

7

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

ПРЕПРИНТ И ЯФ 77-102

А.В.Аржанников, В.Т.Астрелин, В.П.Драгунов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА ЭНЕРГИЙ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО
ИХ ПОГЛОЩЕНИЮ В МЕТАЛЛЕ

Новосибирск

1977

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА ЭНЕРГИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЭЛЕКТРОНОВ ПО ИХ ПОГЛОЩЕНИЮ В МЕТАЛЛЕ

А.В.Аржанников, В.Т.Астрелин, В.П.Драгунов

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрен метод определения мгновенного спектра энергий релятивистских электронов из анализа их распределения по толщине металла при поглощении. Энергетический спектр находится из этого распределения решением интегрального уравнения численными методами. Приводятся результаты практического применения этого метода для пучка наносекундной длительности.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА ЭНЕРГИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ
ПО ИХ ПОГЛОЩЕНИЮ В МЕТАЛЛЕ

А.В.Аржанников, В.Т.Астрелин, В.П.Драгунов

1. В в е д е н и е

В качестве одного из источников энергии для создания термоядерной плазмы в прямых системах рассматриваются мощные релятивистские электронные пучки (РЭП) с энергией частиц $E \sim 1 \text{ МэВ}$. Передача энергии плазме в этом случае может осуществляться как непосредственно мощным РЭП, так и через многозарядные ионы, коллективно ускоренные в таком пучке [1]. В обоих случаях значительный интерес представляет информация об изменении энергетического распределения электронов исходного пучка. Сильное магнитное поле, как правило, присутствующее в этих системах, является ведущим для электронов пучка, что не позволяет применить для измерения их энергетического распределения магнитный анализатор. Высокие энергии электронов не допускают использование для этой цели электрического поля. В связи с этим с 1974 года в ИЯФ разрабатывается методика измерения распределения релятивистских электронов по энергии с наносекундным временным разрешением на основе закономерностей торможения их в металле [2]. Рассматриваются два подхода. Первый базируется на измерении распределения по глубине металла поглощенных в нем электронов. Второй — на измерении тока электронов, прошедших на коллектор через металлические фольги различной толщины. Оба подхода предполагают последующее восстановление функции распределения электронов по энергии из интегрального уравнения типа уравнения Фредгольма I-го рода.

2. Определение энергетического спектра релятивистских электронов из распределения их по глубине при поглощении в металле.

Схема измерений в этом случае достаточно проста (Рис.1). Пучок релятивистских электронов падает на набор из металличе-

ских изолированных между собой фольг и поглощается в них. В цепи каждой из фольг измеряется ток поглощенных в ней электронов — I_1, \dots, I_n . Эти токи используются для получения функции распределения электронов по энергии.

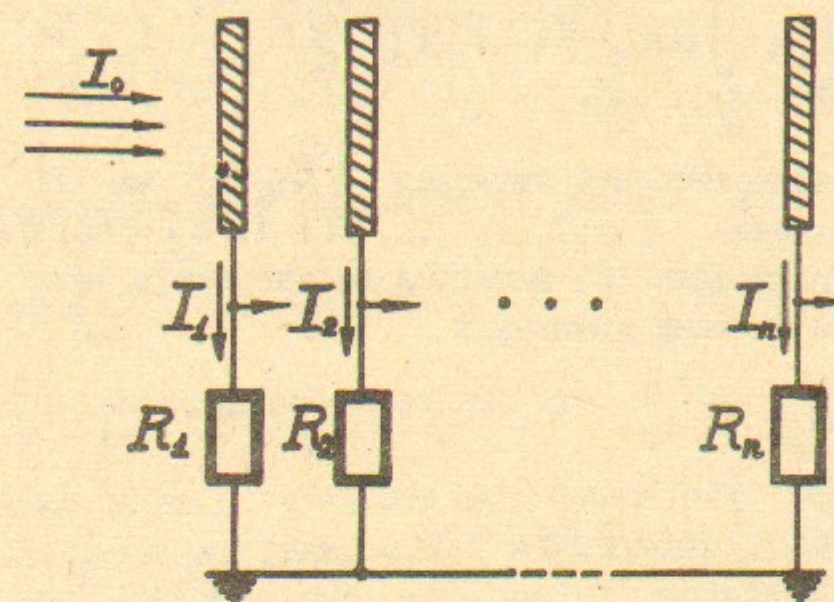


Рис.1. Схема измерения токов, поглощенных в фольгах электронов.

Задача решается следующим образом. Рассмотрим пучок электронов, падающий по нормали к плоскости поверхности металла. Пусть в интервале энергий $[E_n, E_k]$ функция $K(x, E)$ задает распределение электронов по глубине x , которые термализовались до поглощения из моноэнергетического пучка с энергией $E \in [E_n, E_k]$. Тогда для пучка с произвольным распределением электронов по энергии $\psi(E)$, где $E \in [E_n, E_k]$, закон поглощения в металле запишется в виде:

$$dJ(x, E) = J_0 K(x, E) \psi(E) dx dE \quad (1)$$

где x — расстояние по нормали от поверхности металла по его глубине,

$\psi(E)$ — функция распределения электронов исходного пучка по энергии, $\int_{E_n}^{E_k} \psi(E) dE = 1$.

dJ - ток поглощенных на длине $(x, x + dx)$ электронов с энергией в интервале $(E, E + dE)$,
 J_0 - полный ток пучка.

