



О р д е н а Л е н и н а
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В. Келдыша.
А к а д е м и и Н а у к С С С Р

П.П. Волосевич, А.А. Самарский, Л.П. Феокистов.

ОПТИМИЗАЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ОБОЛОЧЕЧНЫХ МИШЕНЕЙ

Препринт № 108 за 1981г.

Москва.

В работе приводятся основные результаты оптимизации лазерных мишеней по коэффициенту усиления по энергии, полученные с помощью одномерных численных расчетов. Рассматриваются мишени различного вида: однооболочечные и двухоболочечные. При проведении и анализе численных расчетов используется приближенный гидродинамический критерий исцобия, что позволяет исследовать зависимость основных термоядерных характеристик лазерной плазмы при широком диапазоне изменения исходных параметров мишени и лазерного импульса.

Введение

Начиная с работы [1], в которой впервые была высказана идея о нагреве вещества до термоядерных температур при помощи концентрации энергии лазерного луча на мишень достаточно малой массой, теоретические исследования в области лазерного термоядерного синтеза заняли прочное место в отечественной и зарубежной литературе. Рассматриваются различные проекты лазерных мишеней в том числе сферические мишени в виде тонких оболочек. В работе [2] с помощью вычислительных экспериментов была показана принципиальная возможность достижения коэффициентов усиления по энергии $K \gg 1$ в сложенных оболочечных мишенях при простой (треугольной) форме лазерного импульса. В работах [3-5] проведен анализ сжатия и горения оболочечных мишеней и требований предъявляемых к мишеням и параметрам лазерной установки для получения термоядерной вспышки.

В настоящей работе описываются результаты оптимизации одно-оболочечных и двухоболочечных лазерных мишеней по термоядерным характеристикам плазмы, полученные с помощью численных расчетов и приближенного гидродинамического критерия подобия в широком диапазоне изменения энергии E_L и параметров мишени.

Процессы, происходящие в веществе мишени, описываются двух-температурной гидродинамической моделью лазерной плазмы, ранее опробованной путем сравнения численных расчетов с экспериментами на установке "Кальмар" [6,7]. В этой модели учитываются реальные уравнения состояния газа, тормозное поглощение лазерного излучения с аномальным поглощением в зоне критической плотности, классическая (спитцеровская) теплопроводность, а также излучение плазмы в приближении объемного высвечивания. В отдельных случаях используется трехтемпературное гидродинамическое приближение [4, 8, 9]. Отметим, что в описываемых в настоящей работе численных экспериментах не учитывался перенос энергии быстрыми электронами и ограничение теплопроводности по максимально возможному ее значению, которые при определенных условиях могут оказывать существенное влияние на параметры лазерной плазмы [4, 5, 10]. Следует оговорить, однако, что вопрос о механизме образования быстрых электронов в зоне поглощения излучения, а также о доле энергии, переходящей в быстрые частицы в настоящее время далеко не ясен и требует дополнительных исследований.

Вычислительные эксперименты с лазерными оболочечными мишенями проводились по программам, в основу которых положены чис-

ленные методы, описанные в [II], и обобщенные на двух- и трех-
температурный случай [I2, 9].

§ I. Постановка задачи. Приближенный критерий подобия

Предположим, что в вакууме находится оболочечная сферическая мишень вида, изображенного на рис. I. На рис. I - $r_0 = r_0(t)$ - радиус, δ, μ - параметры, характеризующие относительную толщину оболочек, состоящих из конденсированного дейтерия и трития (оболочки ДТ) и полиэтилена (C_2H_4), ν - параметр, меняющийся в пределах $0 < \nu < 1$ для случая двухоболочечной мишени и $\nu = 0$ для однооболочечной мишени. На поверхность мишени падает равномерно распределенный поток лазерного излучения, изменяющийся по времени по степенному закону:

$$q(t) = \begin{cases} q_0 t^n & \text{при } t \leq \theta = t_c \\ 0 & \text{» } t > \theta \end{cases} \quad (I)$$

где $t = \theta$ - длительность лазерного импульса, совпадающая с моментом схлопывания оболочек к центру $t = t_c$.

Ранее было показано [12], что в случае, когда справедливы уравнения состояния идеального газа, учитывается классическая теплопроводность (коэффициенты электронной и ионной теплопроводности $\chi_{e,i} \sim T_{e,i}^{5/2}$, поглощение лазерного излучения не сильно отличается от тормозного (коэффициент поглощения $K \sim \rho^2 T_e^{-2}$ вместо $K \sim \rho^2 T_e^{-3/2}$), а тепловое излучение плазмы и энерговыделение от поглощения α - частиц (горение) не учитываются, решение соответствующей системы двухтемпературной гидродинамики зависит только от одного безразмерного параметра β . Для выше сформулированной задачи параметр можно записать в следующем виде:

$$\beta = \frac{\chi_{e0}}{\rho_0^{n+3} R_0^{\frac{7}{2}}} \left(\frac{q_0}{r_0^{\frac{11-3n}{4}}} \right)^{\frac{4}{n+3}} \quad (2)$$

где χ_{e0} - постоянная в коэффициенте электронной теплопроводности, R_0 - газовая постоянная, ρ_0 - начальная плотность ДТ-слоев мишени.

Связь между размерными параметрами и безразмерными (ниже они помечены волнистой чертой сверху) такова:

$$\tilde{\rho} = \rho \cdot \rho_0^{-1}, \quad \tilde{r} = r \cdot r_0^{-1}, \quad \tilde{U} = U \cdot \chi_{e0}^{1/4} R_0^{-7/8} r_0^{-1/4} \beta^{-1/4},$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{t} &= t \cdot \alpha_{e0}^{-1/4} \rho_0^{1/4} R_0^{7/8} z_0^{-3/4} \beta^{1/4}, \quad \tilde{T}_{e,i} = T_{e,i} \alpha_{e0}^{1/2} \rho_0^{1/2} R_0^{-3/4} z_0^{-1/2} \beta^{-1/2}, \\
 \tilde{\alpha}_{i0} &= \alpha_{i0} \alpha_{e0}^{-1} \beta, \quad \tilde{Q}_{ie0} = Q_{ie0} \alpha_{e0} R_0^{-3} \beta^{-1}, \quad \tilde{\rho}_1 = \rho_1 \rho_0^{-1}, \\
 \alpha_{e,i,1} &= \alpha_{e,i,1} \alpha_{e0}^{-1} \beta, \quad \tilde{R}_1 = R_1 R_0^{-1}, \quad \tilde{M} = M \rho_0^{-1} z_0^{-3}, \\
 \tilde{Q}_{ie,1} &= Q_{ie,1} \alpha_{e0} R_0^{-3} \beta^{-1}, \quad \tilde{E}_\lambda = E_\lambda \alpha_{e0}^{1/2} \rho_0^{-3/2} R_0^{-7/4} z_0^{-7/2} \beta^{-1/2}.
 \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь t - время, U - скорость, T_i и T_e - ионная и электронная компоненты температуры, ρ - плотность, α_{i0} и Q_{ie0} - постоянные в коэффициенте ионной теплопроводности и в выражении для обмена энергией между ионами и электронами ($Q_{ie} = Q_{ie0} \cdot T_e^{-3/2} \rho^2 (T_i - T_e)$) в ДТ-слоях мишени, индексом "I" обозначены соответствующие постоянные для полиэтиленовых слоев мишени, M - масса мишени, E_λ - вложенная в мишень энергия лазерного импульса. Если коэффициент поглощения лазерного излучения представить в виде

$$K = K_1 \cdot \rho^2 T_e^{-\alpha} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{кр}}\right)^{-1/2}, \quad \rho \leq \rho_{кр}, \quad \alpha > 0 \tag{4}$$

где $\rho_{кр}$ - критическая плотность, то постоянную K_1 в безразмерной форме можно записать в следующем виде:

$$\tilde{K}_1 = K_1 \cdot \alpha_{e0}^{\alpha/2} \rho_0^{(4-\alpha)/2} R_0^{-3\alpha/4} z_0^{(2-\alpha)/2} \beta^{-\alpha/2} \tag{5}$$

Из (5) следует, что при $\alpha = 2$ постоянная \tilde{K}_1 зависит от ρ_0 и z_0 только через параметр β . При $\alpha = 3/2$ (тормозное излучение в области $\rho < \rho_{кр}$) имеем $\tilde{K}_1 \sim z_0^{1/4} \beta^{-1/4}$

Анализ формул (3), (5) показывает, что если при фиксированных свойствах вещества (т.е. фиксированных значениях величин

$R_{0,1}$, $\alpha_{e,0,1}$, $\alpha_{i,0,1}$, $Q_{ie,0,1}$, K_1 , ρ_0 , ρ_1 изменять значения z_0 и ρ_0 так, чтобы параметр β оставался постоянным, то безразмерные величины $\tilde{\alpha}_{i0}$, $\tilde{Q}_{ie,0,1}$, $\tilde{\rho}_1$, $\tilde{\alpha}_{e,i,1}$, \tilde{K}_1 не изменятся. Значение величины \tilde{K}_1 при $\alpha = 3/2$ в области $\rho < \rho_{кр}$ меняется с изменением z_0 не только, причем в формуле (4) определяющую роль играет безразмерный множитель $(1 - \rho/\rho_{кр})^{-1/2}$, характеризующий поглощение лазерного излучения в зоне критической плотности.

Таким образом задачи, в которых параметры q_0 и Z_0 связаны законом (2), а значение β одно и то же, в безразмерном виде формулируются одинаково, а потому их решения являются подобными. Имея расчет процесса лазерного сжатия и нагрева мишени, выполненный при некоторых значениях q_0 и Z_0 , на основании свойства подобия можно получить соответствующие результаты например для другого значения Z_0' .

Формулы для пересчета размерных величин следуют из (3):

$$q_0' = q_0 \cdot u^{\frac{11-3n}{4}}, \quad t' = t \cdot u^{\frac{3}{4}}, \quad \Gamma_{e,i}' = \Gamma_{e,i} \cdot u^{\frac{1}{2}},$$

$$v' = v \cdot u^{\frac{1}{4}}, \quad \rho' = \rho, \quad M' = M \cdot u^3, \quad E_\lambda' = E_\lambda \cdot u^{\frac{7}{2}} \quad (6)$$

где

$$u = \frac{Z_0'}{Z_0}$$

Следует отметить, что преобразование подобия справедливо в случае, когда вклад энергии термоядерных реакций в мишень не существен. Поэтому оценки с помощью формул подобия можно использовать при сравнительно малых значениях энергии лазерного импульса, характерных для современных экспериментальных установок.

В таблице I приведены некоторые средние характеристики лазерной плазмы при $n = 1$ (поток лазерного излучения на границе мишени является линейной функцией времени) для однооболочечной мишени ($\nu = 0$) при толщинах оболочек $\delta = 0,01$, $\mu = 0,011$ рассчитанные с помощью преобразования подобия (6) на основе варианта $Z_0 = 1$ мм и $E_\lambda = 0,5 \cdot q_0 \cdot T_c^2 \sim 200$ кДж и с помощью полного численного расчета задачи по вышеупомянутой гидродинамической модели без учета энерговыделения от термоядерных реакций, а также без учета (строки 1-5 таблицы I) и с учетом (строки 6-10) собственного излучения плазмы в приближении объемного высвечивания. Видно, что удовлетворительно выполняется условие

$$\beta = \text{const} \quad (7)$$

В случае, когда выгорание термоядерного "горючего" мало коэффициент усиления по энергии

$$K = \frac{E_{т.я}}{E_\lambda} \quad (8)$$

		Способ расчета	Z_0 мм	E_L кДж	t_c н.сек	η %	$\rho_{1,3}$ г/см ³	$T_{1,1}$ кЭв	ρ_{DT} г/см ³	$T_{1,DT}$ кЭв	Доля исп.м. %
без излучения	1.	Исходный вариант	1	210	4,35	7,8	70	7,5		3,9	70
	2.	Расчет по подобию	2	2375	7,31	7,8	70	10,5		5,4	70
	3.	Численный расчет	2	2400	7,35	7,7	78	10,8		5,4	70
	4.	Расчет по подобию	0,5	18,5	2,58	7,8	70	5,3		2,75	70
	5.	Численный расчет	0,5	18,2	2,57	7,8	67	5,2		2,8	70
с излучением	6.	Исходный вариант	1	213	4,38	8,8	112	6,2	340	2,3	70
	7.	Расчет по подобию	2	2407	7,37	8,8	112	8,7	340	3,2	70
	8.	Численный расчет	2	2450	7,44	8,7	120	8,2	350	2,7	70
	9.	Расчет по подобию	0,5	18,8	2,6	8,8	112	4,4	340	1,6	70
	10.	Численный расчет	0,5	18,5	2,58	9,0	98	4,6	280	1,9	70

Таблица I.

