

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОРМОЖЕНИЯ
НЕСКОМПЕНСИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
В ТОНКИХ ПОГЛОТИТЕЛЯХ**

В. И. Бойко, Е. А. Горбачев, В. В. Евстигнеев

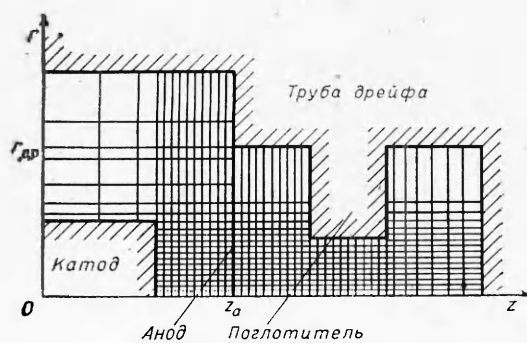
(Томск)

1. Введение. В связи с развитием ускорительной техники в последнее время расширился круг научных и практических задач с использованием сильноточных электронных пучков (СЭП) [1]. Особенностью транспортировки и взаимодействия СЭП с веществом является необходимость учета влияния собственных электромагнитных полей пучка и изменение свойств среды, через которую проходит пучок. Трудности экспериментального исследования, сложность алгоритмов, многообразие условий в задаче переноса СЭП (вакуум, газ, плазма, твердое тело, геометрия с соответствующими граничными условиями) и механизмов взаимодействия пучка с веществом и полем приводят к тому, что данная задача полностью не решена. Используемые теоретические модели являются приближенными, предполагающими обычно наличие одного-двух механизмов взаимодействия СЭП с веществом и полем (задачи электронной оптики [2—5], кулоновское рассеяние и влияние электрического [6] или магнитного [7, 8] полей пучка, магнитогидродинамическое описание [9]) при упрощающих предположениях. Нами ранее рассмотрена квазистационарная задача поглощения релятивистских электронов СЭП током до 10 МА в твердотельных поглотителях с различным атомным номером с учетом кулоновского рассеяния, влияния электрического и магнитного полей пучка в двумерной геометрии и проанализирован их относительный вклад в процесс торможения СЭП [10, 11].

В данной работе рассматривается задача прохождения некомпенсированного СЭП через тонкие мишени, которая представляет практический интерес в связи с выводом пучка из большинства ускорителей через анодную фольгу или фольгу камеры дрейфа, а также использованием фольг в качестве конструктивных элементов диагностической аппаратуры.

2. Модель и программа расчета. В основу использованной квазистационарной модели расчета положены метод итераций, позволяющий решить самосогласованную задачу на ряд несамосогласованных [4, 5], и метод Монте-Карло для расчета траекторий частиц пучка в веществе с учетом кулоновского рассеяния. В расчетах использована двумерная геометрия с азимутальной симметрией, включающая выходную фольгу ускорителя, цилиндрическую трубу дрейфа, поглотитель (в общем случае произвольной толщины и с соосным отверстием) и коллектор (фиг. 1). Рассматриваемая общая геометрия позволяет решать широкий круг задач переноса СЭП (поглощение в тонких мишенях и поглотителях полного поглощения, транспортировка и коллимирование с учетом рассеянного в веществе компонента потока электронов).

Возможность квазистационарного рассмотрения задачи обосновывается выполнением следующих условий. Во-первых, предполагается, что глубина диффузии магнитного поля пучка в вещество сравнима с пробегом электронов или рассматриваемых толщин поглотителя. Для толщин фольг



Фиг. 1

$\leq 10^{-4}$ м это условие выполняется для большинства сильноточных ускорителей с характерной длительностью импульса $\sim 10^{-7}$ с. Во-вторых, время релаксации энергии быстрых электронов в конденсированных средах $\sim 10^{-11}$ – 10^{-12} с и время их торможения в мегавольтных электрических полях $\leq 10^{-10}$ с много меньше характерных времен изменения параметров пучка и вещества ($\sim 10^{-9}$ с). В-третьих, длина волны, соответствующая частоте изменения электромагнитного поля $\sim 10^9$ с $^{-1}$, много больше размеров рассматриваемой области $\sim 10^{-1}$ м. В этом случае можно пренебречь эффектами, связанными с конечной скоростью распространения электромагнитного поля.