Разобьем металлический образец на n фольг толщиной $(x_{j-1} - x_j)$. Тогда доля тока пучка, поглощенного в j -й фольге, будет равна

$$f_j \equiv \frac{J_j}{J_0} = \int_{x_j}^{x_{j+1}} dx \int_{E_n}^{E_B} K(x, E) \psi(E) dE, \quad j = 1, \dots, n \quad (2)$$

Разобьем энергетический интервал $[E_n, E_B]$ на n частей значениями E_i , где $i = 1, 2, \dots, n+1$; $E_1 = E_n$; $E_{n+1} = E_B$. Представляя в уравнениях (2) интеграл по энергии в виде суммы, получим линейную систему уравнений

$$f_j = \sum_{i=1}^n K_{ji} \psi_i, \quad j = 1, \dots, n \quad (3)$$

где $K_{ji} = \int_{x_j}^{x_{j+1}} dx \int_{E_i}^{E_{i+1}} K(x, E) dE$

$$\psi_i = \psi(\tilde{E}_i), \quad \tilde{E}_i \in [E_i, E_{i+1}]$$

Решение системы (3) имеет вид

$$\psi_i = \sum_{j=1}^n M_{ij} f_j, \quad i = 1, \dots, n$$

где M - матрица, обратная матрице K : $M = K^{-1}$.

Оценим погрешность этого решения. Поскольку величина f_j находится из эксперимента измерением токов на фольги, то она, естественно, отличается от своего истинного значения на некоторую величину.

Пусть S_j - среднеквадратичная ошибка определения f_j , и $S = (\prod_{j=1}^n S_j)^{1/n}$. Введем следующие обозначения

$$g_j = \frac{S}{S_j} f_j, \quad L_{ji} = \frac{S}{S_j} K_{ji}; \quad i, j = 1, \dots, n$$

Тогда система (3) принимает вид

$$\sum_{i=1}^n L_{ji} \psi_i = g_j, \quad j = 1, \dots, n \quad (4)$$

Согласно [3], ошибка определения i -й компоненты вектора ψ может быть найдена по формуле

$$\sigma_i^2 = s^2 [(L^*L)^{-1}]_{ii}, \quad \text{где } L_{ij}^* = L_{ji},$$

а среднеквадратичная ошибка всего решения равна

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 = \frac{s^2}{n} \text{Sp}[(L^*L)^{-1}] = \frac{s^2}{n} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i^2} \quad (5)$$

где λ_i^2 - собственные числа матрицы L^*L .

Таким образом, если для всех чисел λ_i выполнено условие $\lambda_i^2 \geq 1$, то ошибка решения σ^2 не превышает ошибки эксперимента s^2 . Если же есть хотя бы одно собственное число $\lambda_i^2 \ll \frac{1}{n}$, то ошибка восстановленного решения оказывается настолько большой, что решение системы (4) теряет всякий смысл.

Поскольку элементы матрицы L^*L , а, следовательно, и ее собственные числа, определяются значениями точек разбиения x_1, \dots, x_{n+1} и E_1, \dots, E_{n+1} , то возможна оптимизация этого разбиения. Выбирается такое разбиение, при котором величина $\sum \lambda_i^{-2}$ имеет наименьшее значение. Это позволяет существенно уменьшить ошибку восстановления функции распределения электронов по энергии $\psi(E)$. Однако, и в этом случае ошибка восстановления оказывается еще довольно большой.

Для дальнейшего снижения ошибки восстановления функции распределения использован метод статистической регуляризации решения, который широко применяется при решении интегральных уравнений Фредгольма I-го рода (см. [3]).

Метод заключается в замене точных уравнений (4) на приближенные (регуляризованные). Такая замена соответствует внесению дополнительной информации о решении путем задания его априорного распределения вероятности. В нашем случае дополнительной информацией может являться предположение об ограниченности функции распределения электронов по энергии $\psi(E)$.

Пусть задано приближенное значение нормы вектора $\varphi(E)$:

$$|\varphi| = \int_{E_H}^{E_B} \varphi^2(E) dE \approx \omega \quad (6)$$

Представив интеграл в (6) в виде суммы, можно получить явное выражение для функционала нормы Ω . Действительно, полагая

$$|\varphi| = (\varphi, \Omega \varphi) \equiv \sum_{i,j=1}^n \varphi_i \Omega_{ij} \varphi_j \approx \omega$$

получаем, что $\Omega_{ij} = \delta_{ij} (E_{i+1} - E_i)$

Как показано в работе [3], регуляризованное решение φ^α системы уравнений (4), удовлетворяющее условию (6), является решением следующей системы:

$$(L^*L + \alpha s^2 \Omega) \varphi^\alpha = L^*g \quad (7)$$

где $\alpha = \frac{n}{\omega}$ - параметр регуляризации. Параметр α можно приближенно определить, предполагая достаточную гладкость $\varphi(E)$, следующим образом. Из условия (6) следует

$$\int_{E_H}^{E_B} \varphi^2(E) dE \approx \sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon_i^2}{E_{i+1} - E_i} \approx \omega \quad (8)$$

