

К.89

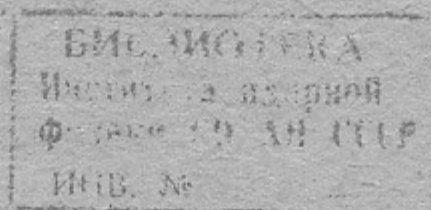
18

**И Н С Т И Т У Т
Я Д Е Р Н О Й Ф И З И К И С О А Н С С С Р**

препринт 308

В.В.Кузнецов

**О ПРОХОЖДЕНИИ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 0,3 - 5 Мэв СКВОЗЬ
ИНЕРТНЫЕ ГАЗЫ**



НОВОСИБИРСК

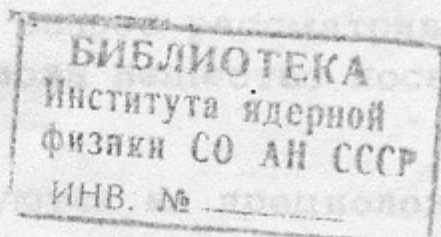
1969

В.В.Кузнецов

О ПРОХОЖДЕНИИ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ
0,3 - 5 Мэв СКВОЗЬ ИНЕРТНЫЕ ГАЗЫ

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассматриваются энергетические потери при прохождении электронов сквозь инертные газы, а также потери в фольге, отделяющей вакуумную камеру ускорителя от окружающего пространства. Определяются потери пучка вследствие многократного рассеяния электронов в материале фольги и в газовой мишени. Рассматривается применение сопровождающего магнитного поля, параллельного оси пучка, компенсирующего его потери на упругое рассеяние. Электронный пучок, проходя сквозь газ, образует на своем пути плазму и взаимодействует с ней. При когерентном взаимодействии электронов пучка с плазмой возможно значительное увеличение энергетических потерь.



В в е д е н и е

В физических экспериментах возникает необходимость исследовать взаимодействие пучка электронов с веществом, которое не может быть помещено в вакуумный объем ускорителя. Если энергия электронов велика ($E_0 > 5$ Мэв), вывод пучка из ускорителя и проводка его до мишени не представляют трудности. Вывод пучка электронов с меньшей энергией представляет некоторые трудности. В этом случае необходимо учитывать то обстоятельство, что электронный пучок, проходя сквозь фольгу, теряет часть энергии и рассеивается в некоторый телесный угол, который определяется материалом фольги и энергией электронов.

Электронные пучки большой плотности с энергией электронов $E_0 \sim 0,1$ Мэв практически невозможно вывести из ускорителя сквозь фольгу, т.к. необходимая для этого толщина фольги не обеспечивает надежного вакуумного уплотнения.

В работе исследовалось прохождение электронного пучка с энергией 0,3 - 5 Мэв сквозь фольгу и поглощение в инертном газе.

Ионизационные потери

Электронный пучок проходя сквозь вещество теряет энергию на ионизацию и возбуждение атомов, а также рассеивается в результате большого числа столкновений с ними. Упругое рассеяние происходит при столкновении электронов с ядрами атомов, при этом энергия налетающего электрона практически не изменяется, а изменяется лишь направление его движения.

Потери энергии на тормозное излучение малы для наших энергий и мы не будем их рассматривать.

Ландау впервые получил математические выражения для энергетических потерь заряженных частиц, проходящих через слой поглотителя /1/. Ранее этот вопрос рассматривался Бором /2/. Прохождению электронов сквозь вещество посвящена монография Воробьева и Кононова /3/.

Выводы Ландау базируются на предположении:

1) потерянная в результате соударений, энергия частицы много меньше её первоначальной энергии;

2) вероятная потерянная энергия много больше энергии связи электронов атомов;

3) потерянная энергия приходится на ионизацию и возбуждение, радиационные потери считаются малыми;

4) поправка на эффект плотности не учитывается.

Изменение вероятности потери энергии за счёт ионизации и возбуждения $f(x, \Delta)$ на пути x определяется Ландау следующим образом:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \int_0^{\infty} w(\epsilon) [f(x, \Delta - \epsilon) - f(x, \Delta)] d\epsilon \quad (1)$$

$w(\epsilon)$ - вероятность для частицы с энергией E потерять на единице длины энергию ϵ . При этом предполагается, что энергия частицы мало меняется на пути x , т.е. $\epsilon \ll E$. Решение уравнения Ландау находит для функции $f(x, \Delta)$ относительно независимой переменной Δ , которая характеризует собой потерянную частицей энергию:

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{p\Delta} \psi(p, x) dp \quad (2)$$

вводя новую функцию $\psi(p, x)$, дающую распределение потерь в тонком поглотителе:

$$\psi(p, x) = \int_0^{\infty} f(\Delta) e^{-p\Delta} d\Delta \quad (3)$$

Функция ψ была численно рассчитана Ландау. Зависимость ψ от параметра λ изображена на рис.1. Параметр λ можно представить в виде:

$$\lambda = \frac{\Delta - \Delta_0}{\xi} \quad (4)$$

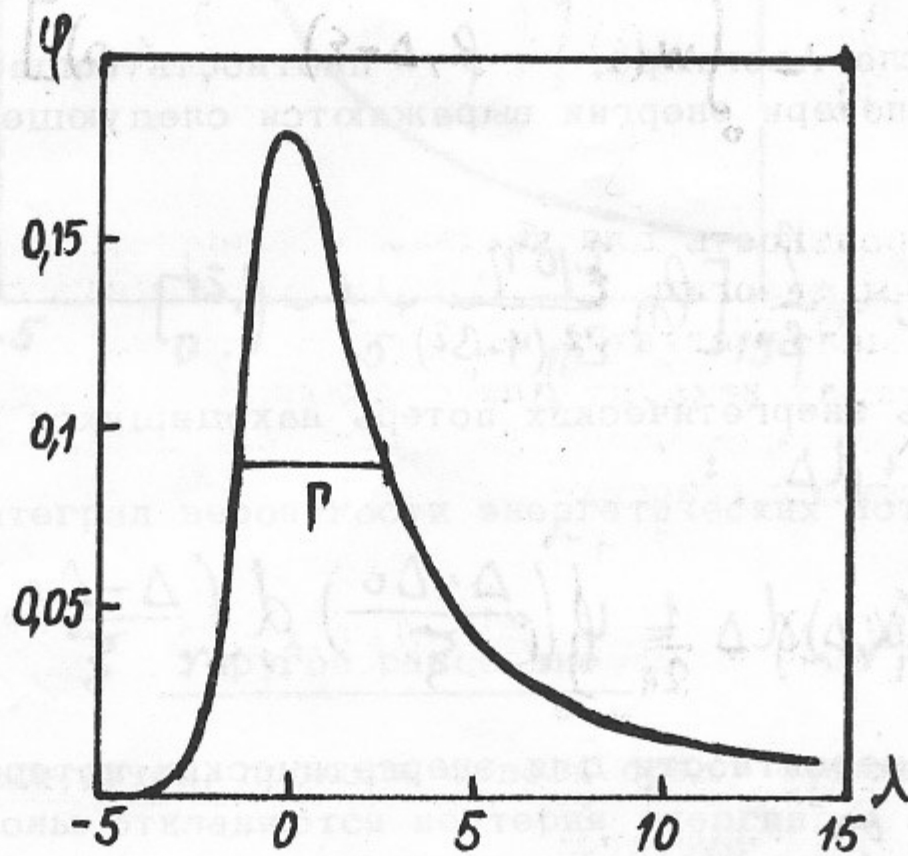


Рис.1. ψ - функция распределения энергетических потерь в тонком поглотителе.

Δ - потерянная энергия

Δ_0 - вероятные потери энергии

$$\xi = \frac{\eta}{\beta^2}.$$

$$\eta = \frac{2\pi N e^4 \rho x Z}{m c^2 \cdot A} = \frac{1,54 \cdot 10^5 \rho \cdot x \cdot Z}{A} \quad (\text{эВ}) \quad (5)$$

N - число Авогадро, ρ - плотность вещества.
Вероятные потери энергии выражаются следующей формулой:

$$\Delta_0 = \frac{\eta}{\beta^2} \left[\ln \frac{3 \cdot 10^3 \eta}{Z^2 (1 - \beta^2)} + 1 - \beta^2 \right] \quad (6)$$

Вероятность энергетических потерь находящихся в интервале от Δ до $\Delta + d\Delta$:

$$f(x, \Delta) d\Delta = \psi \left(\frac{\Delta - \Delta_0}{\xi} \right) d \left(\frac{\Delta - \Delta_0}{\xi} \right) \quad (7)$$

и интеграл вероятности для энергетических потерь выражается как:

$$\int_{\Delta}^{\infty} f(x, \Delta) d\Delta = \Psi \left[\frac{\Delta - \Delta_0}{\xi} \right] \quad (8)$$

ψ и Ψ - две универсальные функции, изображенные на рисунках 1 и 2. Следует отметить, что с увеличением λ ($\lambda > 15$):

$$\psi \approx \frac{1}{\lambda^2}, \quad \Psi \approx \frac{1}{\lambda}.$$

По Ландау полуширина энергетических потерь $\Psi(\lambda)$
(рис.1) $\Gamma = 3,98 \xi$.

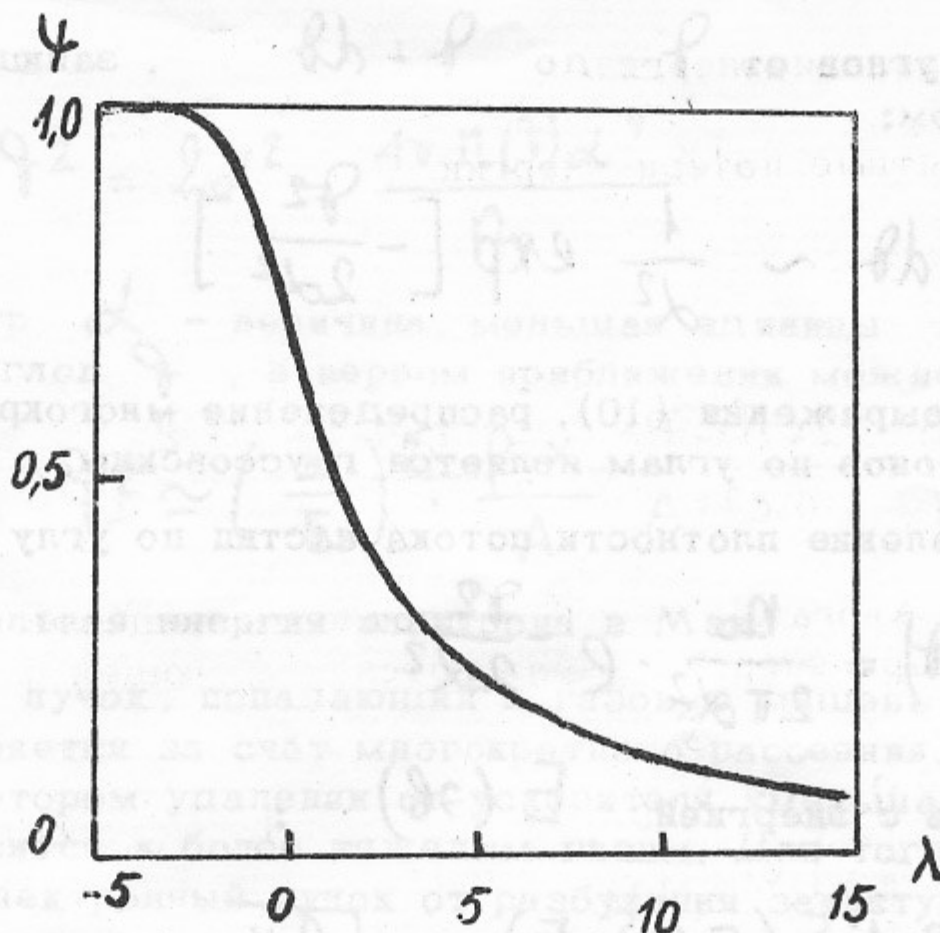


Рис.2. χ - интеграл вероятности энергетических потерь.

Упругое рассеяние

Электронный пучок, проходя сквозь среду сталкивается с атомами; электроны отклоняются не теряя энергии. В нерелятивистском случае дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов с кинетической энергией E на угол ϑ , отнесенное к одному атому, без учёта экранирования поля ядра атомными электронами выражается формулой Резерфорда [4,5]:

$$\sigma(\vartheta) = \frac{Z^2 e^4}{4m^2 v^4} \cdot \frac{1}{\sin^4 \vartheta/2} \quad (9)$$

Если количество столкновений электронов при прохождении среды достаточно велико, то для вычисления углового распределения многократно рассеянных электронов можно использовать статистические методы. Вероятность того, что электрон пройдет в мишени слой толщиной X , многократно рассеявшись, попада-

ет в интервал углов от ϑ до $\vartheta + d\vartheta$, запишется следующим образом:

$$w(\vartheta) d\vartheta \sim \frac{1}{2\alpha^2} \exp\left[-\frac{\vartheta^2}{2\alpha^2}\right] \quad (10)$$

Как видно из выражения (10), распределение многократно рассеянных электронов по углам является гауссовским.

Распределение плотности потока частиц по углу отклонения:

$$n(\vartheta) = \frac{n_0}{2\pi\alpha^2} \cdot e^{-\frac{\vartheta^2}{2\alpha^2}} \quad (11)$$

Для электронов с энергией E (эВ) :

$$\alpha = \frac{8 \cdot 10^5 \cdot (5 \cdot 10^5 + E)}{E(E + 10^6)} \cdot Z \sqrt{\frac{\rho \cdot x}{A}} \quad (12)$$

Сила, вызывающая отклонение электрона от его первоначального направления за счёт многократных упругих столкновений может быть оценена следующим образом:

$$F_R = \frac{mc^2 \cdot \sin^2 \vartheta}{r \cdot \sqrt{1 - \beta^2}} \quad (13)$$

r - радиальное уширение пучка электронов, вызванное многократным рассеянием.

При небольших углах рассеяния частиц:

$$F_R = \frac{mc^2 \vartheta^2}{r \cdot \sqrt{1 - \beta^2}} \quad (13^A)$$

Оценим угол ϑ из формулы распределения плотности потока частиц (11), разлагая экспоненту в ряд и ограничившись первыми чле-

нами:

$$\theta^2 = 2\alpha^2 - \frac{4\pi n(\gamma)\alpha^4}{\rho_0} \quad (14)$$

Т.к. параметр α - величина, меньшая единицы $\alpha < 1$, для небольших углов θ , в первом приближении можно считать:

$$\theta^2 \approx \left(\frac{Z}{E_0}\right)^2 \cdot \frac{\rho \cdot x}{A} \quad (14^A)$$

E_0 - начальная энергия электрона в МэВ:

Электронный пучок, попадающий в газовую мишень значительной длины, уширяется за счёт многократного рассеяния. Плотность тока на некотором удалении от ускорителя уменьшается. Особенно это относится к более тяжелым газам. Для того, чтобы предохранить электронный пучок от разбухания зачастую применяется, так называемое, сопровождающее магнитное поле, параллельное оси пучка. Это поле на всем протяжении своего действия удерживает диаметр пучка неизменным.

Электрон, входящий в однородное магнитное поле, приобретает в азимутальном направлении вращательное движение с угловой скоростью $\psi = \frac{eB}{2m}$.

Чтобы диаметр пучка не изменялся значительно с расстоянием x , достаточно выполнить для каждого электрона требование $\frac{dr}{dx} = 0$. Если это условие выполняется, электрон, который в результате актов рассеяния отклонился на угол θ , будет двигаться под действием двух сил: F_R (13) и магнитной силы F_B :

$$F_B = eBr\dot{\psi} = \frac{e^2 B^2 r}{2m} \quad (15)$$

Считая $F_R = F_B$, находим необходимое удерживающее магнитное поле B :

$$B = \sqrt{\frac{2m^2 c^2 \theta^2}{e^2 r^2 \sqrt{1-\beta^2}}} \approx \frac{0,25\theta}{r_0} (1-\beta^2)^{1/4} \text{ (Тл)} \quad (16)$$

B - магнитное поле в ТЛ, r_0 - радиус пучка электронов в см.

Взаимодействие пучка с плазмой

Электронный пучок достаточно высокой плотности ($n_e \approx 10^9 - 10^{10}$) проходя сквозь газ, образует плазму, концентрация которой ($n_0 \text{ см}^{-3}$) обычно выше чем концентрация электронов пучка ($n_0 \approx 10^{12} - 10^{14}$) и взаимодействует с ней. Элементарные процессы, лежащие в основе взаимодействия сводятся к эффекту Черенкова, аномальному и нормальному эффекту Доплера и эффектам поляризации плазмы при движении в ней заряженных частиц /6/, а также к возникновению токово-конвективной неустойчивости электронного пучка в плазме /9, 10/.

Движение пучка в плазме может быть неустойчиво. Причем неустойчивость обычно велика, если скорость движения электронов пучка V_e значительно больше тепловой скорости плазмы. В этом случае возникающее электромагнитное излучение с частотой, близкой к ленгмюровской частоте электронов плазмы, и инкрементом нарастания неустойчивости $\delta \approx \omega_0 \left(\frac{n_e}{n_0}\right)^{1/3}$, взаимодействует с электронами пучка, если инкремент больше обратного времени пролета электронами области взаимодействия (L):

$\delta > \frac{V_e}{L}$. Электроны в пучке в результате развития неустойчивости группируются в сгустки, причём если размеры сгустка a меньше длины волны возникшего электромагнитного излучения: $a < \frac{2\pi V_e}{\omega_0}$, эффективность взаимодействия сильно возрастает, т.к. самопроизвольная модуляция пучка приводит к когерентному взаимодействию электронов пучка с плазмой /7, 8/.

Наибольшее поглощение энергии электронов происходит в том случае, когда скорость электронов в пучке равна фазовой скорости волны возникших в плазме колебаний $V_e = V_\phi$ (эффект Черенкова). Это условие может быть осуществлено лишь в том случае, когда плазма помещена в магнитное поле, т.к. фазовая скорость волны определяется диэлектрической постоянной

$V_\phi = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$, которая в случае плазмы без магнитного поля меньше единицы.

Если скорость электронов превышает фазовую скорость волны, в системе возбуждаются колебания, совпадающие с резонансными частотами пучка, в частности с ленгмювской частотой пучка ω_e или ларморовскими частотами ω_H ($\omega = \omega_e$, $\omega = n\omega_H$, $n = 1, 2, \dots$). В этом случае неустойчивости обусловлены аномальным эффектом Доплера.

В результате проведенного В.Н.Цытовичем анализа [7] было показано, что электронный пучок, проходя сквозь плазму, может потерять в предельном случае $2/3$ своей первоначальной энергии, причём половину потерянной энергии составляет энергия электрического поля волн, а другую — энергия колебаний частиц плазмы.

Как показано Пирсом и Бунеманом [ссылки в 10/], электронный пучок радиусом r_0 , при движении в металлической трубе (R_0), является неустойчивым, если:

$$I > I_0 = \frac{m v_e^3}{4e} \cdot k_0^2, \quad k_0 = \frac{24}{\sqrt{1 + \epsilon_m \frac{R_0}{r}}} \quad (17)$$

На самом деле, электронный пучок, удерживаемый магнитным полем, является неустойчивым при токах, меньших I_0 . Причиной этого оказывается токово-конвективная неустойчивость [9, 10/], которая развивается в ограниченной замагниченной плазме с током, если:

$$I > I_t = \frac{I_0}{1+t} \quad (18)$$

$$t \approx \frac{L}{r_0} \cdot \frac{v_e}{\omega_H \cdot R_0}$$

И пучковая и токово-конвективная неустойчивости могут развиваться лишь в условиях, когда плотность вторичных электронов (n_0) превысит некоторое критическое значение. Критерий устойчивости приводится в работе [10/]:

Если: $\frac{n_0}{n_e} (1+t) < t^2$, электронный ток в плазме будет устойчивым.

Некоторые оценки потерь электронного пучка в газе

В различного рода физических экспериментах и для технических нужд электронный пучок необходимо вывести из ускорителя в атмосферу окружающего газа. Обычно эта проблема не представляет сложности если энергия пучка достаточно велика. В случае когда энергия электронов на выходе из ускорителей не велика, и по порядку величины составляет ~ 1 Мэв, необходимо учитывать энергию, которую потерял пучок проходя сквозь фольгу, отделяющую вакуумную систему ускорителя от окружающего пространства. Также необходимо учитывать то обстоятельство, что электронный пучок, который на выходе ускорителя был строго параллельным, проходя сквозь фольгу, рассеивается в ней на определенный угол, зависящий от толщины и материала фольги, а также от энергии электронов. Наиболее предпочтительными материалами для фольги являются металлы с наименьшим удельным весом: *Be*, *Al*, *Ti*.

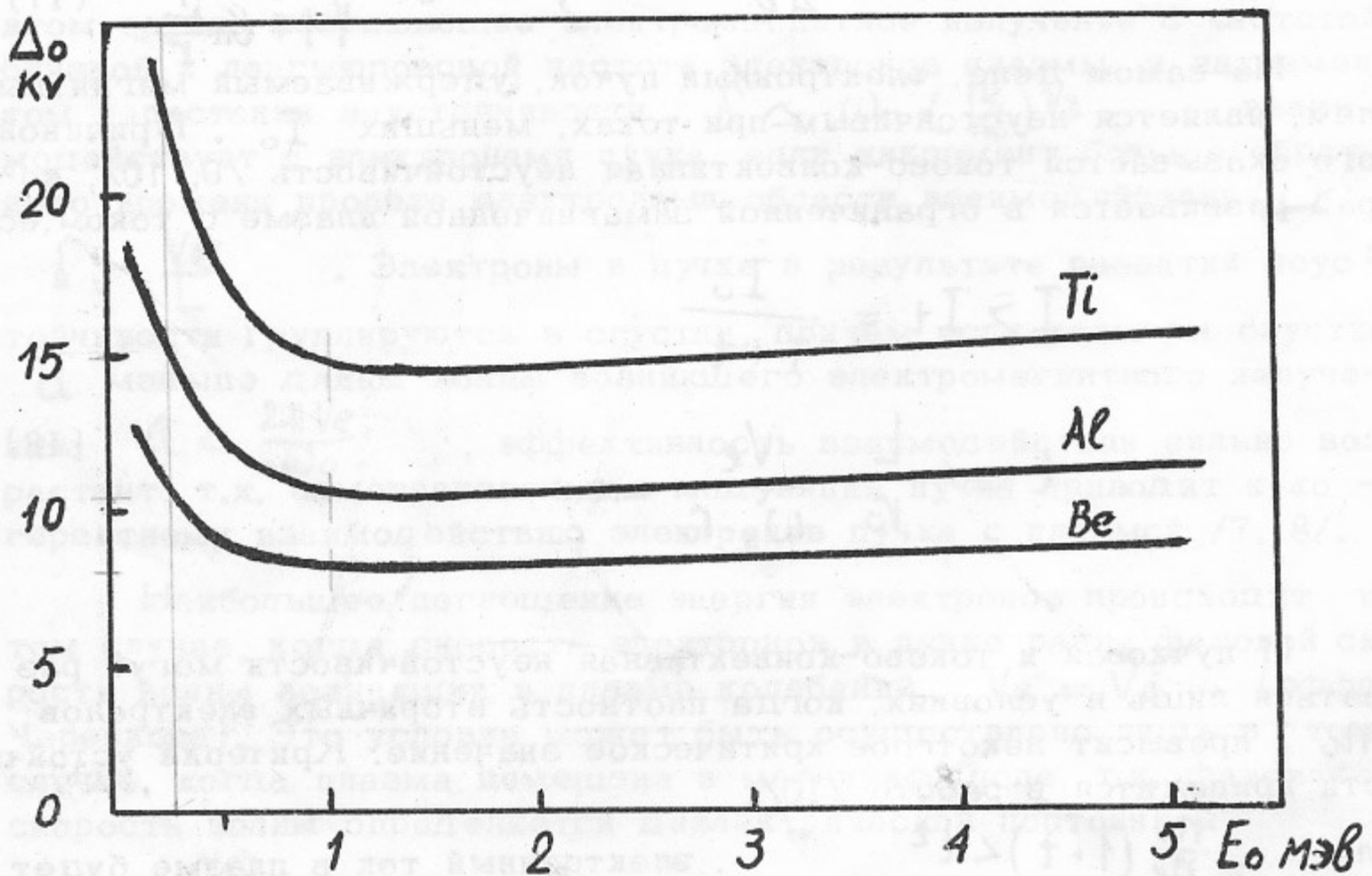


Рис.3. Потери энергии пучком в фольге.

На рис.3 изображены вероятные энергетические потери $\Delta_{\text{с}}$, рассчитанные по формуле (6) для фольг из Be , Al и Ti толщиной 50 микрон при изменении энергии электронов от 0,3 до 5 Мэв. Толщина фольги в 50 микрон легко выдерживает перепад давлений в одну атмосферу при диаметре отверстия для вывода пучка 2 - 3 см.

Как видно из рисунка 3, энергетические потери снижаются по мере увеличения энергии электронов до 1 Мэв и при дальнейшем увеличении энергии, остаются неизменными.

При всех расчётах начальная энергия электронов принималась монохроматической.

На рисунке 4 изображен рассчитанный по формуле (7) энергетический спектр электронов, обладающих начальной энергией 1 Мэв после прохождения ими фольги толщиной 50 микрон из Be , Al и Ti .

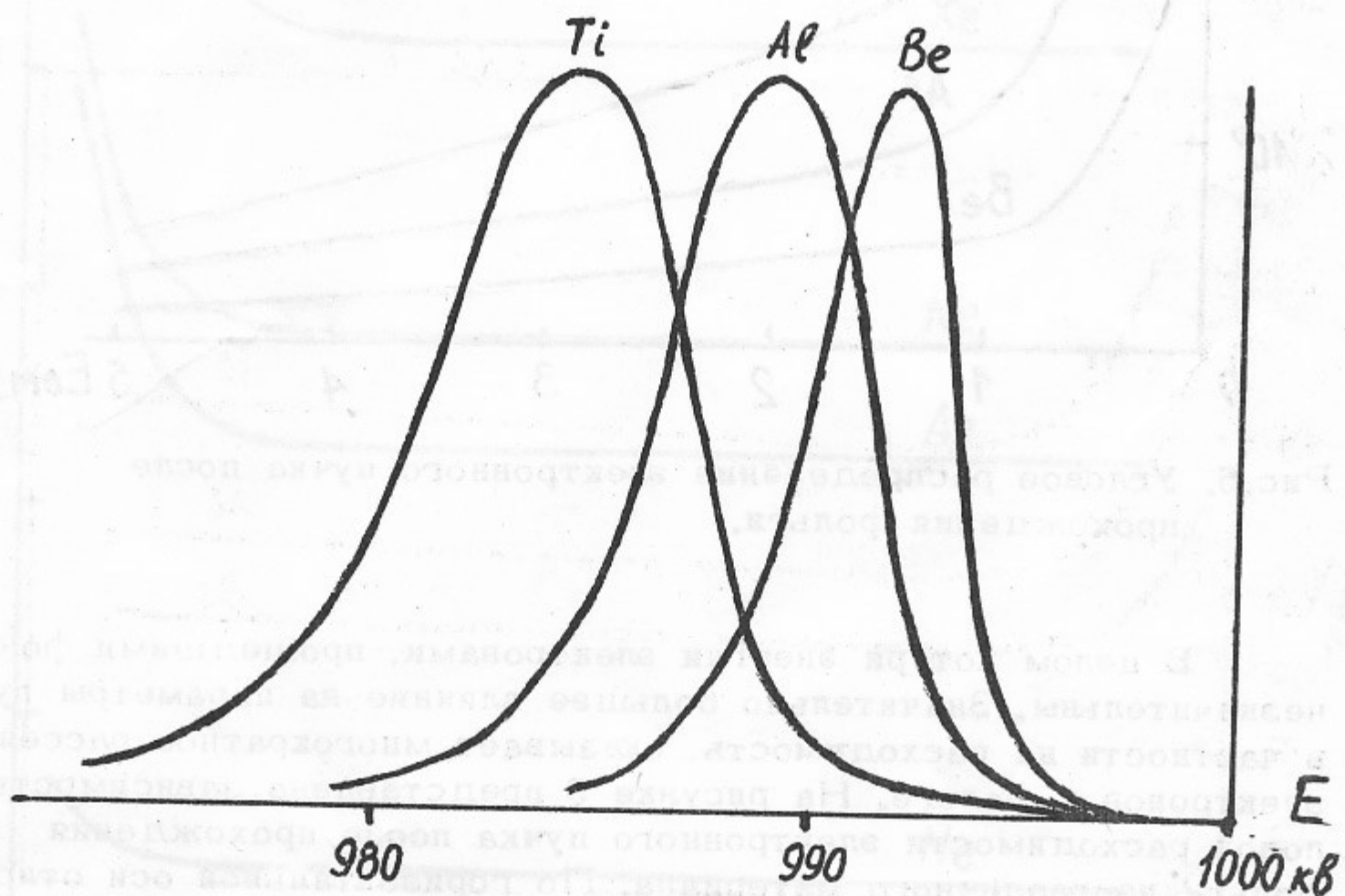


Рис.4. Спектр электронов ($E_0 = 1$ Мэв) пучка после фольги.

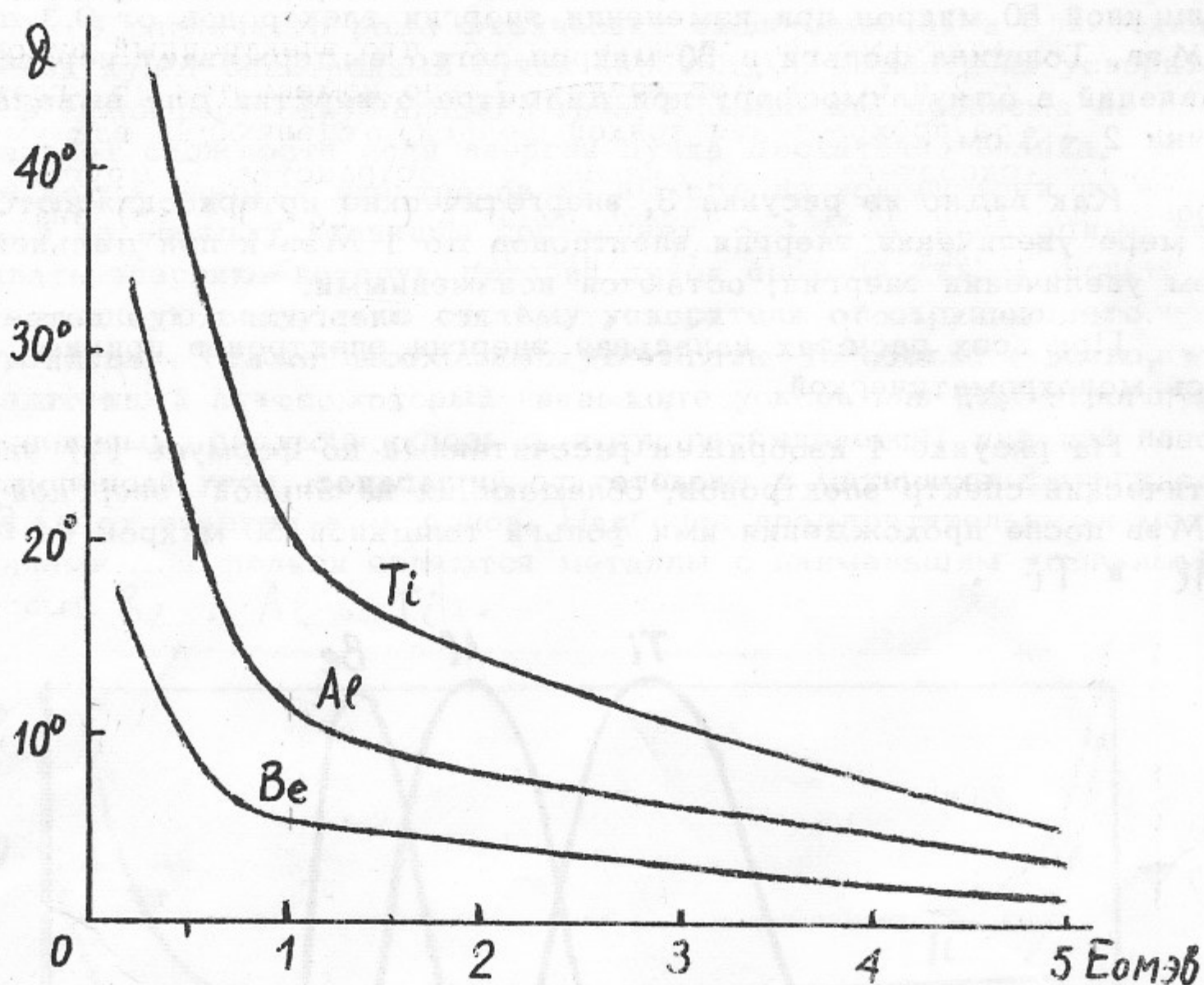


Рис.5. Угловое распределение электронного пучка после прохождения фольги.

В целом потери энергии электронами, прошедшими фольгу незначительны. Значительно большее влияние на параметры пучка, в частности на расходимость, оказывает многократное рассеяние электронов в фольге. На рисунке 5 представлена зависимость угловой расходимости электронного пучка после прохождения им фольги из различного материала. По горизонтальной оси отложена энергия электронов в пучке, по вертикальной - угол (в градусах), в который уходит половина тока пучка прошедшего фольгу.

Из этого рисунка видно насколько предпочтительней применять фольги из бериллия, особенно при небольшой энергии электронов.

В результате можно сделать вывод, что электронный пучок с энергией 1 - 2 и более Мэв незначительно изменяется по углам и энергии после прохождения тонкой фольги, отделяющей вакуумную камеру ускорителя от окружающего пространства. С другой стороны, электронный пучок низкой энергии ($E_0 < 1$ Мэв) значительно рассеивается на фольге (рис.5).

Аналогичным образом рассчитывались энергетические потери в инертных газах. На рисунке 6 изображены потери энергии электронами Δ_0 в газе при давлении одна атмосфера и длине газовой мишени 1 метр. По горизонтальной оси отложена начальная энергия электронов. В расчёте предполагалось, что электроны

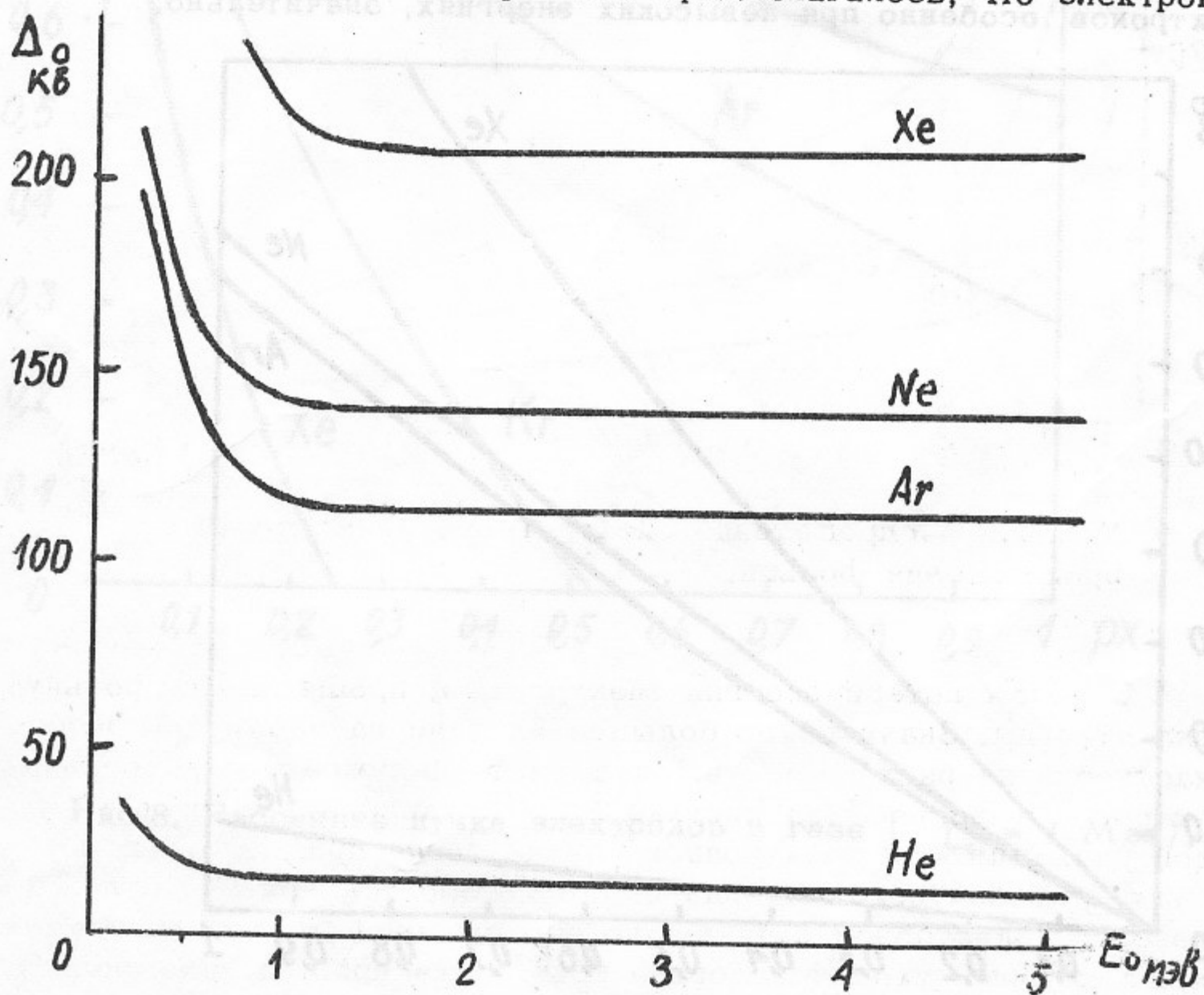


Рис.6. Потери энергии пучком в газе при $L = 1$ м, $p = 1$ атм.

входящие в газ были моноэнергетичны и параллельны оси. Потерянная энергия при изменении длины газовой мишени или её давления изображена на рисунке 7. Начальная энергия электронов при этом $E_0 = 1$ Мэв.

Ослабление пучка электронов с энергией $E_0 = 1$ Мэв за счет упругого рассеяния представлено на рисунке 8. По вертикальной оси отложено ослабление тока (начальный электронный ток принимается за единицу), по горизонтальной оси толщина газовой мишени (единице соответствует давление 1 атмосфера и длина мишени 1 метр). Ослабление тока в газе (1 метр, 1 атмосфера) в зависимости от начальной энергии электронов изображено на рисунке 9. Из этих рисунков видно, что в гелии пучок практически не рассеивается, в то время как в более тяжелых газах рассеяние электронов, особенно при невысоких энергиях, значительно.

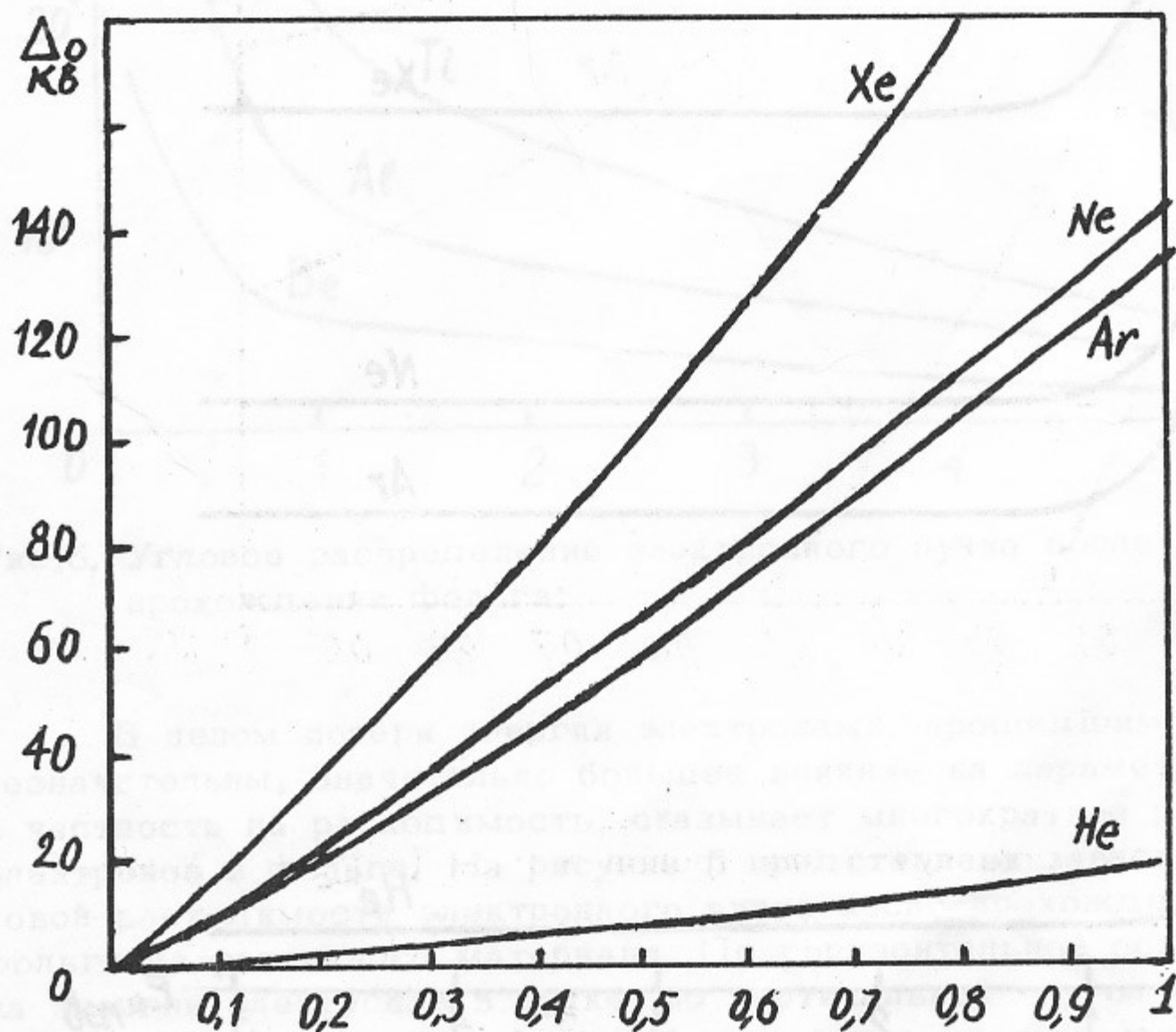


Рис.7. Потери энергии пучком в газе при $E_0 = 1$ Мэв
($p \cdot x = 1 = 1$ атм. \cdot 1 м.).

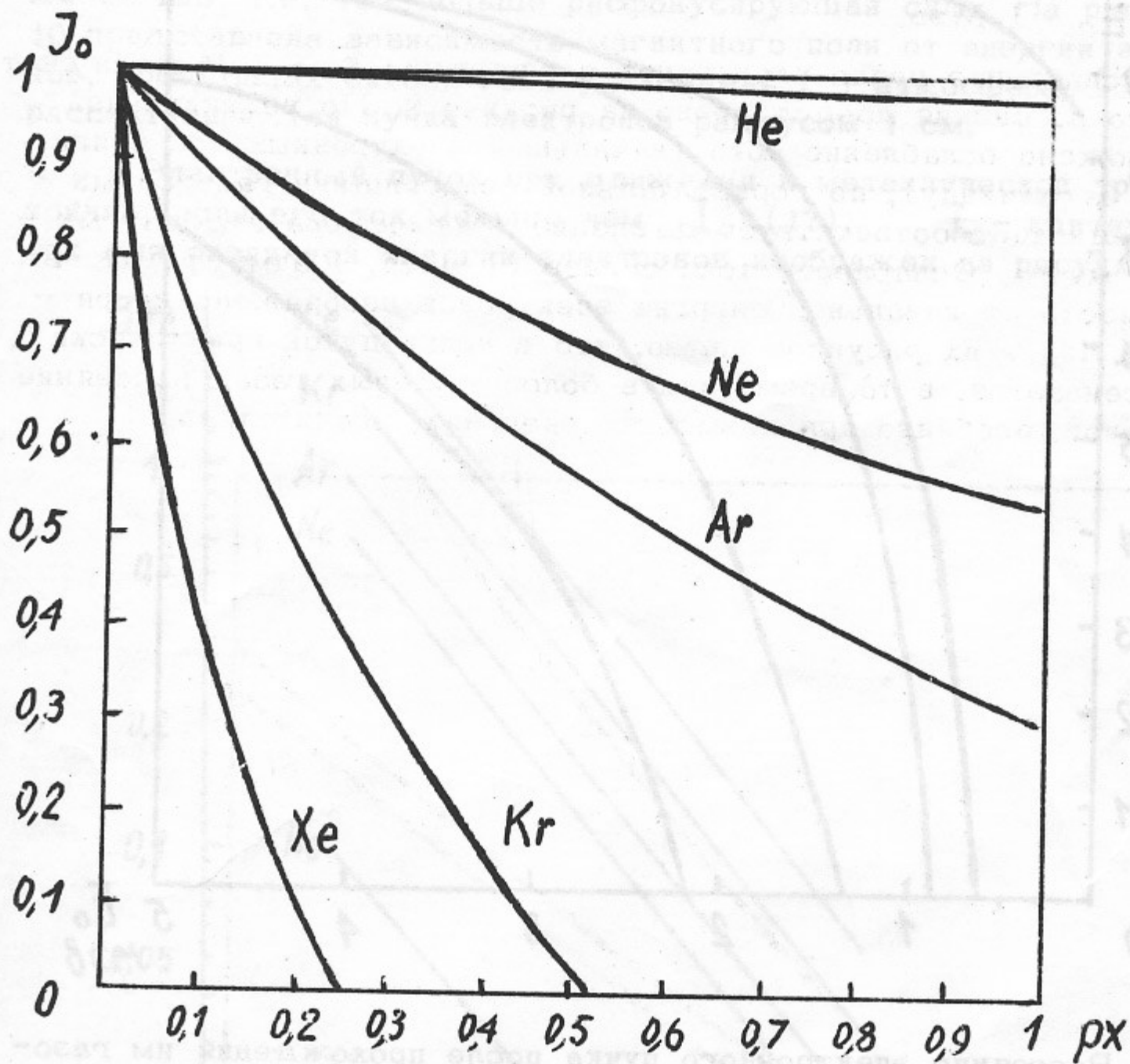


Рис.8. Рассеяние пучка электронов в газе ($E_0 = 1$ Мэв).

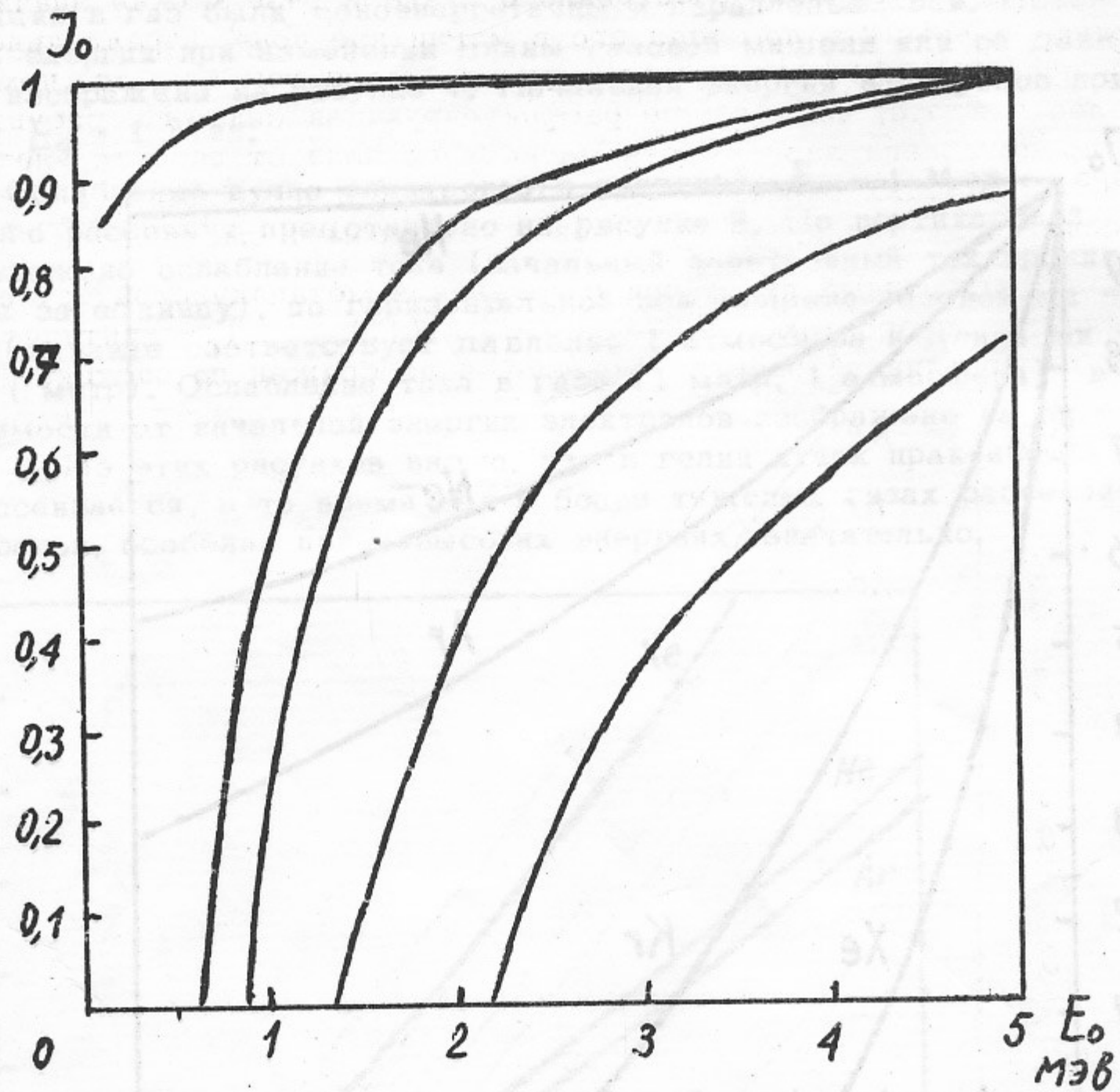


Рис. 9. Рассеяние электронного пучка после прохождения им газовой мишени $L = 1$ М при $p = 1$ атм (для различной начальной энергии пучка).

Расфокусировку электронного пучка в газе можно значительно уменьшить помещая его в магнитное поле, параллельное оси пучка. Причем магнитное поле требуется тем больше, чем тяжелее газ, т.е. чем больше расфокусирующая сила. На рисунке 10 представлена зависимость магнитного поля от энергии электронов, проходящих сквозь газовую мишень (1 атмосфера, 1 метр), рассчитанная для пучка электронов радиусом 1 см.

Электронный пучок при движении в металлической трубе устойчив, если его ток меньше чем I_c (17), I_c - критический ток для различной энергии электронов изображен на рисунке 11

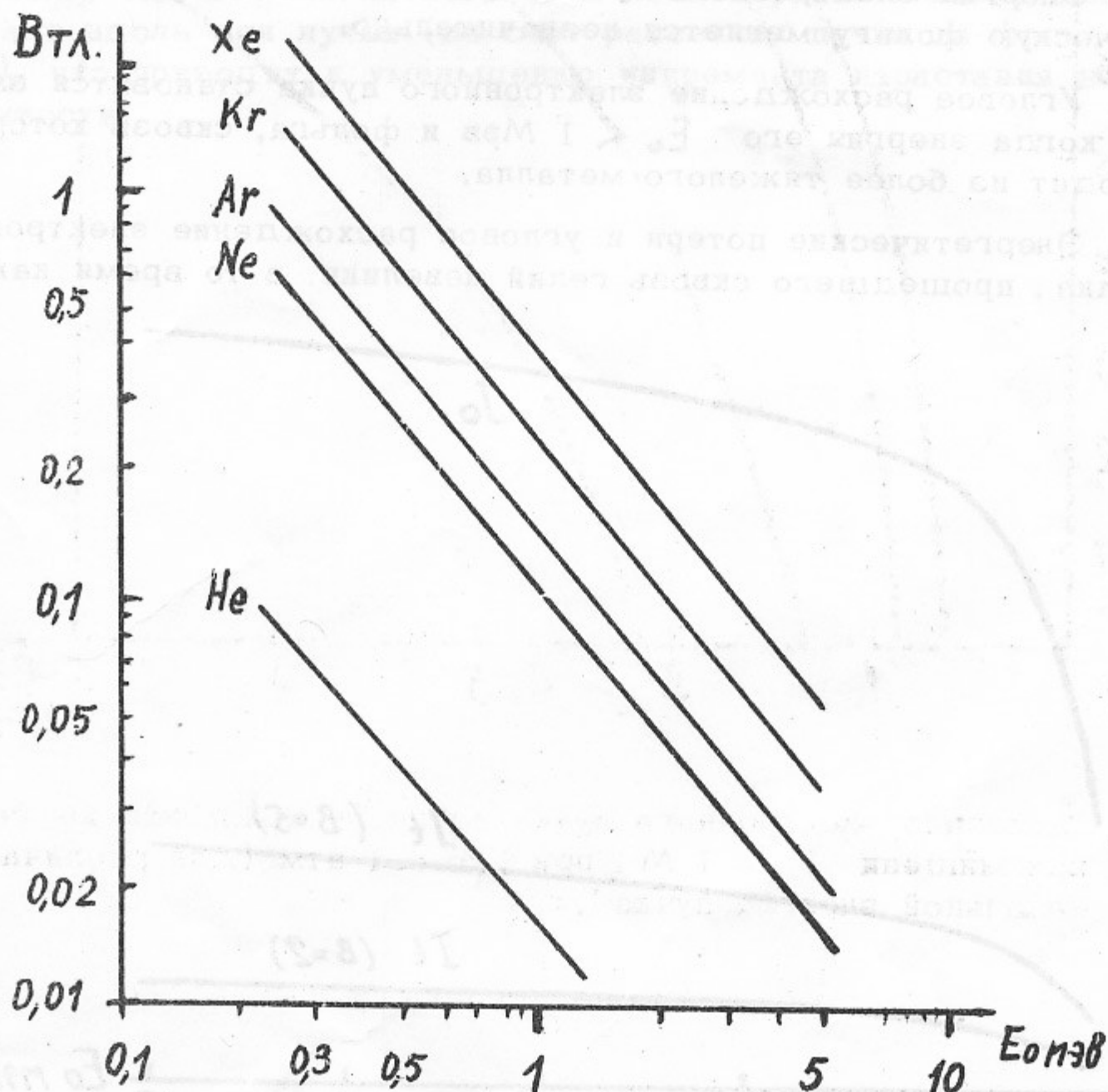


Рис.10. Ведущее магнитное поле как функция начальной энергии электронов ($r_0 = 1$ см, $L = 1$ метр, $P = 1$ атм).

($R_0 = r_0 = 1$ см). На этом же рисунке приведены две кривые, характеризующие устойчивый пучок в плазме (I_t) удерживаемый магнитным полем ($B = 2$ тл и $B = 5$ тл).

Как видно из рисунка 10, для энергии электронов ~ 1 Мэв, удерживающее магнитное поле не превышает 0,4 тл. В этом случае пучок будет устойчивым при токе $I \lesssim 300$ а (18).

В результате проведенных оценочных расчётов можно сделать следующие выводы:

1. Энергия электронного пучка после прохождения его сквозь металлическую фольгу меняется незначительно.

2. Угловое расхождение электронного пучка становится заметным когда энергия его $E_0 < 1$ Мэв и фольга, сквозь которую он проходит из более тяжелого металла.

3. Энергетические потери и угловое расхождение электронного пучка, прошедшего сквозь гелий невелики, в то время как, в

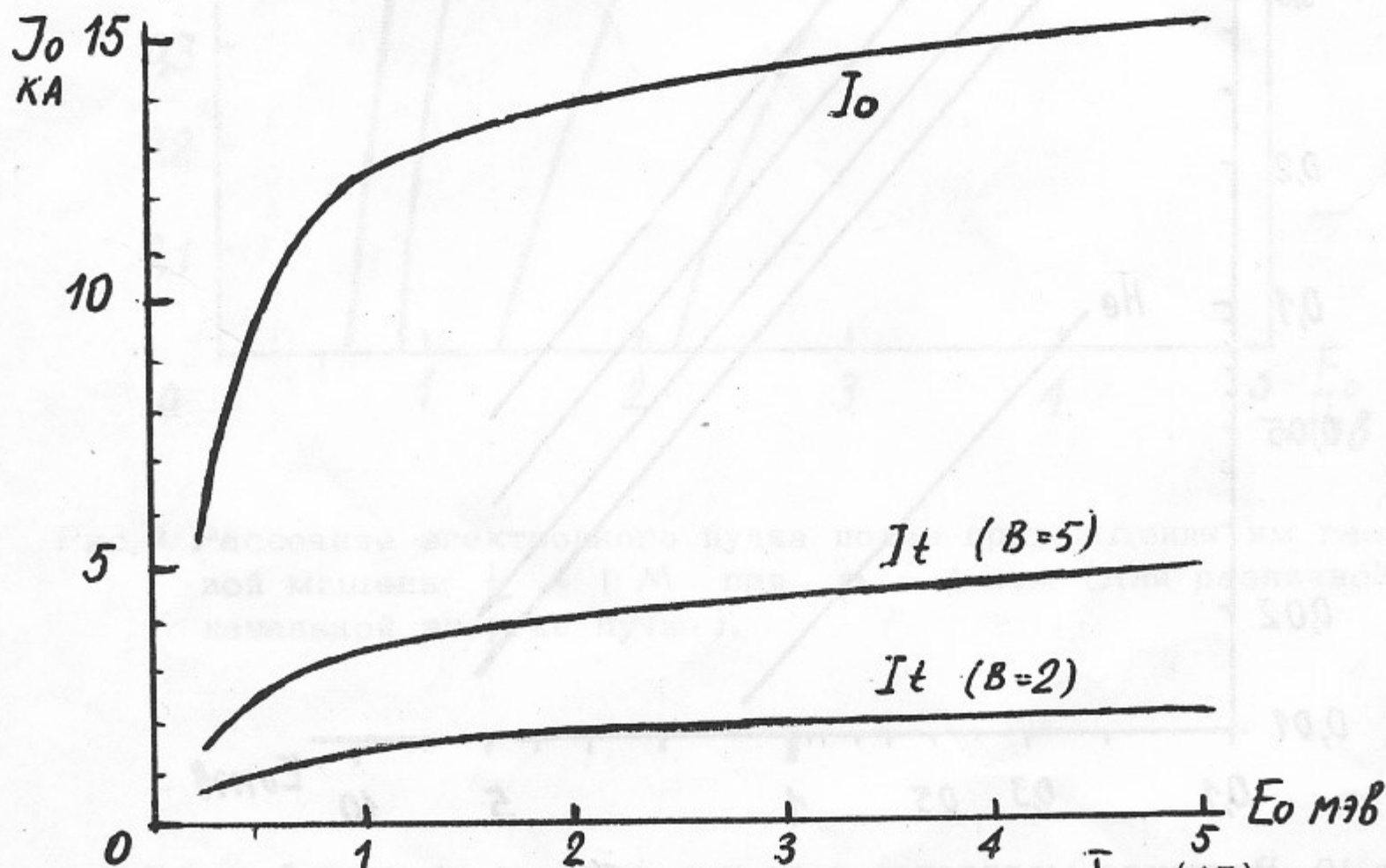


Рис.11. Устойчивый электронный пучок при токе I_0 (17) и токе I_t (18).

других инертных газах потери энергии (особенно при $E_0 < 1 \text{ МэВ}$) существенны, особенно большую роль в ослаблении пучка играет рассеяние в газе.

4. Применение ведущего магнитного поля поможет, в известной мере, скомпенсировать ослабление пучка вследствие упругого рассеяния.

5. Потери энергии пучком могут значительно возрасти в результате взаимодействия пучок-плазма. Это может происходить лишь в том случае, когда пучок движется сквозь газ в магнитном поле, т.к. без магнитного поля концентрация плазмы сильно падает вдоль оси пучка (за счет рассеяния пучка на фольге и газе), что приводит к уменьшению инкремента нарастания неустойчивости.

Л и т е р а т у р а

1. L. Landau . *Jorn. of Phys* VIII №4 201 (1944)
2. Н.Бор. Прохождение атомных частиц через вещество. И.Л. 1950.
3. А.А.Воробьев, Б.А.Кононов. Прохождение электронов через вещество. Изд-во Томского университета, 1966.
4. Н.Ф.Нелипа. Введение в теорию многократного рассеяния частиц. Атомиздат, 1960.
5. Г.А.Бете, Ю.Ашкин. В кн., Экспериментальная ядерная физика, т.1, под ред. Э.Сегре. И.Л., 1955.
6. Я.Б.Файнберг. Атомная энергия 11, 313 (1961).
7. В.Н.Цытович. Нелинейные эффекты в плазме. Наука, 1967 г.
8. Я.Б.Файнберг. В сб. Теория и расчёт линейных ускорителей. Атомиздат, 1962.
9. М.Д.Райзер, А.А.Рухадзе, П.С.Стрелков. ЖЭТФ 53, 1891 (1967).
10. М.Д.Райзер, А.А.Рухадзе, П.С.Стрелков. ЖТФ 38, 776 (1968).

Литература

1. L. Landau, Journ. of Phys. VIII 44 201 (1944)
2. Н. Бор, Прокондукция атомных частиц через вещество, ИЛ, 1930.
3. А.А. Воробьев, В.А. Ковылин, Прокондукция электронов через вещество, Изд-во Томского университета, 1966.
4. Н.Ф. Мельни, Введение в теорию многократного рассеяния частиц, Атомиздат, 1966.
5. Г.А. Вете, Ю.Аштан, В.Ян, Экспериментальная физика, т.1, под ред. Э.Сигре, ИЛ, 1968.
6. Я.Б. Файнберг, Атомная энергия 11, 313 (1967).
7. В.Н. Дыганя, Нелинейные эффекты в лазерах, Наука, 1967 г.
8. Я.Б. Файнберг, В сб. Теория и расчет линейных ускорителей, Атомиздат, 1963.
9. М.Д. Рабинович, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков, ЖЭТФ 53, 1891 (1967).
10. М.Д. Рабинович, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков, ЖТФ 38, 775 (1963).

Ответственный за выпуск В.В. Кузнецов

Подписано к печати 19.5.69.

Усл. 1,0 печ. л., тираж 150 экз. Бесплатно.

Заказ № 308

Отпечатано на роталпринте в ИЯФ СО АН СССР, нв.