup>2</sup> 2294	0,0I496	0,06552	0,I672	0,255I

$$\varphi = 0,014$$

K<sub>4</sub>

$\alpha \backslash \xi$	0,001	0,00215	0,00465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
4638			0,0 <sup>I2</sup> 5844	0,0 <sup>I2</sup> 3590	0,0 <sup>I2</sup> 2203	0,0 <sup>I2</sup> 7139		0,0 <sup>9</sup> 2334	0,0 <sup>9</sup> 3194	0,0 <sup>9</sup> 3426	0,0 <sup>9</sup> 3478	0,0 <sup>9</sup> 3490
2151	0,0 <sup>I1</sup> 7414	0,0 <sup>I0</sup> 9440	0,0 <sup>I1</sup> 8350	0,0 <sup>I1</sup> 5862	0,0 <sup>I1</sup> 3612	0,0 <sup>I1</sup> 2137		0,0 <sup>11</sup> 1170	0,0 <sup>11</sup> 1070	0,0 <sup>11</sup> 1049	0,0 <sup>11</sup> 1045	0,0 <sup>11</sup> 1044
998,0	0,0 <sup>I0</sup> 3562	0,0 <sup>9</sup> 742	0,0 <sup>I0</sup> 9448	0,0 <sup>I0</sup> 8363	0,0 <sup>I0</sup> 5888	0,0 <sup>I0</sup> 3639		0,0 <sup>I0</sup> 1420	0,0 <sup>I0</sup> 1140	0,0 <sup>I0</sup> 1073	0,0 <sup>I0</sup> 1059	0,0 <sup>I0</sup> 1056
463,4	0,0 <sup>9</sup> I012	0,0 <sup>8</sup> 356	0,0 <sup>9</sup> 7416	0,0 <sup>9</sup> 9443	0,0 <sup>9</sup> 8377	0,0 <sup>9</sup> 5911	0,0 <sup>9</sup> 3724	0,0 <sup>9</sup> 2346	0,0 <sup>9</sup> 1721	0,0 <sup>9</sup> 1541	0,0 <sup>9</sup> 1500	0,0 <sup>9</sup> 1491
215,0	0,0 <sup>9</sup> I859	0,0 <sup>7</sup> I01	0,0 <sup>8</sup> 3561	0,0 <sup>8</sup> 7389	0,0 <sup>8</sup> 9423	0,0 <sup>8</sup> 8376	0,0 <sup>8</sup> 5988	0,0 <sup>8</sup> 3909	0,0 <sup>8</sup> 2712	0,0 <sup>8</sup> 2279	0,0 <sup>8</sup> 2169	0,0 <sup>8</sup> 2144
99,80	0,0 <sup>9</sup> 2563	0,0 <sup>7</sup> I86	0,0 <sup>7</sup> I011	0,0 <sup>7</sup> 3535	0,0 <sup>7</sup> 7335	0,0 <sup>7</sup> 9375	0,0 <sup>7</sup> 8392	0,0 <sup>7</sup> 6141	0,0 <sup>7</sup> 4291	0,0 <sup>7</sup> 3410	0,0 <sup>7</sup> 3143	0,0 <sup>7</sup> 3079
46,30	0,0 <sup>9</sup> 3006	0,0 <sup>7</sup> 256	0,0 <sup>7</sup> I857	0,0 <sup>6</sup> I000	0,0 <sup>6</sup> 3487	0,0 <sup>6</sup> 7251	0,0 <sup>6</sup> 9299	0,0 <sup>6</sup> 8409	0,0 <sup>6</sup> 6435	0,0 <sup>6</sup> 5040	0,0 <sup>6</sup> 4496	0,0 <sup>6</sup> 4350
21,48	0,0 <sup>9</sup> 3244	0,0 <sup>7</sup> 300	0,0 <sup>7</sup> 2560	0,0 <sup>6</sup> I833	0,0 <sup>6</sup> 9809	0,0 <sup>6</sup> 3422	0,0 <sup>5</sup> 7024	0,0 <sup>5</sup> 9002	0,0 <sup>5</sup> 8395	0,0 <sup>5</sup> 6982	0,0 <sup>5</sup> 6158	0,0 <sup>5</sup> 5890
9,970	0,0 <sup>9</sup> 3363	0,0 <sup>8</sup> 3218	0,0 <sup>7</sup> 3001	0,0 <sup>6</sup> 2523	0,0 <sup>5</sup> I790	0,0 <sup>5</sup> 9559	0,0 <sup>4</sup> 3241	0,0 <sup>4</sup> 6561	0,0 <sup>4</sup> 8453	0,0 <sup>4</sup> 8264	0,0 <sup>4</sup> 7590	0,0 <sup>4</sup> 7269
4,625	0,0 <sup>9</sup> 3420	0,0 <sup>8</sup> 3336	0,0 <sup>7</sup> 3239	0,0 <sup>6</sup> 2956	0,0 <sup>5</sup> 2458	0,0 <sup>4</sup> I736	0,0 <sup>4</sup> 8869	0,0 <sup>3</sup> 2892	0,0 <sup>3</sup> 5689	0,0 <sup>3</sup> 8312	0,0 <sup>3</sup> 7557	0,0 <sup>3</sup> 7464
2,146	0,0 <sup>9</sup> 3447	0,0 <sup>8</sup> 3392	0,0 <sup>7</sup> 3358	0,0 <sup>6</sup> 3189	0,0 <sup>5</sup> 2877	0,0 <sup>4</sup> 2377	0,0 <sup>3</sup> I587	0,0 <sup>3</sup> 7594	0,0 <sup>2</sup> 2296	0,0 <sup>2</sup> 4178	0,0 <sup>2</sup> 5252	0,0 <sup>2</sup> 5572
0,9961	0,0 <sup>9</sup> 3460	0,0 <sup>8</sup> 3419	0,0 <sup>7</sup> 3415	0,0 <sup>6</sup> 3306	0,0 <sup>5</sup> 3101	0,0 <sup>4</sup> 2777	0,0 <sup>3</sup> 2154	0,0 <sup>2</sup> I320	0,0 <sup>2</sup> 5582	0,01419	0,02245	0,02637
0,4623	0,0 <sup>9</sup> 3466	0,0 <sup>8</sup> 3431	0,0 <sup>7</sup> 3442	0,0 <sup>6</sup> 3361	0,0 <sup>5</sup> 3213	0,0 <sup>4</sup> 2992	0,0 <sup>3</sup> 2505	0,0 <sup>2</sup> I761	0,0 <sup>2</sup> 9205	0,02995	0,05783	0,07514
0,2145	0,0 <sup>9</sup> 3469	0,0 <sup>8</sup> 3437	0,0 <sup>7</sup> 3454	0,0 <sup>6</sup> 3388	0,0 <sup>5</sup> 3267	0,0 <sup>4</sup> 3099	0,0 <sup>3</sup> 2693	0,0 <sup>2</sup> 2030	0,01191	0,04501	0,09942	0,1392
0,09953	0,0 <sup>9</sup> 3470	0,0 <sup>8</sup> 3439	0,0 <sup>7</sup> 3460	0,0 <sup>6</sup> 3400	0,0 <sup>5</sup> 3292	0,0 <sup>4</sup> 3150	0,0 <sup>3</sup> 2786	0,0 <sup>2</sup> I73	0,01351	0,05530	0,1319	0,1931
0,04619	0,0 <sup>9</sup> 3470	0,0 <sup>8</sup> 3441	0,0 <sup>7</sup> 3463	0,0 <sup>6</sup> 3406	0,0 <sup>5</sup> 3304	0,0 <sup>4</sup> 3174	0,0 <sup>3</sup> 2831	0,0 <sup>2</sup> 2243	0,01435	0,06110	0,1515	0,2273
0,02143	0,0 <sup>9</sup> 3471	0,0 <sup>8</sup> 3441	0,0 <sup>7</sup> 3464	0,0 <sup>6</sup> 3408	0,0 <sup>5</sup> 3310	0,0 <sup>4</sup> 3185	0,0 <sup>3</sup> 2852	0,0 <sup>2</sup> 2305	0,01476	0,06405	0,1620	0,2458
0,00995	0,0 <sup>9</sup> 3471	0,0 <sup>8</sup> 3442	0,0 <sup>7</sup> 3464	0,0 <sup>6</sup> 3409	0,0 <sup>5</sup> 3312	0,0 <sup>4</sup> 3191	0,0 <sup>3</sup> 2862	0,0 <sup>2</sup> 2306	0,01496	0,06549	0,1671	0,2550

$$\varphi = 0,032$$

K<sub>4</sub>

$\alpha \backslash \xi$	0,001	0,00215	0,00465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65
998,0	0,0 <sup>I0</sup> 3558	0,0 <sup>I0</sup> 7400	0,0 <sup>I0</sup> 9448	0,0 <sup>I0</sup> 8374	0,0 <sup>I0</sup> 5946	0,0 <sup>I0</sup> 4352	0,0 <sup>9</sup> 4175		0,0 <sup>4</sup> I925	0,0 <sup>3</sup> I675	0,0 <sup>3</sup> 3397	0,0 <sup>3</sup> 4042
463,4	0,0 <sup>9</sup> I010	0,0 <sup>9</sup> 3546	0,0 <sup>9</sup> 7411	0,0 <sup>9</sup> 9943	0,0 <sup>9</sup> 8388	0,0 <sup>9</sup> 5959	0,0 <sup>9</sup> 3968		0,0 <sup>9</sup> 2772	0,0 <sup>9</sup> 2631	0,0 <sup>9</sup> 2598	0,0 <sup>9</sup> 2591
215,0	0,0 <sup>9</sup> I856	0,0 <sup>8</sup> I005	0,0 <sup>8</sup> 3557	0,0 <sup>8</sup> 7384	0,0 <sup>8</sup> 9423	0,0 <sup>8</sup> 8387	0,0 <sup>8</sup> 6027		0,0 <sup>8</sup> 2846	0,0 <sup>8</sup> 2409	0,0 <sup>8</sup> 2296	0,0 <sup>8</sup> 2271
99,80	0,0 <sup>9</sup> 2558	0,0 <sup>8</sup> I843	0,0 <sup>7</sup> I009	0,0 <sup>7</sup> 3531	0,0 <sup>7</sup> 7330	0,0 <sup>7</sup> 9375	0,0 <sup>7</sup> 8403	0,0 <sup>7</sup> 6178	0,0 <sup>7</sup> 4361	0,0 <sup>7</sup> 3486	0,0 <sup>7</sup> 3316	0,0 <sup>7</sup> 3151
46,30	0,0 <sup>9</sup> 3000	0,0 <sup>8</sup> 2539	0,0 <sup>7</sup> I853	0,0 <sup>7</sup> 9985	0,0 <sup>6</sup> 3483	0,0 <sup>6</sup> 7246	0,0 <sup>6</sup> 9259	0,0 <sup>6</sup> 8421	0,0 <sup>6</sup> 6470	0,0 <sup>6</sup> 5089	0,0 <sup>6</sup> 4544	0,0 <sup>6</sup> 4397
21,48	0,0 <sup>9</sup> 3237	0,0 <sup>8</sup> 2976	0,0 <sup>7</sup> 2554	0,0 <sup>6</sup> I830	0,0 <sup>6</sup> 9794	0,0 <sup>5</sup> 3418	0,0 <sup>5</sup> 7019	0,0 <sup>5</sup> 9002	0,0 <sup>5</sup> 8408	0,0 <sup>5</sup> 7008	0,0 <sup>5</sup> 6188	0,0 <sup>5</sup> 5921
9,970	0,0 <sup>9</sup> 3356	0,0 <sup>8</sup> 3211	0,0 <sup>7</sup> 2995	0,0 <sup>6</sup> 9518	0,0 <sup>6</sup> 1787	0,0 <sup>5</sup> 5944	0,0 <sup>4</sup> 3237	0,0 <sup>4</sup> 6556	0,0 <sup>4</sup> 8453	0,0 <sup>4</sup> 8274	0,0 <sup>4</sup> 7606	0,0 <sup>4</sup> 7286
4,625	0,0 <sup>9</sup> 3413	0,0 <sup>8</sup> 3328	0,0 <sup>7</sup> 3232	0,0 <sup>6</sup> 2950	0,0 <sup>5</sup> 2453	0,0 <sup>4</sup> 4733	0,0 <sup>4</sup> 8855	0,0 <sup>3</sup> 2888	0,0 <sup>3</sup> 5685	0,0 <sup>3</sup> 7311	0,0 <sup>3</sup> 7561	0,0 <sup>3</sup> 7470
2,146	0,0 <sup>9</sup> 3440	0,0 <sup>8</sup> 3384	0,0 <sup>7</sup> 3350	0,0 <sup>6</sup> 3182	0,0 <sup>5</sup> 2870	0,0 <sup>4</sup> 2372	0,0 <sup>3</sup> I584	0,0 <sup>2</sup> 7582	0,0 <sup>2</sup> 2293	0,0 <sup>2</sup> 4174	0,0 <sup>2</sup> 5250	0,0 <sup>2</sup> 5571
0,9961	0,0 <sup>9</sup> 3452	0,0 <sup>8</sup> 3411	0,0 <sup>7</sup> 3407	0,0 <sup>6</sup> 3298	0,0 <sup>5</sup> 3095	0,0 <sup>4</sup> 2771	0,0 <sup>3</sup> 2150	0,0 <sup>2</sup> I318	0,0 <sup>2</sup> 5573	0,01417	0,02242	0,02634
0,4623	0,0 <sup>9</sup> 3458	0,0 <sup>8</sup> 3423	0,0 <sup>7</sup> 3434	0,0 <sup>6</sup> 3354	0,0 <sup>5</sup> 3206	0,0 <sup>4</sup> 2985	0,0 <sup>3</sup> 2500	0,0 <sup>2</sup> I758	0,0 <sup>2</sup> 9186	0,02989	0,05773	0,07502
0,2145	0,0 <sup>9</sup> 3461	0,0 <sup>8</sup> 3429	0,0 <sup>7</sup> 3446	0,0 <sup>6</sup> 3380	0,0 <sup>5</sup> 3260	0,0 <sup>4</sup> 3092	0,0 <sup>3</sup> 2687	0,0 <sup>2</sup> 2026	0,01189	0,04491	0,09922	0,1389
0,09953	0,0 <sup>9</sup> 3462	0,0 <sup>8</sup> 3432	0,0 <sup>7</sup> 3452	0,0 <sup>6</sup> 3392	0,0 <sup>5</sup> 3285	0,0 <sup>4</sup> 3143	0,0 <sup>3</sup> 2780	0,0 <sup>2</sup> 2168	0,01348	0,05518	0,1316	0,1927
0,04619	0,0 <sup>9</sup> 3463	0,0 <sup>8</sup> 3433	0,0 <sup>7</sup> 3455	0,0 <sup>6</sup> 3398	0,0 <sup>5</sup> 3297	0,0 <sup>4</sup> 3167	0,0 <sup>3</sup> 2824	0,0 <sup>2</sup> 2238	0,01432	0,06096	0,1512	0,2268
0,02143	0,0 <sup>9</sup> 3463	0,0 <sup>8</sup> 3434	0,0 <sup>7</sup> 3456	0,0 <sup>6</sup> 3401	0,0 <sup>5</sup> 3302	0,0 <sup>4</sup> 3178	0,0 <sup>3</sup> 2845	0,0 <sup>2</sup> 2272	0,01473	0,06390	0,1616	0,2452
0,00995	0,0 <sup>9</sup> 3463	0,0 <sup>8</sup> 3434	0,0 <sup>7</sup> 3457	0,0 <sup>6</sup> 3402	0,0 <sup>5</sup> 3305	0,0 <sup>4</sup> 3184	0,0 <sup>3</sup> 2855	0,0 <sup>2</sup> 2287	0,01492	0,06533	0,1667	0,2544