где $\varepsilon_i = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \varphi(E) dE$

Поскольку $\sum_i \varepsilon_i = I$, и, следовательно, $0 \leq \varepsilon \leq 1$, из (8) можно получить область изменения ω :

$$\frac{1}{E_B - E_H} \leq \omega \leq \frac{1}{\min(E_{i+1} - E_i)}$$

Следовательно, область допустимых значений параметра регуляризации α имеет вид

$$n \min(E_{i+1} - E_i) \leq \alpha \leq n(E_B - E_H) \quad (9)$$

Ошибка восстановления i -й компоненты вектора φ^α , полученного из системы (7), записывается следующим образом

$$\sigma_i^2 = s^2 [(L^*L + \alpha s^2 \Omega)^{-1}]_{ii} \quad (10)$$

Этот уровень погрешности оказывается достаточным для использования решения системы (7) в качестве функции распределения электронов реального пучка.

Рассмотренная схема нахождения функции распределения электронов по энергии была реализована на ЭВМ БЭСМ-6. Для построения матрицы K_{ji} системы уравнений (3) использовались таблицы результатов расчета распределения термализованных электронов в алюминии [4]. Таблицы составлены для исходных энергий электронов 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.3 МэВ. График функции $K(x, E)$, построенный по этим таблицам для энергий 0.1, 0.5 и 1 МэВ, приведен на рис.2. Отметим, что при нормировке толщины материала X на экстраполированную длину свободного пробега $R_0(E)$ кривые $K(x, E)$ для разных энергий совпадают с точностью $\sim 10\%$ и, следовательно, с этой точностью функция $K(x, E)$ может быть представлена в виде $K(\xi)$, где $\xi = \frac{x}{R_0(E)}$.

При построении матрицы K_{ji} интегрирование по x проводилось по формуле Симпсона с шагом $10^{-2} (\frac{x_{j+1}}{R_0(E)} - \frac{x_j}{R_0(E)})$ для j -го интервала ($j = 1, \dots, 9$). Интеграл по энергии заменялся алгебраическим выражением

$$K_{ji} = \frac{1}{2} [K_j(E_i) + K_j(E_{i+1})] (E_{i+1} - E_i), \quad i = 1, \dots, 9,$$

где $K_j(E_i) = \int_{x_j}^{x_{j+1}} \frac{dx}{R_0(E_i)} K(x, E_i)$, $j = 1, \dots, 9$.

Значения функции $K(x, E)$ в промежуточных точках по энергии и координате, не содержащиеся в таблицах работы [4], вычислялись квадратичной интерполяцией. Величина $R_0(E)$ для алюминия определялась по аппроксимационной формуле, взятой из работы [5]:

$$R_0(E) = 0.661 \cdot E \cdot \left(1 - \frac{0.9878}{1 + 3.83 \cdot E}\right) \quad (11)$$

где E - энергия электронов в МэВ,
 R_0 - экстраполированный пробег в г./см².

Нахождение оптимального разбиения по толщинам фольг и по энергетическим интервалам в диапазоне энергий 0.15-1.1 МэВ производилось машинным перебором вариантов с поиском разбиения с минимальной погрешностью решения (5). Для полученной оптималь-