Алгоритм расчета включает этап расчета траекторий электронов и этап вычисления полей по данным траекториям. Траектории частиц в веществе вычислялись методом Монте-Карло по модели непрерывных потерь энергии, при этом они разбивались на конечное число отрезков, на которых учитывалось изменение импульса частицы за счет многократного кулоновского рассеяния в соответствии с известным алгоритмом [12]. Угловое распределение рассеянных частиц разыгрывалось из распределения Мольера. На этом же отрезке учитывалось дополнительное изменение импульса электрона за счет влияния собственных и внешних электрических и магнитных полей в соответствии с решением релятивистского уравнения движения электрона.

Электрическое $\mathbf{E} \{E_r, 0, E_z\}$ и магнитное $\mathbf{H} \{0, H_\phi, H_z\}$ поля пучка вычислялись на координатной сетке цилиндрической системы координат во всем объеме рассматриваемой области (см. фиг. 1) по плотности заряда и плотности тока пучка, которые определялись на этапе расчета траекторий частиц аналогично тому, как это делается в методе трубок тока [4, 5].

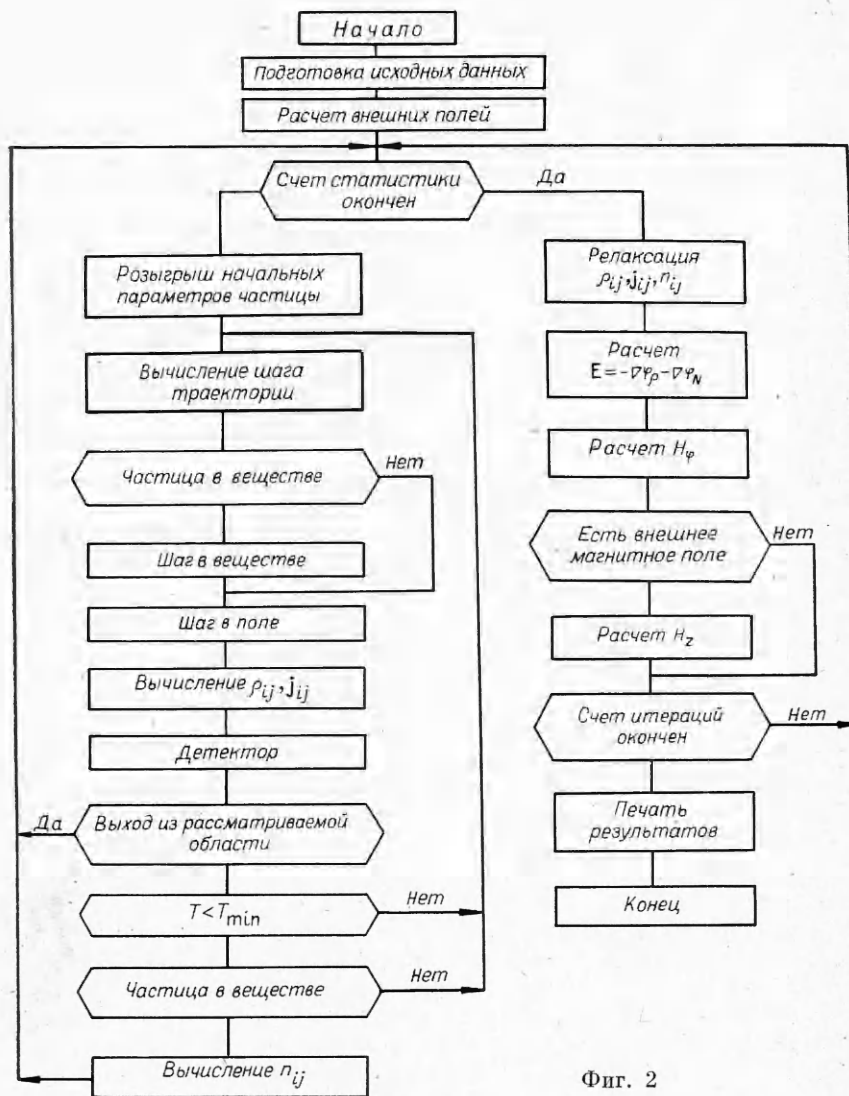
Полное описание алгоритма программы приведено в [10]. Среднее время вычислений пространственных, угловых и энергетических характеристик пучка и пространственного распределения полей пучка на координатной сетке размерности $\sim 30 \times 30$ составляет $\approx 1,5$ – 2 ч на ЭВМ М-222 при числе итераций 5–7. Блок-схема программы расчета представлена на фиг. 2.