$$\varphi = 0,068$$

K<sub>4</sub>

$\alpha \backslash \xi$	0,001	0,00215	0,00465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,25	0,465	1,00	2,15	4,65
215,0	0,0 <sup>9</sup> I840	0,0 <sup>9</sup> 9973	0,0 <sup>8</sup> 3538	0,0 <sup>8</sup> 7363	0,0 <sup>8</sup> 9430	0,0 <sup>8</sup> 8543	0,0 <sup>8</sup> 6482	0,0 <sup>6</sup> I621	0,0 <sup>4</sup> 8388	0,02388	3,6447	215,32
99,80	0,0 <sup>9</sup> 2534	0,0 <sup>8</sup> I827	0,0 <sup>7</sup> I002	0,0 <sup>7</sup> 3512	0,0 <sup>7</sup> 7309	0,0 <sup>7</sup> 9382	0,0 <sup>7</sup> 8516	0,0 <sup>7</sup> 6795	0,0 <sup>7</sup> 6166	0,0 <sup>7</sup> 5808	0,0 <sup>7</sup> 5638	0,0 <sup>7</sup> 5594
46,30	0,0 <sup>9</sup> 2970	0,0 <sup>8</sup> 2515	0,0 <sup>7</sup> I838	0,0 <sup>7</sup> 9912	0,0 <sup>6</sup> 3465	0,0 <sup>6</sup> 7225	0,0 <sup>6</sup> 9264	0,0 <sup>6</sup> 8497	0,0 <sup>6</sup> 6665	0,0 <sup>6</sup> 5350	0,0 <sup>6</sup> 4809	0,0 <sup>6</sup> 4660
21,48	0,0 <sup>9</sup> 3205	0,0 <sup>8</sup> 2946	0,0 <sup>7</sup> 2530	0,0 <sup>7</sup> I814	0,0 <sup>6</sup> 9722	0,0 <sup>5</sup> 3399	0,0 <sup>5</sup> 6998	0,0 <sup>5</sup> 9005	0,0 <sup>5</sup> 8468	0,0 <sup>5</sup> 7128	0,0 <sup>5</sup> 6325	0,0 <sup>5</sup> 6557
9,970	0,0 <sup>9</sup> 3322	0,0 <sup>8</sup> 3179	0,0 <sup>7</sup> 2965	0,0 <sup>7</sup> 2494	0,0 <sup>6</sup> I772	0,0 <sup>5</sup> 9474	0,0 <sup>4</sup> 3219	0,0 <sup>4</sup> 6535	0,0 <sup>4</sup> 8455	0,0 <sup>4</sup> 8317	0,0 <sup>4</sup> 7575	0,0 <sup>4</sup> 7360
4,625	0,0 <sup>9</sup> 3378	0,0 <sup>8</sup> 3294	0,0 <sup>7</sup> 3200	0,0 <sup>7</sup> 2921	0,0 <sup>6</sup> 2430	0,0 <sup>5</sup> I718	0,0 <sup>4</sup> 8789	0,0 <sup>3</sup> 2872	0,0 <sup>3</sup> 5666	0,0 <sup>3</sup> 7308	0,0 <sup>3</sup> 7578	0,0 <sup>3</sup> 7495
2,146	0,0 <sup>9</sup> 3405	0,0 <sup>8</sup> 3350	0,0 <sup>7</sup> 3316	0,0 <sup>7</sup> 3150	0,0 <sup>6</sup> 2842	0,0 <sup>5</sup> 2350	0,0 <sup>4</sup> I570	0,0 <sup>3</sup> 7524	0,0 <sup>2</sup> 2279	0,0 <sup>2</sup> 4157	0,0 <sup>2</sup> 5238	0,0 <sup>2</sup> 5564
0,9961	0,0 <sup>9</sup> 3417	0,0 <sup>8</sup> 3376	0,0 <sup>7</sup> 3372	0,0 <sup>7</sup> 3265	0,0 <sup>6</sup> 3063	0,0 <sup>5</sup> 2744	0,0 <sup>4</sup> 2129	0,0 <sup>3</sup> I306	0,0 <sup>2</sup> 5528	0,01407	0,02230	0,02622
0,4623	0,0 <sup>9</sup> 3423	0,0 <sup>8</sup> 3388	0,0 <sup>7</sup> 3399	0,0 <sup>6</sup> 3320	0,0 <sup>5</sup> 3174	0,0 <sup>4</sup> 2955	0,0 <sup>3</sup> 2475	0,0 <sup>2</sup> I741	0,0 <sup>2</sup> 9102	0,02964	0,05727	0,07446
0,2145	0,0 <sup>9</sup> 3425	0,0 <sup>8</sup> 3394	0,0 <sup>7</sup> 3411	0,0 <sup>6</sup> 3345	0,0 <sup>5</sup> 3227	0,0 <sup>4</sup> 3060	0,0 <sup>3</sup> 2660	0,0 <sup>2</sup> 2005	0,01177	0,04448	0,09828	0,1376
0,0995	0,0 <sup>9</sup> 3427	0,0 <sup>8</sup> 3397	0,0 <sup>7</sup> 3417	0,0 <sup>6</sup> 3357	0,0 <sup>5</sup> 3251	0,0 <sup>4</sup> 3111	0,0 <sup>3</sup> 2751	0,0 <sup>2</sup> 2146	0,01334	0,05460	0,1302	0,1907
0,04619	0,0 <sup>9</sup> 3427	0,0 <sup>8</sup> 3398	0,0 <sup>7</sup> 3420	0,0 <sup>6</sup> 3363	0,0 <sup>5</sup> 3263	0,0 <sup>4</sup> 3135	0,0 <sup>3</sup> 2795	0,0 <sup>2</sup> 2215	0,01417	0,06031	0,1495	0,2243
0,02143	0,0 <sup>9</sup> 3427	0,0 <sup>8</sup> 3398	0,0 <sup>7</sup> 3421	0,0 <sup>6</sup> 3366	0,0 <sup>5</sup> 3269	0,0 <sup>4</sup> 3146	0,0 <sup>3</sup> 2816	0,0 <sup>2</sup> 2248	0,01457	0,06321	0,1598	0,2424
0,00995	0,0 <sup>9</sup> 3428	0,0 <sup>8</sup> 3399	0,0 <sup>7</sup> 3421	0,0 <sup>6</sup> 3367	0,0 <sup>5</sup> 3271	0,0 <sup>4</sup> 3151	0,0 <sup>3</sup> 2826	0,0 <sup>2</sup> 2264	0,01476	0,06462	0,1648	0,2515

$$\varphi = 0,147$$

K<sub>4</sub>

$\alpha \backslash \xi$	0,001	0,00215	0,00465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65
46,30	0,0 <sup>9</sup> 2837	0,0 <sup>8</sup> 2407	0,0 <sup>7</sup> 1765	0,0 <sup>6</sup> 9581	0,0 <sup>5</sup> 3381	0,0 <sup>4</sup> 7151	0,0 <sup>3</sup> 9648	0,0 <sup>2</sup> 1722	0,0 <sup>1</sup> 5848	0,01462	1,3753	18838
21,48	0,0 <sup>9</sup> 3058	0,0 <sup>8</sup> 2814	0,0 <sup>7</sup> 2421	0,0 <sup>6</sup> 1742	0,0 <sup>5</sup> 9396	0,0 <sup>4</sup> 3316	0,0 <sup>3</sup> 6919	0,0 <sup>2</sup> 9192	0,0 <sup>1</sup> 9903	0,0 <sup>4</sup> 1087	0,0 <sup>4</sup> 1109	0,0 <sup>4</sup> 1106
9,970	0,0 <sup>9</sup> 8168	0,0 <sup>8</sup> 3033	0,0 <sup>7</sup> 2832	0,0 <sup>6</sup> 2387	0,0 <sup>5</sup> 1701	0,0 <sup>4</sup> 9154	0,0 <sup>3</sup> 3139	0,0 <sup>2</sup> 6450	0,0 <sup>1</sup> 8502	0,0 <sup>4</sup> 8587	0,0 <sup>4</sup> 8075	0,0 <sup>4</sup> 7792
4,625	0,0 <sup>9</sup> 3221	0,0 <sup>8</sup> 3142	0,0 <sup>7</sup> 3053	0,0 <sup>6</sup> 2789	0,0 <sup>5</sup> 2325	0,0 <sup>4</sup> 1649	0,0 <sup>3</sup> 8489	0,0 <sup>2</sup> 2797	0,0 <sup>1</sup> 5578	0,0 <sup>3</sup> 7890	0,0 <sup>3</sup> 7649	0,0 <sup>3</sup> 7605
2,146	0,0 <sup>9</sup> 3246	0,0 <sup>8</sup> 3194	0,0 <sup>7</sup> 3163	0,0 <sup>6</sup> 3006	0,0 <sup>5</sup> 2714	0,0 <sup>4</sup> 2248	0,0 <sup>3</sup> 1507	0,0 <sup>2</sup> 7260	0,0 <sup>1</sup> 2216	0,0 <sup>2</sup> 4978	0,0 <sup>2</sup> 5183	0,0 <sup>2</sup> 5531
0,9961	0,0 <sup>9</sup> 3257	0,0 <sup>8</sup> 3219	0,0 <sup>7</sup> 3215	0,0 <sup>6</sup> 3113	0,0 <sup>5</sup> 2923	0,0 <sup>4</sup> 2620	0,0 <sup>3</sup> 2036	0,0 <sup>2</sup> 1252	0,0 <sup>1</sup> 5326	0,01363	0,02173	0,02564
0,4623	0,0 <sup>9</sup> 3263	0,0 <sup>8</sup> 3230	0,0 <sup>7</sup> 3240	0,0 <sup>6</sup> 3165	0,0 <sup>5</sup> 3026	0,0 <sup>4</sup> 2819	0,0 <sup>3</sup> 2362	0,0 <sup>2</sup> 1664	0,0 <sup>1</sup> 8717	0,02847	0,05519	0,07191
0,2145	0,0 <sup>9</sup> 3265	0,0 <sup>8</sup> 3236	0,0 <sup>7</sup> 3252	0,0 <sup>6</sup> 3189	0,0 <sup>5</sup> 3076	0,0 <sup>4</sup> 2918	0,0 <sup>3</sup> 2536	0,0 <sup>2</sup> 1913	0,0 <sup>1</sup> 1123	0,04249	0,09399	0,1317
0,09953	0,0 <sup>9</sup> 3267	0,0 <sup>8</sup> 3238	0,0 <sup>7</sup> 3257	0,0 <sup>6</sup> 3201	0,0 <sup>5</sup> 3100	0,0 <sup>4</sup> 2965	0,0 <sup>3</sup> 2623	0,0 <sup>2</sup> 2045	0,0 <sup>1</sup> 1272	0,05202	0,1240	0,1816
0,04619	0,0 <sup>9</sup> 3267	0,0 <sup>8</sup> 3239	0,0 <sup>7</sup> 3260	0,0 <sup>6</sup> 3206	0,0 <sup>5</sup> 3111	0,0 <sup>4</sup> 2988	0,0 <sup>3</sup> 2664	0,0 <sup>2</sup> 2110	0,0 <sup>1</sup> 1349	0,05737	0,1421	0,2130
0,02143	0,0 <sup>9</sup> 3267	0,0 <sup>8</sup> 3240	0,0 <sup>7</sup> 3261	0,0 <sup>6</sup> 3208	0,0 <sup>5</sup> 3116	0,0 <sup>4</sup> 2998	0,0 <sup>3</sup> 2684	0,0 <sup>2</sup> 2141	0,0 <sup>1</sup> 1387	0,06009	0,1517	0,2299
0,00995	0,0 <sup>9</sup> 3268	0,0 <sup>8</sup> 3240	0,0 <sup>7</sup> 3262	0,0 <sup>6</sup> 3210	0,0 <sup>5</sup> 3118	0,0 <sup>4</sup> 3003	0,0 <sup>3</sup> 2693	0,0 <sup>2</sup> 2156	0,0 <sup>1</sup> 1405	0,06141	0,1564	0,2384

$$\varphi = 0,322$$

K<sub>4</sub>

$\alpha \backslash \xi$	0,001	0,00215	0,00465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,00	2,15	4,65
9,970	0,0 <sup>9</sup> 2521	0,0 <sup>8</sup> 2419	0,0 <sup>7</sup> 2269	0,0 <sup>6</sup> 1931	0,0 <sup>5</sup> 1403	0,0 <sup>4</sup> 7816	0,0 <sup>3</sup> 2871	0,0 <sup>2</sup> 7570	0,0 <sup>1</sup> 4623	0,02292	3,9378	450,699
4,625	0,0 <sup>9</sup> 2560	0,0 <sup>8</sup> 2500	0,0 <sup>7</sup> 2435	0,0 <sup>6</sup> 2235	0,0 <sup>5</sup> 1880	0,0 <sup>4</sup> 1359	0,0 <sup>3</sup> 7224	0,0 <sup>2</sup> 2522	0,0 <sup>1</sup> 5732	0,0 <sup>2</sup> 1024	0,0 <sup>2</sup> 1502	0,0 <sup>2</sup> 1702
2,146	0,0 <sup>9</sup> 2579	0,0 <sup>8</sup> 2539	0,0 <sup>7</sup> 2516	0,0 <sup>6</sup> 2397	0,0 <sup>5</sup> 2174	0,0 <sup>4</sup> 1816	0,0 <sup>3</sup> 1239	0,0 <sup>2</sup> 6140	0,0 <sup>1</sup> 1957	0,0 <sup>2</sup> 3804	0,0 <sup>2</sup> 5066	0,0 <sup>2</sup> 5534
0,9961	0,0 <sup>9</sup> 2587	0,0 <sup>8</sup> 2557	0,0 <sup>7</sup> 2556	0,0 <sup>6</sup> 2477	0,0 <sup>5</sup> 2330	0,0 <sup>4</sup> 2096	0,0 <sup>3</sup> 1642	0,0 <sup>2</sup> 1025	0,0 <sup>1</sup> 4454	0,01172	0,01914	0,02293
0,4623	0,0 <sup>9</sup> 2591	0,0 <sup>8</sup> 2566	0,0 <sup>7</sup> 2574	0,0 <sup>6</sup> 2515	0,0 <sup>5</sup> 2407	0,0 <sup>4</sup> 2245	0,0 <sup>3</sup> 1888	0,0 <sup>2</sup> 1337	0,0 <sup>1</sup> 7072	0,02338	0,04590	0,06031
0,2145	0,0 <sup>9</sup> 2593	0,0 <sup>8</sup> 2570	0,0 <sup>7</sup> 2583	0,0 <sup>6</sup> 2533	0,0 <sup>5</sup> 2444	0,0 <sup>4</sup> 2319	0,0 <sup>3</sup> 2017	0,0 <sup>2</sup> 1524	0,0 <sup>1</sup> 8067	0,03401	0,07544	0,1060
0,09953	0,0 <sup>9</sup> 2594	0,0 <sup>8</sup> 2572	0,0 <sup>7</sup> 2587	0,0 <sup>6</sup> 2542	0,0 <sup>5</sup> 2461	0,0 <sup>4</sup> 2354	0,0 <sup>3</sup> 2082	0,0 <sup>2</sup> 1622	0,0 <sup>1</sup> 1007	0,04107	0,09758	0,1426
0,04619	0,0 <sup>9</sup> 2595	0,0 <sup>8</sup> 2572	0,0 <sup>7</sup> 2589	0,0 <sup>6</sup> 2546	0,0 <sup>5</sup> 2469	0,0 <sup>4</sup> 2371	0,0 <sup>3</sup> 2112	0,0 <sup>2</sup> 1670	0,0 <sup>1</sup> 1064	0,04498	0,1107	0,1651
0,02143	0,0 <sup>9</sup> 2595	0,0 <sup>8</sup> 2573	0,0 <sup>7</sup> 2590	0,0 <sup>6</sup> 2547	0,0 <sup>5</sup> 2473	0,0 <sup>4</sup> 2379	0,0 <sup>3</sup> 2127	0,0 <sup>2</sup> 1693	0,0 <sup>1</sup> 1092	0,04696	0,1176	0,1771
0,00995	0,0 <sup>9</sup> 2595	0,0 <sup>8</sup> 2573	0,0 <sup>7</sup> 2590	0,0 <sup>6</sup> 2548	0,0 <sup>5</sup> 2475	0,0 <sup>4</sup> 2382	0,0 <sup>3</sup> 2133	0,0 <sup>2</sup> 1704	0,0 <sup>1</sup> 1105	0,04792	0,1209	0,1831

