

**АНАЛИЗ МГНОВЕННОГО СПЕКТРА ЭНЕРГИЙ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ
ПО ИХ ПОГЛОЩЕНИЮ В АЛЮМИНИИ**

А. В. Аржанников, В. Т. Астрелин
(Новосибирск)

В качестве одного из источников энергии для создания термоядерной плазмы в прямых системах рассматриваются мощные релятивистские электронные пучки (РЭП) с энергией частиц $E \sim 1$ 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, затрудняет анализ их энергетического распределения с помощью электрического и магнитного полей. В связи с этим в ИЯФ СО АН СССР разрабатывается методика измерения распределения релятивистских электронов по энергиям 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 энергиям из интегрального уравнения типа уравнения Фредгольма первого рода.

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

Сущность этого метода состоит в следующем. Пучок релятивистских электронов падает на набор из n металлических изолированных между собой фольг и поглощается в них. В цепи каждой из фольг измеряется ток поглощенных в ней электронов J_1, \dots, J_n . Эти токи затем используются для вычисления функции распределения электронов по энергиям.

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

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

где x — расстояние по нормали от поверхности металла по его глубине; $\varphi(E)$ — функция распределения электронов исходного пучка по энергиям, E_n — энергия порога поглощения, E_B — энергия Брейта-Вилера; $\int_{E_n}^{E_B} \varphi(E) dE = 1$; dJ — ток поглощенных по 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 из (1) следует, что доля тока пучка, поглощенного в j -й фольге, будет равна

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

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

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

где $K_{ji} = \int_{x_j}^{x_{j+1}} dx \int_{E_i}^{E_{i+1}} K(x, E) dE$; $\varphi_i = \varphi(\tilde{E}_i)$; $\tilde{E}_i \in [E_i, E_{i+1}]$.

Решение системы (3) имеет вид

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

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 , а $s = \left(\prod_{j=1}^n s_j \right)^{1/n}$. Введем следующие обозначения: $g_j = (s/s_j) f_j$, $L_{ji} = (s/s_j) K_{ji}$, $i, j = 1, \dots, n$.

Тогда система (3) принимает вид

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

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

$$\sigma_i^2 = s^2 [(L^* L)^{-1}]_{ii},$$

где $L_{ij}^* = L_{ji}$, а среднеквадратичная ошибка всего решения равна

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

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} , возможна оптимизация этого разбиения. Выбирается такое разбиение, при котором величина $\sum_{i=1}^n \lambda_i^{-2}$ имеет наименьшее значение.

Это позволяет существенно уменьшить ошибку восстановления функции распределения электронов по энергии $\varphi(E)$. 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 первого 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 $\varphi(E)$.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Поскольку $\sum_{i=1}^n \varepsilon_i = 1$ и, следовательно, $0 \leq \varepsilon_i \leq 1$, из (8) можно получить область изменения ω :

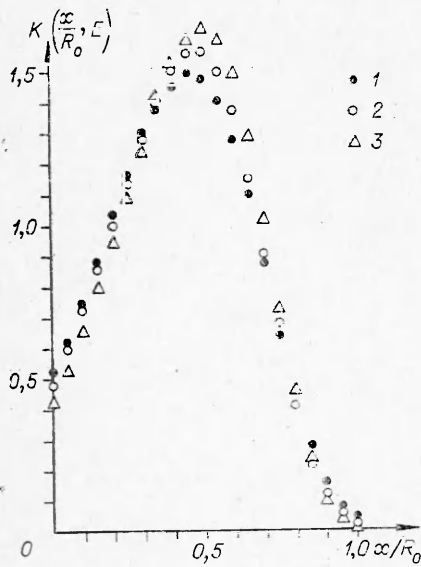
$$\frac{1}{E_B - E_H} \leq \omega \leq \frac{1}{\min_i (E_{i+1} - E_i)}.$$

Следовательно, область допустимых значений параметра регуляризации α имеет вид

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

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

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



Фиг. 1

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

Рассмотренная схема нахождения функции распределения электронов по энергиям была реализована на ЭВМ БЭСМ-6. Для построения матрицы K_{ji} системы уравнений (3) использовались таблицы результатов расчета распределения термализованных электронов в алюминии [4], которые 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 фиг. 1 (точки 1—3 соответственно). 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 $\xi = x/R_0(E)$.

При построении матрицы K_{ji} интегрирование по x проводилось по формуле Симпсона с шагом $10^{-2} (x_{j+1}/R_0(E) - x_j/R_0(E))$ 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]:

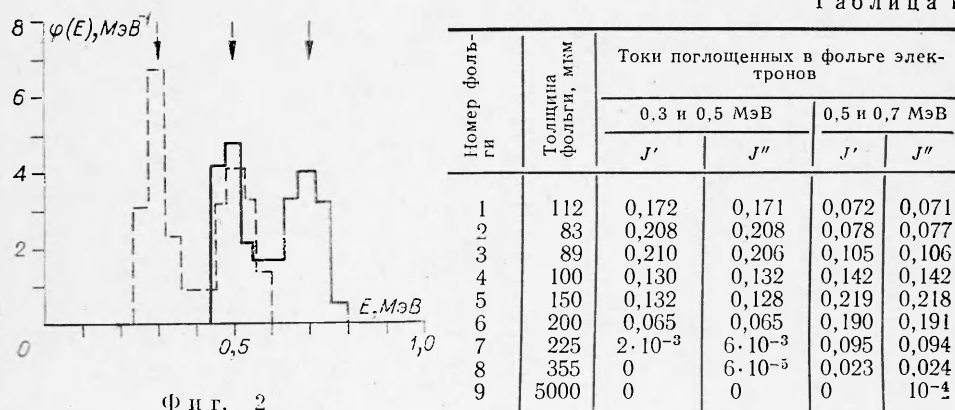
$$(11) \quad R_0(E) = 0,661E \left(1 - \frac{0,9878}{1 + 3,83E} \right),$$

где E — энергия электронов, МэВ; R_0 — экстраполированный пробег, 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 оптимальной 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 многоэнергетических пучков с заданной энергией по формуле (2) вычислялись токи фольг. Эти токи со среднеквадратичной ошибкой 5 — 10% использовались в качестве исходных данных при решении системы

Таблица 1



Фиг. 2

(7). Ошибка полученного решения определялась по формуле (10). Полученная при решении функция распределения сравнивалась с исходной. Вид найденной функции распределения существенно зависит от значения параметра регуляризации α . При $\alpha \approx n(E_B - E_H) \sim 9$ МэВ решение системы (7) слабо зависит от E и близко к константе $\varphi(E) \approx 1/(E_B - E_H) \sim \sim 1/9$ МэВ $^{-1}$. При уменьшении α решение приближается к исходной функции распределения, и при $\alpha \approx n \min(E_{i+1} - E_i) \sim 0,45$ МэВ оно мо-

жет быть принято за конечный результат. В этом случае величины токов на фольги, полученные интегрированием исходной функции распределения (ток J') и функции распределения, полученной при решении системы (7) (ток J''), оказываются близки. В табл. 1 приведено сравнение токов, а на фиг. 2 — функций 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 фиг. 2 стрелками. Поиск решения осуществлялся следующим образом. 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 фиг. 2, 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 $\tau \sim 70$ нс после прохождения им столба плазмы плотностью $n_0 \sim 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, длиной $l \sim 2$ м, ограниченного с торцов титановыми фольгами толщиной 50 мкм [6]. Схема измерений достаточно подробно описана в работе [2]. В табл. 2 указаны толщины фольг и измеренные токи J' поглощенных в фольгах электронов для двух моментов времени. Напряжение на промежутке анод — катод ускорителя в момент формирования пучка для этих двух случаев составляло 0,8 и 0,6 МВ. По измеренным токам вычислены функции распределения, гистограммы которых представлены на фиг. 3 ($1-0,8$ и $2-0,6$ МэВ). Видно, что исходный пучок (начальная энергия отмечена стрелкой) теряет

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

Т а б л и ц а 2

Номер фольги	Толщина фольги, мкм	Токи поглощенных в фольге электронов			
		0,8 МэВ		0,6 МэВ	
		J'	J''	J'	J''
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

Примечание: J'' — токи фольг, вычисленные интегрированием по формуле (2) найденной функции распределения.

ные этими двумя независимыми методами, оказались в хорошем согласии. В работе [7], как и в нашем случае, использовалась функция распределения термализованных электронов $K(x, E)$, полученная в [4].

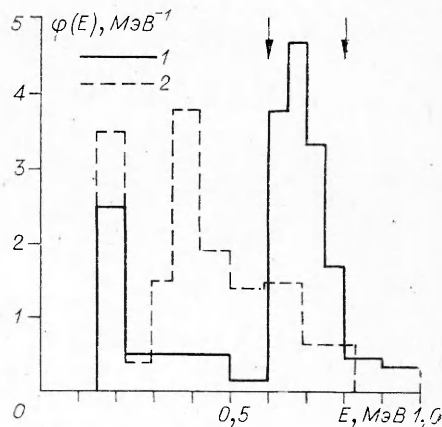
Определение спектра энергий релятивистских электронов по ослаблению их потока алюминиевыми фольгами. Другой подход в определении энергии релятивистских электронов базируется на измерении ослабления их потока металлическими фольгами различной толщины. Схема такого опыта выглядит следующим образом. На 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 [8] 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 $\xi = x/R(E)$, где $R(E)$ — глубина полного поглощения электронов с энергией E . Нормирующая длина $R(E)$ вычислялась по формуле ионизационных потерь [9]. Заметим, что формула (14) для глубины полного поглощения, предложенная в работе [5], дает результат, совпадающий с результатом работы [9] в диапазоне (0,03—5) МэВ с точностью несколько процентов. Универсальная кривая коэффициента прохождения $K'(\xi)$ для алюминия представлена на фиг. 4.

Универсальность $K'(\xi)$ используется в работе [10] для измерения энергии электронов моноэнергетического стационарного пучка по их прохождению через фольгу заданной толщины x_1 . По величине ослабления пучка фольгой из кривой фиг. 4 определялся параметр ξ , а из него — нормирующая длина $R = x_1/\xi$. Энергия частиц находилась из

значительную долю своей энергии ($\sim 20\%$), что совпадает с другими методами, оценивающими его полные потери [6].

Следует отметить, что многофольговый анализатор спектра энергий электронов применялся в работе [7], где энергетическое распределение определялось без разрешения во времени. Достоверность восстановленного спектра энергий электронов проверялась сравнением с результатами измерения энергетического распределения магнитным анализатором. Результаты, полученные



Ф и г. 3

выражения

$$E = 0,76R(1 + \sqrt{1 + 0,69/R}).$$

Для нестационарного моноэнергетического пучка электронов аналогичная процедура описана в [11].

Естественным развитием этого метода является распространение его на немоноэнергетический 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

$$I_j = I_0 \int_{E_{II}}^{E_B} \varphi(E) K' \left(\frac{x_j}{R(E)} \right) dE, \quad j = 1, \dots, n,$$

где $\varphi(E)$ — функция распределения электронов по энергии. Разобьем энергетический интервал $[E_{II}, E_B]$ на n частей точками E_i , $i = 1, \dots, \dots, n-1$. Предполагая достаточную гладкость функций $\varphi(E)$, можно представить интеграл через сумму

$$(12) \quad f_j = \sum_{i=1}^n K'_{ji} \varphi_i, \quad j = 1, \dots, n,$$

где $f_j = \frac{I_j}{I_0}$; $K'_{ji} = \int_{E_{i-1}}^{E_i} K' \left(\frac{x_j}{R(E)} \right) dE$ ($i = 1, \dots, n$); $\varphi_i = \varphi(\tilde{E}_i)$; $\tilde{E}_i \in [E_{i-1}, E_i]$; $E_0 = E_{II}$; $E_n = E_B$.

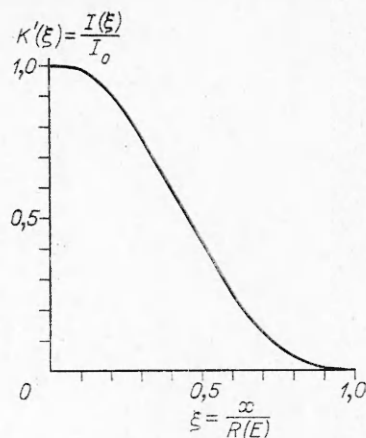
Таким образом, получаем систему линейных уравнений, аналогичную (3). В решении системы (12) применялись те же методы, что и для (3).

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

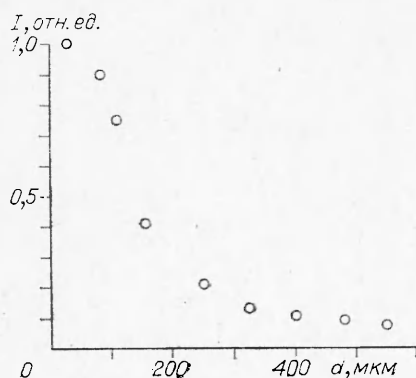
Рассмотренный метод был применен на установке ИНАР для восстановления энергетического спектра релятивистских электронов, движущихся навстречу пучку. Схема эксперимента достаточно подробно описана в работе [12]. Измерение встречного потока электронов для различных толщин ослабляющих фольг проводилось при плотности плазмы $n_0 \simeq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (фиг. 5). Экспериментальные точки соответствуют моменту времени 7 нс после начала импульса встречных электронов. Среднеквадратичный статистический разброс в точках не превышает 7%. По измеренному ослаблению потока электронов было вычислено их энергетическое распределение (фиг. 6). Точность восстановления распределения составляет $\sim 30\%$.

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.

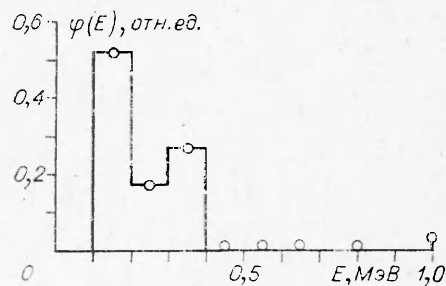
В приведенном рассмотрении восстановления энергетического распределения электронов остался необсужденным вопрос о влиянии углового



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

разброса пучка, поступающего в фольговый анализатор, на конечный результат вычислений — функцию распределения по энергии. В схему счета закладывался закон поглощения электронов, падающих 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 $(\langle \theta^2 \rangle)^{1/2} \geq 20^\circ$ закон поглощения начинает заметно ($\geq 10\%$) отличаться от кривых, приведенных на фиг. 1,4. Поэтому для того чтобы пользоваться в расчетах данными работ [4, 8], достаточно в эксперименте обеспечить на входе анализатора угловой разброс пучка на уровне $\leq 15^\circ$. В установках типа 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 благодарность Д. Д. Рютову за интерес к работе и ценные замечания, В. С. Койдану и В. М. Лагунову за полезные обсуждения, В. П. Драгунову за помощь в работе.

Поступила 10 XI 1978.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рютов Д. Д. О применении потоков тяжелых ионов для нагрева плотной плазмы. Препринт 77—4. Новосибирск, ИЯФ, 1977.
2. Аржанников А. В., Астрелин В. Т., Драгунов В. П. Определение спектра энергий релятивистских электронов по их поглощению в металле. Препринт 77—102. Новосибирск, ИЯФ, 1977.
3. Турчин В. Ф., Козлов В. П., Малкевич М. С. Использование методов математической статистики для решения некорректных задач. — УФН, 1970, т. 102, № 3.
4. Воробьев А. А., Яловец А. П. Распределение быстрых электронов в веществе после термализации. — АЭ, 1974, т. 36, вып. 3.
5. Weber K.—H. Eine einfache Reichweite-Energie-Beziehung für Electronen im Energiebereich von 3 Rev bis 3 Mev. — «Nucl. Instr. and Meth.», 1964, vol. 25, N 2.
6. Абрашитов Ю. И., Койдан В. С., Конохов В. В., Лагунов В. М., Лукьянов В. Н., Меклер К. И., Рютов Д. Д. Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле. — ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 4.
7. Дергобузов К. А., Евдокимов О. Б., Кононов Б. А., Ягушкин Н. П. Спектрометр интенсивных пучков электронов. — ПТЭ, 1975, № 1.
8. Seliger H. H. Transmission of positrons and electrons. — «Phys. Rev.», 1955, vol. 100, N 4.

9. Spenser L. V. Theory of electron penetration. — «Phys. Rev.», 1955, vol. 98, N 6.
10. Hollos G. — «Revue Roumaine de Physique», 1969, vol. 14, p. 1191.
11. Крастелев Е. Г., Месхи Г. О., Яблоков Б. Н. Измерения энергетического спектра сильноточных электронных пучков. — ПТЭ, 1976, № 3.
12. Аржанников А. В., Брейзман Б. Н., Вячеславов Л. Н., Койдан В. С., Колюхов В. В., Рютов Д. Д. Нагрев плазмы мощным релятивистским электронным пучком в сильном магнитном поле. — In: Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus. Research. Vol. 3. Vienna, 1975.

УДК 537.323.001.5

НАПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ДУГИ В РАЗВИТОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

М. Ф. Жуков, И. М. Засыпкин, И. И. Мишине, М. И. Сазонов
(Новосибирск)

В плазмотронах с межэлектродной вставкой (МЭВ) при достаточной ее относительной длине реализуются все три характерных участка течения газа в трубе (начальный, переходный и участок развитого турбулентного течения [1]). Как известно [1, 2], напряженность электрического поля дуги на них различна. На третьем участке канала техническая напряженность наивысшая, она существенно превышает напряженность электрического поля дуги на начальном участке. Изучение аэродинамики течения газа в длинных каналах помогло создать простые и высокоэффективные способы управления длиной начального, а следовательно, и турбулентного участков течения, что позволяет направленно воздействовать на интегральную электрическую характеристику дуги — напряжение. В силу сказанного возникла необходимость обобщения электрической характеристики дуги, горящей в развитом турбулентном потоке, т. е. отыскания зависимости напряженности электрического поля от тока, диаметра канала, давления и расхода газа. Обобщение актуально еще и потому, что плазмтроны с МЭВ становятся наиболее перспективными как в отношении вложения больших мощностей в дугу, так и эффективности превращения электрической энергии в тепловую. С другой стороны, большинство теоретических и экспериментальных работ посвящено главным образом исследованию дуг, горящих в ламинарном потоке газа. В реальных плазмотронах линейной схемы с газовихревой стабилизацией дуги число Рейнольдса потока, как правило, выше критического [3]. Теоретическому исследованию дуг в турбулентном потоке газа посвящен ряд работ (например, [4, 5]). В них отмечается, что существование небольших флуктуаций температуры и расхода (4—5%), характерных для развитого турбулентного течения газа в трубе, не может привести к заметному росту напряженности электрического поля дуги. Только более интенсивные флуктуации этих величин, по порядку равные 10—20%, могут вызвать увеличение напряженности в 3—4 раза по сравнению с невозмущенным потоком [5]. Рассчитанные таким образом характеристики достаточно удовлетворительно согласуются с экспериментом [6, 7]. Однако проведенное в последнее время изучение формы дуги, горящей на участке канала с развитым турбулентным течением, позволяет считать, что механизм роста технической напряженности электрического поля дуги, по всей видимости, определяется не только усилением теплообмена между дугой и газом, но и увеличением реальной длины дуги на мерном участке канала. Затруднения, связанные с созданием теории электрической дуги, горящей в развитом турбулентном потоке газа, в значительной мере объясняются отсутствием надежных экспериментальных данных о структуре дуги в этой области, о ее взаимодействии с потоком газа и т. д.

Цель данной работы — обобщение полученных экспериментальных результатов о напряженности электрического поля воздушной дуги на участке развитого турбулентного течения.

В работе [8] такая попытка уже была сделана, но ввиду того, что в обобщенное уравнение у авторов этой работы не входит давление газа, оно справедливо только для тех условий (по давлению), при которых проводился опыт. Есть ряд и других факторов, ограничивающих использование вышеназванного обобщенного уравнения.