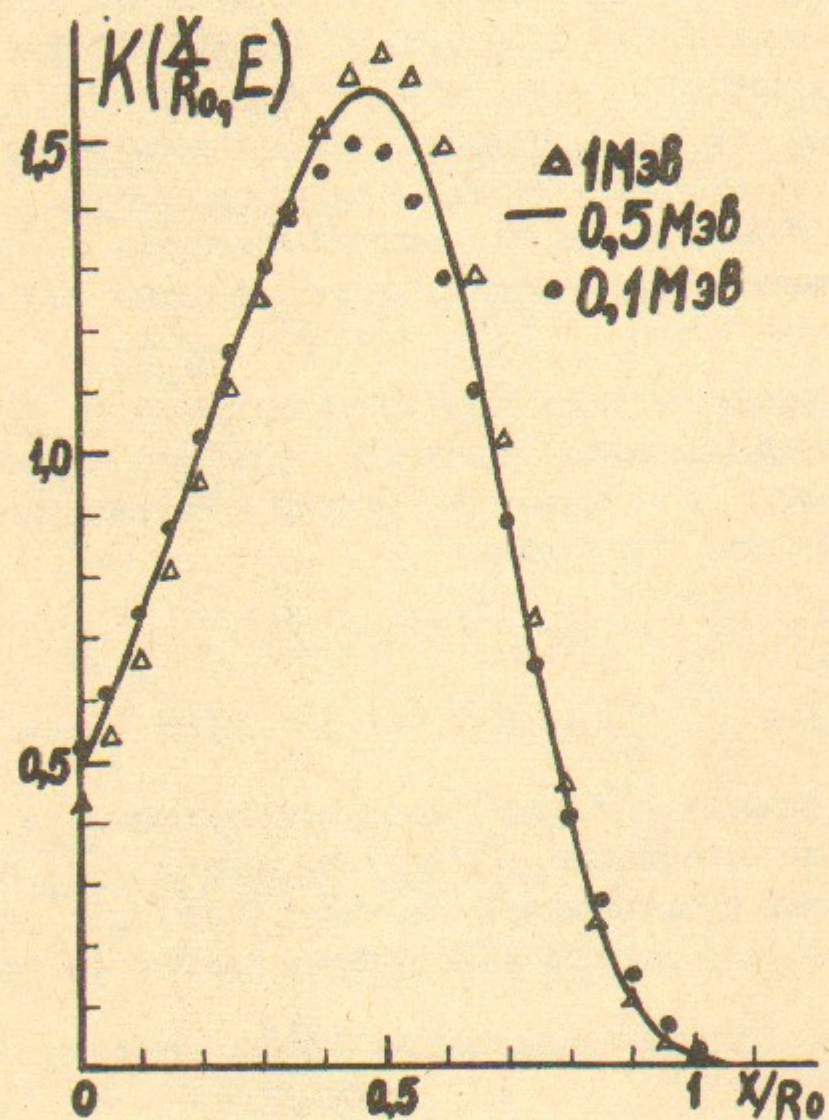


Рис. 2. Распределения термализованных электронов в алюминии для различных начальных энергий.

ной системы линейных уравнений осуществлялась статистическая регуляризация решения. Для этого из (9) определялась область допустимых значений параметра регуляризации α , и затем строилась регуляризованная система уравнений (7).

Проверка программы выполнялась следующим образом. Для суперпозиции моноэнергетических пучков с заданной энергией по формуле (2) вычислялись токи фольг. Эти токи использовались в качестве исходных данных при решении системы (7), со среднеквадратичной ошибкой $5+10\%$. Полученная при решении функция распределения сравнивалась с исходной. Вид найденной функции распределения существенно зависит от значения параметра регуляризации α . При $\alpha \sim n(E_0 - E_n) \sim 9$ МэВ решение системы (7) слабо зависит от E и близко к константе $\varphi(E) \approx \frac{1}{E_0 - E_n} \sim \frac{1}{9}$ МэВ⁻¹. При уменьшении α решение приближается к исходной функции распределения, и при $\alpha \approx n \min(E_{i_{in}} - E_i) \sim 0,45$ МэВ оно может быть принято за конечный результат. В этом случае величины токов на фольги, полученные интегрированием исходной функции распределения и найденной из решения системы (7), оказываются близки. В таблице I приведено сравнение токов, а на рис. 3 функции распределения для случаев, когда исходная функция распределения выбиралась как суперпозиция двух одинаковых моноэнергетических пучков 0,3 и 0,5 МэВ, а также 0,5 и 0,7 МэВ. Эти энергии отмечены на рис. 3 стрелками.

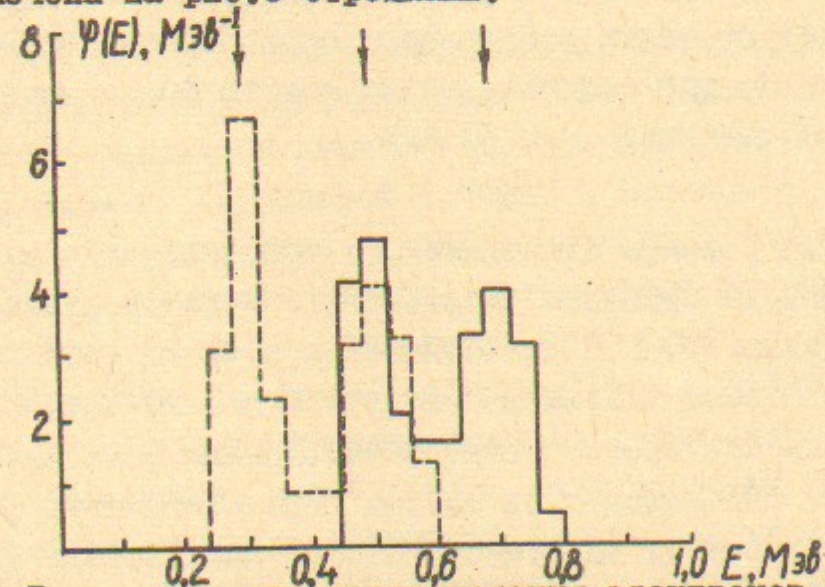


Рис. 3. Восстановление распределения электронов по энергиям для суперпозиции двух моноэнергетических пучков: --- - 0,3 и 0,5 МэВ, — - 0,5 и 0,7 МэВ.

Поиск решения осуществляется следующим образом.

Таблица I

№ фольги	Толщина фольги мкм	Токи поглощенных в фольге электронов			
		0.3 и 0.5 МэВ		0.5 и 0.7 МэВ	
		I исх.	I реш.	I исх.	I реш.
I	112	0.172	0.171	0.072	0.071
2	83	0.208	0.208	0.078	0.077
3	89	0.210	0.206	0.105	0.106
4	100	0.130	0.132	0.142	0.142
5	150	0.132	0.128	0.219	0.218
6	200	0.065	0.065	0.190	0.191
7	225	$2 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	0.095	0.094
8	355	0	$6 \cdot 10^{-5}$	0.023	0.024
9	5000	0	0	0	10^{-4}

Вначале весь диапазон энергий (0.1+1.2) МэВ разбивался на 9 интервалов. Составлялась система уравнений (7) и вычислялась функция распределения. Затем на оси энергий выделялась лишь та область, где найденная функция отлична от нуля. Для этой области вновь составлялась и решалась система (7). Таким образом можно заметно повысить разрешающую способность системы. Как видно из рис.3, при наличии только девяти фольг можно иметь разрешение по энергии $\sim 0,10$ МэВ.