3. Моделирование торможения сильноточного пучка электронов в тонких поглотителях. Особенностью взаимодействия СЭП с фольгами является необходимость рассматривать пучок как внутри, так и вне поглотителя и учитывать граничные условия для полей, определяемые заданной геометрией. Расчеты проведены для алюминиевых фольг-анодов толщиной $5 \cdot 10^{-5}$ и 10^{-4} м в цилиндрической камере дрейфа радиусом $1,5 \cdot 10^{-2}$ м и длиной $9,5 \cdot 10^{-2}$ м. Ток нескомпенсированного пучка до 50 кА при начальном радиусе пучка $2 \cdot 10^{-3}$ м.

При рассматриваемых плотностях тока проводимость образующейся плазмы достаточно высока, поэтому влиянием электрического поля в фольге можно пренебречь [9]. Для электрического поля за фольгой принимались граничные условия заземления фольги и камеры дрейфа.

Предполагалось, что на фольгу падает сформированный поток электронов с известными параметрами (ток, энергия 1 МэВ, радиус пучка, начальное направление). Расчет работы диода в данной работе не проводился, однако при расчете поглощения электронов в фольге учитывалось влияние постоянного электрического поля диода 10^8 В/м на отраженные от фольги частицы.

Результаты показали, что основные особенности поглощения нескомпенсированных СЭП в фольгах определяются возникновением области отрицательного пространственного заряда за фольгой. Электроны, прошедшие фольгу, находятся перед потенциальным барьером, величина которого сравнима с кинетической энергией частиц. Величина продольной проекции тормозящего электрического поля за фольгой для тока 50 кА и толщины фольги 10^{-4} м достигает $2,2 \cdot 10^9$ В/м на оси пучка и быстро спадает до нуля на расстоянии $\approx 6 \cdot 10^{-4}$ м по оси OZ за фольгой, а затем сменяется ускоряющим полем. Для тока пучка 10 кА величина тормозящего поля меньше $\approx 7 \cdot 10^8$ В/м, однако протяженность его действия на оси уве-



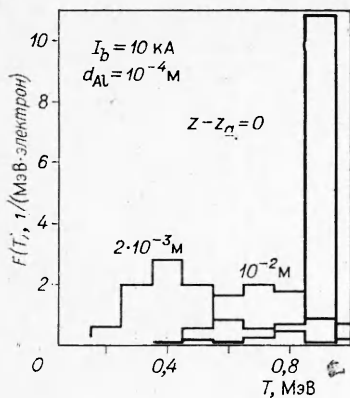
Фиг. 2

личивается до $2,5 \cdot 10^{-3}$ м. Радиальная проекция электрического поля не превышает $4,7 \cdot 10^8$ и $1,9 \cdot 10^8$ В/м для токов пучка соответственно 50 и 10 кА.

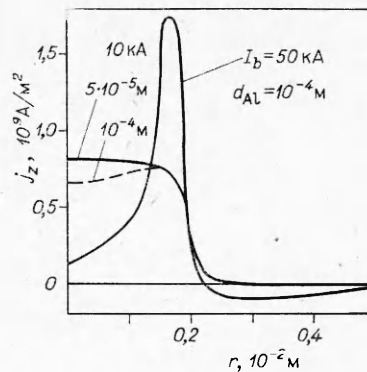
В результате торможения и рассеяния электронов на потенциальном барьере с учетом влияния собственного магнитного поля пучок становится неоднородным по сечению и наблюдается деформация спектрально-угловых характеристик электронов. Энергетический спектр частиц меняется в соответствии с распределением потенциала электрического поля пучка. Непосредственно за фольгой спектр становится непрерывным с большим числом медленных частиц. После прохождения потенциального барьера непрерывный спектр смещается в область больших энергий (фиг. 3).

