

## ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ МАЛЫХ ЭНЕРГИЙ С МАССИВНЫМИ ГАЗОВЫМИ ПОГЛОТИТЕЛЯМИ

*В. Е. Иванов, Н. К. Осипов*

*(Красноярск)*

Лабораторные исследования характеристик переноса электронов с начальными энергиями 0,6—4 кэВ в массивных (толстых)\* мишенях (Al, Cu, Ge, Au), выполненные в работах [1, 2], показали значительное отличие кривых прохождения для данного случая от аналогичных зависимостей для свободных (тонких) мишеней [4—5]. Причины такого отличия кроются в первую очередь в особенностях взаимодействий электронов малых энергий с веществом массивного поглотителя, при которых имеет место значительный рост вероятностей рассеяния электронов на большие углы и больших дискретных потерь энергии в результате однократных столкновений. Для случая массивных мишеней указанные эффекты приводят к благоприятным условиям формирования интенсивных пучков обратнорассеянных электронов. Наличие таких пучков показывает, что при теоретическом анализе процессов переноса в толстых поглотителях принципиально неприемлемы приближения непрерывных и малых потерь энергии и рассеяния на малые углы.

В связи с изложенным представляет интерес моделирование процессов переноса электронов в массивных поглотителях, выполненное без ограничений указанных приближений. Цель данной работы — модельное исследование характеристик переноса электронов с малой энергией ( $E_0 \leq 1$  кэВ) в газовой полубесконечной среде в зависимости от начальных параметров первичного электронного пучка. Полученные в работе кривые прохождения и рассчитанные на их основе величины интегральных длин пробегов непосредственно характеризуют как протяженность области диссипации энергии первичного пучка электронов, так и эффективную глубину его проникновения в поглотитель. Интегральные длины пробегов являются удобным физическим параметром для построения нормированных функций диссипации, описывающих глубинное распределение запасенной в поглотителе энергии. Использование пробегов в качестве нормирующих параметров позволяет проводить сравнение характеристик переноса, полученных в экспериментах, с различными типами мишеней. Помимо этого, моделирование процессов переноса электронов в условиях массивного поглотителя (рассеяние на большие углы, многократное рассеяние, большие потери энергии) должно по возможности способствовать более глубокому пониманию связи между наблюдаемыми интегральными характеристиками и величинами, представляющими элементарные процессы рассеяния. Выбор в качестве объекта исследования газового поглотителя связан со значительным интересом к изучению характеристик рассеяния электронов малых энергий в газовых средах для задач физики плазмы, в частности прикладных задач космофизического и астрофизического профиля.

**Модель переноса.** Электронные траектории моделировались в трехкомпонентной газовой среде на основе метода статистических испытаний. Использование при этом схемы «индивидуальных» столкновений, заключающееся в имитации каждого отдельного взаимодействия, позволило

\* Массивным (толстым) поглотителем (мишенью) будем называть поглотитель, в котором «толщина» мишени (в г·см<sup>-2</sup>) существенно больше интегральной длины пробега электрона.