Здесь: Z_0 - радиус мишени, E_L - энергия в лазерном импульсе, t_c - длительность импульса, η - коэффициент гидродинамической передачи, индексом I обозначены максимальные по времени средние значения параметров центра мишени ($DT/3$), индексом DT - всей DT- области,

	№	Способ расчета	мм Z_0	КДК E_A	н.сек t_c	%	$\frac{U}{\text{мм/сек}}$	$\frac{U}{\text{см}^3}$ ρ_{2T}	кэВ $\Gamma_{1,2T}$	доля кон. массы	K	N [10^{14}]
0,372	1	Исходный вариант	0,25	I, II	1,27	10,9	-44I	22I	4,3	83	0,06	0,3I
	2	Расчет по подобию	0,15	0,186	0,86	10,9	-388	22I	3,3	83	0,023	0,02
	3	Численный расчет	0,15	0,182	0,857	11,0	-387	200	3,1	83	0,019	0,016
	4	Расчет по подобию	0,5	12,5	2,13	10,9	-524,8	22I	6,1	83	0,21	12
	5	Численный расчет	0,5	12,8	2,14	10,8	-525	240	7,2	83	0,32	18
0,186	6	Исходный вариант	I	139,4	2,54	9	-42I	285	11	70	1,9	1189,2
	7	Расчет по подобию	1,46	520	6,7	9	-463	285	13,3	70	3,1	7254
	8	Численный расчет	1,46	440	6,1	9,8	-502	210	23	76	5,5	10890
	9	Расчет по подобию	1,89	1296	8,3	9	-494	285	15,1	70	4,3	25078
	10	Численный расчет	1,89	1091	7,4	9,7	-512	140	30	73	7,5	36740

Таблица 2.

можно приближенно рассчитать, используя формулы подобия (6), (7).

Энергию термоядерного выхода $E_{т.я.}$ за характерное время процесса $t = \bar{t}$ запишем в виде:

$$E_{т.я.} = \int_0^{\bar{t}} dt \int_0^{M_0} \rho \langle \sigma v \rangle dm \approx M_0 \cdot \bar{\rho} \cdot \langle \bar{\sigma v} \rangle \cdot \bar{t} \quad (9)$$

где M_0 - масса ДТ-слоя, $\bar{\rho}$, $\langle \bar{\sigma v} \rangle = F(\bar{T}_i)$, \bar{T}_i - средние максимальные значения плотности, "скорости горения", и температуры в ДТ-слое. Выражая "скорость термоядерной реакции" $\langle \sigma v \rangle$ по формуле, приведенной в [13]

$$\langle \sigma v \rangle = 3,8 \cdot 10^{-12} \cdot T_i^{-\frac{2}{3}} e^{-19,02 T_i^{-\frac{1}{3}}} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}, \quad T_i \leq 10 \text{ кэВ} \quad (10)$$

и используя (6) и (9), получим из (8):

$$K' = K \cdot \mu^{-\frac{1}{12}} \cdot e^{19,02 T_i^{-\frac{1}{3}}} (1 - \mu^{-\frac{1}{6}}) \quad (11)$$

В таблице 2 приведены результаты расчетов с помощью преобразований подобия о исходного варианта $Z_0 = 0,25$ мм, $\beta = 0,372$ (строки 2,4) и варианта $Z_0 = 1$ мм, $\beta = 0,186$ (строки 7,9) и с помощью полного численного расчета с учетом энерговыделения от термоядерных реакций (строки 3,5 для $\beta = 0,372$ и строки 8,10 для $\beta = 0,186$).

Из результатов, помещенных в таблице 2, можно сделать вывод, что характерные параметры лазерной плазмы к моменту схлопывания оболочек к центру (до возникновения "вспышки") с неплохой степенью точности можно рассчитать по формулам подобия. При "малых" энергиях близки к расчетным и значения K или нейтронного выхода N .

§ 2. Основные результаты оптимизации однооболочечных мишеней для неодимового лазера (длина волны 1 мкм)

I. Оптимизация на уровне энергий $E \leq 0,05$ мдж.

В диапазоне сравнительно малых энергий использование критерия подобия (7) позволило существенным образом уменьшить число вариантов расчета при оптимизации лазерных мишеней. Путем выбора

нескольких значений параметра β были получены оптимальные (в рассматриваемой модели) значения коэффициентов усиления по энергии K при широком диапазоне изменения параметров Z_0 и q_0 (или E_λ). толщина оболочек (здесь и везде ниже) выбиралась минимальной: $\delta = 0,01$, $M = 0,011-0,013$.

На рис.2 для случая $N = I$ приведены кривые $K = K(E_\lambda)$ для нескольких различных значений параметра β , с помощью пересчета по формулам подобия (7), (10) с вариантов радиуса $Z_0 = 0,25$ мм. Часть точек проверено с помощью точного численного расчета.

На рис.3 представлена зависимость нейтронного выхода от энергии ($N = N(E_\lambda)$), радиуса $Z_0 = Z_0(E_\lambda)$ и времени схлопывания оболочек к центру $t_c = t_c(E_\lambda)$. Кривые на рис.3 построены по значениям соответствующим оптимальному N для каждого выбранного радиуса мишени Z_0 .

2. Результаты численных расчетов для больших E_λ

1) Ниже на рис.4+6 и в таблице 3 приводятся основные результаты численных экспериментов с однооболочечными мишенями для диапазона изменения энергии $0,1 \text{ мдэ} \leq E_\lambda \leq 10 \text{ мдэ}$, при длине лазерного излучения $\lambda = 1 \text{ мкм}$ и $N = I$.

На рис.4 приведены кривые $K = K(E_\lambda)$, каждая из которых соответствует различным значениям радиуса Z_0 .

На рис.5, 6 для аналогичных значений Z_0 приведены кривые $K = K(\theta)$, где $\theta = t_c$ - момент окончания действия лазерного излучения, совпадающий с моментом схлопывания оболочек к центру и средние максимальные значения плотности ДТ-слоя ($\bar{\rho}$) и ионной температуры (\bar{T}_i) в ДТ-центре мишени в зависимости от E_λ .

Анализ показывает, что в оптимальных по K вариантах максимумы температуры и плотности по E_λ для фиксированного Z_0 не совпадают. Это связано с тем, что с ростом E_λ увеличивается доля испаренной массы полиэтиленовой оболочки, которая в конце концов полностью прогревается тепловой волной и резко снижает сжатие центра мишени.

На рис.7 и рис.8 представлены профили T_i, T_e и ρ по массе мишени для различных E_λ для варианта с $Z_0 = 0,25$ мм.

Основные результаты расчетов для однооболочечной мишени при $N = I$ сведены в таблицу 3, где представлены основные характеристики лазерной плазмы при оптимальных K и E_λ для различных значений Z_0 .

Z_0 мм	M_0 10^{-5} г	E_A кДж	$\theta = t_c$ н.сек.	K	коэффициент гидродинамич. передачи η	доля испар. массы CH_2	$\bar{P}_{i, \text{дт}}$ кэв.	$\bar{P}_{\text{дт}}$ г/см ³
0,75	1,07	52,9	3	0,6	0,11	0,83	6,2	250
1	2,54	139,4	5,03	1,86	0,09	0,7	7,2	285
1,46	7,9	344,5	7,58	6,75	0,091	0,69	12,9	303
1,891	17,2	490,3	14,1	10,1	0,08	0,62	12,1	447
2,458	37,7	1065	16	21,4	0,083	0,6	22,5	466
2,999	68,5	1625	22,9	34,1	0,078	0,56	28,6	400
3,433	103	1967	31,1	39	0,072	0,53	29,7	277
5,87	513	9925	56,8	73,6	0,061	0,5	53,7	212

Таблица 3.

На рис.9 приведены кривые $K = K(E_{\lambda})$ для случаев $n = 1, 2, \Pi/3$ для двух выбранных значений радиуса $Z_0 = 1,891$ мм и $Z_0 = 2,458$ мм. Видно, что увеличение n приводит к сдвигу оптимальных значений K в сторону больших E_{λ} и в целом к ухудшению результатов по K .

Рис.10 иллюстрирует сравнение кривых $K = K(E_{\lambda})$, полученных при значении $Z_0 = 2,458$ мм ($M_0 = 3,77 \cdot 10^{-4}$ г) путем расчета мишеней в случае, когда лазерный импульс меняется по линейному закону (I) и по специальному закону, в котором мощность нарастает со временем в "режиме с обострением" [12,14].

Рассмотренный в этом случае режим с обострением отличается от случая (I), $n > 1$ тем, что поток q обращается в бесконечность не при $t = \infty$, а при некотором конечном значении t . Соответствующая формула имеет вид [12]:

$$q(t) = \begin{cases} \frac{E_{\lambda} \cdot \varepsilon (\theta + \varepsilon)}{\theta} \cdot \frac{1}{(\theta + \varepsilon - t)^2} & 0 < t < \theta \\ 0 & t > \theta \end{cases} \quad (12)$$

Здесь θ - длительность лазерного импульса, ε - время обострения импульса. Обострение импульса удобно характеризовать также параметром $\chi = \frac{q(\theta)}{q(0)} = \left(1 + \frac{\theta}{\varepsilon}\right)^2$ и параметром $\eta = 1 - \frac{\varepsilon}{\theta}$: за промежуток времени $\theta - \varepsilon \leq t \leq \theta$ в мишень вкладывается энергия

$$\int_{\theta - \varepsilon}^{\theta} q(t) dt = 0,5 \cdot \eta \cdot E_{\lambda}, \quad \eta \leq 1$$

Расчеты, результаты которых приведены на рис.10, проводились при относительно "умеренном" обострении - при значениях $\chi = 100$, $\eta = 0,88$. Из расчетов следует, что не сильное обострение при $E_{\lambda} \sim 1$ мкВ приводит к увеличению коэффициента усиления K примерно в 1,5 раза.

§ 3. Двухоболочечные мишени. Влияние изменения длины лазерного излучения

I) Численные эксперименты показывают, что использование двухоболочечных мишеней улучшает результаты.

На рис.11 приведено сравнение кривых $K = K(E_{\lambda})$, полученных для лазерного импульса вида (I) при $n = 1$ в случае однообо-

лочечной мишени ($\nu = 0$) и двухоболочечной мишени ($\nu = 0,05$), при значениях радиуса $r_0 = 1,891$ и $r_0 = 2,458$ мм.

Видно, что помещение внутри мишени второго каскада оболочек, подобного внешнему первому каскаду, приводит к увеличению коэффициента усиления по энергии K в 1,5-2 раза. Рис.12 иллюстрирует результаты расчетов, проведенных при различных значениях ν . Расчеты показывают, что для двухоболочечных мишеней параметр ν должен быть заключен в пределах $0,05 \leq \nu < 0,1$.

Оптимальные значения параметров K , E_λ и θ , соответствующие различным значениям ν для $n = 1$, $r_0 = 2,458$ мм приводятся ниже в таблице 4.

ν	дли E_λ	K	$\theta = t_c$ нсек
0	1065	21,4	16
0,05	845,7	38,4	20,1
0,1	955	31,3	17,5
0,2	1386	3,8	12,6

$r_0 = 2,458$ мм, $n = 1$, $\lambda = 1$ мкм

Таблица 4.

2) Анализ и расчеты показывают [15-17, 4,5], что уменьшение длины лазерного излучения λ играет существенную роль в улучшении термоядерных характеристик лазерной плазмы.

На рис.13 для случаев $n = 1$ ($q(t) = q_0 t$ при $t \leq t_c$ и $q = 0$ при $t > t_c$), однооболочечной мишени ($\nu = 0$),

$r_0 = 2,488$ мм представлены кривые $K = K(E_\lambda)$ для различных значений λ .

На рис.14 нанесены кривые $K=K(E_\lambda)$, построенные в результате численных расчетов при различных значениях длины волны лазера λ однооболочечных мишеней и двухоболочечных мишеней. Основные результаты расчетов характеризует также таблица 5.

λ мкм	ν	E_λ мдж	K	t_c н.сек
10 (CO ₂)	0	1,8	9,8	
1 (неодим)	0	1	21,4	16
1	0,05	0,846	38,4	20,1
0,5	0	0,62	36	
0,5	0,05	0,566	60	21,3
0,25	0	0,4	40,8	20,1
0,25	0,05	0,437	68,3	21,6

$$\zeta_0 = 2,458 \text{ мм}, n = 1, M_0 = 3,77 \cdot 10^{-4} \text{ г}$$

Таблица 5.

Анализ показывает, что коэффициент усиления по энергии достигает, например, величины $K=40$ в случае $\lambda=1$ мкм, $\nu=0$, при $E_\lambda \sim 2$ мдж ($M_0 = 10^{-3}$ г), а в случае $\lambda=0,25$, $\nu=0$ при $E_\lambda \sim 0,4$ мдж ($M_0 = 3,8 \cdot 10^{-4}$ г) или величины $K \sim 60$ в случае $\lambda=1$ мкм, $\nu=0$ при $E_\lambda \sim 4,5$ мдж, а в случае $\lambda=0,5$, $\nu=0,05$ при $E_\lambda \sim 0,57$ мдж.