$$\varphi = 0,750$$

K<sub>4</sub>

$\alpha \backslash \xi$	0,001	0,00215	0,00465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
2,146	0,0 <sup>9</sup> 1045	0,0 <sup>8</sup> 1035	0,0 <sup>7</sup> 1039	0,0 <sup>6</sup> 1017	0,0 <sup>5</sup> 9791	0,0 <sup>4</sup> 9324	0,0 <sup>3</sup> 8471	0,0 <sup>2</sup> 7951	0,0 <sup>1</sup> 9854	0,02121	10,5089	1256,015
0,9961	0,0 <sup>9</sup> 1046	0,0 <sup>8</sup> 1036	0,0 <sup>7</sup> 1042	0,0 <sup>6</sup> 1022	0,0 <sup>5</sup> 9913	0,0 <sup>4</sup> 9387	0,0 <sup>3</sup> 8276	0,0 <sup>2</sup> 6596	0,0 <sup>1</sup> 4637	0,02600	0,09232	0,1693
0,4623	0,0 <sup>9</sup> 1046	0,0 <sup>8</sup> 1037	0,0 <sup>7</sup> 1043	0,0 <sup>6</sup> 1024	0,0 <sup>5</sup> 9905	0,0 <sup>4</sup> 9455	0,0 <sup>3</sup> 8336	0,0 <sup>2</sup> 6491	0,0 <sup>1</sup> 4083	0,01738	0,04333	0,06418
0,2145	0,0 <sup>9</sup> 1046	0,0 <sup>8</sup> 1037	0,0 <sup>7</sup> 1043	0,0 <sup>6</sup> 1025	0,0 <sup>5</sup> 9927	0,0 <sup>4</sup> 9496	0,0 <sup>3</sup> 8396	0,0 <sup>2</sup> 6544	0,0 <sup>1</sup> 4063	0,01650	0,03843	0,05460
0,09953	0,0 <sup>9</sup> 1046	0,0 <sup>8</sup> 1037	0,0 <sup>7</sup> 1044	0,0 <sup>6</sup> 1026	0,0 <sup>5</sup> 9938	0,0 <sup>4</sup> 9517	0,0 <sup>3</sup> 8432	0,0 <sup>2</sup> 6590	0,0 <sup>1</sup> 4101	0,01660	0,03840	0,05431
0,04619	0,0 <sup>9</sup> 1046	0,0 <sup>8</sup> 1037	0,0 <sup>7</sup> 1044	0,0 <sup>6</sup> 1026	0,0 <sup>5</sup> 9943	0,0 <sup>4</sup> 9527	0,0 <sup>3</sup> 8450	0,0 <sup>2</sup> 6617	0,0 <sup>1</sup> 4128	0,01676	0,03884	0,05501
0,02143	0,0 <sup>9</sup> 1046	0,0 <sup>8</sup> 1037	0,0 <sup>7</sup> 1044	0,0 <sup>6</sup> 1026	0,0 <sup>5</sup> 9945	0,0 <sup>4</sup> 9531	0,0 <sup>3</sup> 8458	0,0 <sup>2</sup> 6630	0,0 <sup>1</sup> 4144	0,01686	0,03915	0,05552
0,00995	0,0 <sup>9</sup> 1046	0,0 <sup>8</sup> 1037	0,0 <sup>7</sup> 1044	0,0 <sup>6</sup> 1026	0,0 <sup>5</sup> 9946	0,0 <sup>4</sup> 9534	0,0 <sup>3</sup> 8462	0,0 <sup>2</sup> 6637	0,0 <sup>1</sup> 4151	0,01691	0,03932	0,05580

$$\varphi = 1,05$$

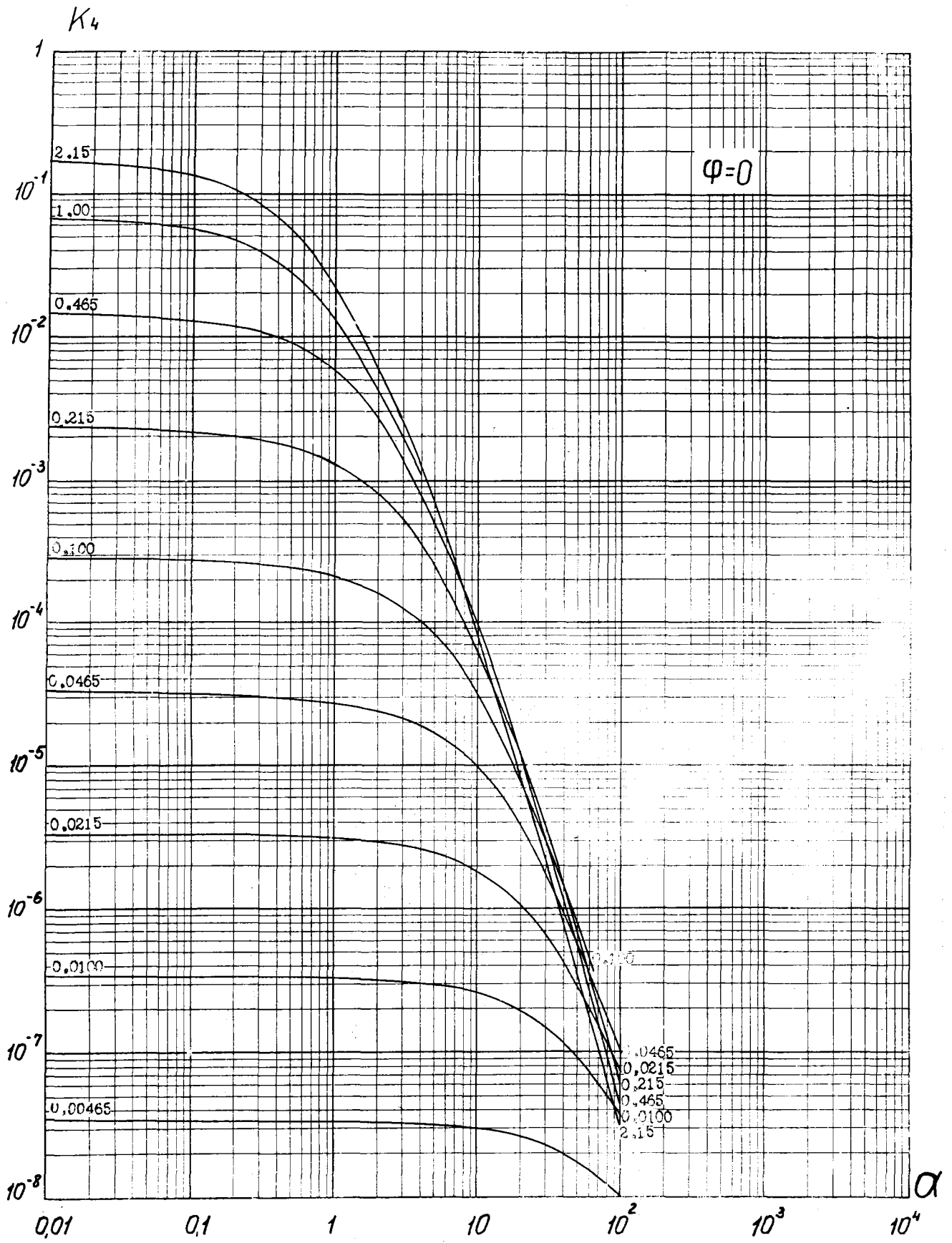
K<sub>4</sub>

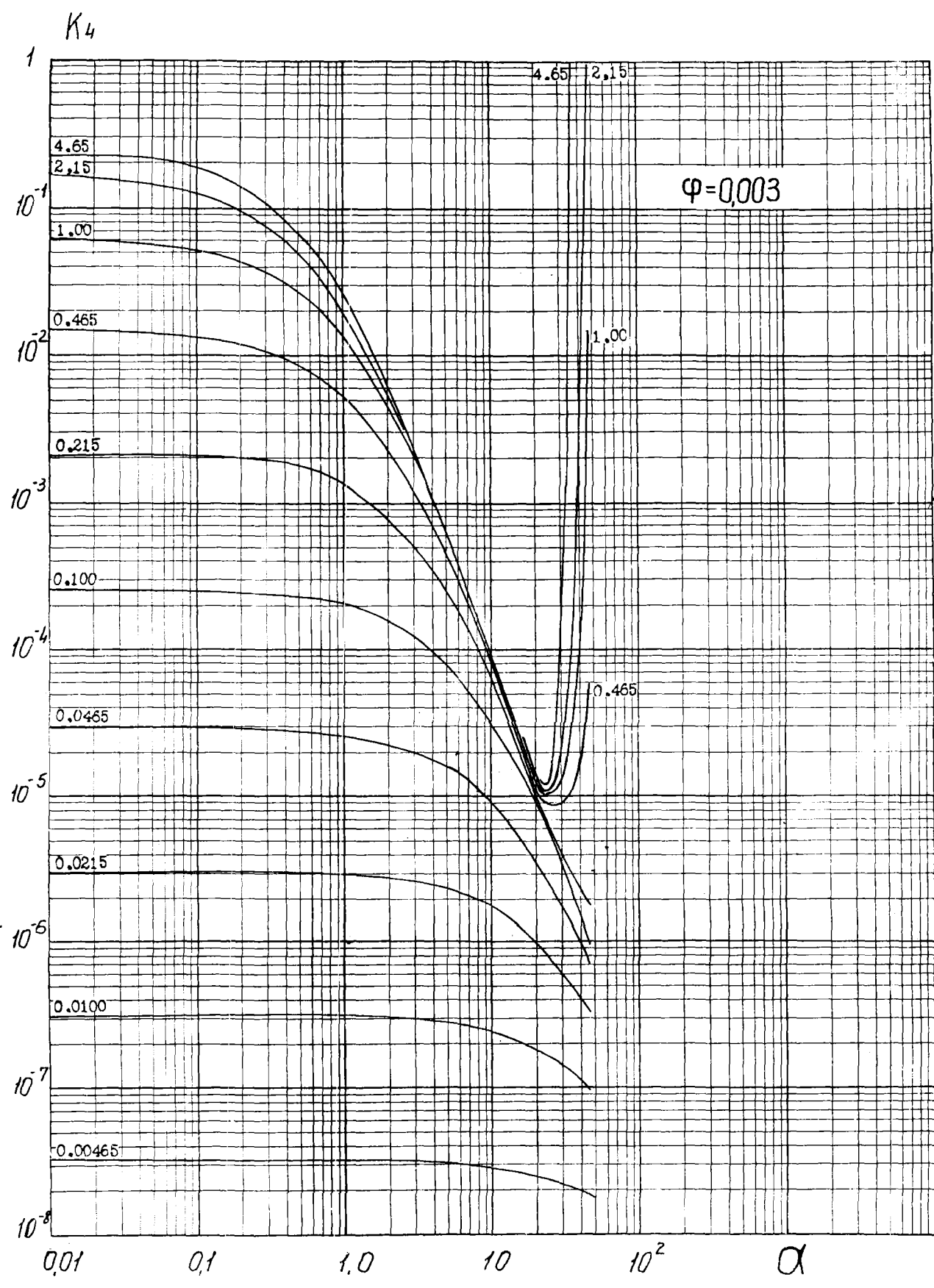
$\alpha \backslash \xi$	0,001	0,00215	0,00465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
0,9961	0,0 <sup>9</sup> 1648	0,0 <sup>8</sup> 1638	0,0 <sup>7</sup> 1659	0,0 <sup>6</sup> 1652	0,0 <sup>5</sup> 1648	0,0 <sup>4</sup> 1680	0,0 <sup>3</sup> 1699	0,0 <sup>2</sup> 1752	0,0 <sup>1</sup> 1902	0,2037	1,7318	7,0127
0,4623	0,0 <sup>9</sup> 1646	0,0 <sup>8</sup> 1634	0,0 <sup>7</sup> 1649	0,0 <sup>6</sup> 1632	0,0 <sup>5</sup> 1603	0,0 <sup>4</sup> 1583	0,0 <sup>3</sup> 1495	0,0 <sup>2</sup> 1329	0,0 <sup>1</sup> 1055	0,06237	0,2201	0,4106
0,2145	0,0 <sup>9</sup> 1645	0,0 <sup>8</sup> 1632	0,0 <sup>7</sup> 1644	0,0 <sup>6</sup> 1622	0,0 <sup>5</sup> 1583	0,0 <sup>4</sup> 1541	0,0 <sup>3</sup> 1412	0,0 <sup>2</sup> 1180	0,0 <sup>1</sup> 8306	0,04056	0,1151	0,1863
0,09953	0,0 <sup>9</sup> 1644	0,0 <sup>8</sup> 1631	0,0 <sup>7</sup> 1642	0,0 <sup>6</sup> 1618	0,0 <sup>5</sup> 1574	0,0 <sup>4</sup> 1522	0,0 <sup>3</sup> 1376	0,0 <sup>2</sup> 1119	0,0 <sup>1</sup> 7485	0,03387	0,08875	0,1368
0,04619	0,0 <sup>9</sup> 1644	0,0 <sup>8</sup> 1630	0,0 <sup>7</sup> 1641	0,0 <sup>6</sup> 1616	0,0 <sup>5</sup> 1570	0,0 <sup>4</sup> 1514	0,0 <sup>3</sup> 1359	0,0 <sup>2</sup> 1092	0,0 <sup>1</sup> 7142	0,03127	0,07923	0,1197
0,02143	0,0 <sup>9</sup> 1644	0,0 <sup>8</sup> 1630	0,0 <sup>7</sup> 1641	0,0 <sup>6</sup> 1615	0,0 <sup>5</sup> 1568	0,0 <sup>4</sup> 1510	0,0 <sup>3</sup> 1352	0,0 <sup>2</sup> 1079	0,0 <sup>1</sup> 6990	0,03015	0,07528	0,1128
0,00995	0,0 <sup>9</sup> 1644	0,0 <sup>8</sup> 1630	0,0 <sup>7</sup> 1641	0,0 <sup>6</sup> 1614	0,0 <sup>5</sup> 1567	0,0 <sup>4</sup> 1508	0,0 <sup>3</sup> 1348	0,0 <sup>2</sup> 1074	0,0 <sup>1</sup> 6921	0,02966	0,07354	0,1097