В качестве примера практического использования рассмотренного выше метода приведем результаты измерения функции распределения импульсного РЭП длительностью $\tau \approx 70$ нсек после прохождения им столба плазмы плотностью $n_0 \approx 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³, длиной $l \approx 2$ м, ограниченного с торцов титановыми фольгами толщиной 50 мкм [6]. РЭП выходит из плазмы через титановую фольгу 2, отделяющую плазму от вакуумного объема анализатора I (рис.4), ограничивается по диаметру графитовой диафрагмой 3 и поглощается в алюминиевых фольгах 4 и толстой алюминиевой пластине 6. Фольги и пластина нагружались на малоиндуктивные шунты 5, сиг-

налы с которых выводились через широкополосный вакуумный разъем 7. Регистрация сигналов осуществлялась 6-лучевым осциллографом 6ЛОР-02М. Поскольку число каналов анализатора $n=9$ превышает число лучей, сигналы подавались на каждый луч попарно.

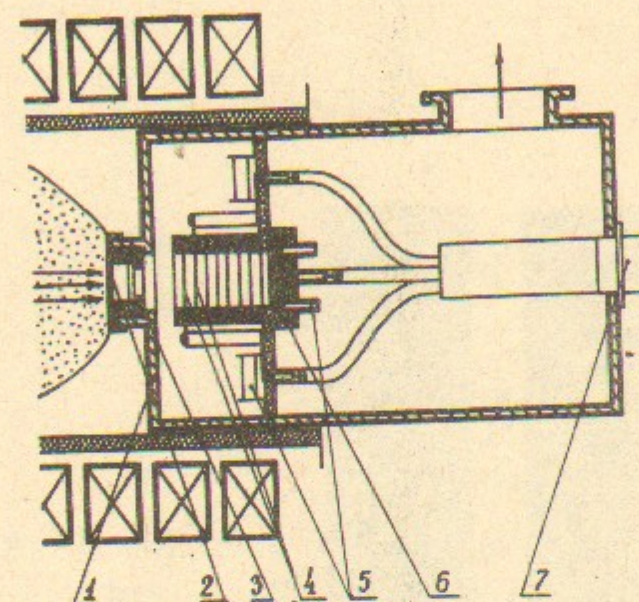


Рис.4. Схема конструкции многофольгового анализатора I - корпус, 2 - разделительная фольга, 3 - входной коллиматор, 4 - регистрирующие фольги, 5 - нагрузочные сопротивления, 6 - коллектор, 7 - вакуумный разъем.

Для этого они предварительно смешивались с задержкой в 70 нсек относительно друг друга. Осциллограммы токов с фольг, зарегистрированные по описанной выше схеме, представлены на рис.5 для двух различных плотностей плазмы. В таблице 2 указаны толщины фольг и измеренные токи поглощенных в фольгах электронов для двух моментов времени, отсчитанные по осциллограмме*рис.5б. Напряжение на промежутке анод-катод ускорителя для этих моментов времени составляло 0,8 и 0,6 МэВ. По измеренным токам вычислены функции распределения, гистограммы которых представлены на рис.6. Видно, что исходный пучок (начальная энергия отмечена стрелкой) теряет значительную долю своей энергии ($\sim 20\%$), что совпадает с другими методами, оценивающими его полные потери [6].

* Точность наших измерений определялась погрешностью калибровки относительной чувствительности каналов регистрации (7%) и ошибкой отсчитывания результатов с осциллограммы (4%).

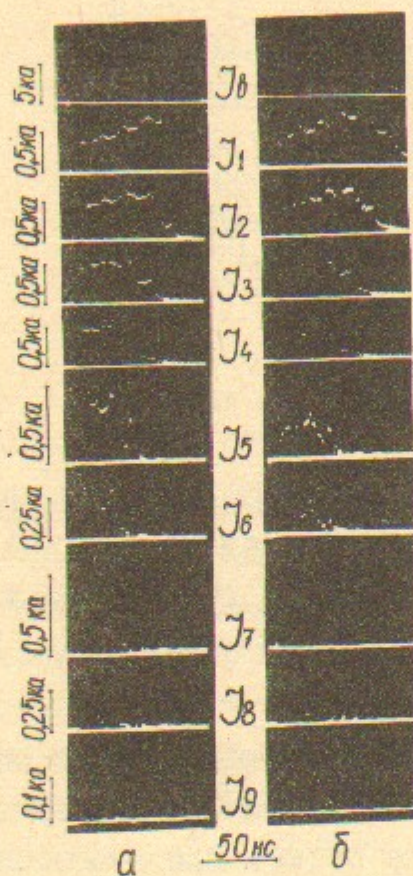


Рис. 5. Осциллограммы токов на регистрирующие фольги (J_1, \dots, J_9) и полного тока пучка (J_b) при плотности плазмы
 а) $n_0 \approx 3 \cdot 10^{14}$; б) $n_0 \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