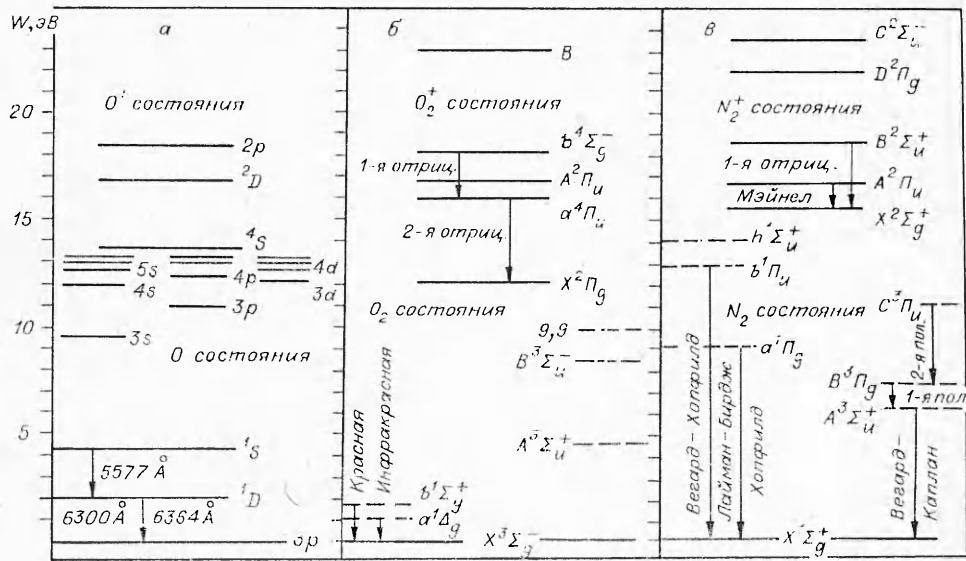
корректно учесть вероятностный характер индивидуальных актов рассеяния. Как известно, схема индивидуальных столкновений в описании процесса переноса частиц позволяет описывать процессы переноса с минимальным числом упрощающих предположений о рассеянии частиц. Систематическая ошибка полученных результатов при этом будет в основном определяться погрешностями используемых дифференциальных и интегральных сечений рассеяния. Процесс расчета электронных траекторий складывается из следующих основных этапов: а) определение длины свободного пробега и координат точки, в которой произошло столкновение; б) определение сорта газа, на котором произошло рассеяние, и конкретного типа взаимодействия; в) определение угла рассеяния, потерь энергии и новых параметров электрона после взаимодействия.

Поглотитель считался слоисто-однородной средой, состоящей из смеси атомарного кислорода (ОI), молекулярных кислорода и азота, глубинное распределение концентраций которых имело экспоненциальный характер. Такое распределение при соответствующем выборе параметров экспонент позволяет моделировать естественные среды, например атмосферы планет. В случае конкретных расчетов для Земли (см. ниже) параметры распределений концентраций указанных выше компонентов смеси подбирались в соответствии с моделью нейтральной атмосферы CIRA-65 [6] при экзосферной температуре 1000 К. В рассмотрение было включено как упругое рассеяние, так и переходы ОI для  $O_2$  и  $N_2$  в возбужденные состояния дискретного (собственно возбуждение) и непрерывного спектра (ионизация). Атомарный кислород описывался как система, способная возбуждаться в 15 триплетных состояний дискретного спектра с конфигурацией вида  $1S^2 2S^2 2p^3 ({}^4S)nl$  ( $nl = 3s - 8s; 3p - 6p; 3d - 7d$ ), в два метастабильных состояния  ${}^1D$  и  ${}^1S$  основной конфигурации и три ионизационных состояния  ${}^1S$ ,  ${}^2P$  и  ${}^2D$ . Молекулярный кислород описывался тремя запрещенными переходами в  $a^1\Delta_g$ ,  $b^1\Sigma_g^+$  и  $A^3\Sigma_g^-$  состояния, двумя разрешенными переходами с максимумами в спектрах поглощения, центрированными на 8,4 и 9,9 эВ, и пятью ионизационными состояниями  $X^2\Pi_g$ ,  $a^4\Pi_u$ ,  $A^2\Pi_u$ ,  $b^4\Sigma_g^-$ . Молекулярный азот был представлен четырьмя запрещенными переходами в  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $a^1\Pi_g$ ,  $C^3\Pi_u$  состояния, двумя разрешенными переходами с максимумами в спектрах поглощения, центрированными на 12,85 и 14,0 эВ, и пятью ионизационными состояниями  $X^2\Sigma_g^+$ ,  $A^2\Pi_u$ ,  $B^2\Sigma_u^+$ ,  $D^2\Pi_g$ ,  $C^2\Sigma_u^+$ . Кроме парциальных сечений возбуждения, использовались и полные интегральные сечения рассеяния в таких блоках, как определение длины свободного пробега или сорта рассеивающего газа. Упрощенная схема основных термов ОI для  $O_2$  и  $N_2$  приведена на фиг. 1. Непосредственно в программу все дифференциальные и интегральные сечения взаимодействия были введены в аналитической форме в соответствии с результатами работ [7—10]. Детальное описание физической среды и используемого в данной работе алгоритма моделирования электронных траекторий приведено в [11].