§ 4. Основные выводы

Основные результаты численных расчетов лазерных оболочечных мишеней различного типа представлены на рис. 15 и 16 (см. подписи к рисункам). Из выше описанных численных экспериментов можно сделать следующие выводы:

1. Во всей исследованной области изменения энергии лазера $E_{\lambda} < 10$ мдж, представляющей интерес для лазерного термоядерного синтеза, максимальный коэффициент усиления по энергии K монотонно нарастает с увеличением E_{λ} . Для однооболочечных мишеней и неодимового лазера ($\lambda = 1$ мкм) параметр K составляет величину:

$K \sim 1$ при $E_{\lambda} = 0,1$ мдж; $K \sim 20$, при $E_{\lambda} = 1$ мдж; $K \sim 70$ при $E_{\lambda} = 10$ мдж

2. Полное время сжатия $t = t_c$ в вышеуказанном диапазоне изменения энергии E_{λ} меняется в пределах $1 \text{ н.сек} < t_c < 50 \text{ н.сек}$

Коэффициент гидродинамической передачи, как правило, составляет $8-10\%$ от вложенной в систему лазерной энергии E_{λ} .

3. Характерная плотность горения составляет величину $\rho \sim 300 \text{ г/см}^3$. Это означает, что для интенсивного горения мишени необходимо достигнуть объемного сжатия ~ 50000 . Отсюда вытекают достаточно жесткие требования к симметрии мишени и облучения.

4. Двухоболочечные мишени имеют оптимальные параметры при $\nu = 0,05$, причем коэффициент усиления не сильно отличается от соответствующих параметров однооболочечной мишени (примерно в 1,5-2 раза) больше).

5. Уменьшение длины лазерного излучения λ , даже без учета влияния поглощения быстрых электронов, существенным образом улучшает термоядерные характеристики лазерной плазмы: изменение λ от значения $\lambda = 1 \text{ мкм}$ до $\lambda = 0,25 \text{ мкм}$ увеличивает коэффициент усиления по энергии K примерно вчетверо.

6. В области сравнительно низких энергий $0,0005 \text{ мдж} < E_{\lambda} \leq 0,05 \text{ мдж}$ для лазерного импульса, меняющегося со временем по линейному закону, значения нейтронного выхода изменяются в пределах

$$10^{13} \leq N \leq 10^{16}$$

При этом, в указанном диапазоне изменения E_{λ} можно приближенно считать (E_{λ} измеряется в кдж)

$$N \approx 0,4 E_{\lambda}^{3/2} \quad (\text{кдж}) \quad (\text{или } K \approx 2,5 E_{\lambda}^{1/2} \quad (\text{кдж}))$$

$$Z_0 = 0,225 E_{\Lambda}^{1/3} \quad (\text{кдж})^{\text{мм}}, \quad t_c = 0,925 E_{\Lambda}^{1/5} \quad (\text{кдж})^{\text{нсек}}$$

7. В области больших энергий при $0,1 \text{ мдж} \leq E_{\Lambda} \leq 2 \text{ мдж}$ коэффициент усиления по энергии можно аппроксимировать функцией вида

$$K = 19,8 E_{\Lambda}^{6/5} \quad (\text{мдж})$$

При больших E_{Λ} существенным становится выгорание дейтерия и трития. Расчеты показывают, что при $E_{\Lambda} \geq 2 \text{ мдж}$ выгорание составляет 40%. Это приводит к уменьшению скорости роста K . В области $2 \text{ мдж} < E_{\Lambda} \leq 10 \text{ мдж}$ коэффициент усиления можно аппроксимировать функцией вида

$$K = 35,0 E_{\Lambda}^{1/3} \quad (\text{мдж})$$

Зависимость радиуса мишени Z_0 и времени сжатия t_c от энергии лазера в той же области изменения E_{Λ} можно приближенно аппроксимировать формулами:

$$Z_0 \approx 2,4 E_{\Lambda}^{2/5} \quad (\text{мдж})^{\text{мм}}, \quad t_c \approx 15,4 E_{\Lambda}^{3/5} \quad (\text{мдж})^{\text{нсек.}}$$

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность И.И.Галигузовой, Г.В.Даниловой и Л.С.Царевой за участие в проведении численных экспериментов и оформлении результатов.

Цитированная литература

1. Н.Г.Баоов. О.Н.Крохин. ЖЭФ, 46, 171, 1964.
2. Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов, П.П.Волосевич, Е.Г.Гамалий, О.Н.Крохин, С.П.Курдюмов, Е.И.Леванов, В.Б.Розанов, А.А.Самарский, А.Н.Тихонов. Письма в ЖЭФ, 21, 2, 150, 1975.
3. Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов, П.П.Волосевич, Г.А.Вергунова, Е.Г.Гамалий, Б.П.Герасимов, С.Ю.Гуськов, Н.Н.Демченко, Е.И.Леванов, И.Г.Лебо, В.Б.Розанов, А.А.Самарский, А.Н.Тихонов. Исследование сжатия и горения оболочечных мишеней. Препринт ФИАН СССР, 1979, № 55,
4. Е.Н.Аворин, Д.И.Зуев, Н.Г.Карлыханов, В.А.Лыков, В.Е.Черняков, Препринт ИПМ им.М.В.Келдыша АН СССР, 1980, № 48.
5. Е.Н.Аворин, А.И.Зуев, Н.Г.Карлыханов, В.А.Лыков, В.Е.Черняков. Письма в ЖЭФ, 32, 7, 457, 1980.
6. Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов, Б.Л.Васин., П.П.Волосевич, Е.Г.Гамалий, С.Ю.Гуськов, Н.Н.Демченко, Ю.А.Захаренков, Н.И.Зорев, А.А.Кологривов, В.Б.Розанов, А.А.Рупасов, А.А.Самарский, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов, Журнал Эксп. и теорет.физ., 77, 6(12), 2539, 1979.
7. Н.Г.Басов, П.П.Волосевич, Е.Г.Гамалий, С.Ю.Гуськов, А.А.Ерохин, Ю.А.Захаренков, Н.И.Зорев, А.А.Кологривов, В.Б.Розанов, А.А.Рупасов, А.А.Самарский, Г.В.Склизков, В.С.Шиканов. Журнал Эксп. и теорет. физ., 78, 1, 420, 1980.
8. G.S.Fzaley, D.J.Linneviz, R.I.Mason and R.I.Mozse. Phys. Fluids, v.17, n.2, p.472, 1974.
9. Т.С.Ахромеева, П.П.Волосевич, Е.И.Леванов, В.И.Маслянкин. К расчету задач трехтемпературной гидродинамики. Препринт ИПМ им.М.В.Келдыша АН СССР, 1980, № 28.
10. J.Lindl. Nucl. Fusion, 14, 511, 1974
11. А.А.Самарский, Ю.П.Попов, Разностные схемы газовой динамики. М., изд.-во "Наука", 1975.
12. П.П.Волосевич, Л.М.Дегтярев, Е.И.Леванов, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, А.А.Самарский, А.П.Фаворский. Физика плазмы, 2, 6, 883, 1976.
13. Х.Бракнер, С.Джорна. Управляемый лазерный синтез. М., атомиздат, 1977.
14. Наккальс. Вуд.Тиссен. Циммерман. проблемы лазерного термоядерного синтеза. М., атомиздат, 1976.

15. K. Vlasov, R. Janda, Nucl. Fusion, 17, 305, 1977.
16. А.А.Веденов, А.А.Филков, Доклад на XII Евр.конф. по взаим. лазерного излучения с веществом. М., 1978.
17. А.А.Филков, П.П.Волосевич, Моделирование сжатия при использовании частотно-профилированного излучения. Препринт ИГиМ им.М.В.Келдыша АН СССР, 1980, № 117.

Подписи к рисункам:

- Рис.1. Схема оболочечной мишени (1) и лазерного импульса $q = q_0 t^n$ (2). Здесь $r_0 = r_0(t)$ - радиус, δ, μ - параметры, характеризующие толщину оболочки, $\nu = 0$ для однооболочечной мишени, $0 < \nu < 1$ - для двухоболочечной мишени, t_c - длительность лазерного импульса равная моменту схлопывания оболочек к центру (время сжатия "мишени").
- Рис.2. Кривые коэффициента усиления по энергии $K = K(E_\lambda)$ при различных параметрах подобия β для $10^{-4} \text{ мдж} \leq E_\lambda \leq 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ мдж}$, $\nu = 1$. Крестиками обозначены значения, полученные в результате точного численного расчета, точками - с помощью пересчета по формулам подобия с исходных вариантов $r_0 = 0,25 \text{ мм}$. Цифрами на кривых обозначены соответствующие значения радиуса мишени r_0 в мм.
- Рис.3. Оптимальные кривые зависимости нейтронного выхода от энергии $N = N(E_\lambda)$, радиуса $r_0 = r_0(E_\lambda)$ в мм и времени схлопывания $t_c = t_c(E_\lambda)$ в н.сек при $E_\lambda \leq 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ мдж}$
- Рис.4. Кривые $K = K(E_\lambda)$ при $0,05 \text{ мдж} \leq E_\lambda < 10 \text{ мдж}$ для различных значений r_0 :
1. $r_0 = 1 \text{ мм}$ (масса ДТ-слоя, $M_0 = 2,54 \cdot 10^{-5} \text{ г}$).
 2. $r_0 = 1,46 \text{ мм}$ ($M_0 = 7,9 \cdot 10^{-5} \text{ г}$).
 3. $r_0 = 1,891 \text{ мм}$ ($M_0 = 1,72 \cdot 10^{-4} \text{ г}$).
 4. $r_0 = 2,458 \text{ мм}$ ($M_0 = 3,77 \cdot 10^{-4} \text{ г}$).
 5. $r_0 = 3 \text{ мм}$ ($M_0 = 6,85 \cdot 10^{-4} \text{ г}$).
 6. $r_0 = 3,433 \text{ мм}$ ($M_0 = 1,03 \cdot 10^{-3} \text{ г}$).
- Рис.5. Кривые $K = K(\theta)$, $\theta = t_c$ для r_0 , аналогичных рис.4.
- Рис.6. Средние максимальные значения плотности ДТ-слоя ($\bar{\rho}$) и ионной температуры в ДТ-центре мишени (\bar{T}_i - средняя температура по $\frac{1}{3}$ ДТ-слоя) в зависимости от E_λ для r_0 , аналогичных рис.4 и 5. Кругами отмечены значения, соответствующие оптимальным K, E_λ для каждого рассматриваемого радиуса r_0 .
- Рис.7 и рис.8. Профили $T_e(r)$ (сплошная линия), $T_i(r)$ (пунктирная линия), и $\rho(r)$ (пунктир с точкой) на моменты $t = t_c$ для однооболочечной мишени, $r_0 = 0,25 \text{ мм}$ при $E_\lambda = 11 \text{ кдж}$ (рис.7) и $E_\lambda = 1,6 \text{ кдж}$ (рис.8).
- Рис.9. Кривые $K = K(E_\lambda)$ для случаев $\nu = 1$ (сплошная линия), $\nu = 2$ (пунктирная линия), $\nu = 11/3$ (пунктир с точкой) для $r_0 = 1,891 \text{ мм}$ (кривые обозначены буквой М) и

$$Z_0 = 2,458 \text{ мм (2,2 М)}.$$

- Рис. I0. Кривые $K = K(E_\lambda)$, полученные при $Z_0 = 2,458 \text{ мм}$ для случая $\eta = \eta_0 t$ ($\eta = 1$, сплошная линия) и по закону (I2) "с обострением" (пунктирная линия). Цифрами на кривых обозначены значения $t = t_c$ в наносекундах. В режиме с обострением — $\chi = 100$, $\psi = 0,88$.
- Рис. I1. Кривые $K = K(E_\lambda)$ для $Z_0 = 1,891 \text{ мм (М)}$ и $Z_0 = 2,458 \text{ мм (2,2М)}$, полученные при $\eta = 1$. В случае однооболочечной мишени ($\psi = 0$, сплошная линия) и двухоболочечной мишени ($\psi = 0,05$, пунктирная линия).
- Рис. I2. Кривые $K = K(E_\lambda)$ для $Z_0 = 2,458 \text{ мм}$ при различных значениях ψ, E_λ : $\psi = 0$ (однооболочечная мишень) и $\psi \neq 0$ (двухоболочечная мишень).
- Рис. I3. Кривые $K = K(E_\lambda)$ при $Z_0 = 2,458 \text{ мм}$ для однооболочечной мишени, полученные при различных значениях длины лазерного излучения $\lambda = 10, 1, 0,5, 0,25 \text{ мкм}$.
- Рис. I4. Кривые $K = K(E_\lambda)$ при $Z_0 = 2,458 \text{ мм}$ для однооболочечных мишеней ($\psi = 0$, сплошные линии) и двухоболочечных мишеней ($\psi = 0,05$, пунктирные линии), полученные при различных $\lambda = 1, 0,5, 0,25 \text{ мкм}$.
- Рис. I5. Сводная кривая $K = K(E_\lambda)$ для случая однооболочечных мишеней при $\eta = 1$, построенная по оптимальным для каждого радиуса Z_0 значениям (сплошная линия). Крестиками обозначены точки E_{λ_k}, K_k для однооболочечных мишеней при $\eta = 1$, сосчитанные при различных λ ($\lambda = 10, 1, 0,5, 0,25 \text{ мкм}$), кавычками — для двухоболочечных мишеней ($\psi = 0,05$). Кружочками обозначены точки, соответствующие различным η ($\eta = 2, \Pi/3$) для однооболочечных мишеней, квадратом — для специального режима с обострением. Пунктирная линия соответствует радиусу $Z_0 = 2,458 \text{ мм}$, пунктир с точкой — $Z_0 = 1,891 \text{ мм}$, пунктир о двумя точками — $Z_0 = 1 \text{ мм}$.
- Рис. I6. Зависимость радиуса однооболочечных мишеней $Z_0 = Z_0(E_\lambda) \text{ мм}$ и времени охлопывания оболочек к центру $t_c = t_c(E_\lambda) \text{ н.сек}$ от энергии при оптимальных K для случая линейного по времени лазерного импульса ($\eta = 1$).

