

7

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

А.В.Аржанников, В.С.Койдан, С.В.Логинов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВОГО РАЗБРОСА
ЗАМАГНИЧЕННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПО ЕГО ПРО-
ХОЖДЕНИЮ ЧЕРЕЗ МИКРООТВЕРСТИЯ

ПРЕПРИНТ 81 - 10



Новосибирск

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВОГО РАЗБРОСА ЗАМАГНИЧЕННОГО
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПО ЕГО
ПРОХОЖДЕНИЮ ЧЕРЕЗ МИКРООТВЕРСТИЯ

А.В.Аржанников, В.С.Койдан, С.В.Логинов

АННОТАЦИЯ

Выполнены расчеты прохождения замагниченных релятивистских ($E \approx 1$ МэВ) электронов через цилиндрические микроотверстия в поглощающем экране. Полученные из расчетов закономерности ослабления потока электронов при прохождении через отверстия с различными размерами проверены в экспериментах с сильноточным релятивистским ($0,3 \approx E \approx 1$ МэВ) пучком при напряженности магнитного поля $H_z \approx 40$ кЭ. Делается вывод о возможности определения углового разброса пучка релятивистских электронов в сильном магнитном поле по закономерностям его прохождения через микроотверстия.

1. Введение

Одной из важных задач физики плазмы является изучение механизма коллективного взаимодействия релятивистского электронного пучка с плазмой. Эксперименты в этом направлении ведутся, в частности, на установке "ИНАР" /1/. Одной из характеристик взаимодействия такого пучка с плазмой является среднеквадратичный угол рассеяния электронов пучка, приобретаемый ими при прохождении через плазменный шнур. Сильное магнитное поле установки существенно затрудняет измерение этого параметра взаимодействия. В связи с этим имеется необходимость в разработке методики определения углового разброса.

В настоящей работе рассматривается возможность определения этого параметра по закономерностям прохождения пучка через коллимирующие отверстия с диаметром, соизмеримым с ларморовским радиусом электронов пучка. При этом используется тот факт, что с увеличением длины коллиматора при неизменном его диаметре величина электронного тока за коллиматором уменьшается тем быстрее, чем выше угловой разброс падающих на него электронов. Указанная методика проверена в условиях сильного магнитного поля ($H_z = 40$ кЭ) при измерении углового разброса релятивистского электронного пучка после прохождения его через тонкие титановые фольги.

2. Прохождение пучка замагниченных электронов через коллимирующие отверстия (расчет)

В работе /2/ рассматривалась задача о прохождении замагниченных заряженных частиц с равновероятными начальными фазами вращения по ларморовской окружности через цилиндрическое отверстие произвольных размеров в полностью поглощающем экране. Согласно результатам этой работы, ток частиц, прошедших через такое отверстие, может быть вычислен через следующий интеграл:

$$J = e \lambda a^2 \int_0^\infty V_{||} \int_0^\infty T(V_{||}, V_{\perp}) \cdot f_0(V_{||}, V_{\perp}) \cdot 2\pi V_{\perp} dV_{\perp} dV_{||} \quad (1)$$

где $T(V_{||}, V_{\perp})$ - функция пропускания частиц через отверстие имеет вид:

$$T(V_{||}, V_{\perp}) = \begin{cases} 0 & \text{при } \Delta \geq 1 \\ (1-\Delta)^2 & \text{при } \Delta \leq 1 \end{cases} \quad \text{если } \beta \geq \pi \quad (2)$$

$$и T(V_{||}, V_{\perp}) = \begin{cases} 0 & \text{при } \Delta \geq 1, \beta \geq \alpha_{max} \\ \frac{2}{\pi} [\arccos(\Delta \sin \beta) - \Delta \sin \beta (1 - \Delta^2 \sin^2 \beta)^{1/2}] & \text{при } \Delta \geq 1, \beta < \alpha_{max} \\ \frac{1}{\pi} \left\{ \pi + \Delta(\Delta - 2)\beta - \arcsin(\Delta \sin \beta) - \Delta \sin \beta [\Delta \cos \beta + (1 - \Delta^2 \sin^2 \beta)^{1/2}] \right\} & \text{при } \Delta \leq 1, \text{ если } \beta < \pi \end{cases} \quad (3)$$

В формулах (2), (3): $\Delta = \frac{\rho}{a} = \frac{v_{||}}{a\omega}$ - отношение ларморовского радиуса вращения частицы ρ к радиусу отверстия a ; $\beta = \frac{\omega d}{2V_{||}}$ - угол прокручивания частицы на длине отверстия d ; ω - циклотронная частота; $\alpha_{max} = \arcsin(\frac{a}{\rho})$.