Рассеяние электронов на потенциальном барьере приводит к тому, что часть электронов возвращается обратно на фольгу, при этом возникает ток частиц обратного направления, а пространственное распределение плотности тока пучка становится неоднородным (фиг. 4). С увеличением тока пучка заметна тенденция формирования трубчатого пучка, что согласуется с результатами аналитического рассмотрения самосогласованных стационарных состояний СЭП в цилиндрическом волноводе [13].

Зависимость тока выведенного через фольгу пучка от продольной координаты представлена на фиг. 5. При начальном токе пучка 50 кА ток пучка за фольгой быстро уменьшается и на расстоянии $\approx 2 \cdot 10^{-3}$ м



Фиг. 3



Фиг. 4

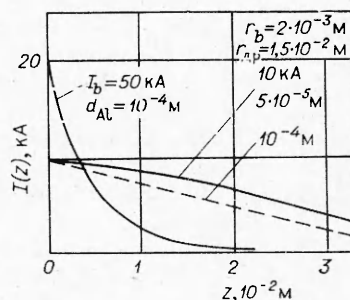
незначителен, т. е. вывод и транспортировка нескомпенсированного СЭП неэффективны. В случае начального тока пучка 10 кА наблюдается преимущественно рассеяние частиц на потенциальном барьере и плавное уменьшение тока за счет потерь электронов на стенках камеры дрейфа.

Вследствие отражения электронов от потенциального барьера с одной стороны и в поле диода с другой стороны фольги происходит многократное прохождение электронов нескомпенсированного пучка через фольгу, при этом наблюдается повышенное вложение энергии пучка в фольгу по сравнению со слаботоковым пучком. Так, электроны пучка с начальным током 50 кА в среднем 2,4 раза проходят алюминиевую фольгу толщиной 10^{-4} м, при этом потерянная в фольге энергия увеличивается от 4% для слаботокового пучка до 15% от начальной энергии пучка, т. е. примерно в 3,8 раза. В таблице приведены потерянная энергия в алюминиевых фольгах толщиной d , среднее число пересечений электронами фольги p , средние аксиальные углы электронов за фольгой в интервалах углов $\vartheta = 0 - \pi/2$ и $0 - \pi$ (падающий на фольгу пучок мононаправленный) в зависимости от тока пучка.

Полученные значения энерговклада нескомпенсированного пучка в фольге превышают результат, соответствующий влиянию только собственного магнитного поля пучка (зарядовая нейтрализация) и определяемый известной формулой $\alpha = 3I_b/2I_A$, где I_b — ток пучка, $I_A = 17\beta\gamma$ (кА) — ток Альфвена. Механизму поглощения нескомпенсированного СЭП в тонких поглотителях соответствует следующая формула для энерговклада:

$$(3.1) \quad \Delta T = Sd \left[1 + a(p-1) \left| \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{F(\vartheta)}{\cos \vartheta} d\vartheta \right| \right],$$

где $S(T)$ — удельные ионизационные потери энергии; $F(\vartheta)$ — угловое распределение частиц в фольге. Формула (3.1) получена на основании детального анализа механизма поглощения нескомпенсированного пучка в фольгах и обобщения полученных результатов. В фольге поглощается энергия прямого пучка и энергия возвращенных на фольгу частиц, отраженных от потенциального барьера за фольгой или поля диода перед фольгой. Первый член формулы представляет известное выражение для потерь энергии в фольге, предполагающее постоянство удельных ионизационных потерь энергии электронов в пределах фольги, что в данном случае выполняется. Второй член учитывает кратность прохождения фольги $p - 1$ рассеянными электронами и их уг-



Фиг. 5

$d, 10^{-6}$ м	$I_b, \text{кА}$	$\langle \vartheta \rangle_{0-\frac{\pi}{2}}$, град	$\langle \vartheta \rangle_{0-\pi}$, град	ϑ	ΔT , отн. ед.
50	0	12	12	1,0	1,0
100	0	19	19	1,0	1,0
50	10	13	15	1,0	1,2
100	10	24	32	1,2	1,6
100	50	28	75	2,4	3,8