Расчеты проводились для электронных пучков с начальным нормальным углом падения к поверхности поглотителя и начальными энергиями, лежащими в интервале  $E_0 = 0,1 - 1$  кэВ. Траектории моделировались на ЭВМ М-4030 в количестве 6000, что обеспечило получение статистической погрешности не более 10% при доверительной вероятности 0,95.

**Характеристики прохождения.** Для исследования связи между начальными параметрами электронного пучка и его пробегом были рассчитаны кривые прохождения, или, как их иногда называют, коэффициенты пропускания по числу частиц  $T_N$ :

$$T_N(z) = n(z)/N,$$

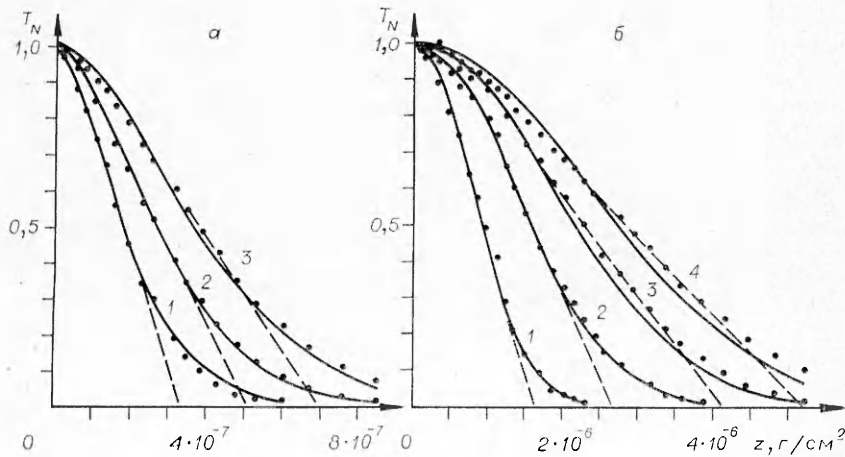


Ф и г. 1

где  $n(z)$  — число частиц из первичного пучка интенсивностью  $N$ , поперечная глубина проникновения которых (вдоль нормали к поверхности среды) равна массе  $z$ . На фиг. 2 приведены примеры  $T_N$ (точки), рассчитанные для электронов с начальными энергиями  $E_0 = 0,1; 0,15; 0,2$  (кривые 1—3, фиг. 2, а) и  $0,4; 0,6; 0,8; 1$  кэВ (кривые 1—4, фиг. 2, б). Как показал анализ, кривые пропускания электронов с малой энергией в газовой среде в случае нормального падения к поверхности поглотителя так же, как и в случае их переноса в массивных твердых мишенях, подчиняются следующей эмпирической закономерности:

$$(1) \quad T_N(z) = \exp[-\alpha(E_0) z^{p(E_0)}].$$

Кривые, рассчитанные по формуле (1), приведены на фиг. 2, а, б сплошными линиями. Коэффициенты  $\alpha(E_0)$  и  $p(E_0)$  определялись методом наименьших квадратов. На фиг. 3 построены зависимости  $\alpha$  и  $p$  (кривые 1 и 2)



Ф и г. 2

от начальной энергии электронов, из вида которых следует, что в интервале от 0,1 до 0,5 кэВ для  $p$  и  $\alpha$  характерен перманентный рост. Однако если  $p$  стремится при этом к постоянной величине, равной 2,1, то  $\alpha$ , достигнув максимума в области 0,4 — 0,6 кэВ, начинает уменьшаться с последующим ростом  $E_0$ . При этом ( $E_0 > 0,5$  кэВ) поведение  $\alpha$  достаточно хорошо аппроксимируется степенной зависимостью вида

$$(2) \quad \alpha(E_0) = 3,2 \cdot 10^{11} E_0^{-3,32}.$$

Сравнение полученных результатов с данными экспериментальных измерений  $T_N$  для электронов с  $E_0 > 0,6$  кэВ, проведенных в массивных образцах алюминия ( $z_{Al} = 13$ ) и пленках кремния ( $z_{Si} = 14$ ) [1 — 3], показало хорошее согласие. Так, параметр  $p$ , рассчитанный в [1, 3] для Al и Si, оказался равным 1,8 и 2,1 соответственно. Полученную в виде (1) закономерность можно объяснить, если допустить, что дифференциальный закон ослабления электронного пучка в массивной газовой смеси имеет вид

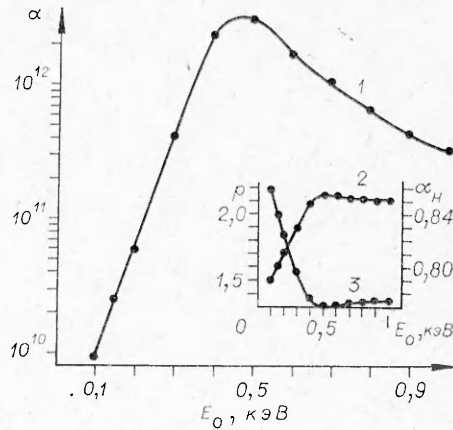
$$(3) \quad -dT_N(z)/T_N = \gamma z^s dz.$$

Интегрируя (3) и принимая во внимание граничные условия  $T_N(z=0) = 1$ , сразу получаем (1), где  $p = 1 + s$ ,  $\alpha = \gamma/p$ .

**Интегральные длины пробегов.** В современной литературе встречаются четыре «типа» интегральных длин пробегов: полная  $R_H$ , экстраполированная (practical)  $R_p$ , нормальная  $R_e$  и средняя  $\bar{R}$ . Основой для определения всех перечисленных выше длин пробегов служат кривые  $T_N$ , описывающие величину интенсивности (по относительному числу частиц) пучка электронов в зависимости от пройденной им массы поглотителя. Под полной длиной пробега  $R_H$  обычно понимают максимальную глубину проникновения электронов. Однако ввиду асимптотического стремления  $T_N(z)$  к нулю достаточно трудно однозначно определить глубину максимального проникновения электронного пучка в поглотитель и оценить точность полученной величины. Сама методика подобного определения длины полного пробега носит скорее геометрический, чем физический характер. Такой же недостаток характерен и для методики определения экстраполированных длин пробегов. На кривой  $T_N(z)$  пытаются выделить участок, близкий к прямолинейному. Экстраполирование этого квазилинейного участка до пересечения с осью абсцисс и дает то значение массы, которое называют экстраполированной длиной пробега. С другой стороны, понятия нормальной и средней длин пробегов являются строго определенными физическими величинами. Под нормальной длиной пробега понимают величину массы, после прохождения которой интенсивность пучка уменьшается в  $e$  раз. Средней длиной пробега является математическое ожидание плотности распределения длин пробегов первичных электронов

$$(4) \quad \bar{R} = \int_0^{\infty} z \frac{\partial T_N(z)}{\partial z} dz \Big/ \int_0^{\infty} \frac{\partial T_N(z)}{\partial z} dz.$$

Несмотря на то, что определение экстраполированной длины пробега является более графическим, чем физическим, и содержит большую степень



Ф и г. 3

произвола, остановимся на нем более подробно, ибо значительная часть экспериментальных данных представлена в литературе в терминах экстраполированных пробегов. Обратимся к фиг. 2, *a*, *b*, где штриховые линии представляют собой примеры экстраполяции квазилинейных участков  $T(z)$  до пересечения с осью  $z$ , что соответствует методике определения экстраполированных длин пробегов. На фиг. 4 приведены рассчитанные таким образом  $R_0$  (точки 1, а точки 2—5 — результаты работ [12—15]) и построены результаты ряда экспериментальных измерений того, что можно отнести к понятию экстраполированных длин пробегов. Здесь же штриховой линией построена экстраполированная из области  $E_0 > 5$  кэВ наиболее часто используемая в настоящее время в прикладных задачах зависимость между начальной энергией  $E_0$  и экстраполированной длиной пробега  $R_0$ , полученная Грюном [16]:

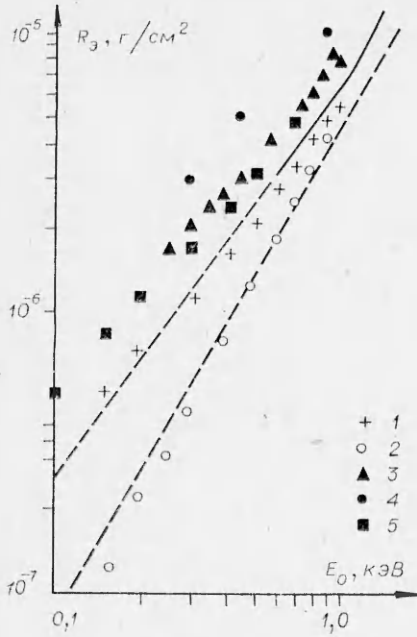
$$(5) \quad R_0 = 4,57 \cdot 10^{-6} E_0^{1,75} \quad (5 < E_0 < 54),$$

где  $E_0$  дается в кэВ, а  $R_0$  в г/см<sup>2</sup>. Наблюдающееся при этом согласие между результатами [12] и экстраполированной в область  $E_0 < 1$  кэВ зависимости (5) не может свидетельствовать в справедливости переноса зависимости (5) из области больших энергий в область энергий, меньших 1 кэВ. Как было показано в критическом обзоре [17], результаты [12, 14] являются ошибочными и не могут быть использованы для установления связи между начальной энергией и интегральным пробегом электрона. Рассчитанные нами экстраполированные длины пробегов более близки к результатам работ [13, 15] (точки 3, 5), но в этих экспериментах неясно, насколько условия измерений близки к условиям в толстых мишенях. В связи с этим представляет значительный интерес сравнение полученных выше длин пробегов с результатами работ [1, 2], в которых были измерены коэффициенты прохождения  $T_N$  электронов с энергиями  $E_0 > 0,6$  кэВ по толщине массивной алюминиевой мишени методом пленка—массив. Заметим, что в этих экспериментах зарядовые числа материала мишени близки к эффективному зарядовому числу модели поглотителя (модели атмосферы) данной работы. Экстраполированные длины пробегов, рассчитанные на основе проведенных в [1, 2] кривых прохождения  $T_N$ , построенные на фиг. 4 сплошной линией, штриховая линия является экстраполяцией этих расчетов в область энергий, меньших 0,6 кэВ. Следует отметить хорошее согласие рассчитанных при численном моделировании значений  $R_0$  (точки 1) со значениями  $R_0$ , вычисленными на основе данных работ [1, 2]. Как уже отмечалось выше, наиболее физическими и однозначно определяемыми являются средние и нормальные длины пробегов. Основываясь на представлении (1), можно среднюю длину пробега определить по формуле (4):

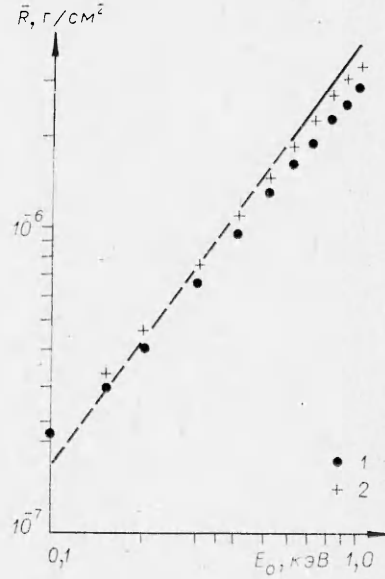
$$(6) \quad \bar{R} = \int_0^{\infty} z \frac{\partial T_N(z)}{\partial z} dz = \frac{\Gamma(1 + 1/p)}{\alpha^{1/p}},$$

где  $\Gamma(1 + 1/p)$  — гамма-функция. Полученные по (6) средние длины пробегов приведены на фиг. 5 (точки 1). Сплошной линией построена зависимость  $\bar{R}$  от  $E_0$ , полученная для переноса электронов в массивном алюминии в [1, 2], штриховая линия — экстраполяция экспериментальной зависимости в область  $E_0 < 0,6$  кэВ, точки 2 — нормальные длины пробегов. Используя (6) и аналитическое представление  $\alpha(E)$  в виде (2), можно выразить  $\bar{R}$  для  $E_0 > 0,6$  кэВ как

$$\bar{R}(E_0) = 3,32 \cdot 10^{-6} \Gamma(1 + 1/p) E_0^{3,32/p(E_0)}.$$



Ф и г. 4



Ф и г. 5

Тогда при  $p = \text{const}$  получим ту же степенную зависимость  $\bar{R}$  от  $E_0$ , которая характерна для аналитических представлений интегральных длин пробегов на небольших энергетических интервалах изменения  $E_0$  как в области больших, так и малых энергий.

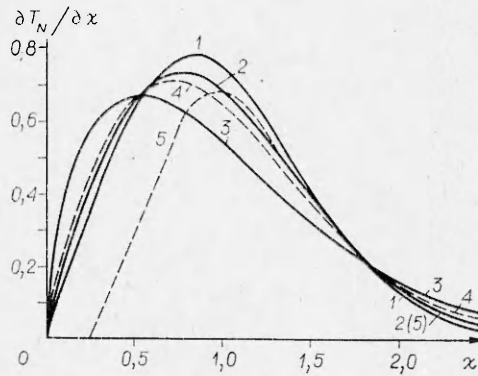
**Разброс пробегов.** Семейство кривых  $T_N(z)$  можно представить в нормализованном виде. Подобное представление  $T_N(z)$  обеспечивает удобную форму записи результатов для сопоставления с данными экспериментов с различными мишенями. Выбрав в качестве нормирующего параметра среднюю длину пробега  $\bar{R}$  и подставив (6) в (1), получим

$$(7) \quad T_N(\chi) = \exp \left[ -\alpha_H(E_0) \chi^{p(E_0)} \right],$$

где  $\alpha_H(E_0) = [\Gamma(1 + 1/p)]^p$ ;  $\chi = z/\bar{R}$ .

Из характера поведения параметров  $p$  и  $\alpha_H$  в зависимости от начальной энергии  $E_0$ , иллюстрация которого приведена на фиг. 3 (кривые 2 и 3), следует, что закон убывания интенсивности пучка электронов при  $E_0 > 0,6$  кэВ, представленный в нормализованном виде (7), оказывается не зависящим от энергии первичного пучка.