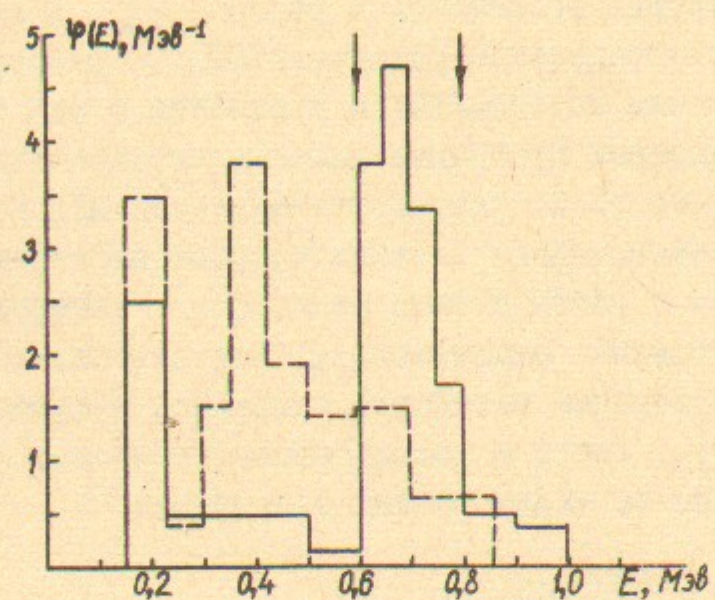


Рис. 6. Гистограммы функции распределения электронного пучка --- $U_0 \approx 0,6 \text{ МэВ}$; — — $U_0 \approx 0,8 \text{ МэВ}$.

Таблица 2.

№ фольги	Толщина фольги мкм	Токи поглощенных в фольге электронов			
		0,6 МэВ		0,8 МэВ	
		I изм.	I реш.	I изм.	I реш.
1	100	0,164	0,163	0,183	0,176
2	100	0,109	0,119	0,219	0,223
3	100	0,128	0,122	0,167	0,167
4	100	0,105	0,095	0,150	0,143
5	100	0,096	0,097	0,092	0,099
6	100	0,077	0,096	0,071	0,075
7	200	0,189	0,176	0,079	0,081
8	200	0,088	0,094	0,029	0,030
9	5000	0,044	0,043	0,010	0,010

Здесь I реш. — токи фольг, вычисленные интегрированием найденной функции распределения по формуле (2).

Следует отметить, что многофольговый анализатор спектра электронов по энергии применялся в работе [7]. В этой работе энергетическое распределение определялось без разрешения во времени. Для решения интегрального уравнения в ней была использована стандартная программа решения интегральных уравнений Фредгольма I-го рода, разработанная на ВЦ МГУ [8]. Достоверность восстановленного спектра энергий электронов проверялась сравнением с результатами измерения энергетического распределения магнитным анализатором. Результаты, полученные этими двумя независимыми методами, оказались в хорошем согласии. В работе [7], как и в нашем случае, использовалась функция распределения термализованных электронов, полученная в [4].

3. Определение спектра энергий релятивистских электронов по ослаблению их потока алюминиевыми фольгами.

Другой подход в определении энергии релятивистских электронов базируется на измерении ослабления их потока металлическими фольгами различной толщины. Схема такого опыта выглядит следующим образом. На графитовый цилиндр Фарадея падает пучок релятивистских электронов. На пути этого пучка перед графитом устанавливается алюминиевая фольга. При увеличении ее толщины ток, регистрируемый цилиндром Фарадея, уменьшается.

В работе [9] экспериментально показано, что для монохроматического пучка релятивистских электронов в диапазоне энергий $0,15 \leq E \leq 1$ МэВ такое ослабление пучка в металле носит универсальный характер. Это означает, что коэффициент прохождения электронов $K'(x, E)$ можно представить как функцию одного аргумента $\xi = \frac{x}{R(E)}$, где $R(E)$ — глубина полного поглощения электронов с энергией E . Универсальная кривая коэффициента прохождения $K'(\xi)$ для алюминия представлена на рис. 7. Здесь нормирующая длина $R(E)$ вычислялась по формуле ионизационных потерь [10]. Заметим, что формула (II) для глубины полного поглощения, предложенная в работе [5], дает результат, совпадающий с результатом работы [10] в диапазоне (0.03-5) МэВ с точностью $\leq 3\%$.

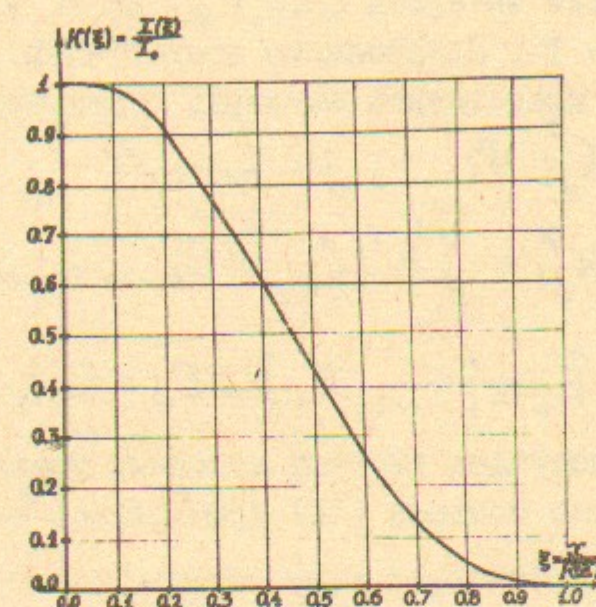


Рис. 7. Универсальная кривая коэффициента прохождения релятивистских электронов через алюминий [9].