ловое распределение $F(\vartheta)$. Ларморовский радиус электронов в собственном магнитном поле пучка в указанном диапазоне токов много больше толщины фольги, поэтому потери энергии рассеянных частиц в фольге будут пропорциональны длине их траекторий, т. е. $d/\cos \vartheta$. Угловое распределение электронов при высоких коэффициентах энерговклада, как показали расчеты, близко к изотропному $\sim \cos^2 \vartheta$ в прямом и обратном направлениях, поэтому для определенности пределы интегрирования выбраны от $\pi/2$ до π . Предложенная формула согласуется с расчетами на ЭВМ с точностью $\approx 15\%$. Ее применимость ограничивается влиянием расширяющейся плазмы и нейтрализацией пучка. Коэффициент $a \approx 0,6$ учитывает неопределенность задания p и $F(\vartheta)$ в пределах фольги.

С возрастанием толщины фольги увеличивается средний угол частиц, что приводит к более эффективному их отражению от потенциального барьера, увеличению среднего числа пересечений фольги и возрастанию потерянной в фольге энергии. В случае нейтрализованного пучка наблюдается обратная тенденция вследствие другого механизма поглощения пучка, основанного на замагниченности электронов: с увеличением толщины фольги возрастание вклада кулоновского рассеяния препятствует замагниченности электронов и эффективность поглощения частиц в мишени снижается [7].

Полученные результаты расчета качественно совпадают с предсказанием теоретической работы [14], в которой рассмотрено формирование облака быстрых электронов при инжекции мощного релятивистского электронного пучка в вакуум и плазму. В частности, авторы указывали на возможность возникновения потенциального барьера, осциллирования электронов пучка около анодной фольги и запираение диодного тока на основе решения кинетического уравнения, в котором в интеграле столкновения учитывалось упругое рассеяние на ядрах и торможение на атомных электронах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977.
2. Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц/Под ред. А. А. Коломенского. М.: Мир, 1980.
3. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. Л.: Энергия, 1972.
4. Канарева Н. П., Ривкинд В. Я., Самокиш Б. А. Расчет электронно-оптических систем прожекторного типа.— Оптико-механическая промышленность, 1969, № 10.
5. Астрелин В. Т., Свешников В. М. Расчет движения релятивистских пучков заряженных частиц в электромагнитных полях.— ПМТФ, 1979, № 3.
6. Диденко А. Н., Чистяков С. А., Яловец А. П. Взаимодействие сильноточного релятивистского электронного пучка с веществом.— Атом. энергия, 1979, т. 47, вып. 5.
7. Widner M. M., Burns E. J. T. et al. Electron deposition in thin targets.— In: Proc. 2-nd Int. Top. Conf. on High Power Electron and Ion Beam Res. and Technol. Vol. 1. Ithaca, N. Y., 1977.

8. Nardi E., Peleg E., Zinamon Z. Self-magnetic field effects on energy deposition by intense relativistic electron beam.— Plasma Physics, 1978, vol. 20, N 6.
9. Горев В. В., Колдоба А. В., Повещенко Ю. А. и др. Нагрев и гидродинамический разлет вещества при поглощении сильноточного релятивистского пучка электронов. Препринт № 132. М.: Ин-т прикл. математики, 1980.
10. Бойко В. И., Горбачев Е. А., Евстигнеев В. В. Распределение релятивистских электронов сильноточного пучка в веществе твердотельной мишени.— Физика плазмы, 1983, т. 9, вып. 2.
11. Бойко В. И., Горбачев Е. А. и др. Энергетические распределения электронов сильноточного пучка в веществе. Пространственно-угловые распределения электронов сильноточного пучка в веществе.— Изв. вузов СССР. Физика, 1981, т. 5, № 6.
12. Баранов В. Ф. Дозиметрия электронного излучения. М.: Атомиздат, 1974.
13. Воронин В. С., Зозуля Ю. Т., Лебедев А. Н. Самосогласованные стационарные состояния релятивистских электронов в пролетном пространстве.— ЖТФ, 1972, т. 42, вып. 3.
14. Рютов Д. Д., Стунаков Г. В. Формирование облака быстрых электронов при инжекции мощного релятивистского электронного пучка в вакуум.— Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 4.

Поступила 30/VIII 1983 г.