Вычислим интеграл (I) для конкретного вида функции

$$f_0(V_{||}, V_{\perp}) = \frac{\delta(\sqrt{V_{||}^2 + V_{\perp}^2} - V_0)}{2\pi V_0^2 \sin \theta_s \mathcal{D}(\frac{1}{2} \sin \theta_s)} \cdot e^{-\frac{V_{\perp}^2}{V_0^2 \sin^2 \theta_s}} \quad (4)$$

которая списывает распределение частиц моноэнергетического пучка по поперечным скоростям в гауссовой форме (интеграл от функции $f_0(V_{||}, V_{\perp})$ в пространстве скоростей нормирован на единицу).

В формуле (4) θ_s - среднеквадратичный угол рассеяния частиц пучка, $\mathcal{D}(\frac{1}{2} \sin \theta_s)$ - функция вида

$$\mathcal{D}(y) \equiv e^{-y^2} \int_0^y e^{x^2} dx.$$

Чтобы упростить вычисление величины тока за отверстием, перейдем в формуле (I) от переменных $V_{||}$ и V_{\perp} к переменным V и θ . В результате получим:

$$y = \frac{e\pi a^2 V_0 n}{\sin \theta_s \mathcal{D}(\frac{1}{2} \sin \theta_s)} \int_0^{\frac{\pi}{2}} T(V_0 \sin \theta, V_0 \cos \theta) \cdot e^{-\frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_s}} \sin \theta \cos \theta d\theta, \quad (5)$$

где n - плотность частиц в пучке.

Рассмотрим пределы интегрирования по углу θ . Если

функцию пропускания $T(V_{||}, V_{\perp})$ выразить через $\Delta = \frac{r_L \sin \theta}{a}$, $\beta = \frac{d}{2r_L \cos \theta}$, где r_L - максимально возможный ларморовский радиус для частиц с заданной энергией, то нетрудно видеть, что при выполнении условий $r_L < a$ и $d \leq 2\pi r_L$ нужно интегрировать третье значение $T(V_{||}, V_{\perp})$ формулы (3) в пределах от нуля до $\arccos(\frac{d}{2\pi r_L})$ и второе значение формулы (2) в пределах от $\arccos(\frac{d}{2\pi r_L})$ до $\frac{\pi}{2}$, а при $r_L < a$ и $d \geq 2\pi r_L$ интегрировать следует второе выражение в формуле (2) от нуля до $\frac{\pi}{2}$. При $r_L > a$ и $d \leq 2\pi r_L$ нужно интегрировать третье значение формулы (3) от нуля до $\arcsin \frac{a}{r_L}$, а также и второе значение формулы (3) от $\arcsin \frac{a}{r_L}$ до угла θ , определяемого из условия $\frac{d}{2r_L \cos \theta} < \arcsin \frac{a}{r_L}$, если величины r_L , a и d удовлетворяют условию: $\arcsin \frac{a}{r_L} < \theta$. Если r_L , a и d не удовлетворяют последнему условию, то остается только интеграл от третьего значения формулы (3) от нуля до $\arcsin \frac{a}{r_L}$. И, наконец, при $r_L > a$ и $d \geq 2\pi r_L$ величина пропускаемого тока определяется значением интеграла от второго значения формулы (2) от нуля до $\arcsin \frac{a}{r_L}$.

Перейдем в интеграле (5) к безразмерной переменной интегрирования $x = \frac{r_L \sin \theta}{a}$ и введем безразмерный параметр $y = (\frac{a}{r_L \sin \theta_s})^2$. Тогда интеграл (5) будет представлен в следующем виде:

$$\text{при } r_L < a \quad y = y_0 \kappa \int_0^{\frac{r_L}{a}} (1-x)^2 e^{-yx^2} x dx, \quad \text{если } d \geq 2\pi r_L \quad (5.1)$$

$$y = y_0 \kappa \left\{ \frac{1}{\pi} \int_0^{\frac{r_L}{a}} [\pi + x(x-2)y - \arcsin(x \sin y) - x \sin y (x \cos y + \sqrt{1-x^2 \sin^2 y})] \cdot e^{-yx^2} dx + \int_{\frac{r_L}{a} \sqrt{1-(d/2\pi r_L)^2}}^{\frac{r_L}{a}} (1-x)^2 e^{-yx^2} x dx \right\}, \quad \text{если } d \leq 2\pi r_L \quad (5.2)$$

$$\text{при } r_L > a \quad y = y_0 \kappa \int_0^1 (1-x)^2 e^{-yx^2} x dx, \quad \text{если } d \geq 2\pi r_L \quad (5.3)$$

$$Y = J_0 K \int_0^1 \left[\frac{1}{\pi} [\pi + x(x-2)y - \arcsin(x \sin y) - x \sin y (x \cos y + \sqrt{1-x^2 \sin^2 y})] e^{-x^2} dx, \text{ если } d \leq 2\pi r \text{ и } \sqrt{d^2 + (2a)^2} > 2r \right] \quad (5.4)$$

$$Y = J_0 K \left\{ \frac{1}{\pi} \int_0^1 [\pi + x(x-2)y - \arcsin(x \sin y) - x \sin y (x \cos y + \sqrt{1-x^2 \sin^2 y})] e^{-x^2} dx + \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{2r}{\sqrt{d^2 + (2a)^2}}} [\arccos(x \sin y) - x \sin y \sqrt{1-x^2 \sin^2 y}] e^{-x^2} dx, \text{ если } d \leq 2\pi r \text{ и } \sqrt{d^2 + (2a)^2} < 2r \right\} \quad (5.5)$$

В приведенных формулах $J_0 = e \pi a^2 V_0 n$,

$$K = \frac{r \sin \theta_s}{2(1/\sin \theta_s)}, \quad y = \frac{d}{2(r^2 - a^2 x^2)^{1/2}}$$

Полученные выражения для тока интегрировались на ЭВМ. В формулы (5.1)+(5.5) подставлялось значение r_L , определяемое по формуле:

$$r_L = \frac{1}{3} \frac{(E^2 + 2E \cdot mc^2)^{1/2}}{H_z}, \quad (6)$$

где E и mc^2 - кинетическая энергия и энергия покоя в МэВ, H_z - напряженность магнитного поля в 10^4 Э, r_L - ларморовский радиус электрона в см. При заданном среднеквадратичном угле рассеяния частиц пучка (θ_s) были вычислены значения $\frac{y}{\theta_s}$ для различных энергий E и длин коллимирующего отверстия d . Результаты счета для радиуса отверстия $a=0,03$ см представлены на рис.1. Из рис.1 видно, что для каждого значения E и θ_s при увеличении длины коллимирующего отверстия кривая $\frac{y}{\theta_s}(d)$ выходит на практически постоянный уровень.

При уменьшении длины коллимирующего отверстия кривые для различных энергий E и заданного θ_s сливаются в одну линию. По тангенсу угла наклона кривой в области малых d можно определить среднеквадратичный угол рассеяния θ_s при известной энергии E . Полоса значений $\frac{y}{\theta_s}$ в интервале энергий $0,4 \leq E \leq 0,8$ МэВ сужается при увеличении θ_s . На рис.2 представлены зависимости $\frac{y}{\theta_s}(d)$ для электронов с $E = 0,8$ МэВ при различных значениях диаметра коллимирующих отверстий и напряженности магнитного поля. Значение среднеквадратичного угла рассеяния, закладываемого в счет, равнялось 15° . Видно, что до длин коллимирующих отверстий $d = 1$ мм величина ослабления электронного тока $\frac{y}{\theta_s}$ практически не зависит от значения H_z . При увеличении радиуса коллимирующего отверстия и больших его длинах отношение $\frac{y}{\theta_s}$ начинает заметно зависеть от величины магнитного поля.

Таким образом, при известном нешироком энергетическом спектре электронов пучка, по ослаблению тока пучка при прохождении им коллимирующих отверстий разной длины d можно определить среднеквадратичный угол рассеяния θ_s электронов пучка.

3. Экспериментальная проверка методики коллиматоров.

Исходя из рассчитанной зависимости тока электронов от длины коллимирующего отверстия, был сделан специальный датчик (в дальнейшем будем называть его датчиком углового разброса). Конструкция датчика углового разброса приведена на рис.3.