Универсальность $K'(\xi)$ используется в работе [11] для измерения энергии электронов моноэнергетического стационарного пучка по их прохождению через фольгу заданной толщины X_1 . По величине ослабления пучка фольгой из кривой рис. 7 определялся параметр ξ , а из него нормирующая длина $R = \frac{X_1}{\xi}$. Энергия частиц находилась из выражения

$$E = 0.76 \cdot R \cdot \left(1 + \sqrt{1 + \frac{0.69}{R}}\right) \quad (12)$$

Для нестационарного моноэнергетического пучка электронов аналогичная процедура описана в [12].

Естественным развитием этого метода является распространение его на немонотонный пучок. При неизменных параметрах пучка проводится n опытов, в которых при различных значениях толщины фольги X_j ($j = 1, \dots, n$) измеряются токи на цилиндр Фарадея I_j .

Величина тока пучка на цилиндр Фарадея после прохождения фольги толщиной X_j описывается формулой

$$I_j = I_0 \int_{E_n}^{E_0} \varphi(E) K'\left(\frac{X_j}{R(E)}\right) dE, \quad j = 1, \dots, n, \quad (13)$$

где $\Psi(E)$ — функция распределения электронов по энергии. Разобьем энергетический интервал $[E_n, E_g]$ на n частей точками $E_i, i = 1, \dots, n-1$. Предполагая достаточную гладкость функции $\Psi(E)$, можно представить интеграл через сумму:

$$f_j = \sum_{i=1}^n K'_{ji} \Psi_i, \quad j = 1, \dots, n \quad (14)$$

где $f_j = \frac{I_j}{I_0}$, $K'_{ji} = \int_{E_{i-1}}^{E_i} K''\left(\frac{x_j}{R(E)}\right) dE, i = 1, \dots, n,$

$$\Psi_i = \Psi(\tilde{E}_i), \tilde{E}_i \in [E_{i-1}, E_i]; E_0 = E_n, E_n = E_g$$

Таким образом, получаем систему линейных уравнений, аналогичную (3). В решении системы (14) применялись те же методы, что и для (3).

Заметим, что если в качестве коллектора электронов установить толстую алюминиевую пластину, то для численной обработки результатов можно пользоваться результатами работы [4].

Рассмотренный метод был применен на установке "ИНАР" для восстановления энергетического спектра релятивистских электронов, движущихся навстречу пучку. Схема эксперимента достаточно подробно описана в работе [13]. Измерение встречного потока электронов для различных толщин ослабляющих фольг проводилось при плотности плазмы $n_0 \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (рис.8). Экспериментальные точки соответствуют моменту времени 7 нсек после начала импульса встречных электронов. Среднеквадратичный статистический разброс в точках не превышает 7%. По измеренному ослаблению потока электронов было вычислено их энергетическое распределение (рис.9). Точность восстановления распределения составляет $\sim 30\%$. Из рисунка видно, что при $t \approx 7$ нсек энергия в встречных электронах имеет значение от 0,15 до 0,35 МэВ.

Очевидно, этот метод можно применять лишь в экспериментах с хорошей воспроизводимостью результатов. Одним из его преимуществ является возможность существенного улучшения энергетического разрешения за счет увеличения числа опытов.

В проведенном рассмотрении восстановления энергетического распределения электронов остался не обсужденным вопрос о влиянии углового разброса пучка, поступающего в фольговый анализа-

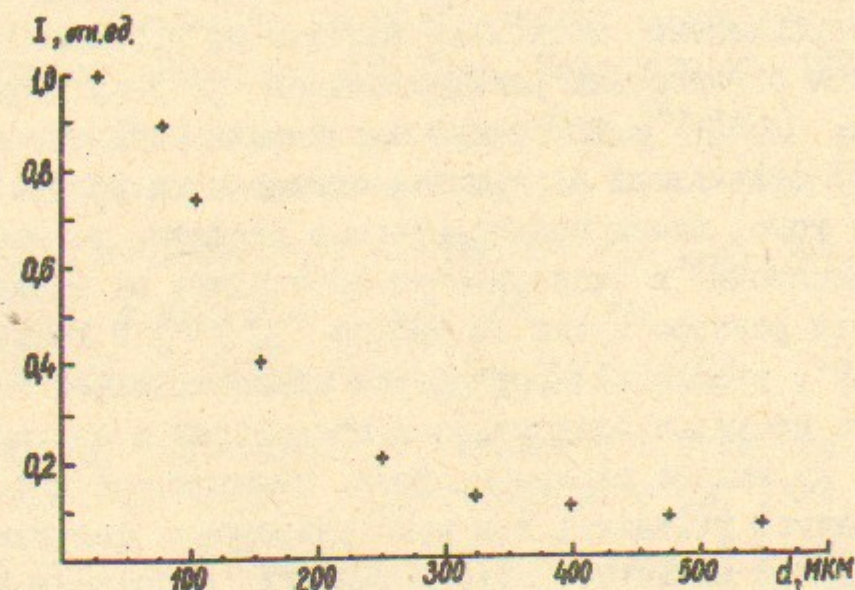


Рис.8. Зависимость тока коллектора от толщины ослабляющей фольги.