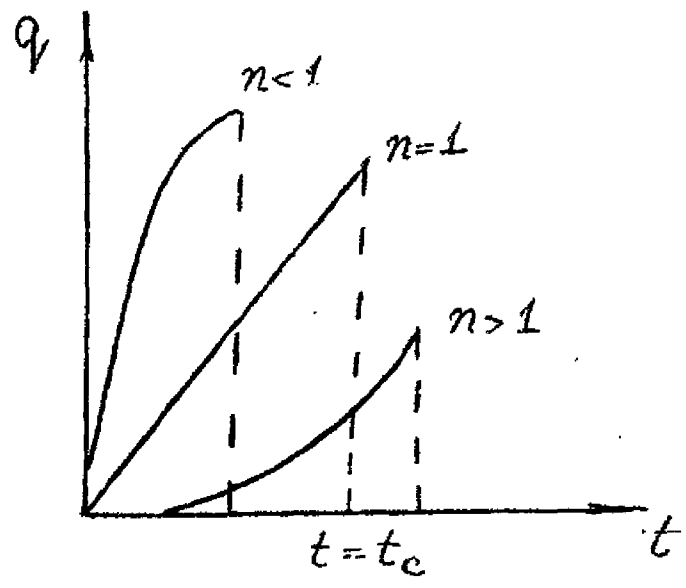
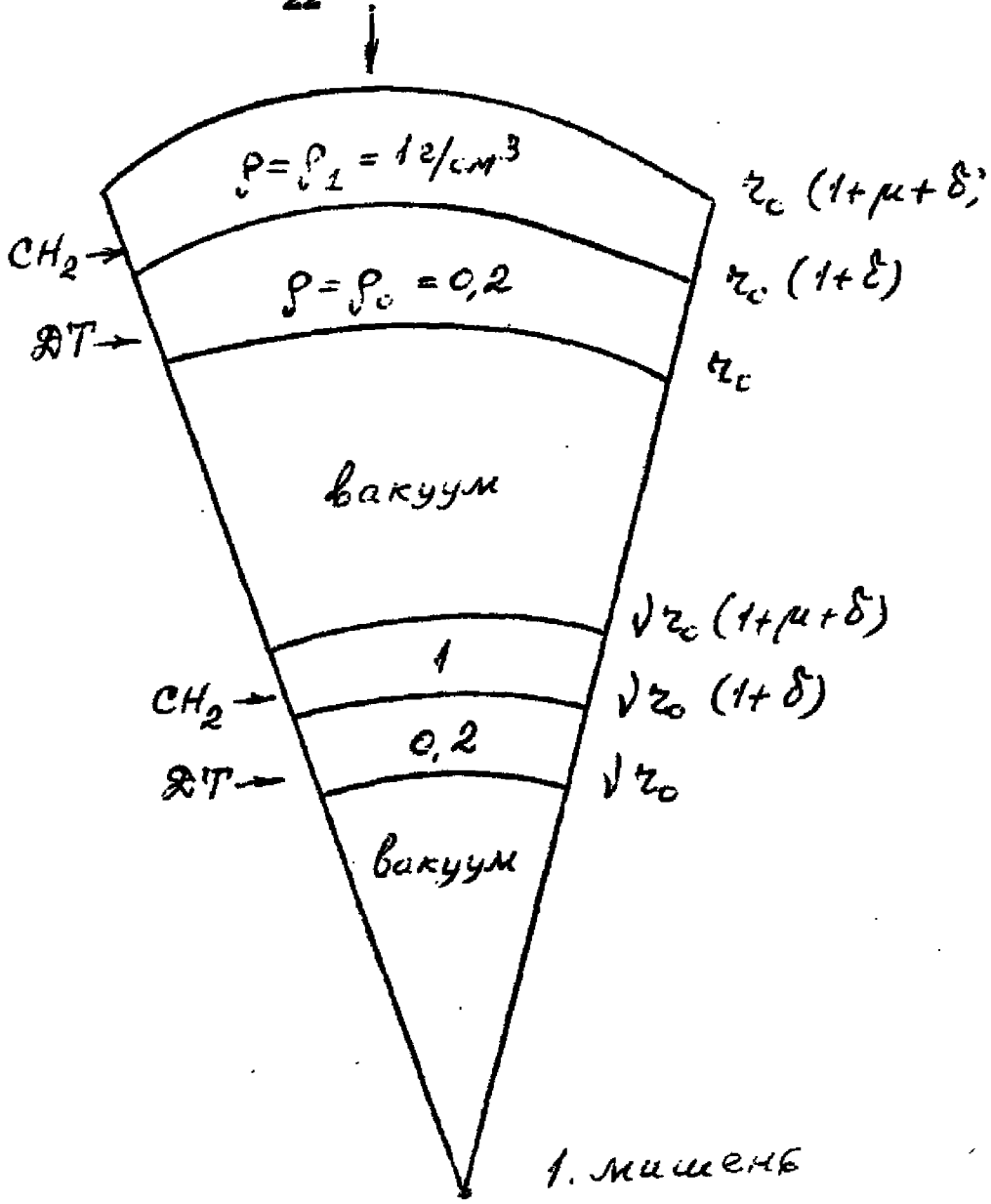


рис. 1.