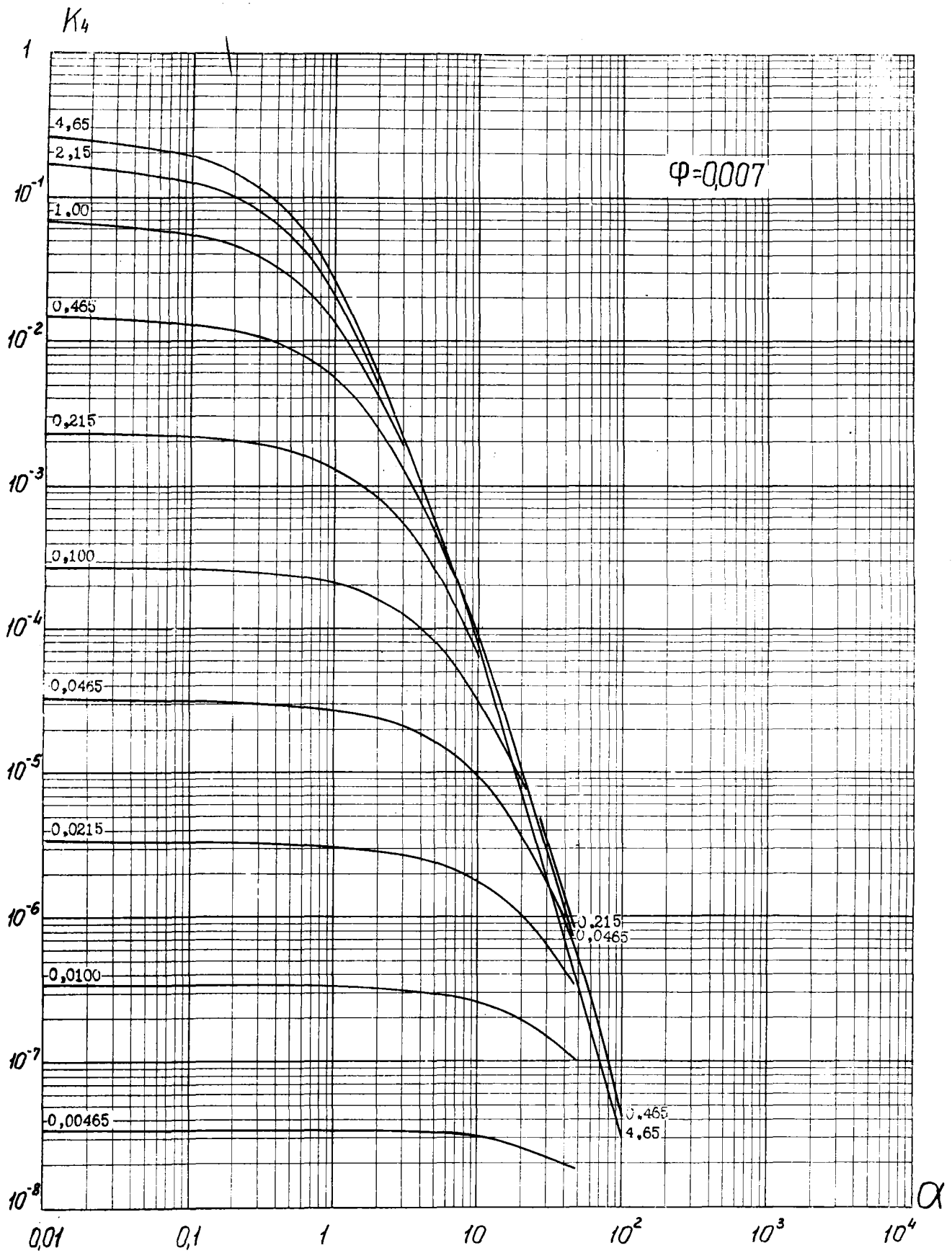
$$\varphi = 1,57$$

K<sub>4</sub>

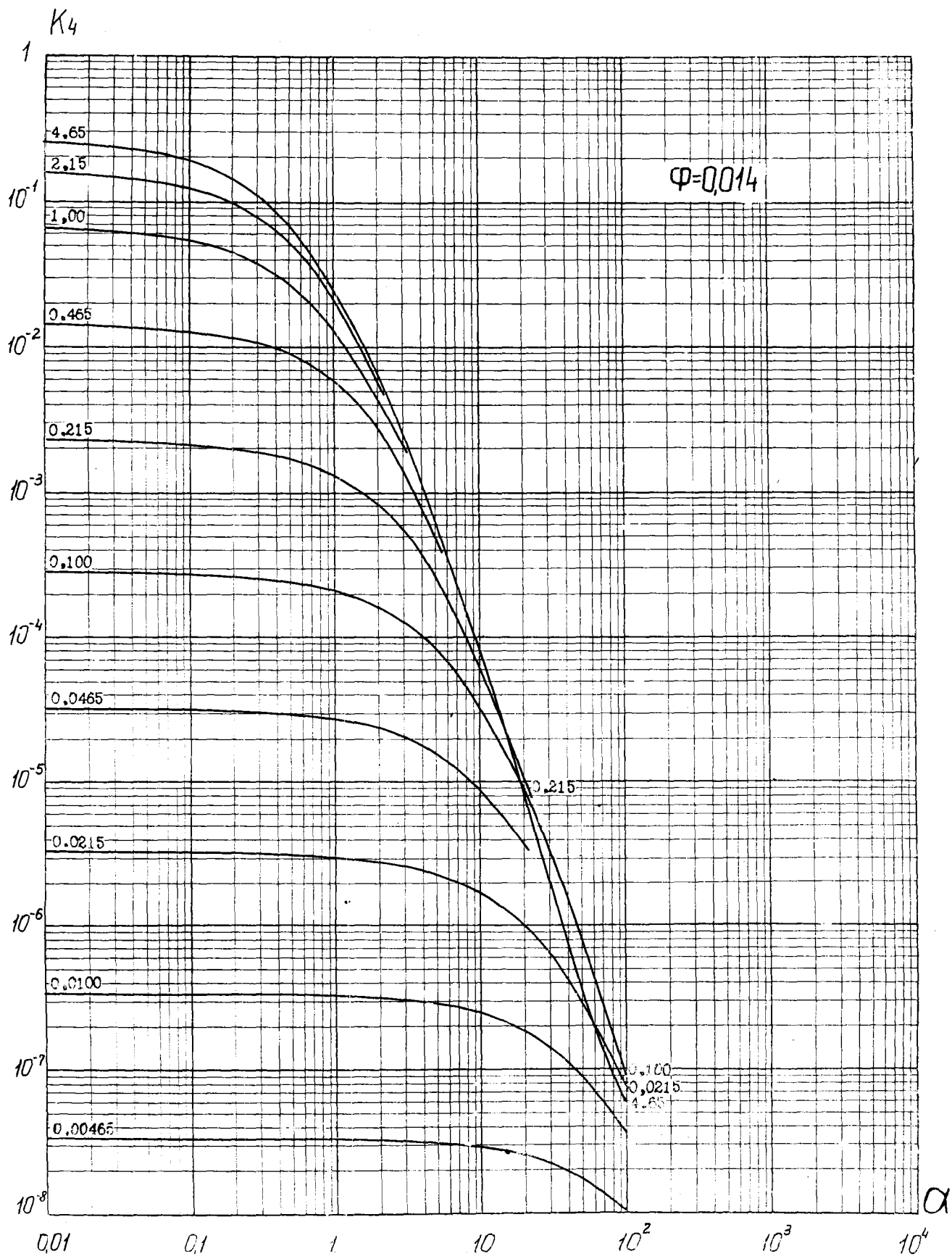
$\alpha \backslash \xi$	0,001	0,00215	0,00465	0,010	0,0215	0,0465	0,100	0,215	0,465	1,000	2,15	4,65
0,9961	0,0 <sup>9</sup> 3484	0,0 <sup>8</sup> 3467	0,0 <sup>7</sup> 3518	0,0 <sup>6</sup> 3522	0,0 <sup>5</sup> 3549	0,0 <sup>4</sup> 3657	0,0 <sup>3</sup> 3922	0,0 <sup>2</sup> 4465	0,0 <sup>1</sup> 6031	1,0789	32,7425	2056,03
0,4623	0,0 <sup>9</sup> 3478	0,0 <sup>8</sup> 3454	0,0 <sup>7</sup> 3491	0,0 <sup>6</sup> 3463	0,0 <sup>5</sup> 3422	0,0 <sup>4</sup> 3419	0,0 <sup>3</sup> 3308	0,0 <sup>2</sup> 3088	0,0 <sup>1</sup> 2694	0,1877	0,8299	1,8797
0,2145	0,0 <sup>9</sup> 3475	0,0 <sup>8</sup> 3449	0,0 <sup>7</sup> 3478	0,0 <sup>6</sup> 3436	0,0 <sup>5</sup> 3365	0,0 <sup>4</sup> 3297	0,0 <sup>3</sup> 3064	0,0 <sup>2</sup> 2634	0,0 <sup>1</sup> 1956	0,1040	0,3277	0,5744
0,09953	0,0 <sup>9</sup> 3474	0,0 <sup>8</sup> 3446	0,0 <sup>7</sup> 3472	0,0 <sup>6</sup> 3423	0,0 <sup>5</sup> 3339	0,0 <sup>4</sup> 3245	0,0 <sup>3</sup> 2959	0,0 <sup>2</sup> 2452	0,0 <sup>1</sup> 1701	0,08149	0,2285	0,3704
0,04619	0,0 <sup>9</sup> 3473	0,0 <sup>8</sup> 3445	0,0 <sup>7</sup> 3469	0,0 <sup>6</sup> 3417	0,0 <sup>5</sup> 3327	0,0 <sup>4</sup> 3218	0,0 <sup>3</sup> 2912	0,0 <sup>2</sup> 2374	0,0 <sup>1</sup> 1597	0,07315	0,1956	0,3074
0,02143	0,0 <sup>9</sup> 3473	0,0 <sup>8</sup> 3444	0,0 <sup>7</sup> 3468	0,0 <sup>6</sup> 3415	0,0 <sup>5</sup> 3321	0,0 <sup>4</sup> 3207	0,0 <sup>3</sup> 2890	0,0 <sup>2</sup> 2338	0,0 <sup>1</sup> 1552	0,06966	0,1824	0,2828
0,00995	0,0 <sup>9</sup> 3473	0,0 <sup>8</sup> 3444	0,0 <sup>7</sup> 3467	0,0 <sup>6</sup> 3413	0,0 <sup>5</sup> 3319	0,0 <sup>4</sup> 3202	0,0 <sup>3</sup> 2880	0,0 <sup>2</sup> 2322	0,0 <sup>1</sup> 1531	0,06811	0,1766	0,2723

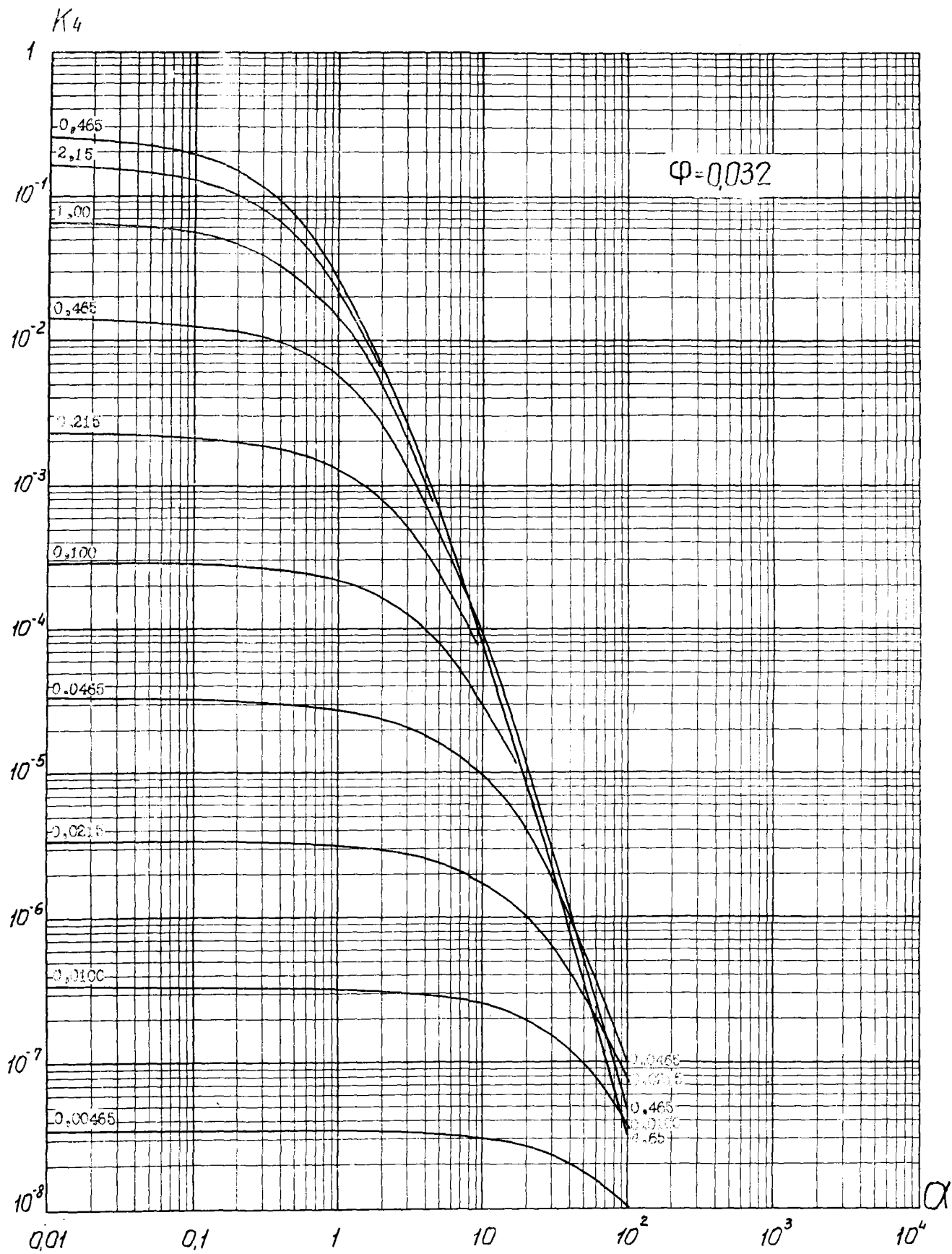


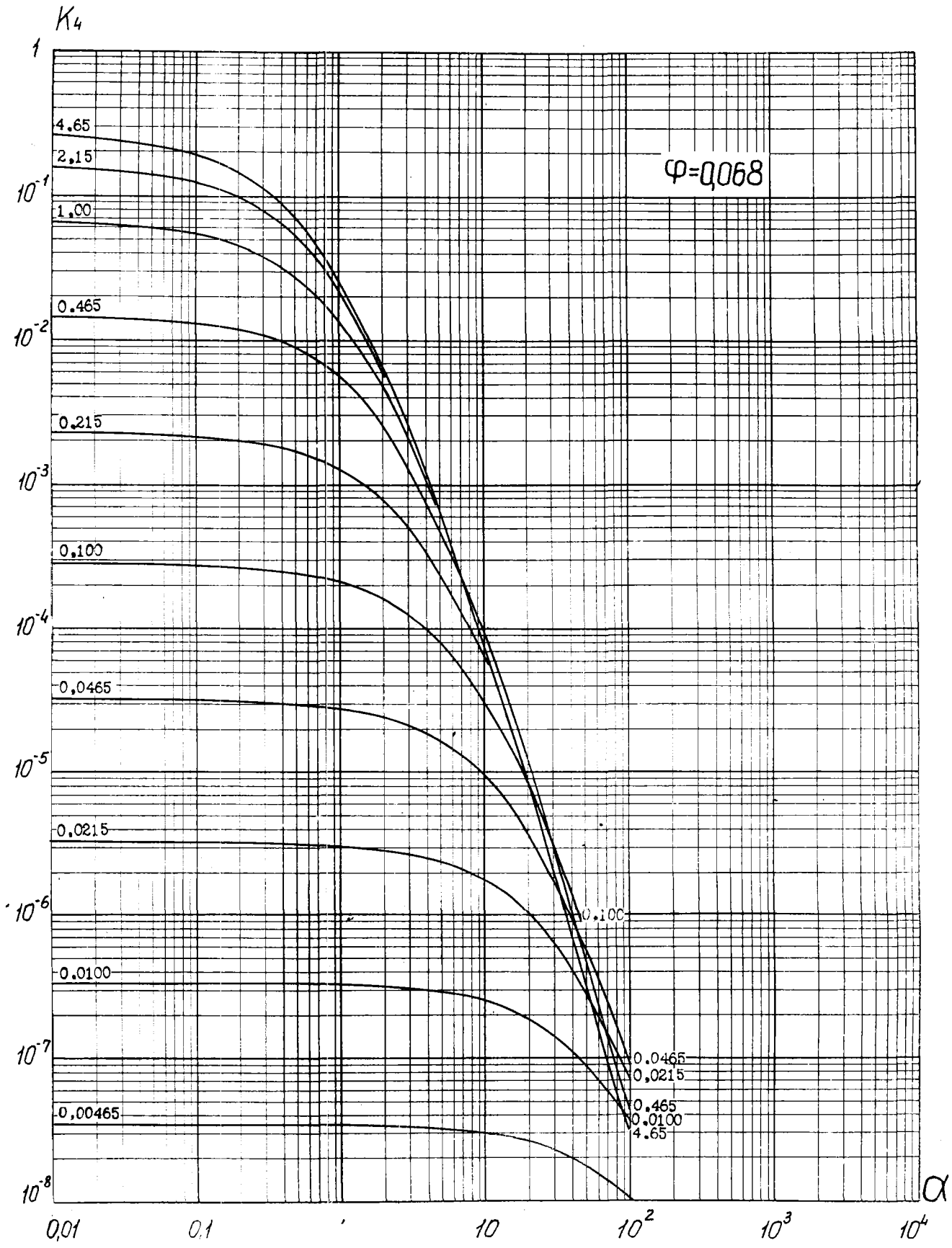


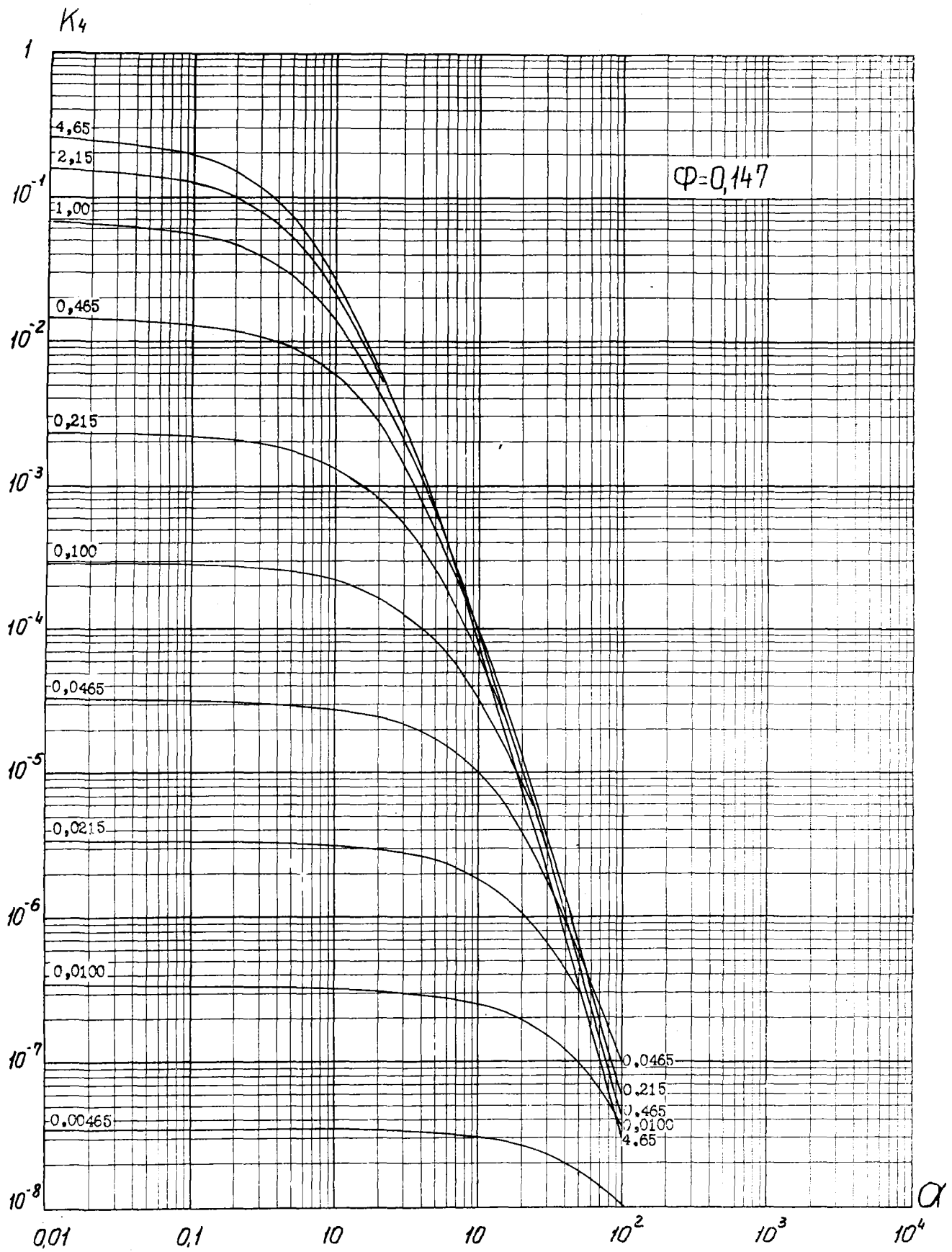


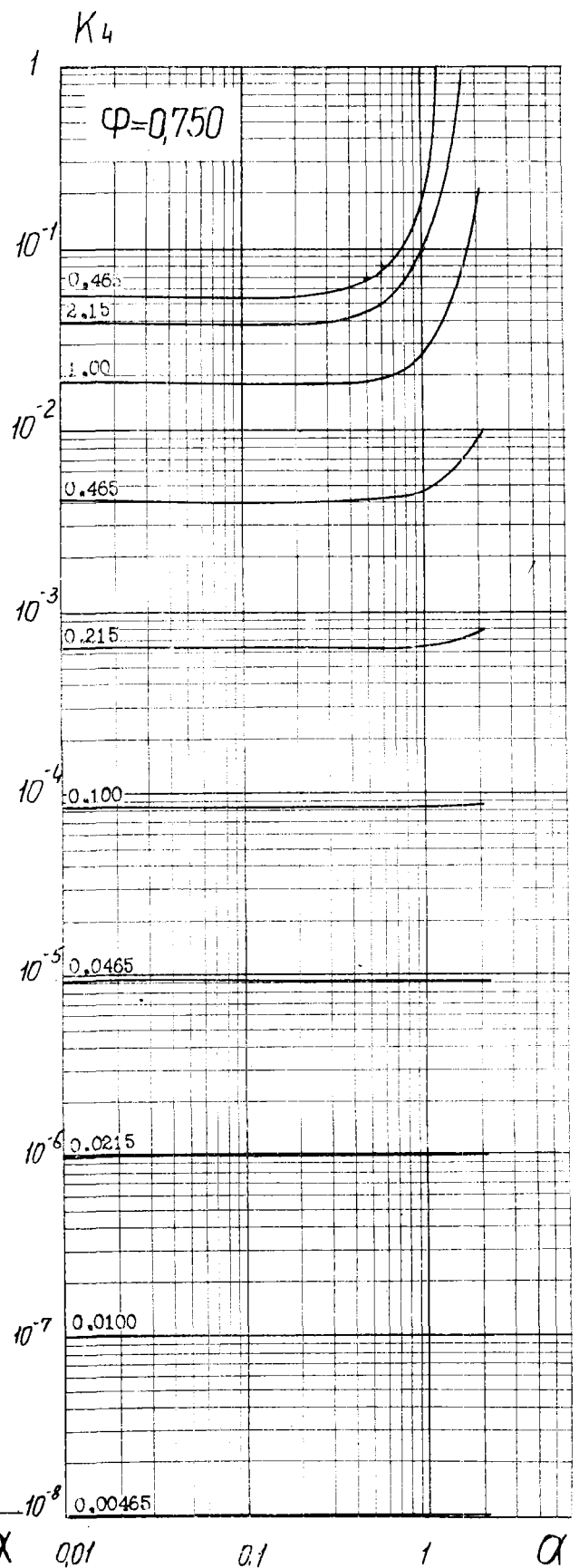
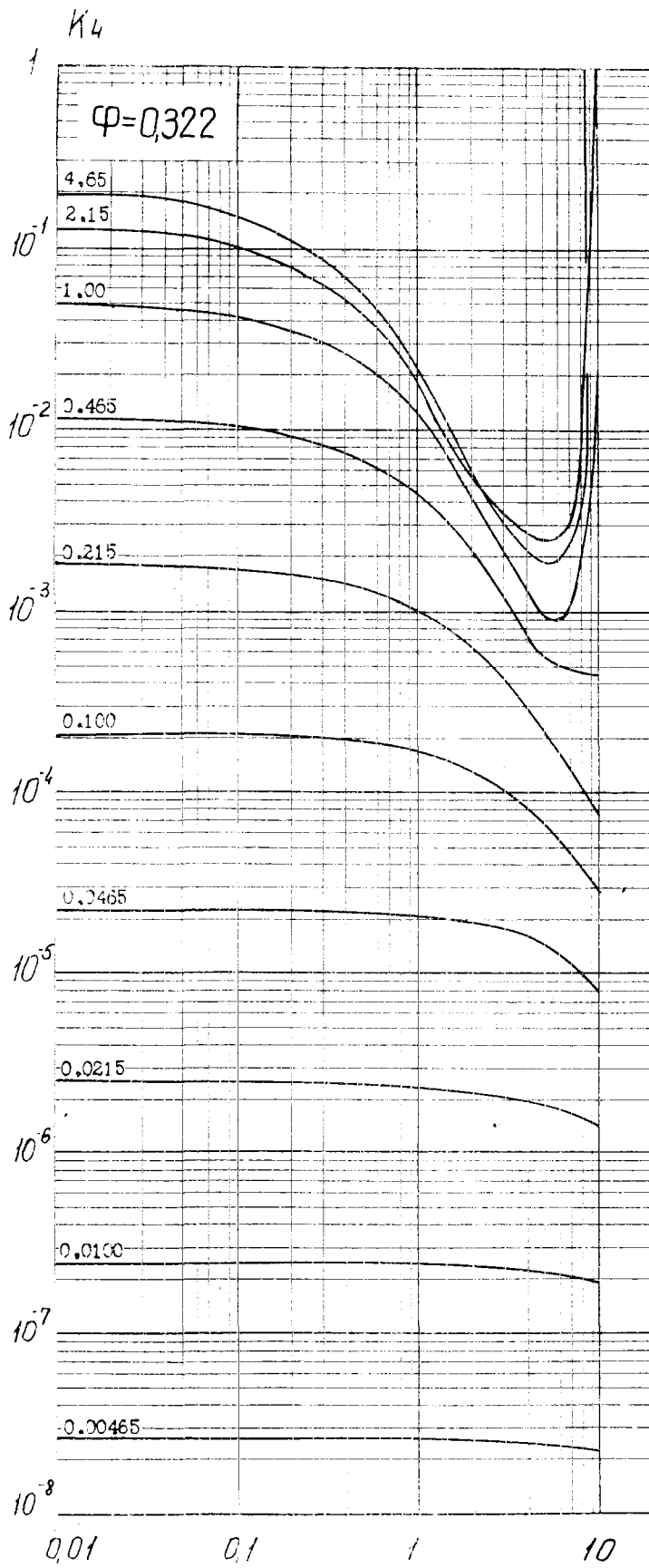


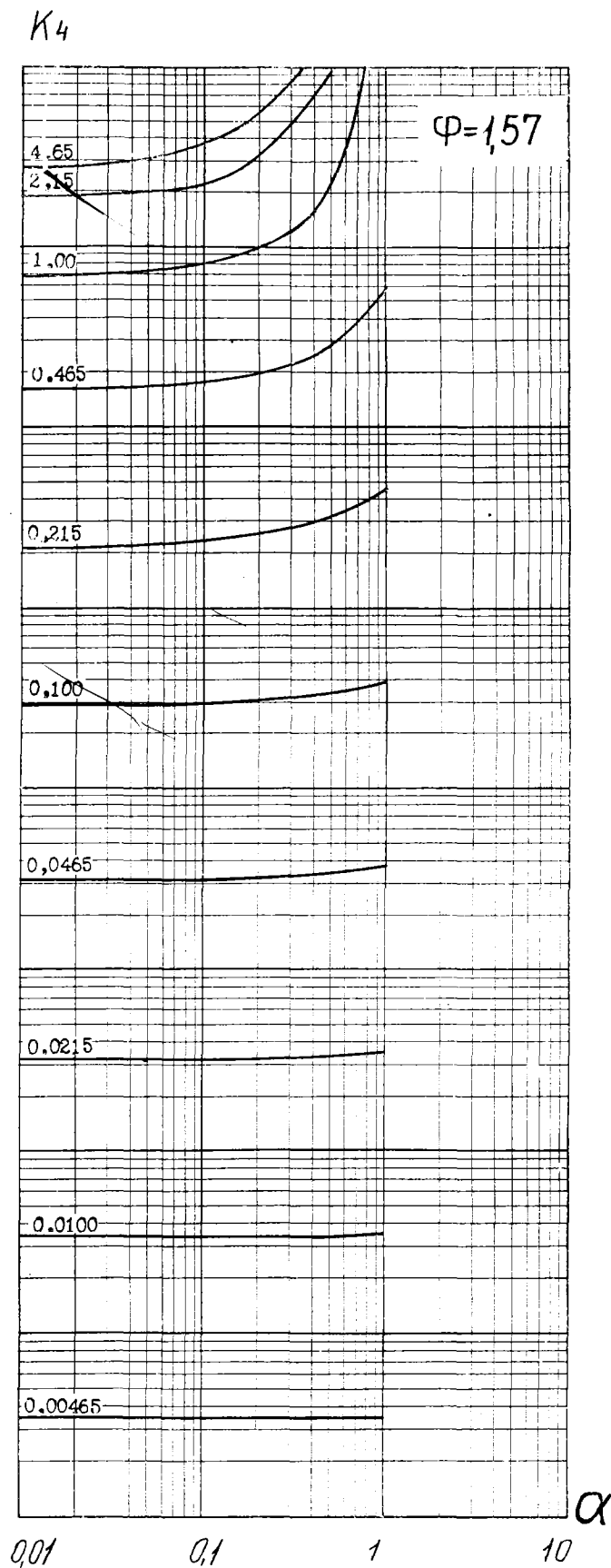
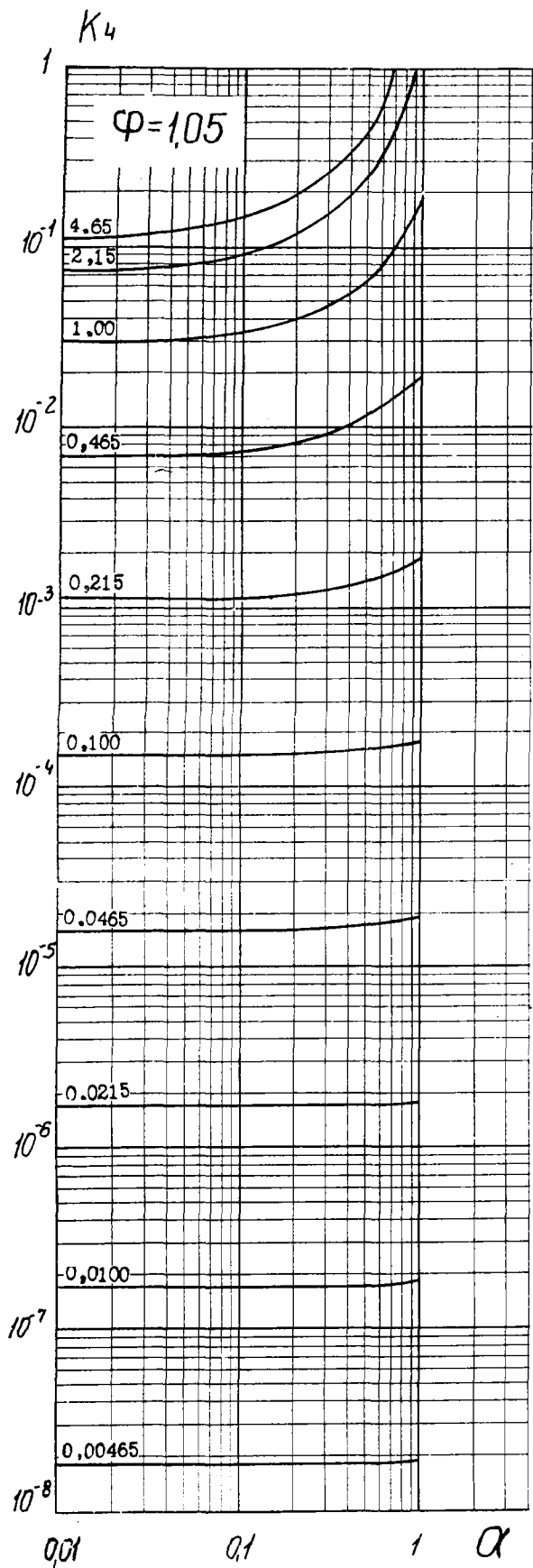






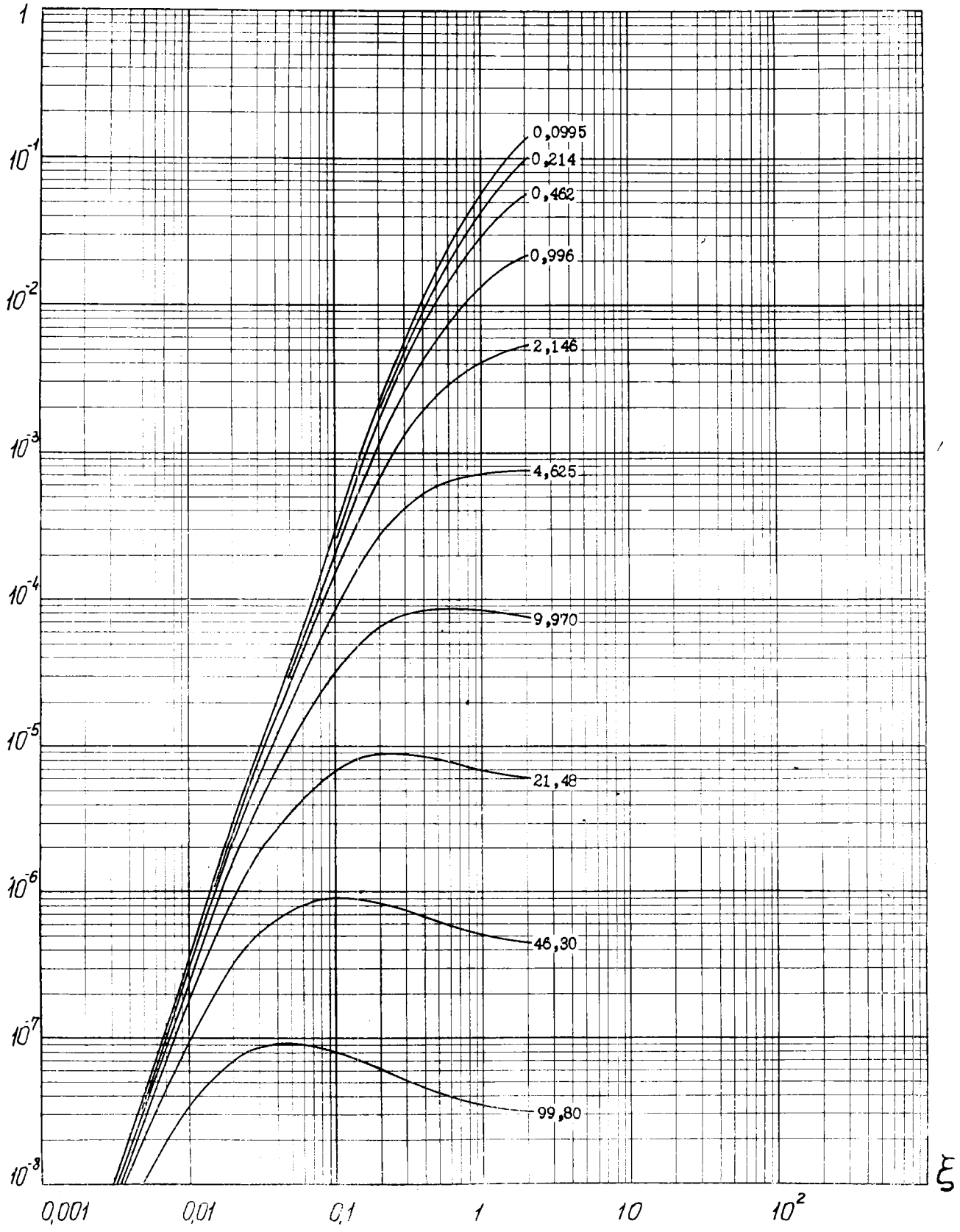






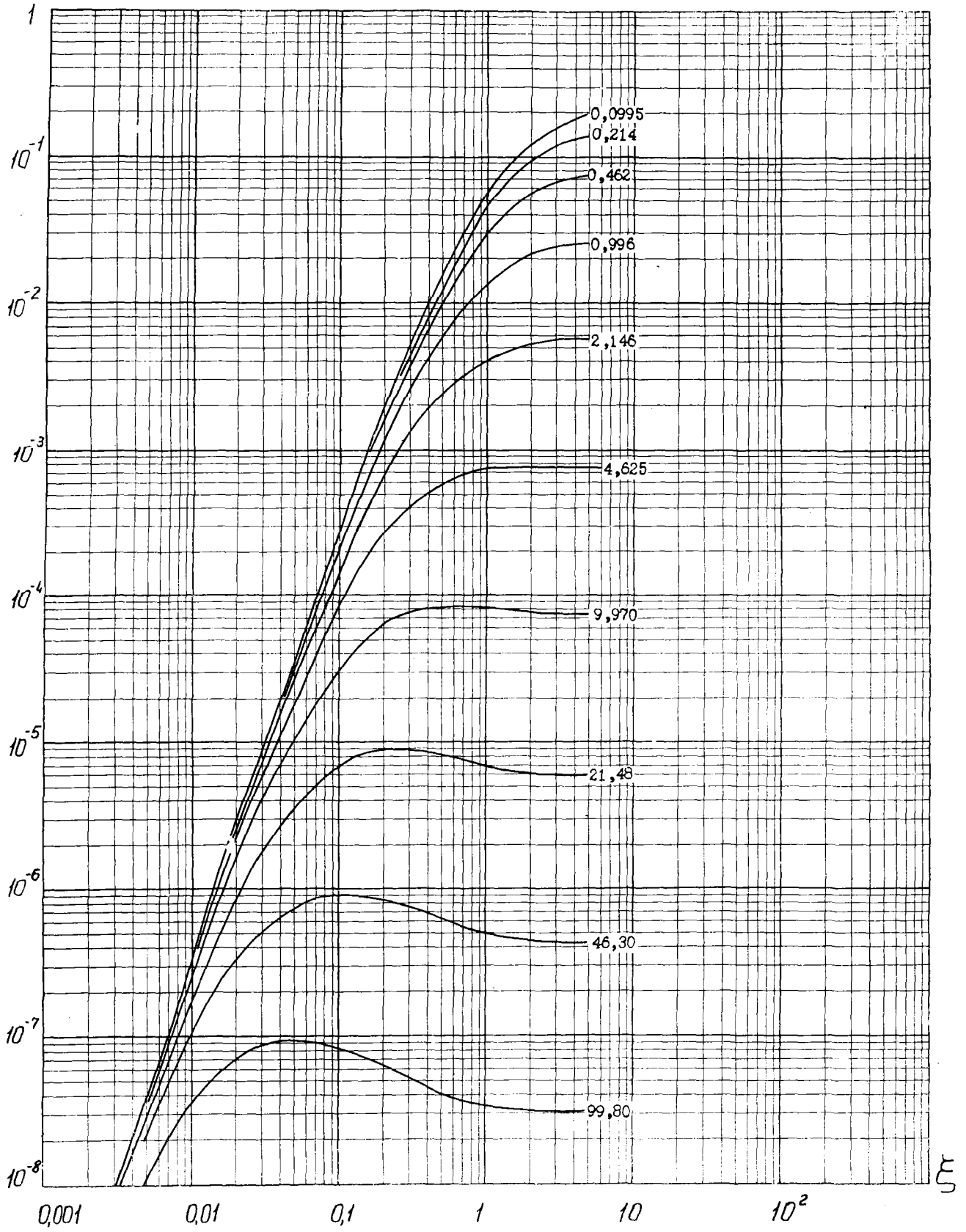
$K_4$

$\varphi=0$



$\varphi = 0,003$

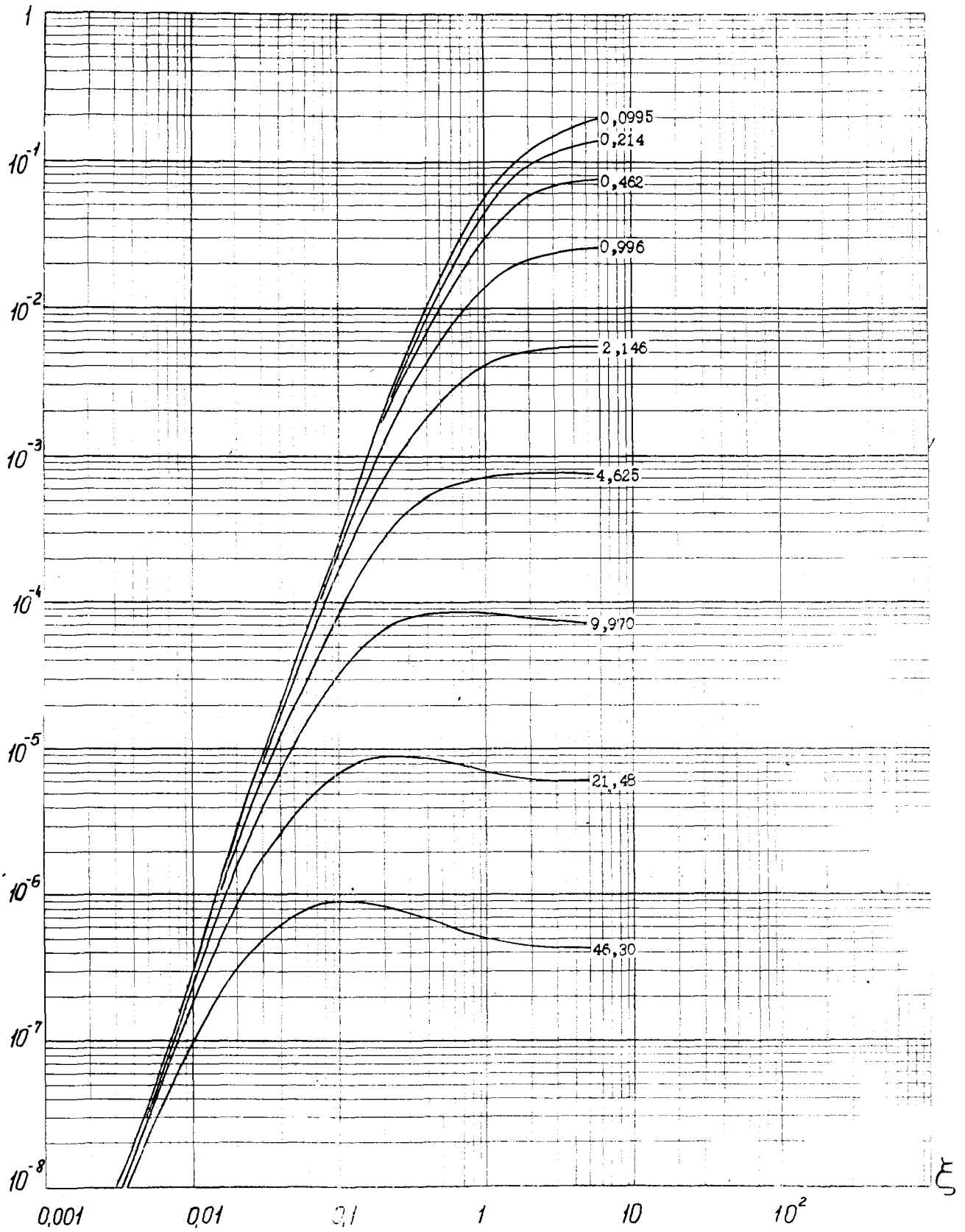
$K_4$



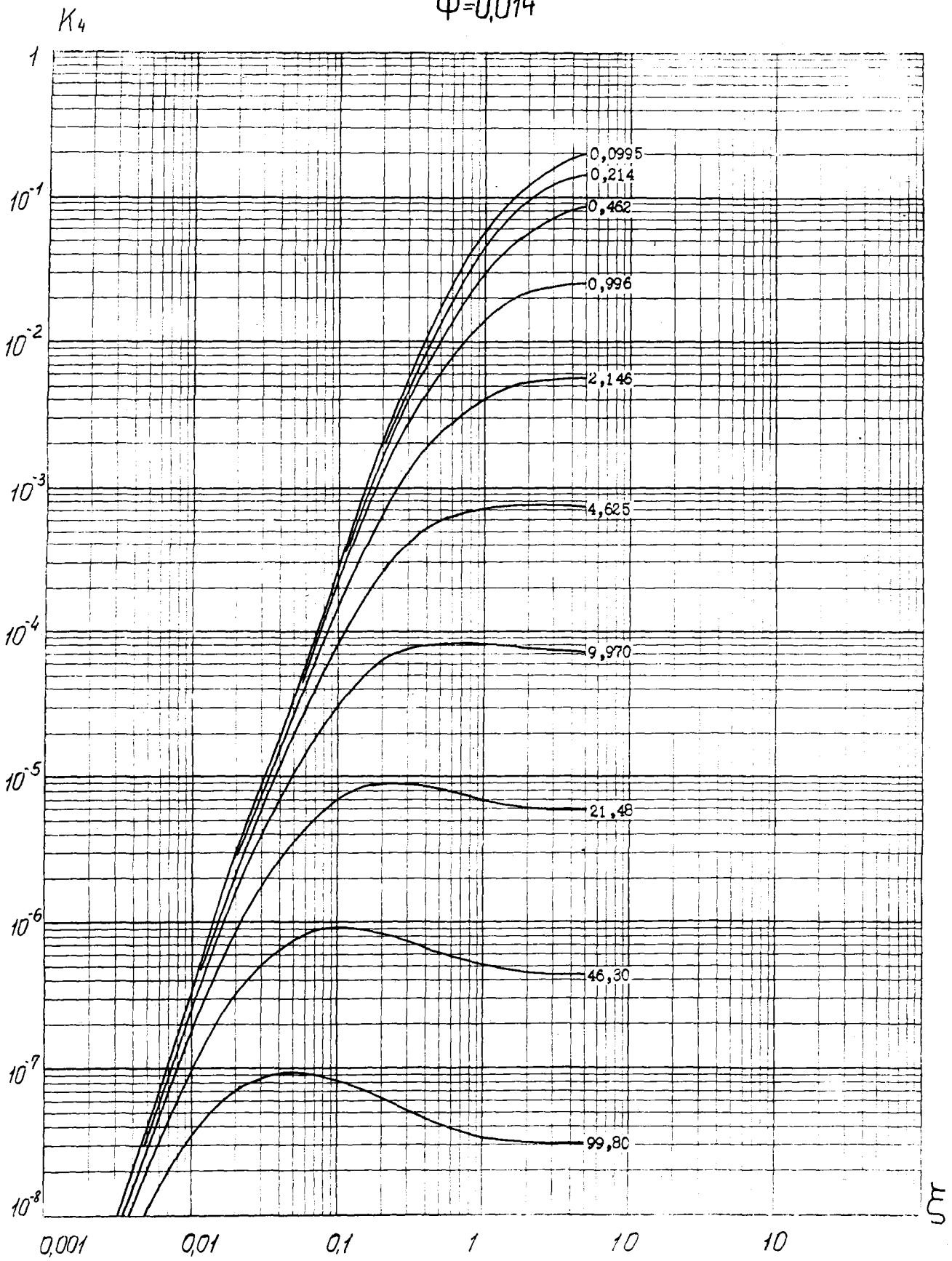


$K_4$

$\varphi=0,007$

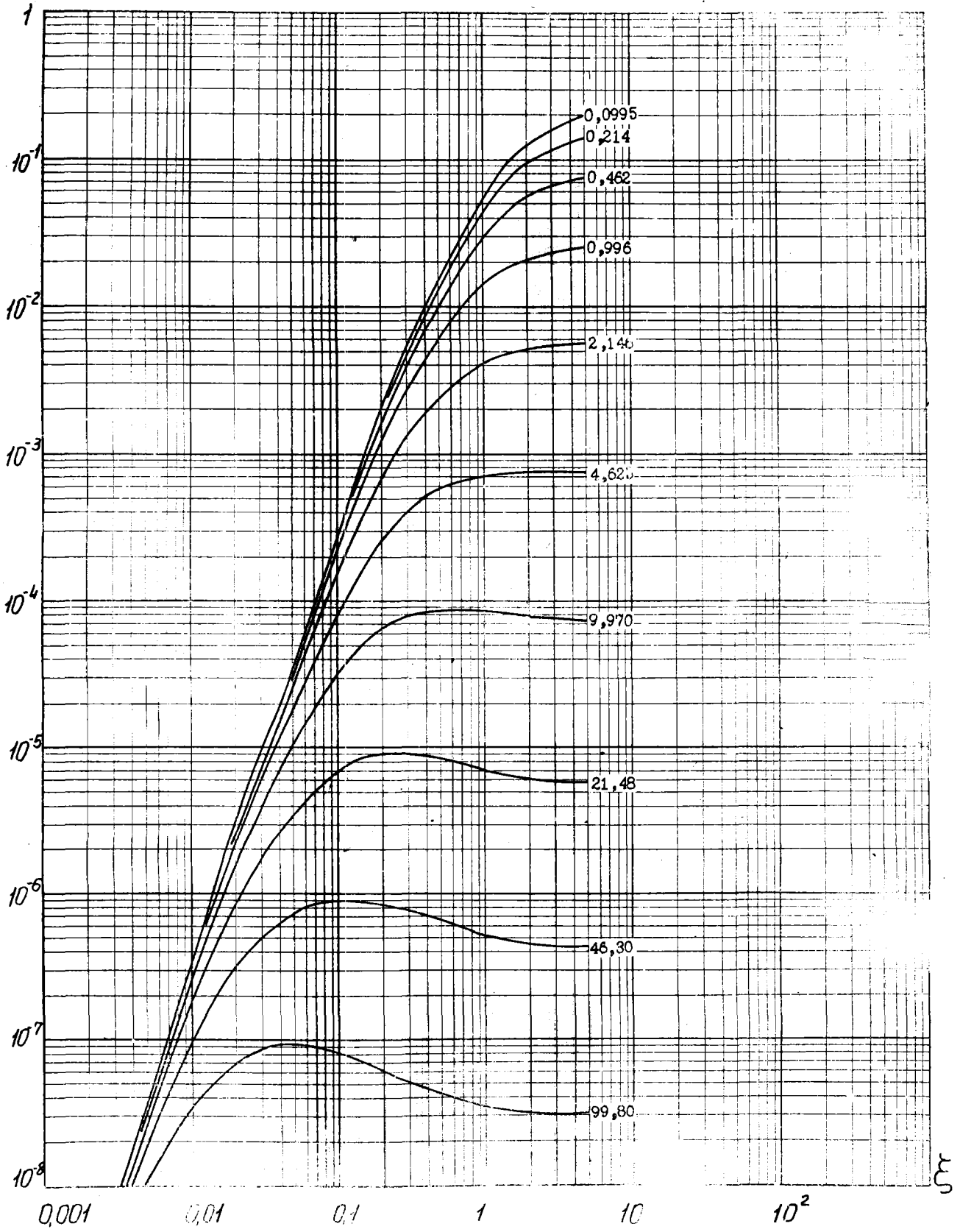


$\varphi = 0,014$

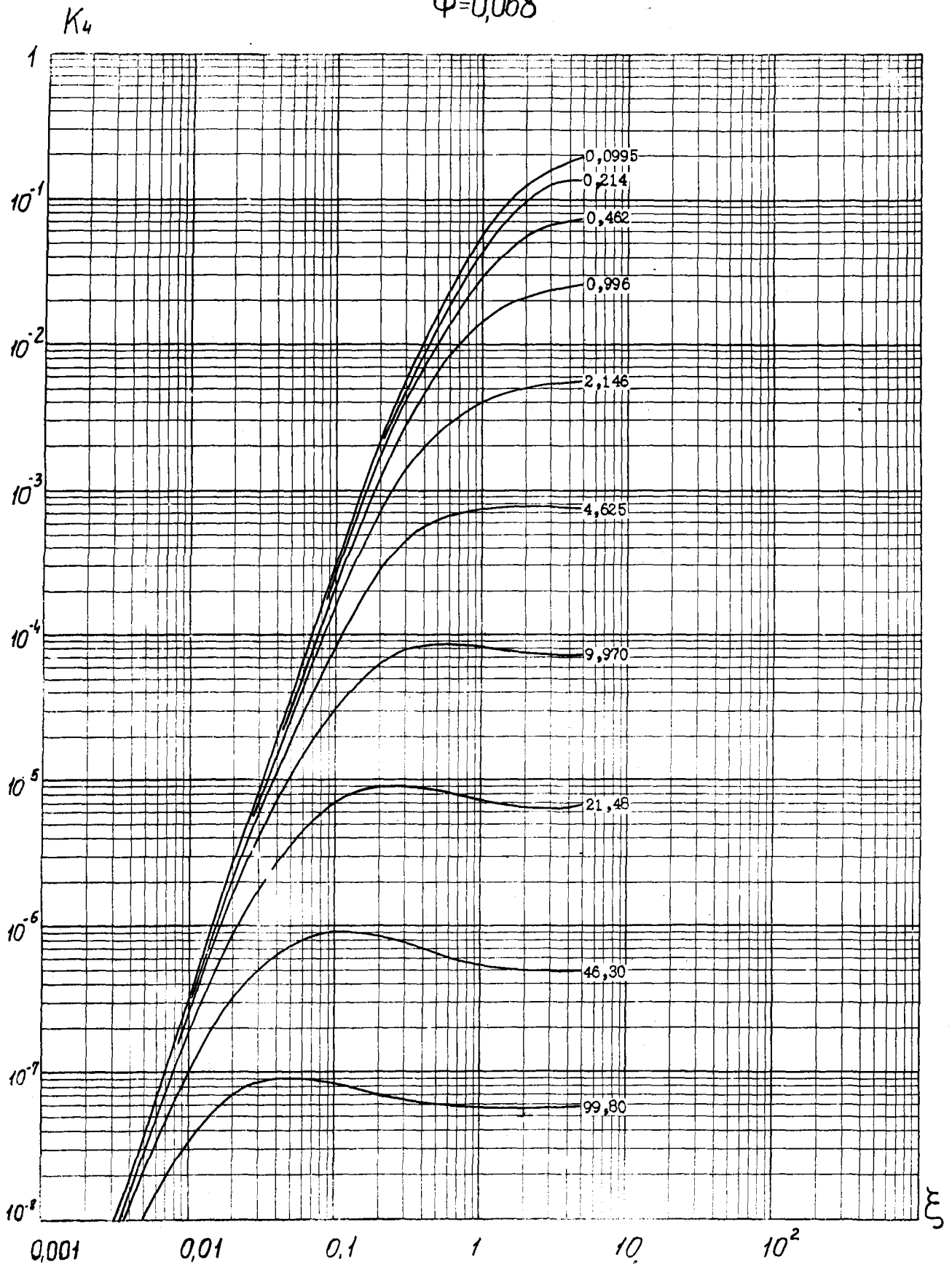


$\varphi=0,032$

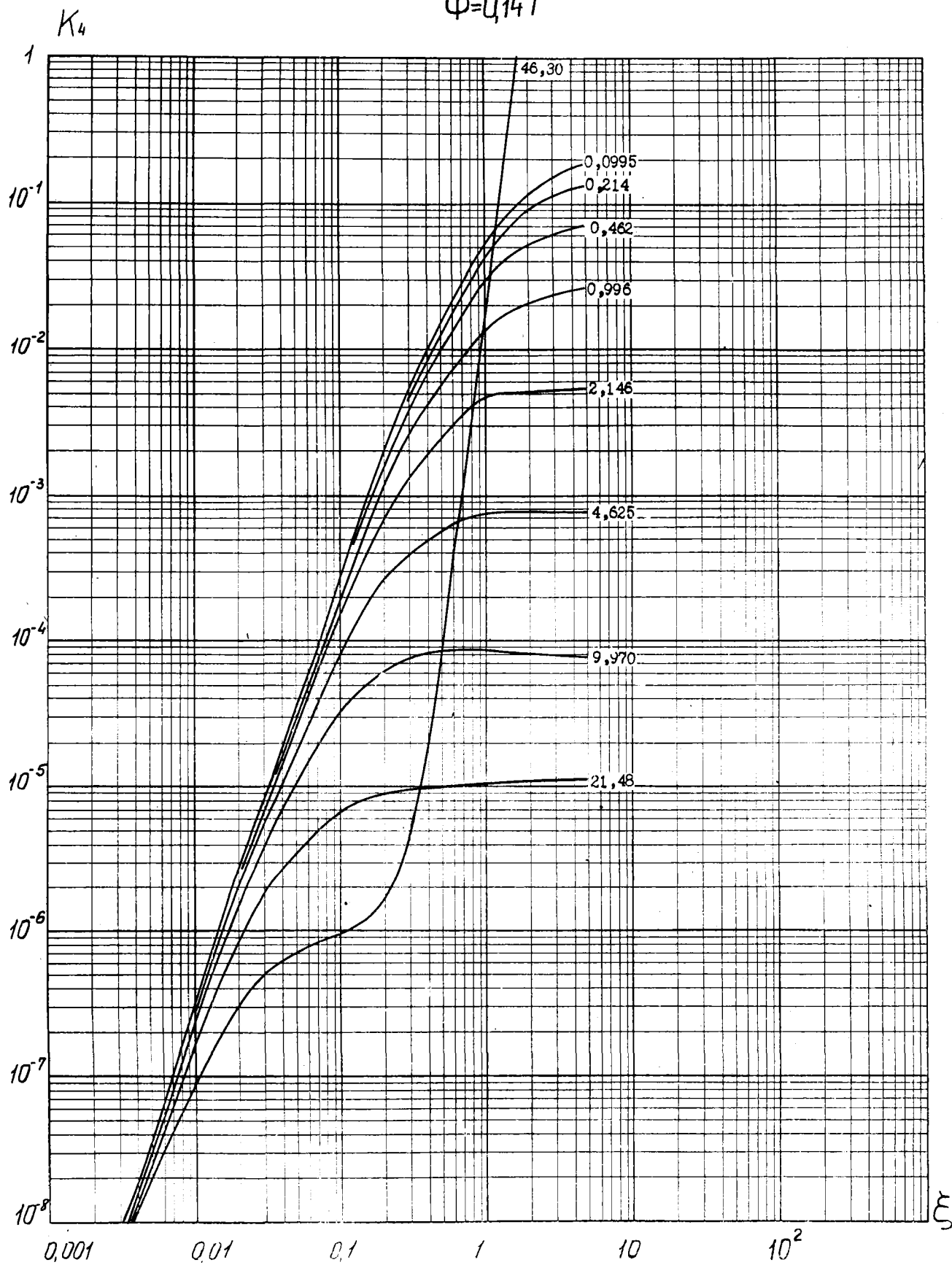
$K_4$



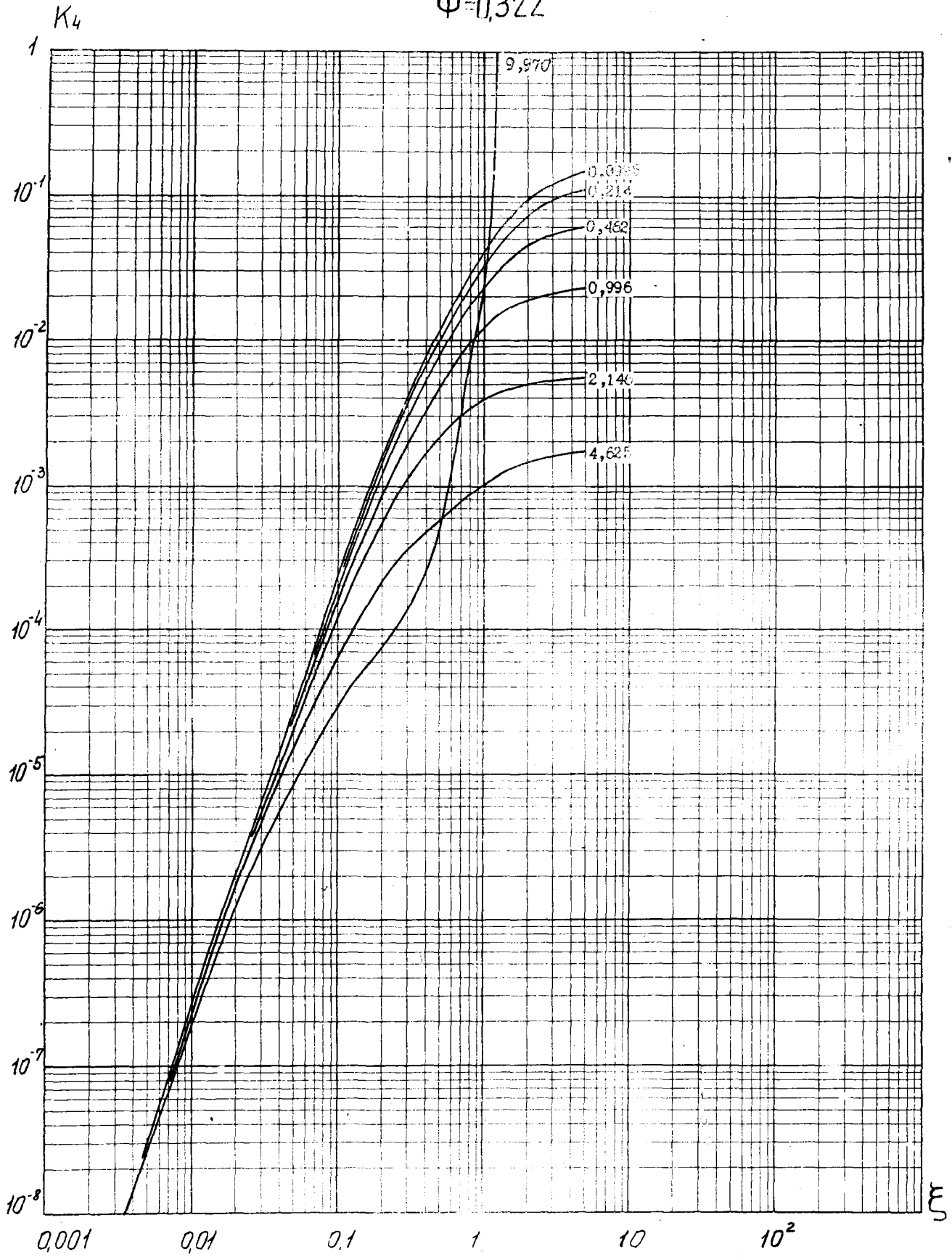
$\varphi = 0,068$



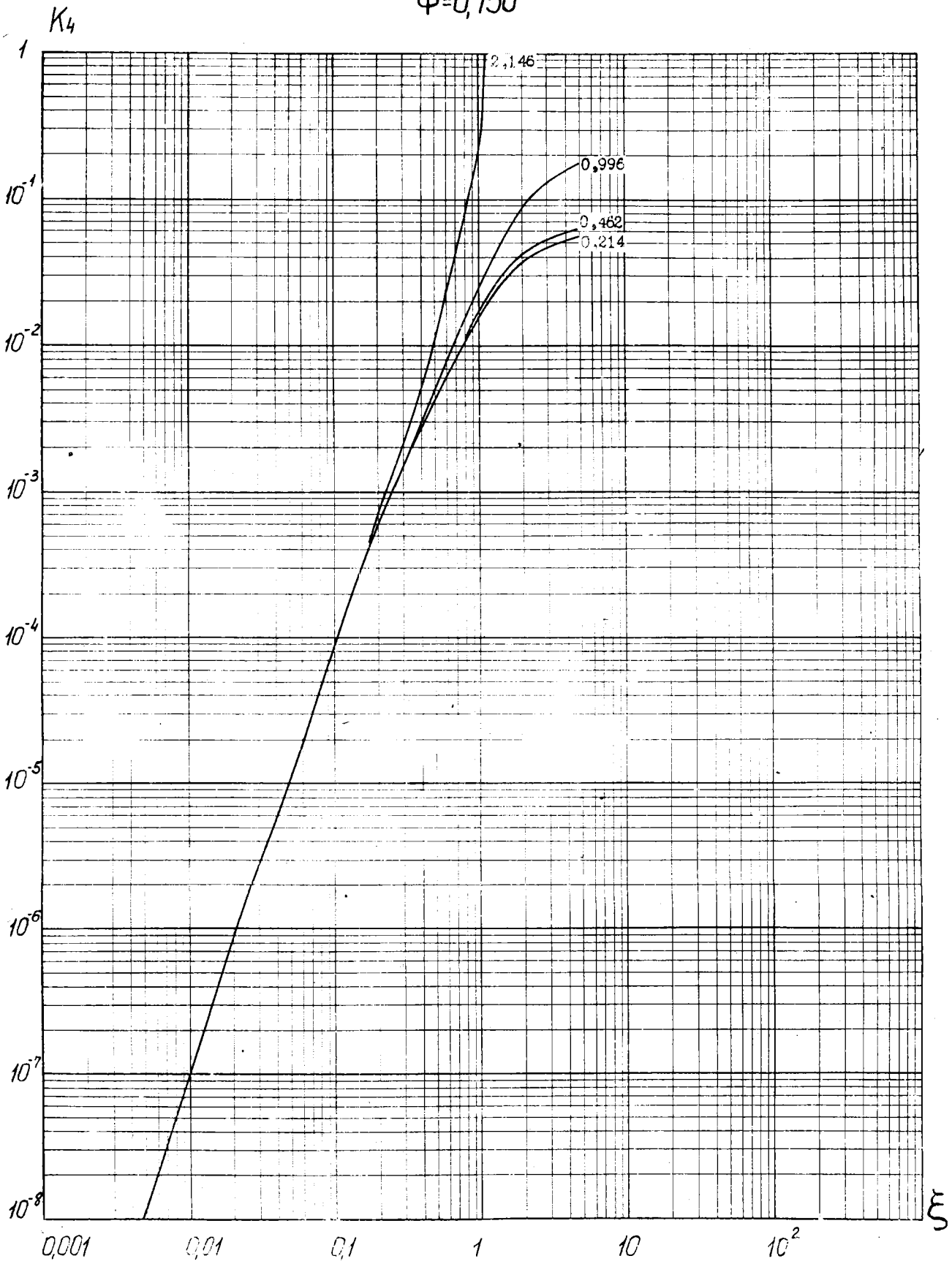
$\varphi=0,147$



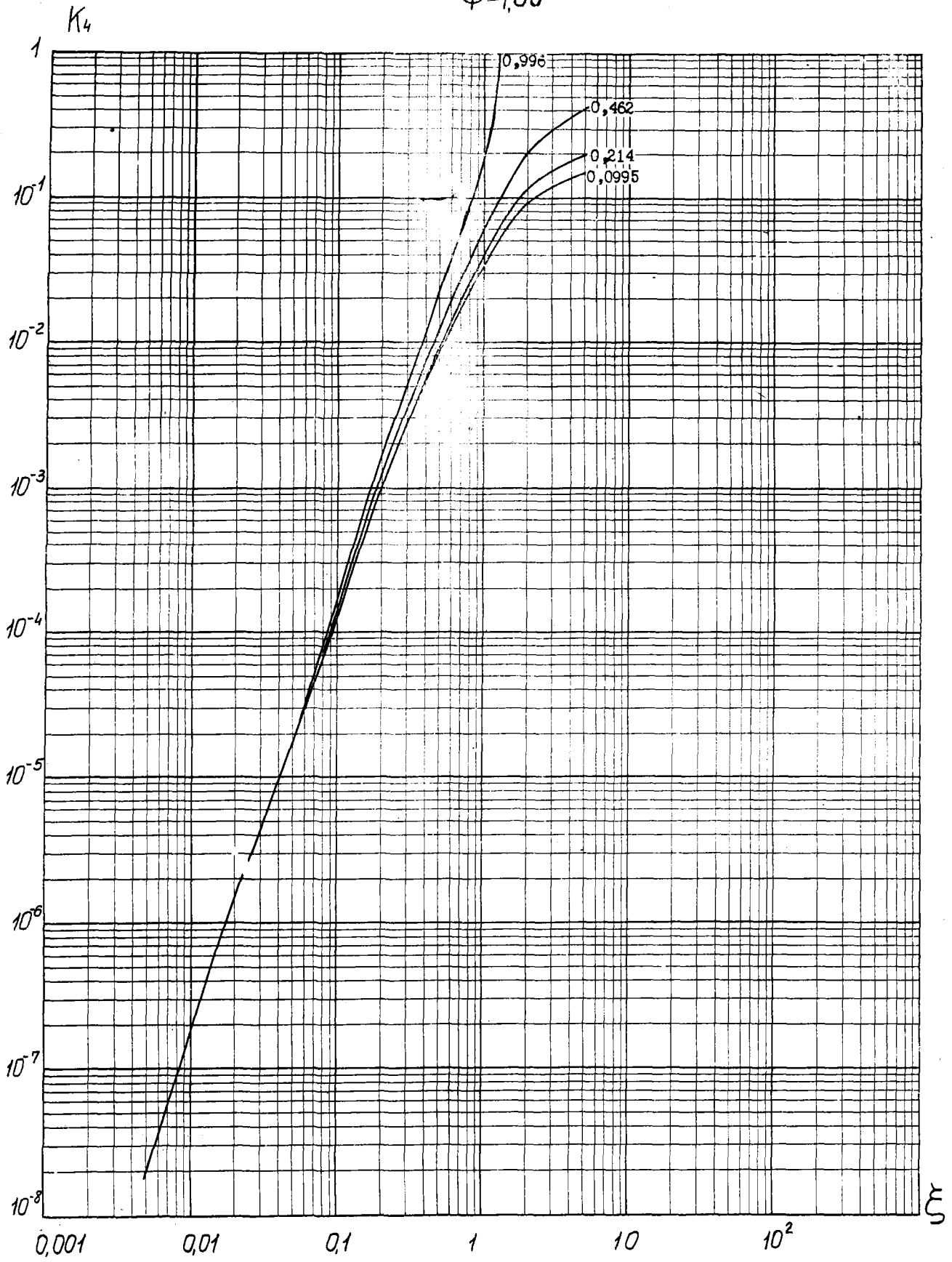
$\varphi=0,322$



$\varphi=0,750$



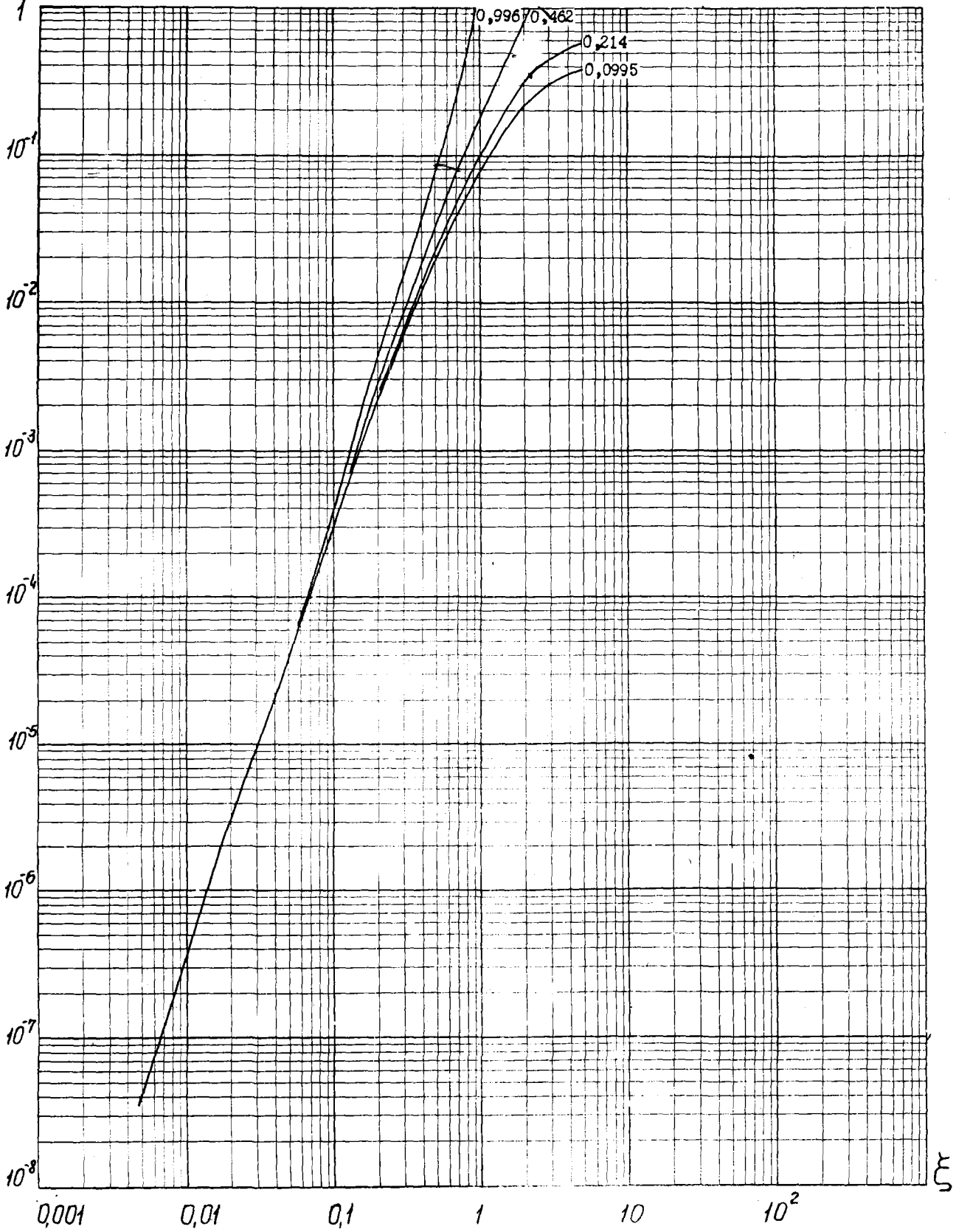
$\varphi = 1,05$





$K_4$

$\varphi = 1,57$



## ЛИТЕРАТУРА

- 1 Л.П.Абагян и др. Влияние резонансной структуры сечений на распространение и замедление нейтронов в средах и резонансные эффекты на делящихся элементах. A/conf. 28/p/357 Proc. of the Third International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy Held in Geneva, 1964 v II p 47 United Nations N.Y. 1965.
- 2 А.И.Лейпунский и др. " Экспериментальные и теоретические исследования по физике быстрых реакторов". Доклад на конференцию по быстрым реакторам-размножителям. Лондон, 17 - 19 мая 1966.
- 3 А.А.Лукьянов. " Влияние резонансной структуры сечений на поглощение, замедление и диффузию нейтронов в средах". Диссертация. М., МИФИ, 1963.
- 4 Б.Карлсон, Дж.Белл. Решение транспортного уравнения  $S_n$  методом. Материалы II Женевской конференции. Сб. " Физика ядерных реакторов", стр. 408, М., Атомиздат, 1959.
- 5 В.С.Владимиров. О некоторых вариационных методах приближенного решения уравнения переноса. "Вычислительная математика" № 7, М., Изд-во АН СССР, 1958.
- 6 Г.И.Марчук, Ф.Ф.Михайлус. Замедление нейтронов в средах с резонансным поглощением. " Атомная энергия". Т.4, № 6, 520, 1958.
- 7 Е.Янке, Ф.Эмде. " Таблицы функций с формулами и кривыми". ГИТТЛ. М., Л., 1949.

Т. 10434 8/VI-1968г.

Заказ № 219

Сдано в производство 5 июня 1968 г.

Тираж 350 экз.