Датчик устанавливался на выходе пучка из диодного промежутка. Вакуумный объем датчика был отделен от диодного промежутка тонкой (6 или 50 мкм) титановой фольгой, которая являлась анодной фольгой диода. Пучок, выходящий из диода через эту фольгу, поглощался в графитовом блоке толщиной 5 мм. Лишь пять отдельных струй электронного потока пропускал этот графитовый блок через высверленные в нем отверстия диаметром 3 мм. Отверстия расположены следующим образом: одно - в центре и четыре на пересечении взаимноперпендикулярных диаметров с

окружностью радиуса 5 мм. Для использовавшегося катода диаметром 2 см в круге с радиусом 5 мм плотность электронного потока практически однородна (см./3/). За графитовым блоком установлен танталовый диск толщиной 0,3 мм, в котором были сделаны отверстия диаметром 0,5 мм. Отверстия в тантале соосны с отверстиями в графитовом блоке. За танталовым диском устанавливался еще один графитовый блок. Отверстия в этом графитовом блоке диаметром 0,5 мм являлись продолжением отверстий в тантале. Длина коллимирующих отверстий диаметром 0,5 мм^ж, включая тантал и графит, изменялась от 0,3 мм до 2,5 мм. Электроны, прошедшие через коллиматоры, поглощались в графитовых микроколлекторах. Токи электронов, поглотившихся в микроколлекторах, регистрировались шестилучевым осциллографом 6ЛОР-02М. Полоса частот трактов регистрации 0+300 МГц.

Для проверки метода коллимирующих отверстий описанный датчик был применен для измерения углового разброса пучка, который он приобретает при пересечении анодной фольги диода. Сильное продольное магнитное поле в диоде $H_z = 42$ кЭ обуславливает малую угловую расходимость пучка (менее 2°) в зазоре катод-анод, и поэтому угловой разброс пучка определялся только толщиной и материалом фольги. Напряжение на диодном промежутке ускорителя достигало максимального значения около 1 МВ за $\tau_p \approx 6$ нс и затем медленно спадало за время $\tau \approx 50$ нс. Ток в диоде достигал значения более 20 кА и изменялся аналогичным образом (см.рис.4а). При напряжении на катоде 0,8 МВ плотность электронного тока составила около 6 кА/см². Типичные осциллограммы токов за коллимирующими отверстиями приведены на рис.4б. Из приведенных осциллограмм видно, что с увеличением длины коллимирующих отверстий происходит заметное ослабление электронного тока за отверстиями. При этом форма импульса тока за коллимирующим отверстием минимальной длины равной 0,3 мм, практически повторяет форму импульса катодного тока и по длительности оба импульса примерно равны. Длительность импульса тока прошедших электронов уменьшается с ростом

ж) Флуктуации электронного тока от точки к точке по сечению пучка при таком диаметре коллиматора еще пренебрежимо малы (см./3/).

длины коллимирующего отверстия, что связано с увеличением среднееквadrатичного угла рассеяния электронов при уменьшении напряжения на диодном промежутке. Сопоставление результатов измерений с расчетными кривыми ослабления электронного тока представлены на рис.5. Полученные значения токов за коллимирующими отверстиями нормировались на величину тока за коллиматоры минимальной длины, которая равнялась 0,3 мм. На рис.6 нанесены точки, соответствующие моменту времени $t \approx 12$ нс, когда напряжение на катоде составляло $U = 0,8$ МВ. Экспериментальные точки, соответствующие рассеивающей фольге толщиной 50 мкм, располагаются близко к расчетной кривой для пучка электронов с $E=0,8$ МэВ, имеющего среднееквadrатичный угловой разброс 25° . Расчетное значение среднееквadrатичного угла рассеяния электронов с энергией 0,8 МэВ в титановой фольге толщиной 50 мкм имеет именно такое значение. Для рассеивающей фольги толщиной 6 мкм наблюдается уже менее хорошее согласие с расчетными кривыми, что может быть связано, в частности, с некоторой непараллельностью силовых линий магнитного поля и осей коллимирующих отверстий. Угол между направлением силовых линий магнитного поля и осями отверстий может иметь значение около 2° , и это, по-видимому, приводит к отклонению экспериментальной зависимости $\frac{I}{I_0}(d)$ от расчетной.

Таким образом, приведенные в настоящей работе результаты показывают, что принцип ослабления электронного тока коллимирующими отверстиями различной длины можно применять для определения углового разброса пучка электронов даже в условиях сильного магнитного поля. Для релятивистского ($0,3 \leq E \leq 1,0$ МэВ) электронного пучка описанная методика применима в условиях $\theta_s \approx 10^\circ$ и $H_z \leq 40$ кЭ.

В заключение авторы выражают благодарность В.В.Коняхову за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а:

1. А.В.Аржанников, А.В.Бурдаков, В.С.Койдан, В.В.Коняхов, К.И.Меклер, А.И.Рогозин. Увеличение эффективности взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка с плазмой. Письма в ЖЭТФ, т.227, вып.3, 1978, стр.173.
 A.V.Arzhannikov, A.V.Burdaikov, V.S.Burmasov, V.S.Koidan, V.V.Konyukhov, K.I.Mekler, A.I.Rogozin, L.N.Vyacheslavov. Plasma heating in a solenoid by a relativistic electron beam. Proc. of the 3rd Int. Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. Novosibirsk, 1979, p. 29.

2. В.Д.Алексин, В.Г.Бочаров. Прохождение заряженных частиц в магнитном поле через отверстие. Диагностика плазмы. Сб. статей под ред.С.Ю.Лукьянова, вып.3, М., Атомиздат. 1973, стр.345.

3. А.В.Аржанников, В.С.Койдан. Микроструктура электронного пучка и вольтамперная характеристика релятивистского диода в сильном магнитном поле. Препринт ИИФ 80-73, Новосибирск, 1980.

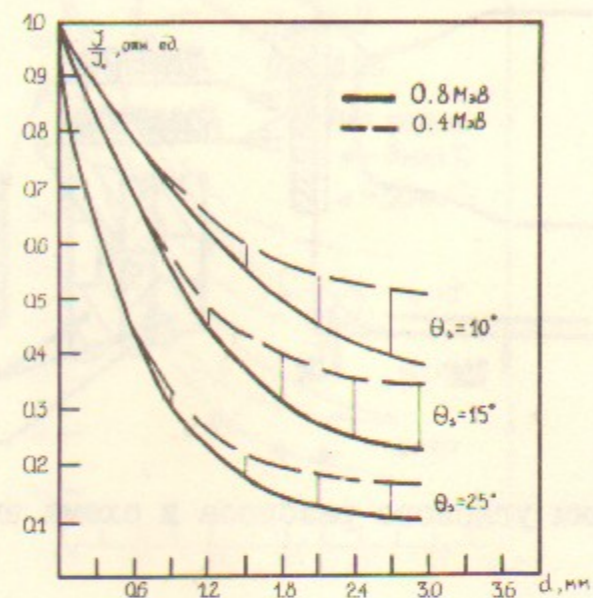


Рис.1. Ослабление тока электронов коллимирующим отверстием (радиус $a = 0,03 \text{ см}$) в зависимости от его длины при $H_z = 40 \text{ кЭ}$.

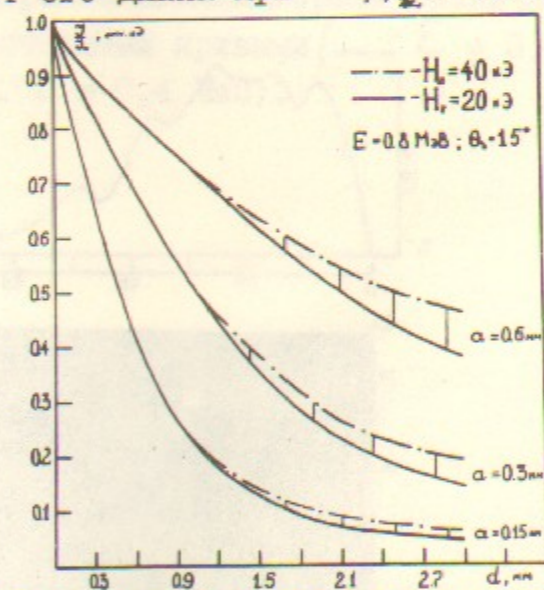


Рис.2. Зависимость ослабления электронного тока от длины коллиматора при различных значениях радиуса коллимирующих отверстий и напряженности магнитного поля

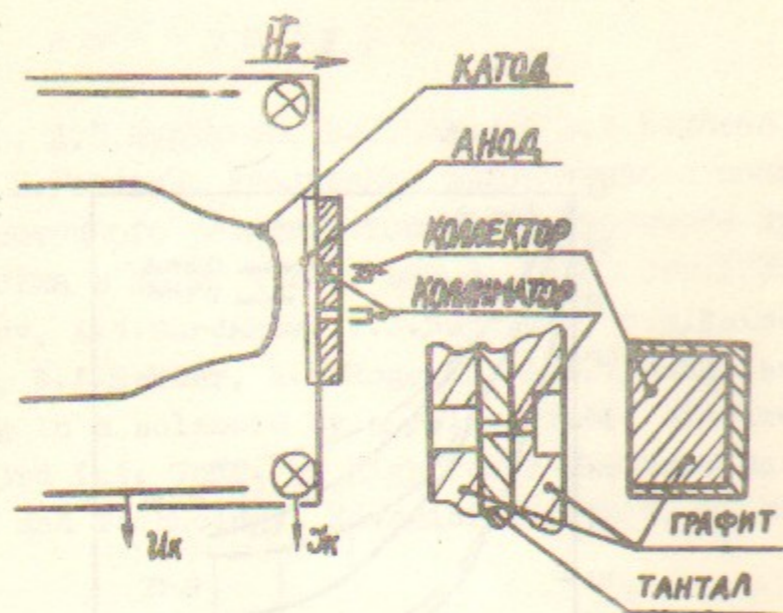


Рис.3 Датчик углового разброса и схема эксперимента

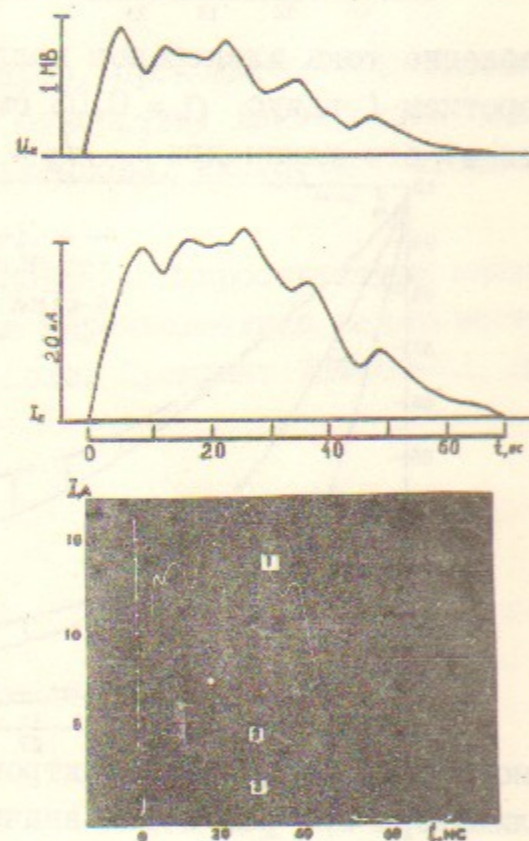


Рис.4 Типичные осциллограммы: напряжение на диоде U_k и тока электронов в диодном промежутке I_k ; тока электронов за коллимирующими отверстиями радиуса $a = 0,25$ мм и различной длины d ($1-d = 0,3$ мм, $2-d = 0,9$ мм, $3-d = 2,1$ мм).

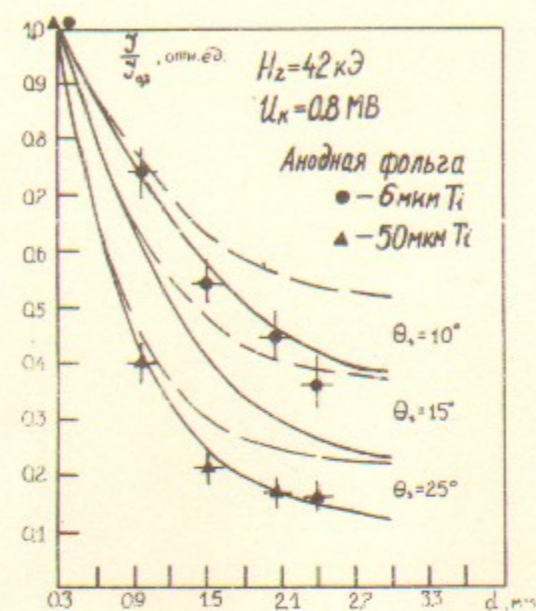


Рис.5. Сравнение зарегистрированного в эксперименте ослабления тока релятивистских электронов коллиматорами различной длины с расчетными кривыми (— $E = 0,8$ МэВ, --- $E = 0,4$ МэВ).