2. лазерный импульс

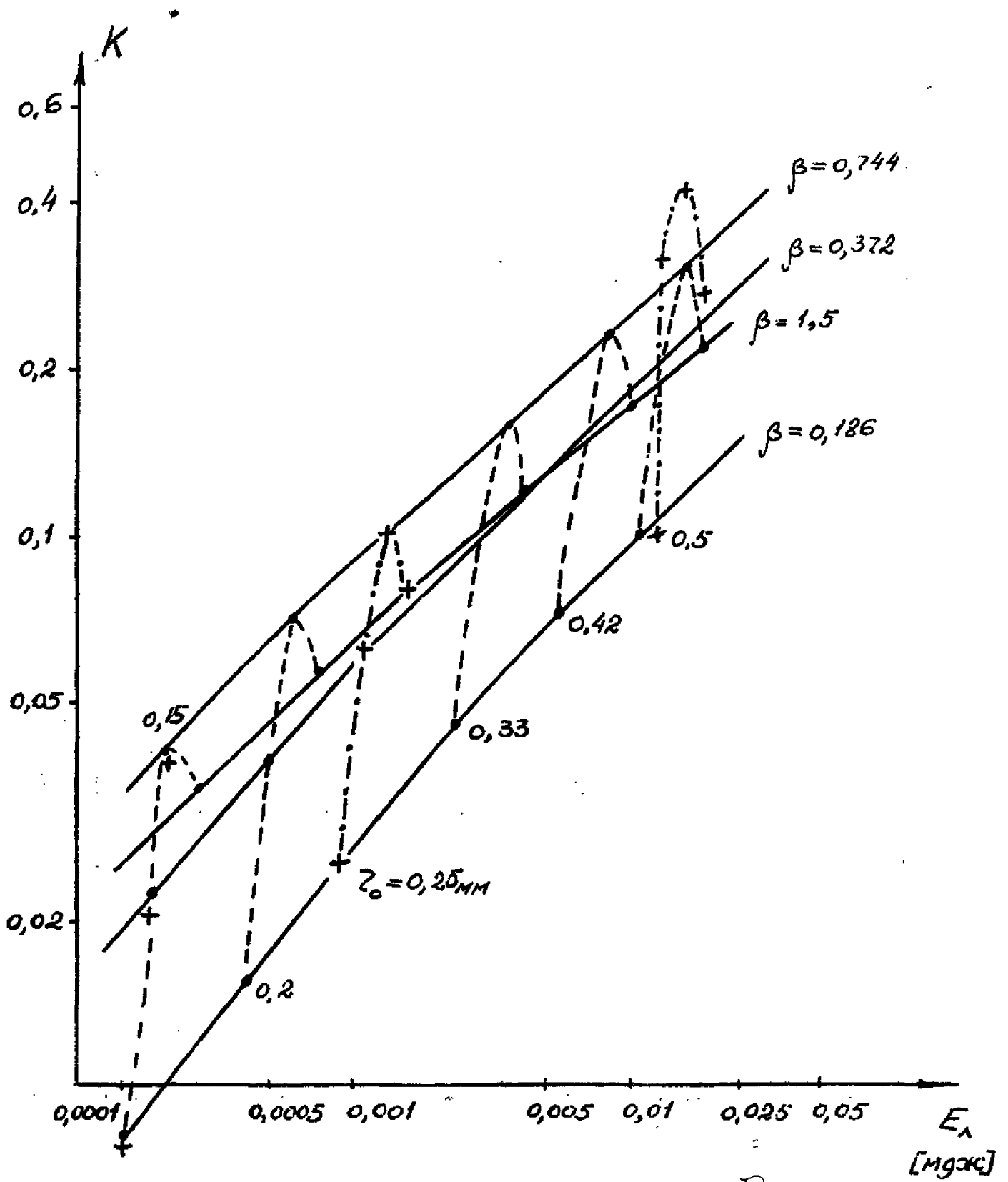


Рис. 2

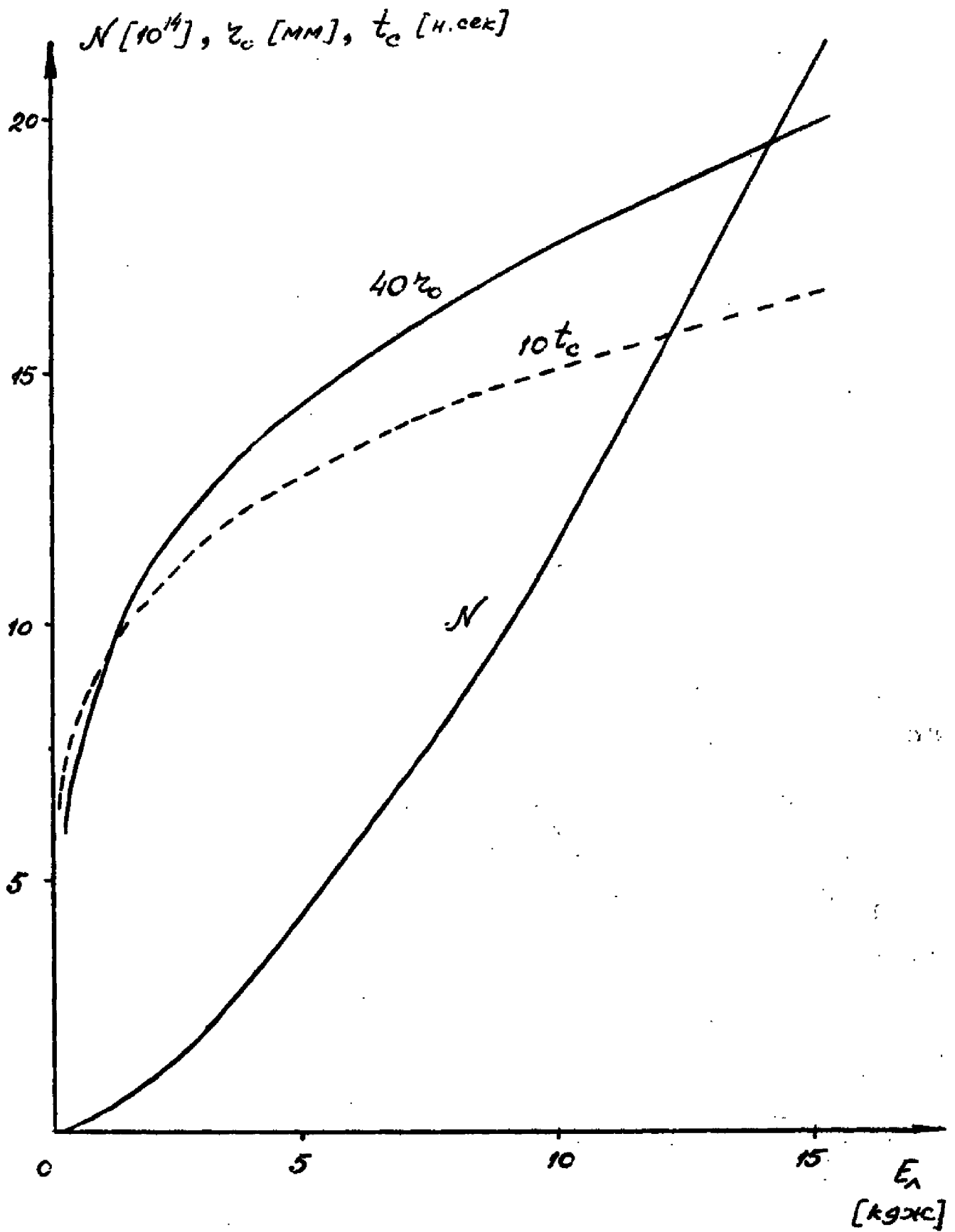


рис. 3

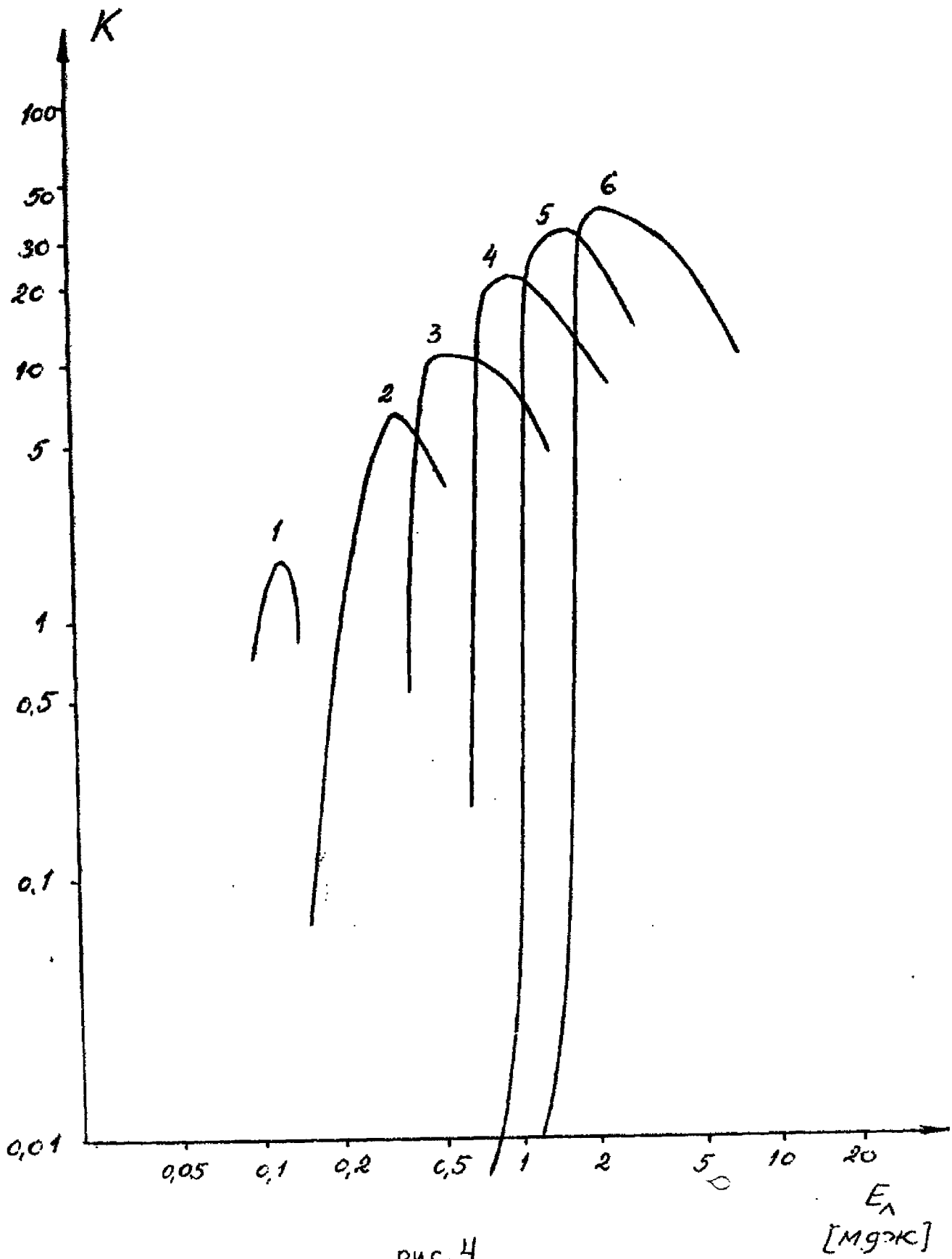
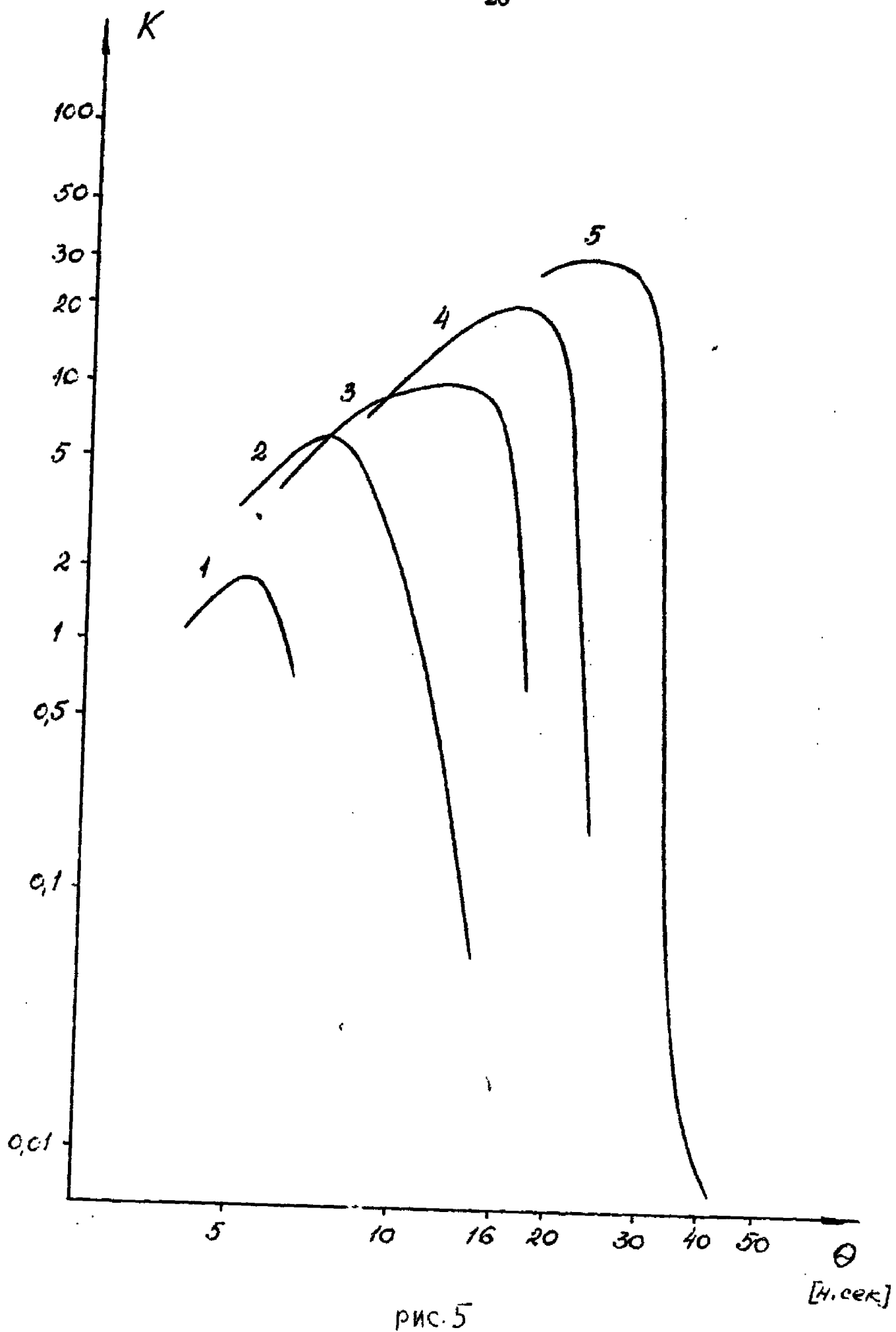


рис. 4

 E_A
[Mg/K]



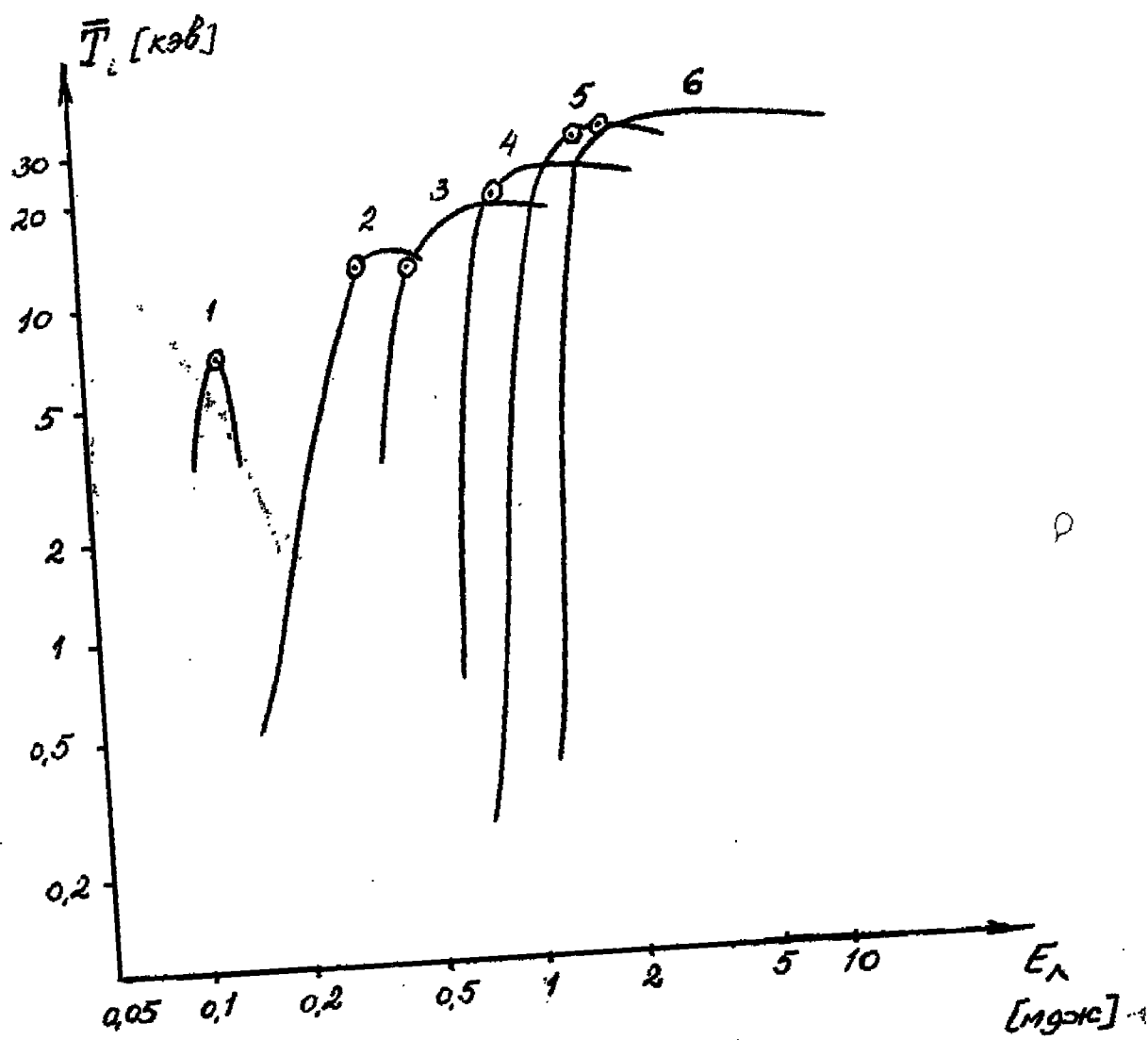
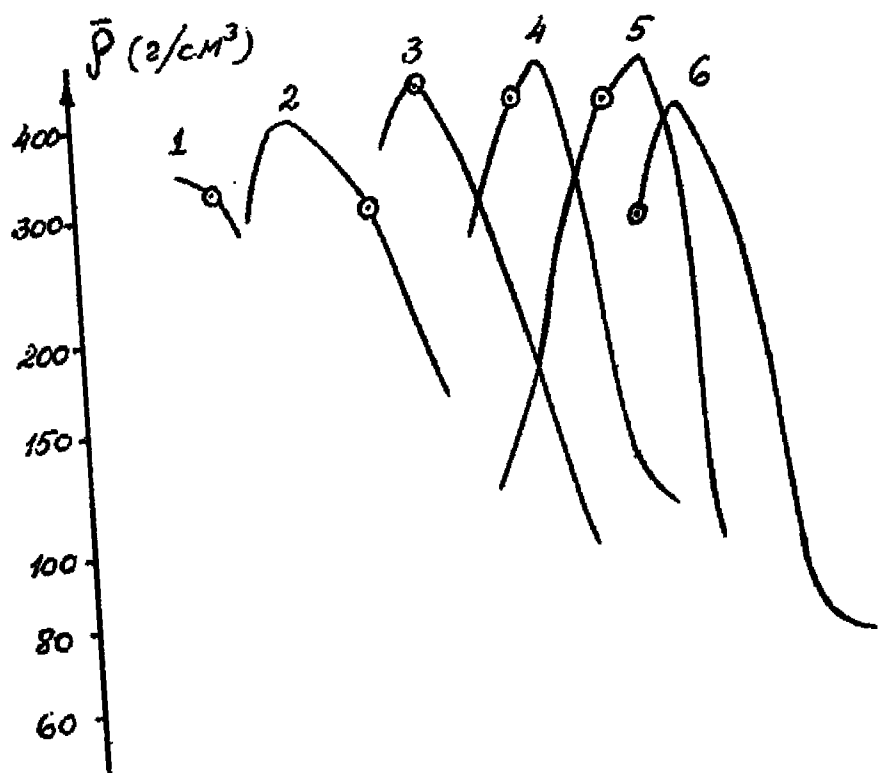
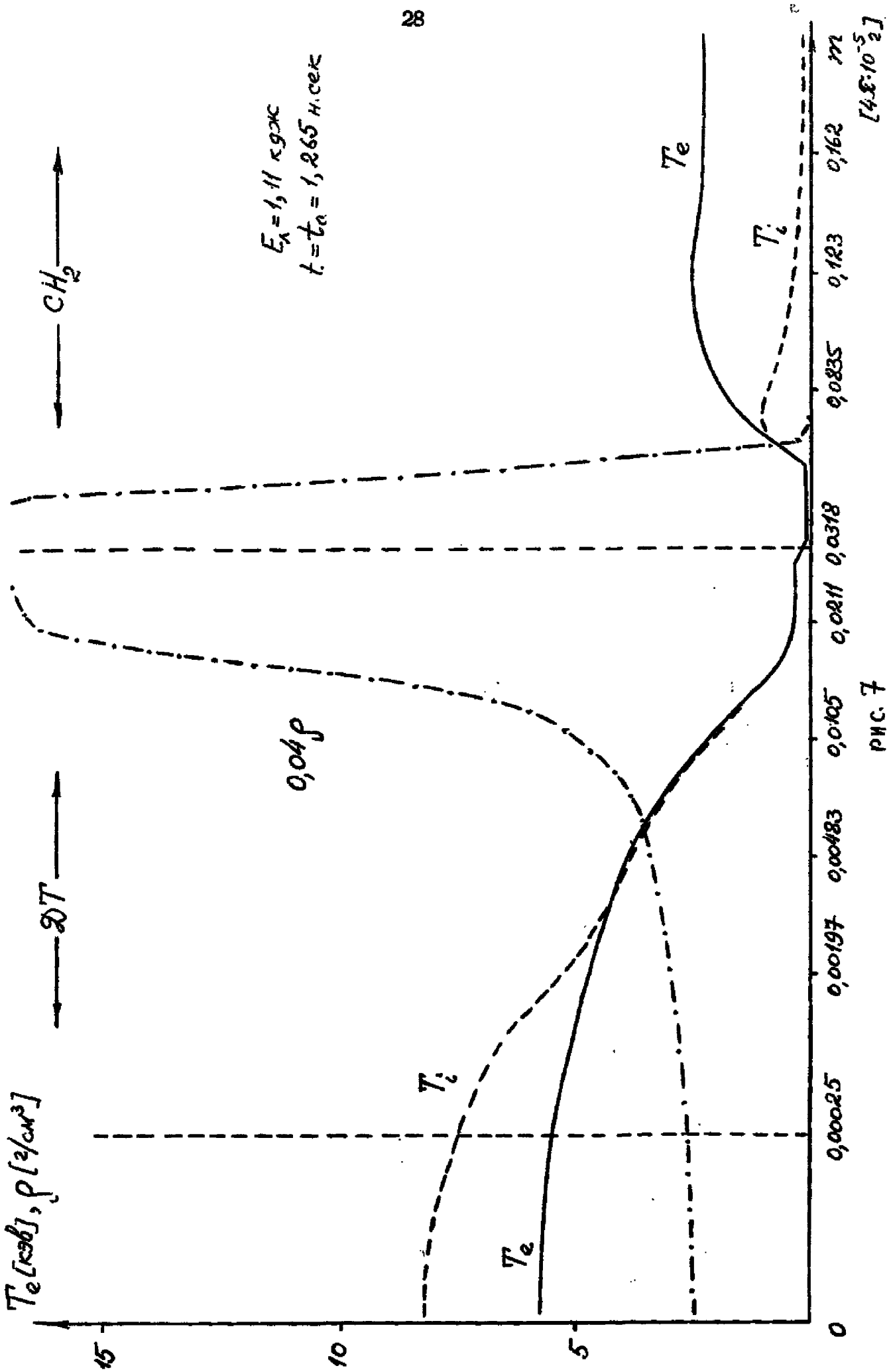


рис. 6



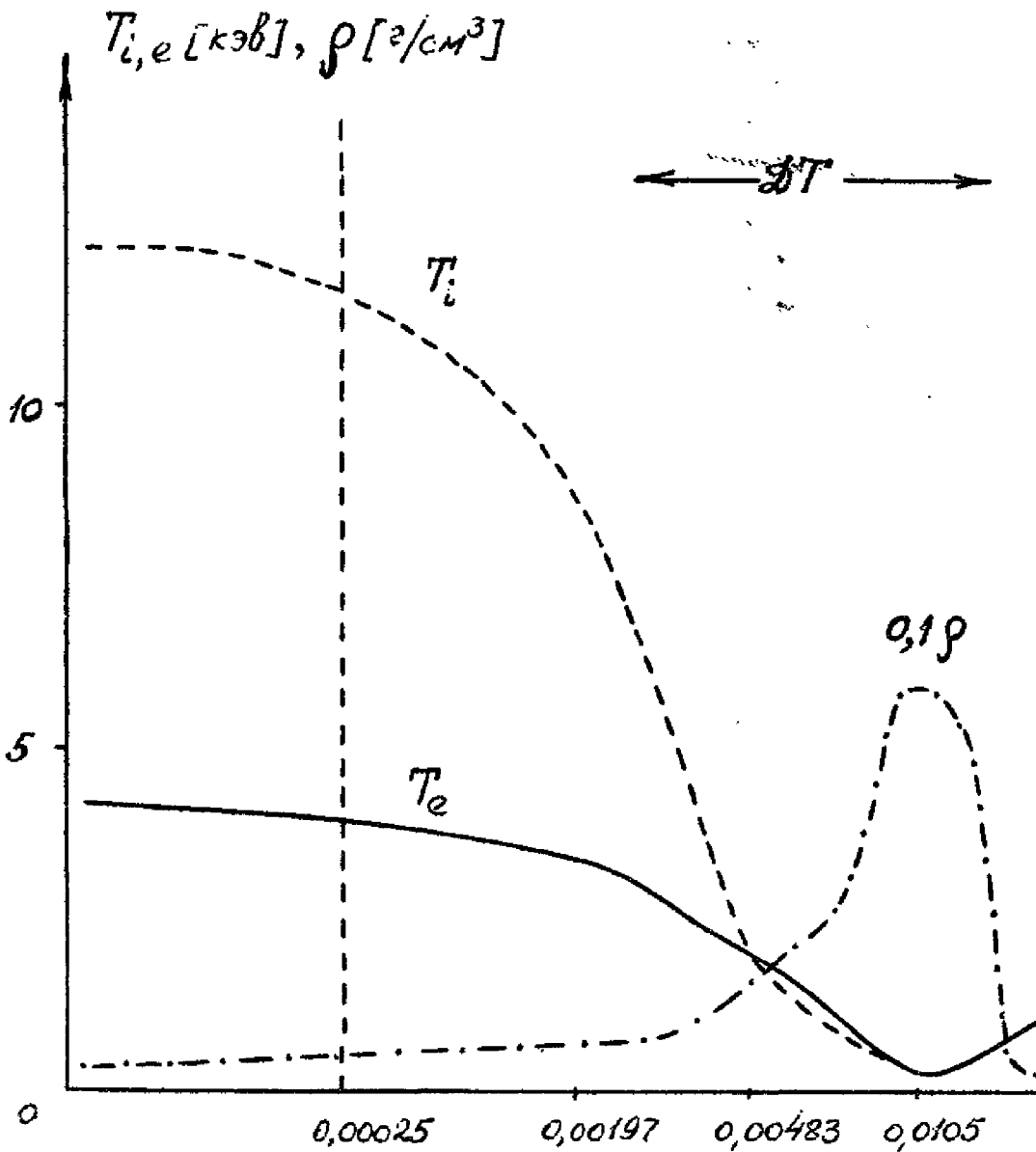
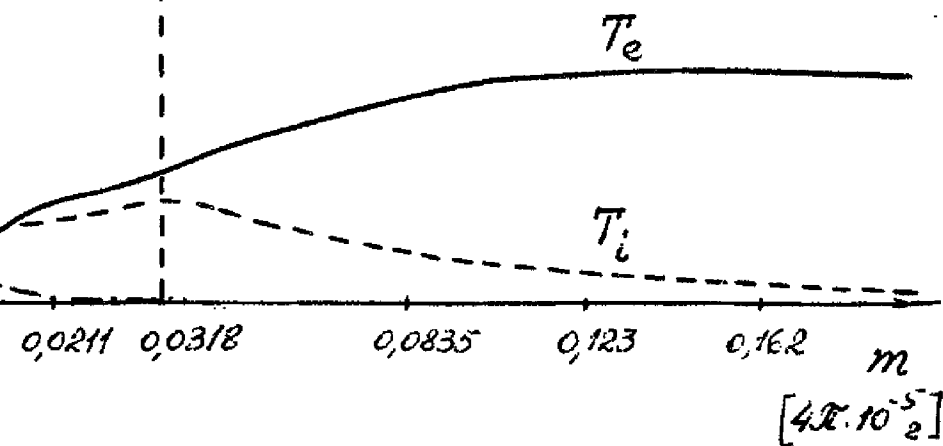


рис. 8

$\longleftrightarrow \text{CH}_2 \longrightarrow$

$$E_A = 1,6 \text{ ккал}$$
$$t = t_c = 0,755 \text{ нсек}$$

28



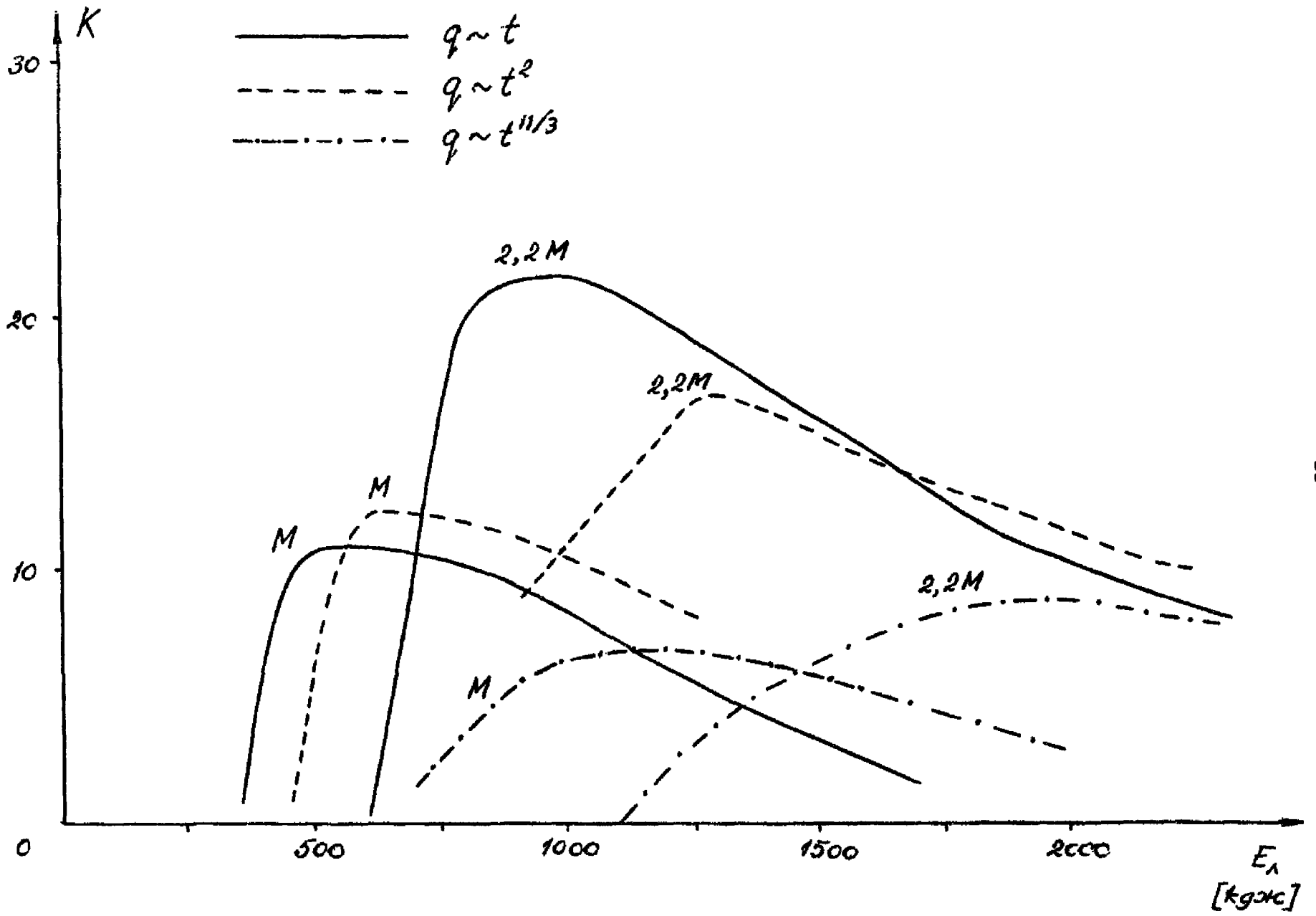


рис. 9

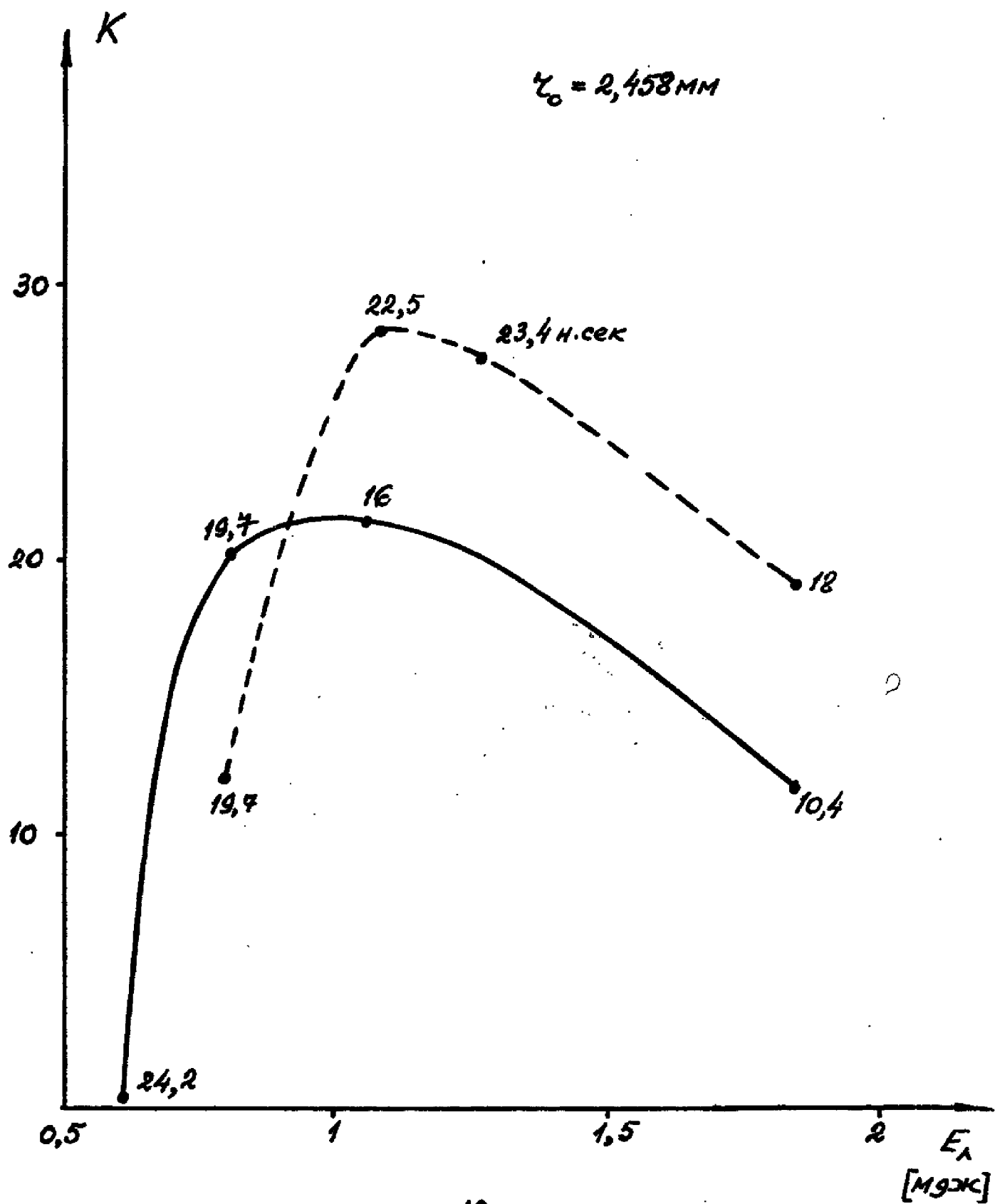


рис.10

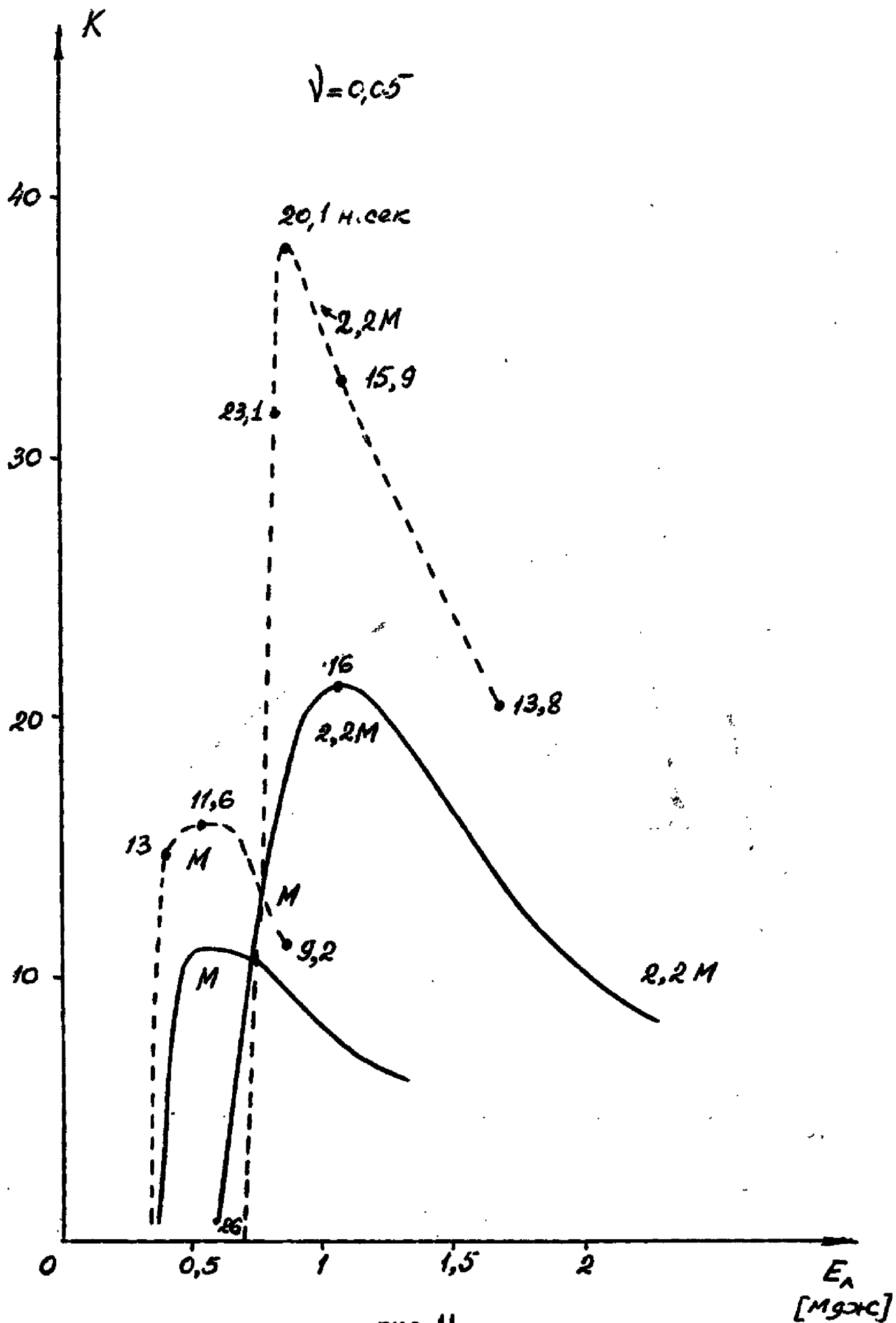


рис. 11

 E_A
[MgXc]

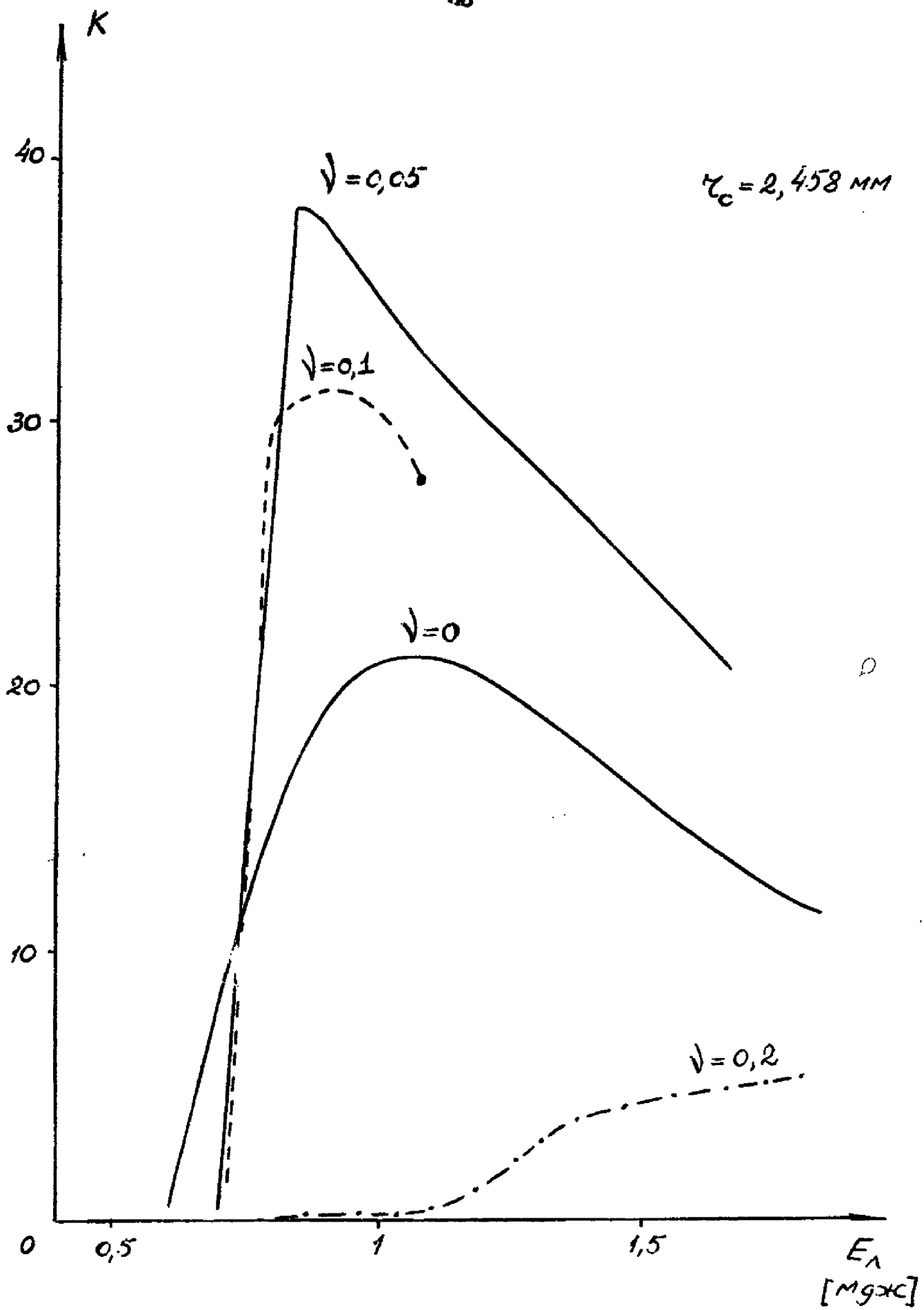


рис. 12

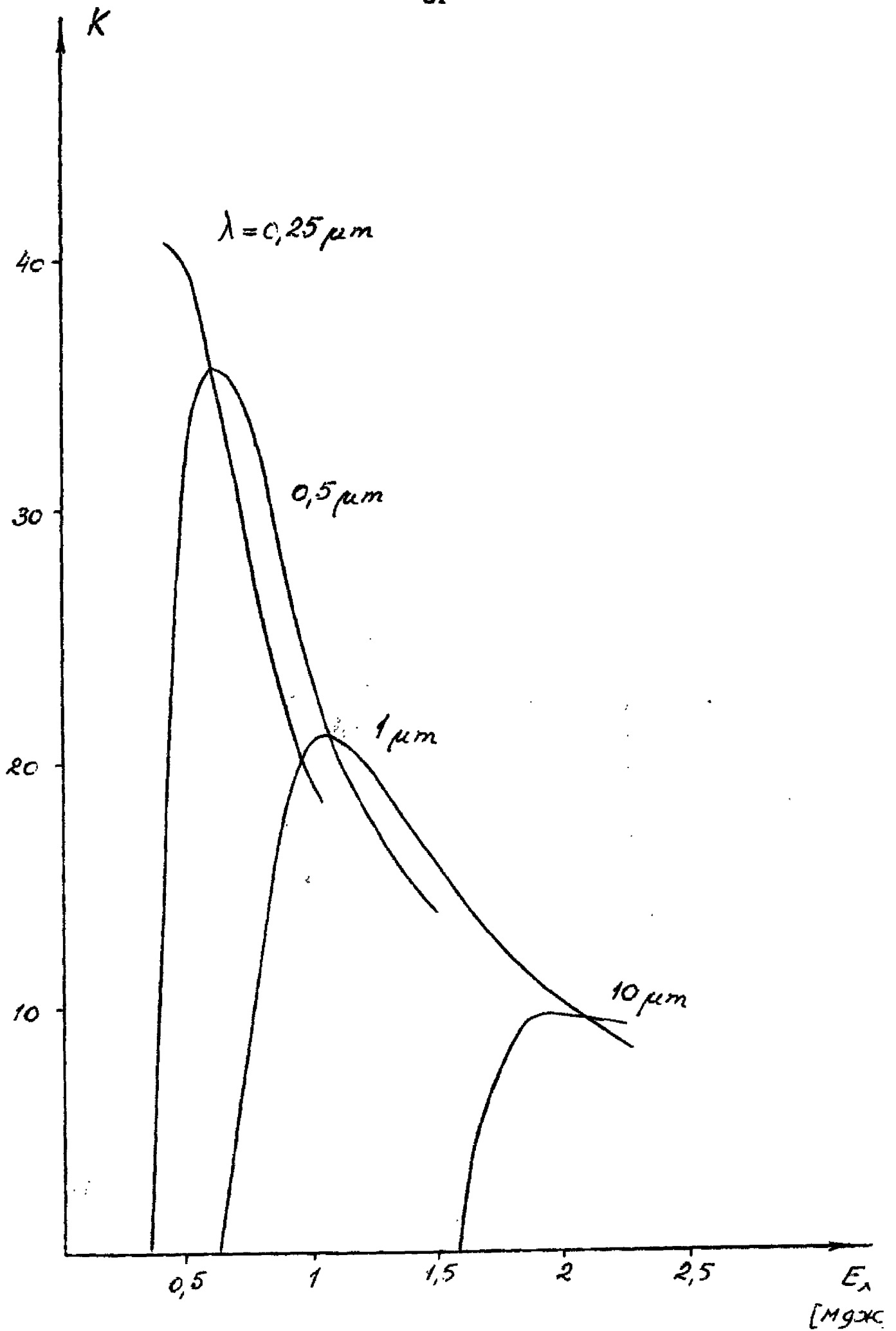


рис.13

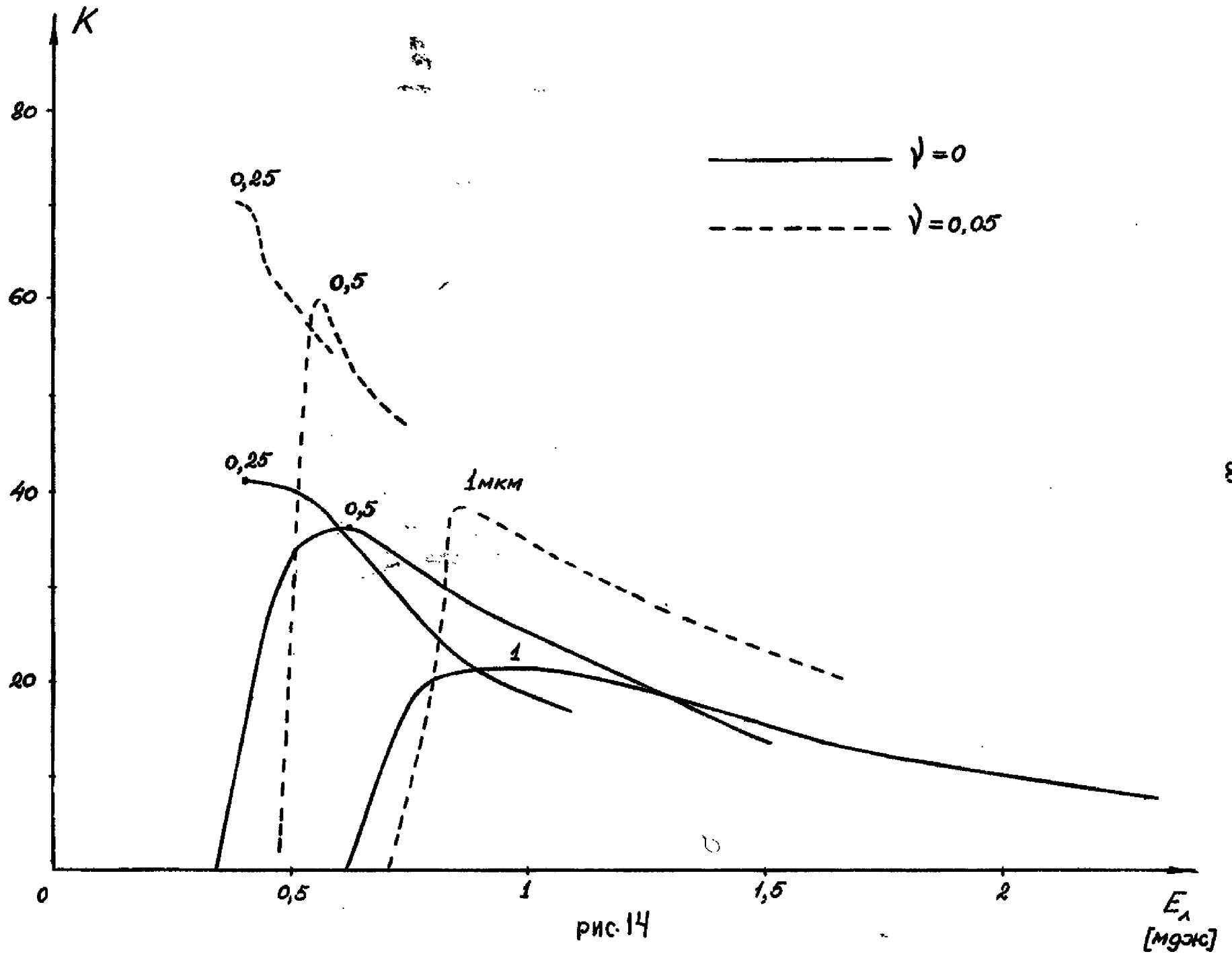


рис. 14

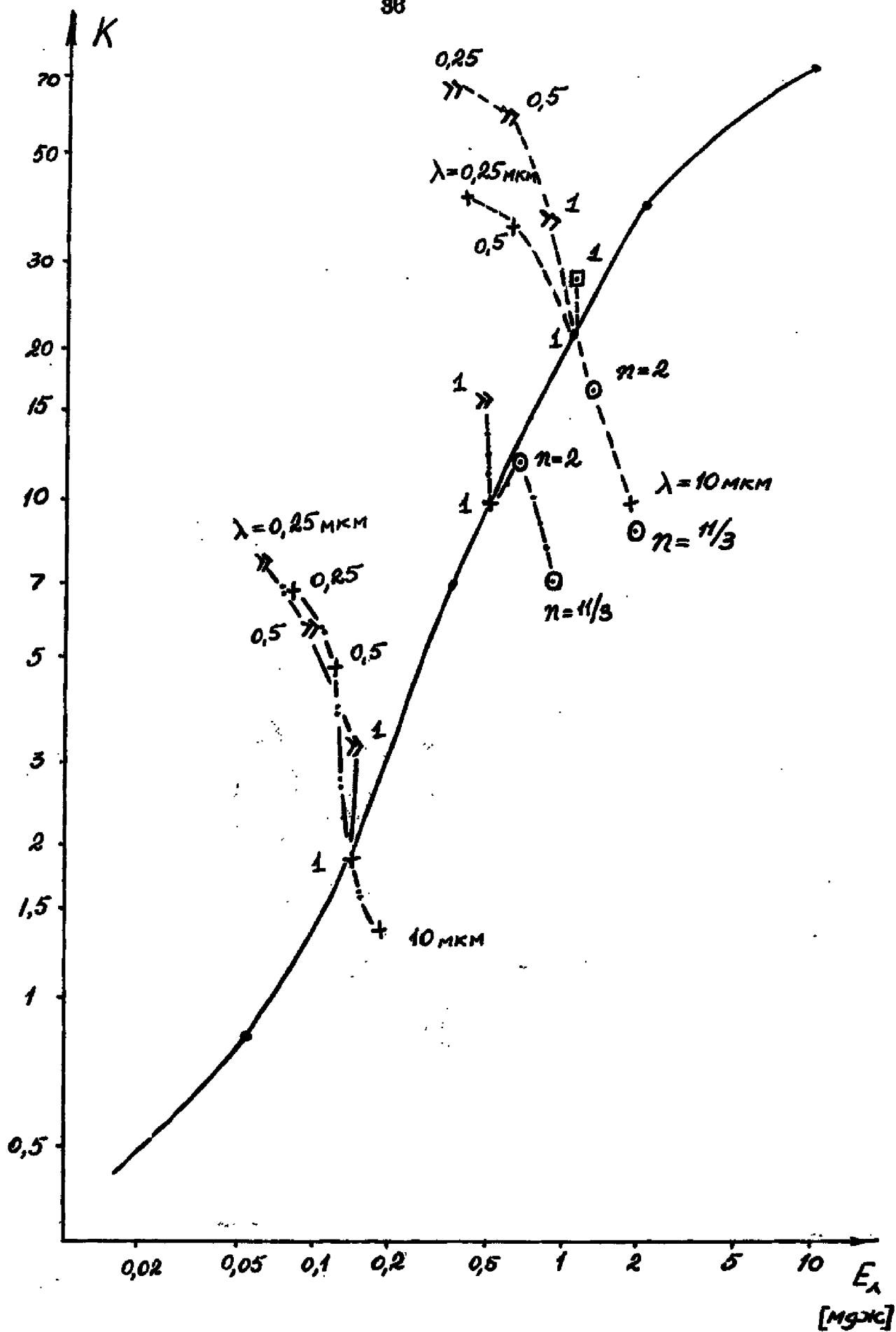


рис. 15

пр. 16

[мг/кг]