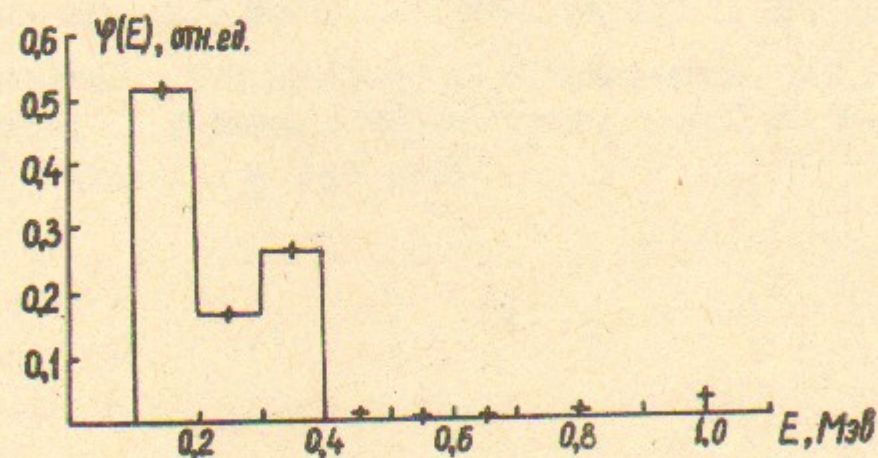


Рис.9. Энергетическое распределение встречного потока электронов.

тор, на конечный результат вычислений — функцию распределения по энергии. В схему счета закладывался закон поглощения электронов, подавших по нормали к поверхности металла. Это кажется вполне оправданным, поскольку расчеты по поглощению в алюминии электронов с гауссовым распределением по углу показали, что лишь при $(\langle \theta^2 \rangle)^{1/2} \approx 20^\circ$ закон поглощения начинает заметно ($\approx 10\%$) отличаться от кривых, приведенных на рис. 2 и 7. Поэтому для того, чтобы пользоваться в расчетах данными работ [4], [9], достаточно в эксперименте обеспечить на входе анализатора угловой разброс пучка на уровне $\leq 15^\circ$. В таких установках, как "ИНАР", это легко достигается адиабатической перекачкой поперечного импульса электронов в продольный в спадающем магнитном поле на выходе из пробкотрона. Отметим еще ряд факторов, которые следует учитывать при конструировании фольгового анализатора: ведущее магнитное поле установки, собственный объемный заряд пучка, взаимное влияние соседних фольг на высоких частотах, а также полосу пропускаемых частот всей системы регистрации.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.С.Койдану и В.М.Лагунову за полезные обсуждения, Д.Д.Рятову за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Д.Рятов. О применении потоков тяжелых ионов для нагрева плотной плазмы. Препринт ИЯФ 77-4, Новосибирск, 1977.
2. В.П.Драгунов. Определение спектра энергий пучка релятивистских электронов. Дипломная работа, Новосибирск, 1975.
3. В.Ф. Турчин, В.П.Козлов, М.С.Малкевич УФН 102, 345, 1970.
4. А.А.Воробьев, А.П.Яловец АЭ 36, 208, 1974.
5. К.Н. Weber *Nucl. Instr. Meth.* 25, 261, 1964.
6. Ю.И.Абрашитов, В.С.Койдан, В.В.Конюхов, В.М.Лагунов, В.Н.Лукьянов, К.И.Меклер, Д.Д.Рятов. ИЭТФ 66, 1324, 1974.
7. К.А.Дергобузов, О.Б.Евдокимов, Б.А.Кононов, Н.И.Ягушкин. ПТЭ I, 29, 1975.
8. Э.М.Киуру, А.С.Меченов. Ротапринт ВЦ МГУ, вып. 45, 1971.
9. Н.Н. Seliger *Phys. Rev.* 100, 1029, 1955.
10. L.V. Spenser *Phys. Rev.* 98, 1597, 1955.
11. C. Hollos *Revue Roumaine de Physique* 14, 1191, 1969.
12. Е.Г.Крастелев, Г.О.Месхи, Б.Н.Яблоков ПТЭ 3, 39, 1976.
13. А.В.Аржанников, Б.Н.Брейзман, Л.Н.Вячеславов, В.С.Койдан, В.В.Конюхов, Д.Д.Рятов. *Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus. Research, Vienna, v. III*, 257, 1975.

Работа поступила - 23 августа 1977 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ

Подписано к печати 25.X-1977 г. МН 03033

Усл. 1,3 печ.л., 1,1 учетно-изд.л.

Тираж 180 экз. Бесплатно

Заказ № 102.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР