

2

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ ИЯФ 77-3

А.В.Бурдаков, Ё.Мацукава

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕ -
РАТУРЫ ПЛАЗМЫ ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ
ИЗЛУЧЕНИЮ МЕТОДОМ ФИЛЬТРОВ

Новосибирск

1977

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ
ПО РЕНГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ МЕТОДОМ ФИЛЬТРОВ.

А.В.Бурдаков, Ё.Мацукава*

* Университет г. Осака, Япония

I. ВВЕДЕНИЕ

Метод фильтров для определения температуры и плотности электронов горячей плазмы по тормозному или рекомбинационному рентгеновскому излучению широко распространен благодаря технической простоте, возможности измерения широкого диапазона параметров, высокому временному разрешению. Температура электронов определяется путем сравнения измеренных значений ослабления излучения поглотителями с расчетными. В таких расчетах задается функция распределения электронов и спектр излучения отдельного электрона.

В литературе (см., например, /1/, /3/, /5/) имеются кривые ослабления излучения фильтрами для некоторых видов функций распределения электронов. В настоящей работе приводятся расчеты пропускания излучения для одно- и двухкомпонентной максвелловской функции распределения электронов. Рассматриваются случаи тормозного излучения электронов на ионах плазмы и тормозного излучения, возникающего при попадании электронов плазмы на поверхность мишени.

II. РАСЧЕТ ПРОПУСКАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОГЛОТИТЕЛЯМИ ДЛЯ МАКСВЕЛЛОВСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ.

Если электроны имеют максвелловское распределение с температурой T , то энергетический спектр тормозного излучения (случай свободно-свободных переходов) имеет следующий вид [2]:

$$W(E_x) dE_x = c \bar{g}(E_x, T) n_e n_i (kT)^{-1/2} \exp(-\frac{E_x}{kT}) dE_x, \quad (1)$$

где E_x - энергия γ -кванта, n_e, n_i - плотности электронов и ионов, c - коэффициент, $\bar{g}(E_x, T)$ - множитель Гаунта, который вносит малую поправку и в вычислениях не учитывался. После прохождения поглотителя с толщиной d и с массовым коэффициентом поглощения μ интенсивность излучения определяется выражением:

$$I = c_0 n_e n_i \int_0^\infty (kT)^{-1/2} \exp(-\frac{E_x}{kT} - \mu d) dE_x. \quad (2)$$

Зависимость коэффициента поглощения μ от энергии вдали от краев поглощения можно аппроксимировать формулой $\mu = K_0 E_x^{-s}$ (см., например, [3]), где K_0 и s - численные коэффициенты. Величина K_0 зависит от области энергий E_x и меняется скачком при переходе через край поглощения фильтра. В качестве характеристики поглотителя удобно использовать понятие энергии отсечки E_0 , которая связана с толщиной поглотителя следующим равенством: $K_0 E_0^{-s} d = 1$ [4].

Подынтегральное выражение в (2) имеет максимум при энергии $E_m = (s \cdot kT \cdot E_0^s)^{1/(s+1)}$. Если ввести обозначения $E_x = \beta E_m$, $\xi = \frac{E_m}{kT}$, то пропускание фильтра записывается следующим образом:

$$\frac{I}{I_0} = \xi \int_0^\infty \exp[-\beta(1 + \frac{1}{s\beta^{s+1}})\xi] d\beta, \quad (3)$$

где $I_0 = c_0 n_e n_i (kT)^{1/2} = 6,34 \cdot 10^{-47} z^2 n_e n_i (kT)^{1/2}$, $\frac{eV}{cm^3}$ - интенсивность излучения при $d=0$; n_e, n_i измеряются в cm^{-3} , а kT - в эв; z - заряд ионов плазмы.

Если использовать приближенное значение $s \approx 3$ [с м. [5]], то

$$\frac{I}{I_0} = \xi \int_0^\infty \exp(-\beta(1 + \frac{1}{3\beta^4})\xi) d\beta = \xi J_4$$

Интеграл J_4 был вычислен на ЭВМ. Результат интегрирования можно представить формулой:

$$J_4 = (a_4 + \xi^{-1}) e^{-p_4 \xi}, \quad (4)$$

где $\xi = 3^{1/4} (\frac{E_0}{kT})^{3/4}$. Коэффициенты a_4 и p_4 определяются из результатов численного интегрирования и равны $a_4 = 0,8$, $p_4 = 1,43$.

Выражение (4) может быть использовано как универсальная формула для вычисления пропускания фольг. На рис. I приведен результат численного интегрирования J_4 . Точки - это результат вычислений, а сплошная линия - приближение (4). График построен в координатах $L = \lg \frac{J_4}{0,8 + \xi^{-1}}$ и ξ .

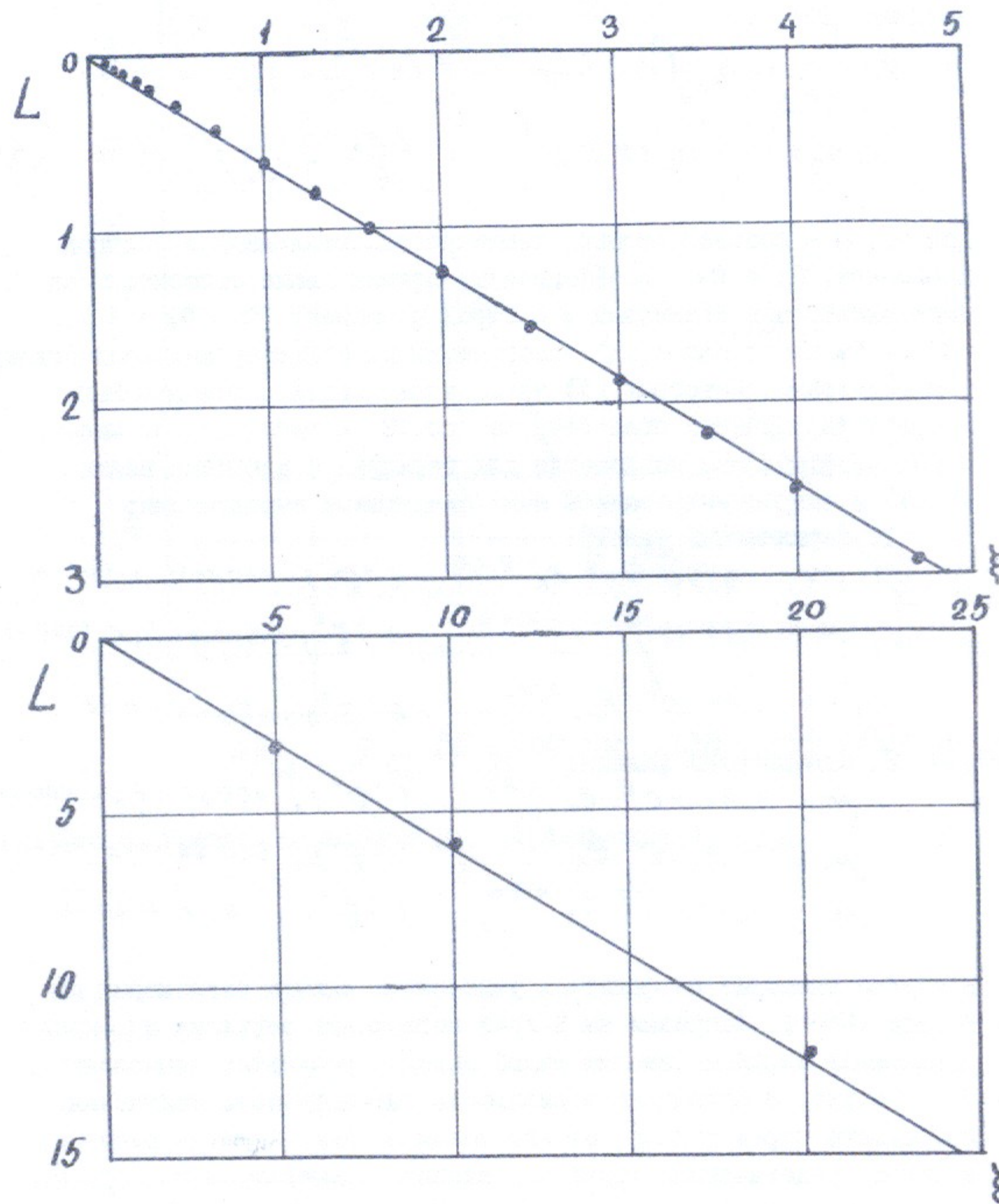


Рис. I. Универсальная кривая для вычисления пропускания рентгеновского излучения фольгами.

III. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР И СООТНОШЕНИЯ ПЛОТНОСТЕЙ ГРУПП ЭЛЕКТРОНОВ В СЛУЧАЕ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ.

Интенсивность рентгеновского излучения плазмы после прохождения поглотителя в случае свободно-свободных переходов для двухкомпонентной функции распределения электронов можно записать аналогично (2):

$$I_2 = c_0 n_e n_i \int_0^{\infty} n_s (kT_s)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_x}{kT_s} - \left(\frac{E_0}{E_x}\right)^s\right) dE_x + c_0 n_e n_i \int_0^{\infty} n_f (kT_f)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_x}{kT_f} - \left(\frac{E_0}{E_x}\right)^s\right) dE_x, \quad (5)$$

где T_s, T_f - соответственно температуры медленной и быстрой компонент, n_s и n_f - коэффициенты, показывающие относительные доли электронов медленной и быстрой компонент ($n_s + n_f = 1$). Случаи $n_f = 0$ или $n_s = 0$ соответствуют обычному максвелловскому распределению. Интеграл (5) также вычисляется с помощью ЭВМ. Результаты расчетов приведены на рис. 2, в табл. 2 и 3. Массовые коэффициенты поглощения для бериллия и алюминия взяты из (3) и аппроксимировались нами следующими выражениями:

1. бериллиевый фильтр:

$$\begin{aligned} \mu &= 3,34 \cdot 10^9 E_x^{-2,20}, \quad \left(\frac{\text{см}^2}{\text{г}}\right), \quad 120 \text{ эВ} < E_x < 300 \text{ эВ} \\ \mu &= 1,75 \cdot 10^{10} E_x^{-2,49}, \quad \left(\frac{\text{см}^2}{\text{г}}\right), \quad 300 \text{ эВ} < E_x < 1000 \text{ эВ} \\ \mu &= 2,19 \cdot 10^{11} E_x^{-2,85}, \quad \left(\frac{\text{см}^2}{\text{г}}\right), \quad E_x > 1000 \text{ эВ} \end{aligned}$$

2. алюминиевый фильтр:

$$\begin{aligned} \mu &= 3,99 \cdot 10^8 E_x^{-1,85}, \quad \left(\frac{\text{см}^2}{\text{г}}\right), \quad 100 \text{ эВ} < E_x < 500 \text{ эВ} \\ \mu &= 2,13 \cdot 10^9 E_x^{-2,12}, \quad \left(\frac{\text{см}^2}{\text{г}}\right), \quad 500 \text{ эВ} < E_x < 1560 \text{ эВ} \\ \mu &= 2,51 \cdot 10^{12} E_x^{-2,74}, \quad \left(\frac{\text{см}^2}{\text{г}}\right), \quad E_x > 1560 \text{ эВ} \end{aligned}$$

В случае алюминиевых фильтров учитывался скачок поглощения на К-крае (1,56 кэВ). Поправки на К-край поглощения бериллия и L-край поглощения алюминия вносят малый вклад в результат вычислений.

На рис. 3 приведена зависимость интенсивности излучения, прошедшего через фильтр, от его толщины. Как видно из рисунка, в таком представлении трудно определить температуры и соотношения плотностей горячих и холодных электронов плазмы. Удобно

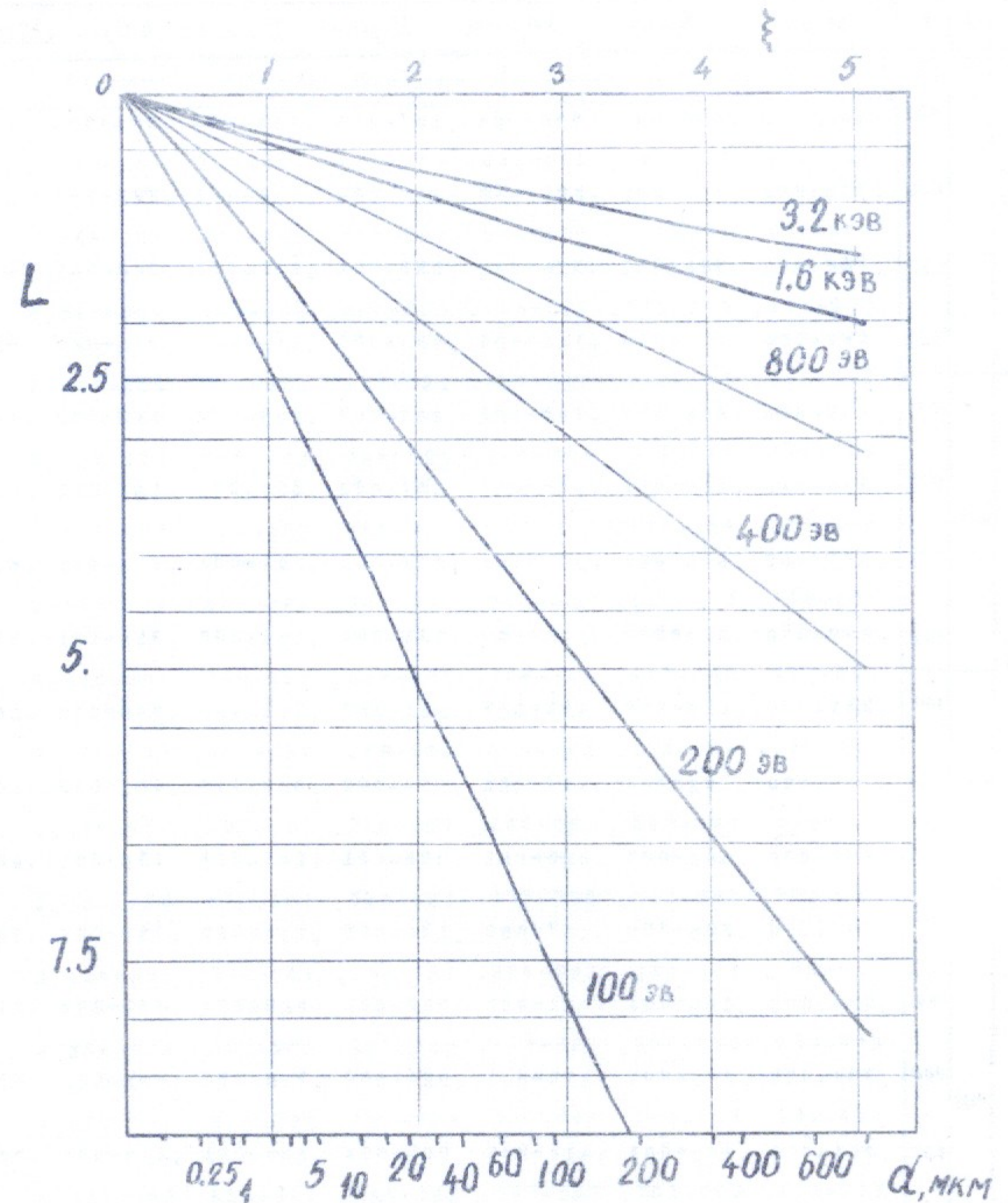


Рис. 2. Кривые поглощения для бериллиевого фильтра.

$\frac{N_f}{N_s+N_f}$	T_f	T_s	0мкм	5мкм	10мкм	15мкм	20мкм	40мкм	60мкм
0%	9В	9В							
		100	,226+000	,300-003	,578-004	,187-004	,768-005	,655-006	,131-006
		200	,336+000	,765-002	,290-002	,149-002	,886-003	,221-003	,893-004
		400	,488+000	,586-001	,336-001	,230-001	,172-001	,788-002	,467-002
2%	800	800	,699+000	,219+000	,161+000	,131+000	,111+000	,716-001	,530-001
		100	,235+000	,468-002	,328-002	,263-002	,223-002	,143-002	,106-002
		200	,344+000	,119-001	,606-002	,407-002	,309-002	,165-002	,115-002
		400	,493+000	,618-001	,361-001	,252-001	,191-001	,916-002	,564-002
6%	1600	800	,699+000	,219+000	,161+000	,131+000	,111+000	,716-001	,530-001
		100	,241+000	,110-001	,912-002	,811-002	,741-002	,580-002	,490-002
		200	,350+000	,182-001	,119-001	,955-002	,827-002	,601-002	,499-002
		400	,499+000	,681-001	,420-001	,306-001	,243-001	,135-001	,948-002
6%	1600	800	,705+000	,226+000	,167+000	,136+000	,116+000	,759-001	,569-001
		100	,254+000	,134-001	,971-002	,785-002	,668-002	,430-002	,318-002
		200	,358+000	,203-001	,124-001	,924-002	,750-002	,450-002	,327-002
		400	,501+000	,682-001	,412-001	,295-001	,229-001	,117-001	,757-002
6%	1600	800	,699+000	,219+000	,161+000	,131+000	,111+000	,716-001	,530-001
		100	,272+000	,324-001	,272-001	,243-001	,222-001	,174-001	,147-001
		200	,376+000	,393-001	,299-001	,257-001	,230-001	,176-001	,148-001
		400	,519+000	,872-001	,588-001	,459-001	,384-001	,246-001	,191-001
6%	1600	800	,717+000	,238+000	,179+000	,147+000	,127+000	,847-001	,646-001

Табл.2. Пропускание рентгеновского излучения бериллиевым фильтром для двухкомпонентной функции распределения электронов

80мкм	100мкм	200мкм	400мкм	600мкм	800мкм	$\frac{d}{Be}$
0,395-007	,147-007	,446-089	,662-011	,385-012	,422-013	
0,443-004	,247-004	,313-005	,260-006	,484-007	,131-007	
0,310-002	,220-002	,660-003	,104-003	,571-004	,264-004	
0,419-001	,345-001	,172-001	,738-002	,415-002	,265-002	
0,839-003	,689-003	,344-003	,148-003	,831-004	,530-004	
0,882-003	,713-003	,347-003	,148-003	,831-004	,530-004	
0,388-002	,285-002	,990-003	,298-003	,139-003	,789-004	
0,419-001	,345-001	,172-001	,738-002	,415-002	,265-002	
0,429-002	,384-002	,259-002	,160-002	,115-002	,892-003	
0,434-002	,387-002	,260-002	,160-002	,115-002	,892-003	
0,733-002	,600-002	,324-002	,175-002	,121-002	,918-003	
0,454-001	,376-001	,194-001	,884-002	,522-002	,349-002	
0,252-002	,207-002	,103-002	,443-003	,249-003	,159-003	
0,256-002	,209-002	,103-002	,443-003	,249-003	,159-003	
0,543-002	,414-002	,165-002	,587-003	,303-003	,184-003	
0,419-001	,345-001	,172-001	,738-002	,415-002	,265-002	
0,129-001	,115-001	,778-002	,481-002	,346-002	,268-002	
0,129-001	,116-001	,778-002	,481-002	,346-002	,268-002	
0,158-001	,136-001	,840-002	,495-002	,351-002	,270-002	
0,523-001	,439-001	,239-001	,117-001	,738-002	,517-002	

Табл.2 (Продолжение)

$\frac{n_f}{n_s+n_f}$	T_f		T_s						
	98	98	0 мкм	5 мкм	10 мкм	15 мкм	20 мкм	40 мкм	60 мкм
14%	800	100	.292+000	.310-001	.226-001	.183-001	.156-001	.100-001	.743-002
		200	.387+000	.373-001	.250-001	.196-001	.163-001	.102-001	.750-002
		400	.518+000	.811-001	.514-001	.381-001	.304-001	.168-001	.114-001
		800	.699+000	.219+000	.161+000	.131+000	.111+000	.716-001	.530-001
	1600	100	.333+000	.753-001	.635-001	.566-001	.518-001	.406-001	.343-001
		200	.429+000	.816-001	.659-001	.579-001	.526-001	.408-001	.344-001
		400	.559+000	.125+000	.923-001	.764-001	.666-001	.474-001	.383-001
		800	.741+000	.264+000	.202+000	.169+000	.147+000	.102+000	.799-001
30%	800	100	.368+000	.660-001	.483-001	.392-001	.334-001	.215-001	.159-001
		200	.445+000	.711-001	.503-001	.402-001	.340-001	.216-001	.160-001
		400	.552+000	.107+000	.718-001	.553-001	.454-001	.278-001	.192-001
		800	.699+000	.219+000	.161+000	.131+000	.111+000	.716-001	.530-001
	1600	100	.456+000	.161+000	.136+000	.121+000	.111+000	.870-001	.735-001
		200	.534+000	.166+000	.138+000	.122+000	.112+000	.871-001	.736-001
		400	.640+000	.202+000	.159+000	.137+000	.123+000	.925-001	.768-001
		800	.788+000	.314+000	.249+000	.213+000	.189+000	.137+000	.111+000

Табл.3. пропускание рентгеновского излучения бериллиевым фильтром для двухкомпонентной функции распределения электронов.

							d
							Be
80 мкм	100 мкм	200 мкм	400 мкм	600 мкм	800 мкм		
0,587-002	,482-002	,241-002	,103-002	,581-003	,371-003		
0,591-002	,484-002	,241-002	,103-002	,581-003	,371-003		
0,854-002	,672-002	,297-002	,117-002	,631-003	,394-003		
0,419-001	,345-001	,172-001	,738-002	,415-002	,265-002		
0,301-001	,269-001	,182-001	,112-001	,807-002	,624-002		
0,301-001	,269-001	,182-001	,112-001	,807-002	,624-002		
0,327-001	,288-001	,187-001	,114-001	,812-002	,626-002		
0,661-001	,565-001	,329-001	,176-001	,116-001	,892-002		
0,126-001	,103-001	,516-002	,221-002	,125-002	,795-003		
0,126-001	,104-001	,516-002	,221-002	,125-002	,795-003		
0,147-001	,119-001	,562-002	,232-002	,129-002	,814-003		
0,419-001	,345-001	,172-001	,738-002	,415-002	,265-002		
0,644-001	,577-001	,389-001	,240-001	,173-001	,134-001		
0,644-001	,577-001	,389-001	,240-001	,173-001	,134-001		
0,666-001	,592-001	,394-001	,241-001	,173-001	,134-001		
0,938-001	,818-001	,509-001	,292-001	,202-001	,152-001		

Табл.3. (Продолжение)

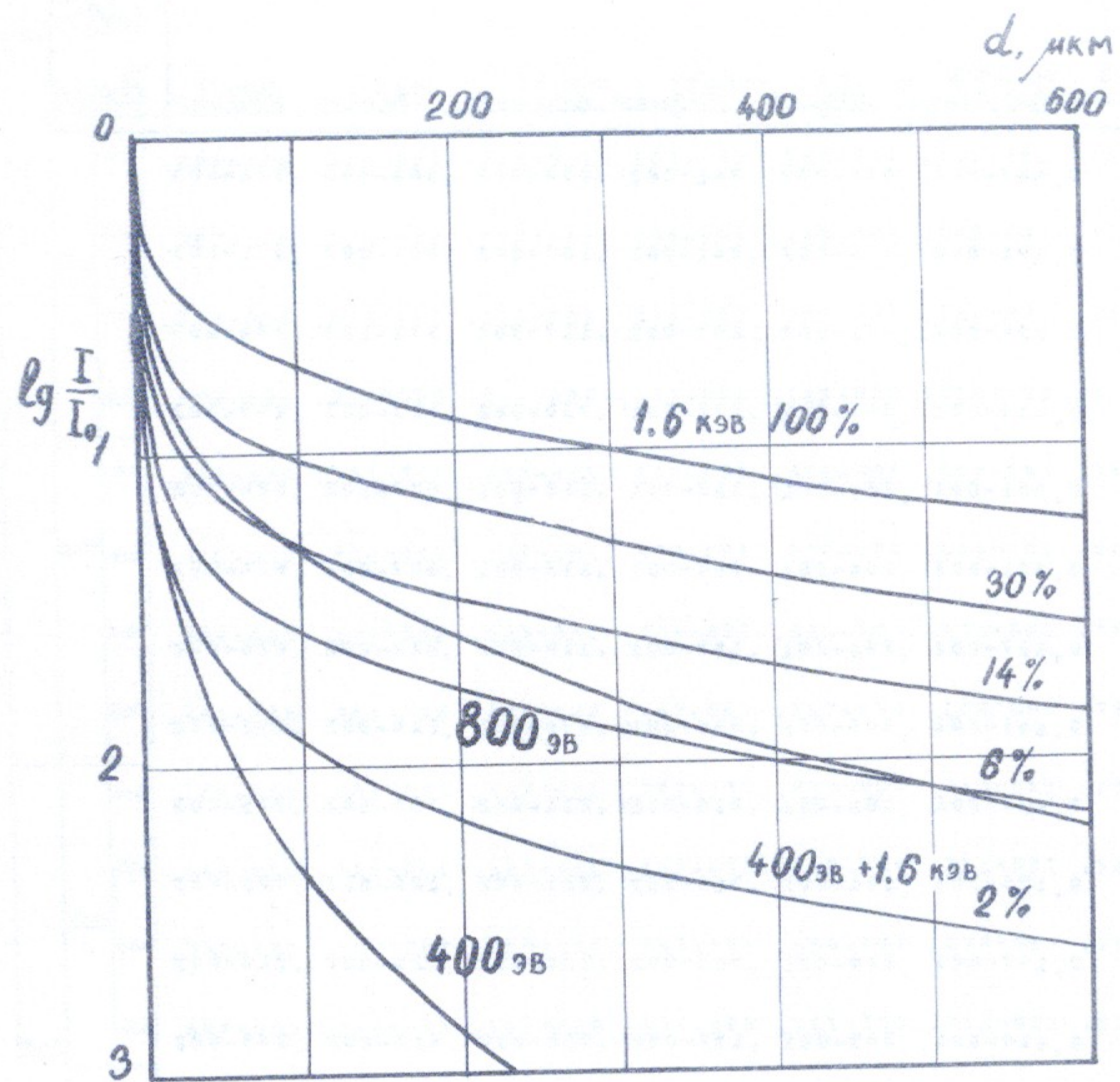


Рис.3. Кривая ослабления рентгеновского излучения бериллиевыми фильтрами для двухкомпонентной функции распределения электронов. Зависимость ослабления излучения $\lg \frac{I}{I_0}$ от толщины фильтра. Температура медленной компоненты $kT_s = 400$ эВ, быстрой - $kT_f = 1,6$ кэВ. Приводится содержание в процентах быстрых электронов в функции распределения. На графике приведена также кривая ослабления для $kT = 800$ эВ.

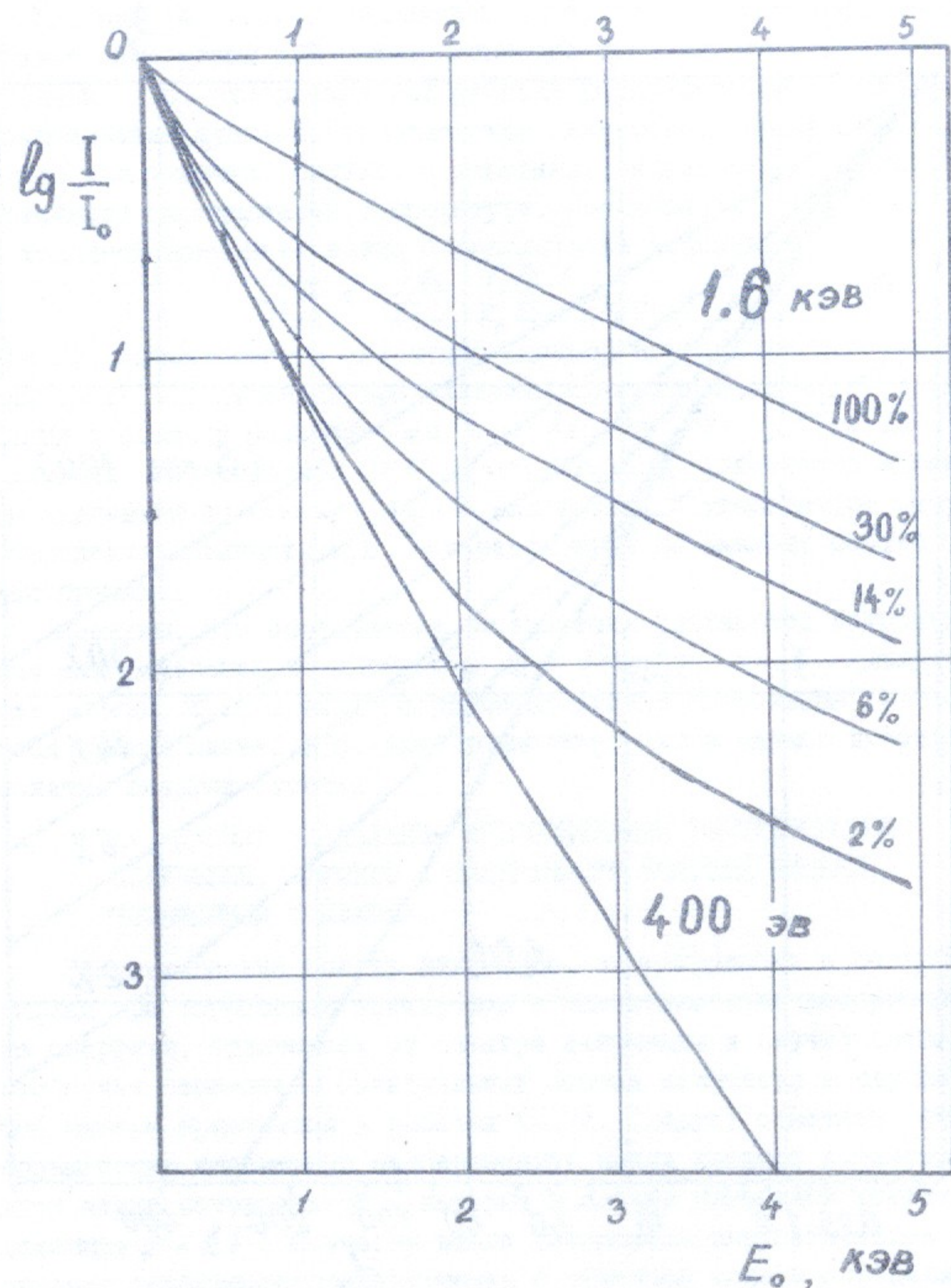


Рис.4. Кривые ослабления рентгеновского излучения бериллиевыми фильтрами для двухкомпонентной функции распределения электронов. Зависимость ослабления излучения $\lg \frac{I}{I_0}$ от энергии отсечки E_0 . Температура медленной компоненты $kT_s = 400$ эВ, быстрой $kT_f = 1,6$ кэВ. Приводится процентное содержание "горячих" электронов в функции распределения.

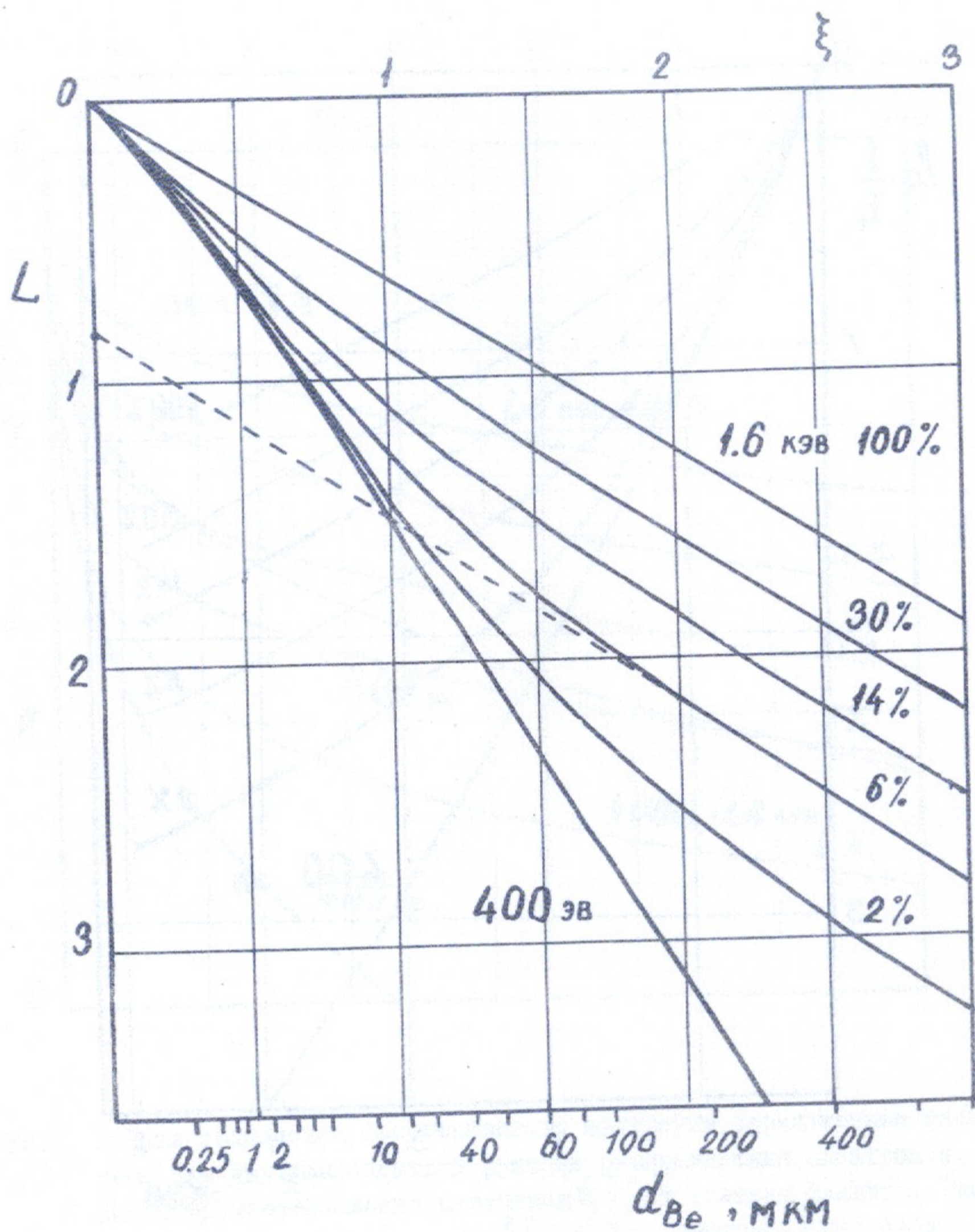


Рис.5. Диаграмма L для двухкомпонентной функции распределения.

пользоваться зависимостью ослабления излучения $\frac{I}{I_0}$ от энергии отсечки E_c (рис. 4) или диаграммой L (рис. 5). В таком представлении кривые поглощения для максвелловского распределения являются почти прямыми, т.е. отображают вид функции распределения. В случае двухкомпонентной функции распределения электронов кривые поглощения имеют два участка, близких к линейным. Наклон каждой прямой соответствует определенной температуре. Соотношения плотностей горячей и холодной компонент можно определить из выражения:

$$\frac{n_{ef}}{n_{es}} = \frac{I_{f0}}{I_{s0}} \frac{T_s^{3/2}}{T_f^{3/2}}, \quad (6)$$

где I_{f0} - интенсивность излучения быстрой компоненты при $E_c = 0$ или $\xi = 0$, полученная продолжением прямолинейной части кривой поглощения в области больших E_c и ξ ; $I_{s0} = I_0 - I_{f0}$, где I_0 - интенсивность излучения при $E_c = 0, \xi = 0$; n_{es}, T_s - плотность и температура медленной компоненты, n_{ef}, T_f - плотность и температура быстрой компоненты. Величины T_s и T_f определяются по наклону соответствующих прямых.

Заметим, что определение соотношения плотностей компонент функции распределения из диаграммы $L = \ln \frac{I}{a_0 \xi + 1}$ и ξ является более точным, т.к. в этих координатах кривые поглощения аппроксимируются прямой линией с большей точностью, чем в случае использования понятия энергии отсечки.

IV. РАСЧЕТ ОСЛАБЛЕНИЯ ПОГЛОТИТЕЛЯМИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ИДУЩЕГО С ПОВЕРХНОСТИ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ, ПОМЕЩЕННОЙ В ПЛАЗМУ.

Энергетический спектр излучения, эмитируемого с поверхности мишени при торможении электронов с максвелловским распределением по энергиям, отличается от спектра излучения в случае свободно-свободных переходов. Спектральный состав излучения в случае толстой мишени приводится в работах (6,7). Следует отметить, что в большинстве плазменных экспериментов между плазмой и мишенью существует некий потенциал ϕ , который в случае плавающей мишени имеет величину $\phi \sim kT$. С учетом этого потенциала энергетическое распределение рентгеновского излучения с точечной мишени определяется выражением:

$$I_{pt}(E_x) dE_x = c'' n_e z \left(\int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} v \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} - \frac{\phi}{kT}\right) \times \left(v^2 - \frac{2E_x}{m}\right) v^2 \sin \theta d\theta d\varphi dv \right) dE_x =$$

$$= c_0 n_e z (kT)^{3/2} \exp(-\phi/kT) \left(2 + \frac{E_x}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E_x}{kT}\right) dE_x \quad (7)$$

Интенсивность излучения после прохождения поглотителя следующая:

$$I_t = c \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \int_0^{E_0} \left(2 + \frac{E_x}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E_x}{kT} - \left(\frac{E_0}{E_x}\right)^{-s}\right) dE_x \quad (8)$$

При $d=0$ величина интенсивности излучения равна:

$$I_{0t} = 5,85 \cdot 10^{20} n_e z (kT)^{3/2} \exp(-\phi/kT), \quad \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$$

Интеграл (8) вычислялся с помощью ЭВМ. Результаты численного интегрирования можно представить в виде:

$$I_t = \int_0^1 (2 + \beta \xi) \exp\left(-\beta \left(1 + \frac{1}{3\beta + 1}\right) \xi\right) d\beta = \\ = (a_t + 3 \xi^{-1}) e^{-p_t \xi},$$

где $a_t = 3,15$, $p_t = 1,3$.

Расчет интенсивности излучения после прохождения фильтра из бериллия и алюминия в случае двухкомпонентной функции распределения произведен аналогично (5). Результаты расчетов представлены на рис. 6 и в табл. 4.

Если медленных электронов в функции распределения гораздо больше, чем быстрых, то можно принять $\phi \approx kT_s$, и тогда соотношение плотностей горячей и холодной компонент можно определить из уравнения:

$$\frac{I_{of}}{I_{os}} = \frac{n_{ef}}{n_{es}} \left(\frac{T_f}{T_s}\right)^{5/2} e^{(1 - \frac{T_s}{T_f})}$$

где I_{of} , I_{os} - интенсивности излучения быстрой и медленной компонент при $d=0$, которые определяются по продолжению линейной части графика поглощения в высокоэнергетичной области до $E_0=0$ аналогично (6).

Заметим, что рентгеновское излучение, идущее с поверхности мишени, более чувствительно к высокоэнергетичным электронам, чем излучение на свободных ионах плазмы (ср. рис. 5 и 6).

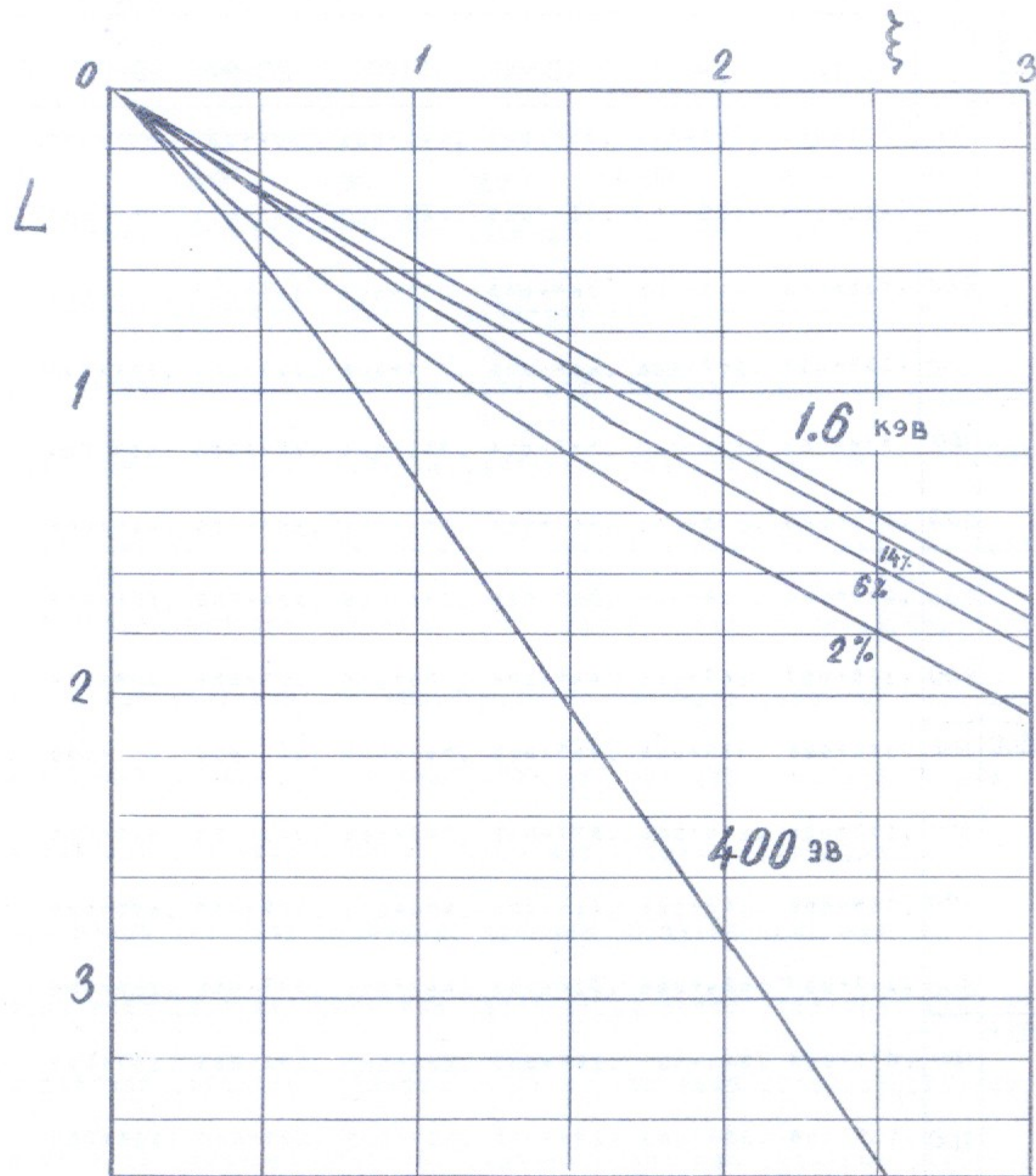


Рис. 6. Диаграмма L для рентгеновского излучения, идущего с поверхности мишени, помещенной в плазму. Показан случай двухкомпонентной функции распределения электронов с $kT_s = 400 \text{ эВ}$, $kT_f = 1,6 \text{ кэВ}$ и различным процентным содержанием быстрых электронов.

$\frac{n_f}{n_s+n_f}$	T_f 9B	T_s 9B	0	5MKM	10MKM	15MKM	20MKM	40MKM	d
0%		100	.701+004	.251+002	.556+001	.195+001	.854+000	.855-001	
		200	.411+005	.188+004	.801+003	.443+003	.278+003	.797+002	
		400	.236+006	.453+005	.284+005	.207+005	.161+005	.820+004	
		800	.135+007	.567+006	.444+006	.375+006	.329+006	.229+006	
2%	800	100	.338+005	.114+005	.889+004	.751+004	.659+004	.458+004	
		200	.672+005	.132+005	.967+004	.794+004	.686+004	.466+004	
		400	.259+006	.558+005	.368+005	.278+005	.224+005	.126+005	
		800	.135+007	.567+006	.444+006	.375+006	.329+006	.229+006	
	1600	100	.160+006	.982+005	.865+005	.795+005	.741+005	.611+005	
		200	.193+006	.100+006	.873+005	.797+005	.743+005	.612+005	
		400	.385+006	.143+006	.114+006	.996+005	.899+005	.692+005	
		800	.147+007	.654+006	.522+006	.447+006	.397+006	.285+006	
6%	800	100	.875+005	.341+005	.267+005	.225+005	.198+005	.137+005	
		200	.119+006	.358+005	.274+005	.229+005	.200+005	.138+005	
		400	.303+006	.766+005	.534+005	.420+005	.349+005	.214+005	
		800	.135+007	.567+006	.444+006	.375+006	.329+006	.229+006	
	1600	100	.466+006	.295+006	.260+006	.238+006	.222+006	.183+006	
		200	.498+006	.296+006	.260+006	.238+006	.222+006	.183+006	
		400	.682+006	.337+006	.286+006	.257+006	.237+006	.191+006	
		800	.173+007	.828+006	.677+006	.591+006	.532+006	.399+006	

Табл.4. Пропускание рентгеновского излучения, идущего с поверхности мишени, бериллиевыми фильтрами для двухкомпонентной функции распределения электронов.

60	80	100	200	400	600	800	d MKM
0.189-001	.609-002	.238-002	.838-004	.146-005	.929-007	.109-007	
0.348+002	.182+002	.106+002	.154+001	.148+000	.300-001	.862-002	
0.517+004	.359+004	.265+004	.892+003	.235+003	.946+002	.463+002	
0.178+006	.146+006	.123+006	.677+005	.323+005	.194+005	.130+005	
0.356+004	.292+004	.247+004	.135+004	.645+003	.387+003	.259+003	
0.359+004	.293+004	.248+004	.135+004	.645+003	.387+003	.259+003	
0.862+004	.643+004	.506+004	.223+004	.876+003	.480+003	.304+003	
0.178+006	.146+006	.123+006	.677+005	.323+005	.194+005	.130+005	
0.535+005	.481+005	.440+005	.318+005	.213+005	.161+005	.130+005	
0.535+005	.481+005	.440+005	.318+005	.213+005	.161+005	.130+005	
0.585+005	.516+005	.466+005	.327+005	.215+005	.162+005	.130+005	
0.228+006	.191+006	.165+006	.982+005	.529+005	.351+005	.257+005	
0.107+005	.875+004	.740+004	.406+004	.194+004	.116+004	.777+003	
0.107+005	.876+004	.741+004	.406+004	.194+004	.116+004	.777+003	
0.155+005	.121+005	.989+004	.490+004	.216+004	.125+004	.821+003	
0.178+006	.146+006	.123+006	.677+005	.323+005	.194+005	.130+005	
0.160+006	.144+006	.132+006	.955+005	.639+005	.484+005	.389+005	
0.160+006	.144+006	.132+006	.955+005	.639+005	.484+005	.389+005	
0.165+006	.148+006	.134+006	.964+005	.642+005	.485+005	.389+005	
0.328+006	.281+006	.248+006	.159+006	.943+005	.666+005	.510+005	

У. ОБСУЖДЕНИЕ

Из нашего рассмотрения прохождения рентгеновского излучения через фильтры ясно, что по кривым поглощения можно определить не только температуры компонент функции распределения, но и процентное содержание быстрых электронов в функции распределения, не проводя абсолютной калибровки детекторов излучения.

В некоторых плазменных экспериментах имеется возможность измерения температур электронов с помощью тонких алюминиевых K -фильтров, т.е. таких поглотителей, у которых энергия отсечки меньше энергии K -оболочки атома. Так как в этом случае коэффициент поглощения фильтра низок, то чувствительность регистрирующей системы повышается, и имеется возможность измерения сравнительно низких температур электронов плазмы (~ 100 эв). На рис. 7 приведены результаты расчетов пропускания излучения для K -фильтров из алюминия. В расчетах учитывается скачок поглощения на K и L -оболочках.

Следует отметить, что применение терминов энергии отсечки E_0 и параметра ξ правомочно лишь в области энергий, далеких от скачков поглощения фильтра. Если коэффициент поглощения имеет скачок, то кривая L или зависимость ослабления излучения от энергии отсечки имеют сложную форму. На рис. 8 показаны результаты расчета прохождения излучения через алюминиевый фильтр вблизи K -края поглощения. Можно, однако, указать области, где зависимость L от ξ является линейной. Например, для $kT=200$ эв при $\xi < 6$ ($d=10$ мкм), а для $kT=400$ эв при $\xi < 2,5$ ($d=2$ мкм). В этих пределах имеется возможность обработки результатов измерений по кривым поглощения, построенным в координатах L и ξ или $\frac{I}{I_0}$ и E_0 .

Авторы благодарны Рютову Д.Д. и Койдану В.С. за внимание к работе и полезные обсуждения.

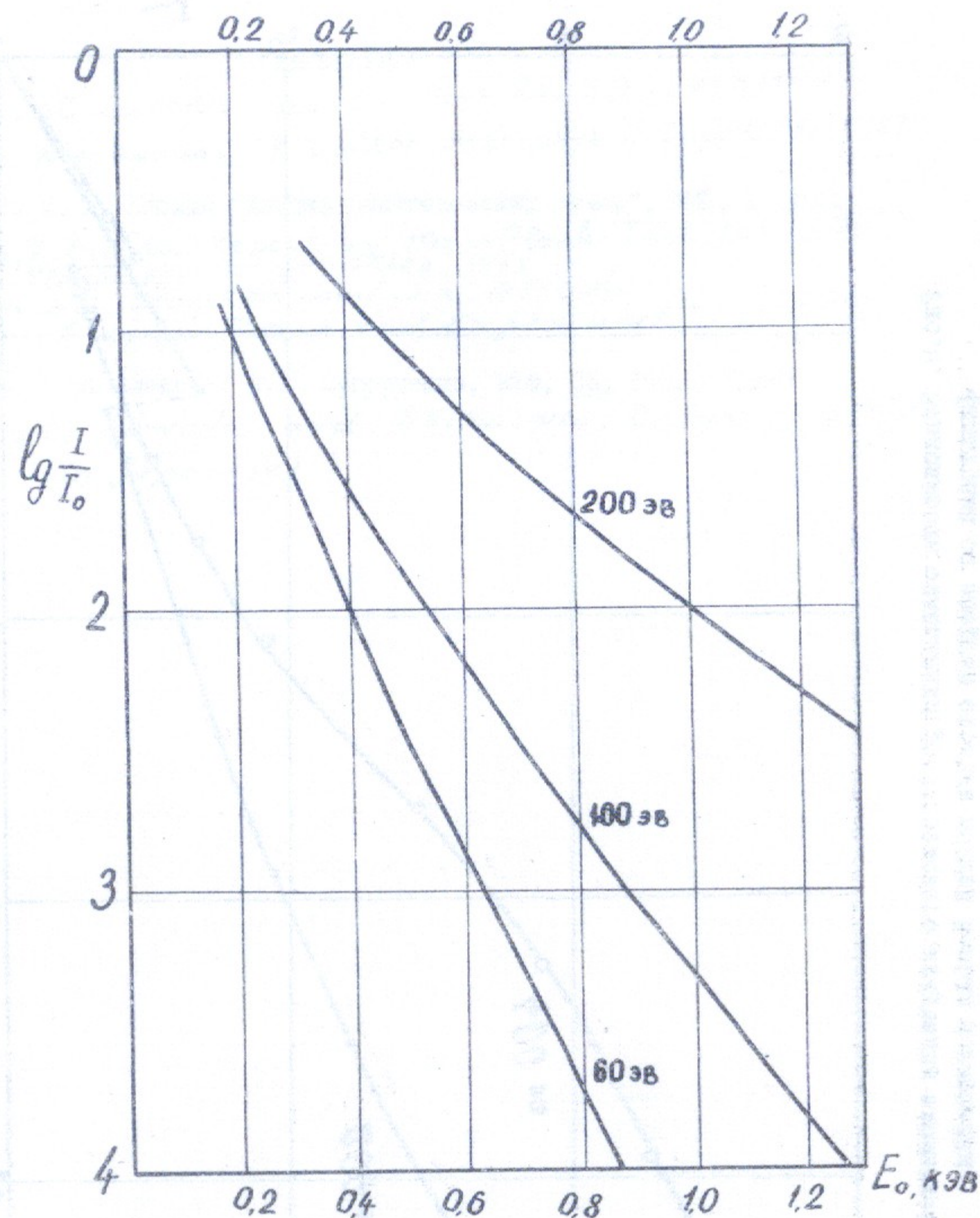
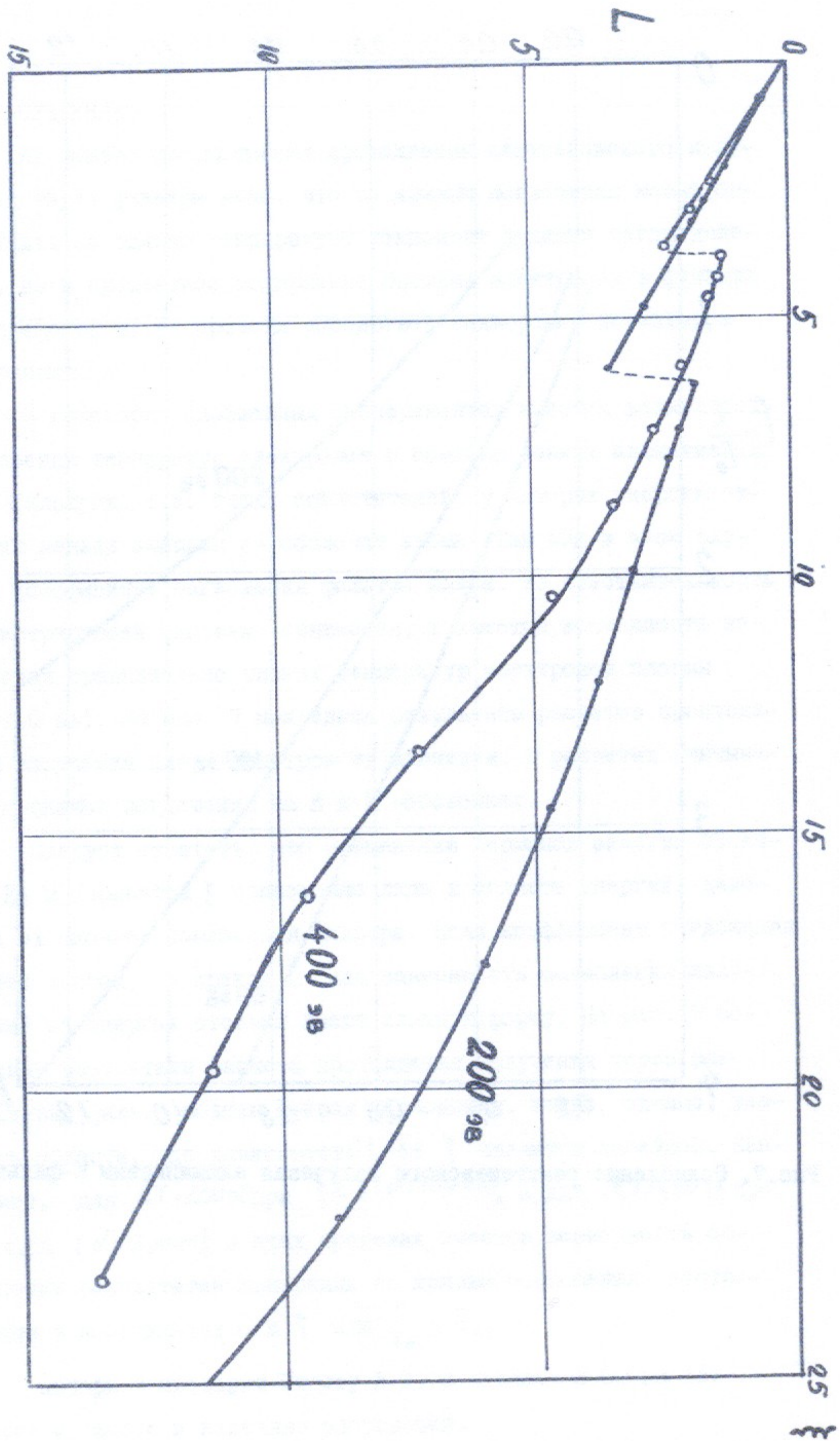


Рис. 7. Ослабление рентгеновского излучения алюминиевым K -фильтром.

Рис. 8. Зависимость ослабления рентгеновского излучения алюминиевыми фильтрами от энергии отсечки волн К-края поглощения.



ЛИТЕРАТУРА

1. F.C. Jahoda et al. Phys. Rev 119, p 843 (1960)
2. W.J. Karzas, R. Latter, Astrophys. J. Suppl. (1961), 167
3. М. А. Блохин "Физика рентгеновских лучей", ФМН, М., 1953.
4. K. Eidman. Report of Max-Planck-Institut für Plasmaphysik IPP IX/58, 1973
5. A.H. Compton and S.K. Allison "X-ray in Theory and Experiment", 1935.
6. В.Ф. Алексин, В.А. Супруненко, ЖТФ, 35, 1902, (1965).
7. M. Sanada and Shiraiwa, Buturi 15, p 305, 1960 (in Japanese)

Работа поступила 11 июня 1976г.

Ответственный за выпуск С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 1.1-1977 г. МН 02601
Усл. 1,3 печ.л., 1,1 учетно-изд.л.
Тираж 150 экз. Бесплатно.
Заказ № 3.

Отпечатано на ротационной машине в ИнФ СО АН СССР