Дифференцирование кривой  $T_N(z)$  дает плотность распределения длин пробегов, посящую название разброса пробегов. Продифференцировав нормализованную  $T_N(\chi)$ , получим кривые разброса пробегов в нормализованном виде, которые представлены на фиг. 6 для  $E_0 > 0,6$  кэВ и  $E_0 = 0,3$  и  $0,1$  кэВ (кривые 1—3 соответ-



Ф и г. 6

$E_0$ , кэВ	$p$	$\alpha$	$\alpha_H$	$R_D$ , г/см <sup>2</sup>	$R_e$ , г/см <sup>2</sup>	$\bar{R}$ , г/см <sup>2</sup>
0,1	1,5	9,04(9)*	0,858	3,5(-7)	2,3(-7)	2,08(-7)
0,15	1,6	2,30(10)	0,839	5,15(-7)	3,35(-7)	2,99(-7)
0,2	1,7	6,05(10)	0,824	7,15(-7)	4,65(-7)	4,06(-7)
0,3	1,9	4,26(11)	0,797	1,17(-6)	7,85(-7)	6,72(-7)
0,4	2,08	2,40(12)	0,777	1,67(-6)	1,12(-6)	9,89(-7)
0,5	2,15	3,20(12)	0,770	2,12(-6)	1,5(-6)	1,35(-6)
0,6	2,14	1,78(12)	0,771	2,76(-6)	1,87(-6)	1,67(-6)
0,7	2,13	1,10(12)	0,772	3,40(-6)	2,32(-6)	1,94(-6)
0,8	2,12	6,92(11)	0,773	4,15(-6)	2,77(-6)	2,33(-6)
0,9	2,11	4,61(11)	0,774	4,72(-6)	3,16(-6)	2,58(-6)
1,0	2,1	3,20(11)	0,775	5,25(-6)	3,47(-6)	2,94(-6)

\* 9,04(9) = 9,04 · 10<sup>9</sup>

вешно), кривыми 4, 5 построены нормализованные плотности распределения длин пробегов, полученные в [1—3] методом прострела массивных тел и свободных пленок из Al для  $E_0 > 0,6$  кэВ. Следует обратить внимание на тот факт, что плотность распределения длин пробегов в массивной мишени значительно отличается от аналогичного распределения, полученного в экспериментах с тонкими пленками. Максимум  $\partial T_N(\chi)/\partial \chi$ , сформированный рассеянием в тонких пленках (кривая 5), оказывается смещенным в сторону больших  $\chi$  более, чем соответствующий максимум распределения пробегов в массивном теле (кривая 4). При этом наблюдается значительное уменьшение удельной доли малых длин пробегов в тонких пленках по сравнению с массивным поглотителем. Поэтому при решении конкретных прикладных задач, например, связанных с переносом электронных пучков в атмосфере Земли, необходимо помнить, что атмосфера представляет собой типичный массивный поглотитель и привлечение экспериментальных данных по характеристикам взаимодействия электронов с тонкими пленками может привести к значительным ошибкам.

Полученные в работе параметры кривых прохождения  $p$ ,  $\alpha$ ,  $\alpha_H$  и рассчитанные интегральные длины пробегов ( $R_D$ ,  $R_e$ ,  $\bar{R}$ ) для электронных пучков с начальными энергиями  $E_0 = 0,1 - 1$  кэВ и начальнымpitch-углом  $\theta_0 = 0$  (перпендикулярное падение к поверхности поглотителя) приведены в таблице.

Авторы выражают благодарность Г. В. Старкову за полезное обсуждение работы и Л. К. Хвостенко за помощь в проведении расчетов.

Поступила 26 XII 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вятский А. Я., Храмов В. Ю. Метод определения характеристик взаимодействия электронов средних энергий с массивными твердыми телами.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 3412—3413.
2. Вятский А. Я., Храмов В. Ю. Закономерности взаимодействия электронов с средними энергиями с массивными твердыми телами.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 3432—3434.
3. Вятский А. Я., Храмов В. Ю. Энергетическое распределение электронов, проходящих через тонкие пленки кремния и золота.— ФТТ, 1974, т. 16, с. 1818—1820.
4. Беллев А. А., Крупман А. И. Оценка применимости теории в задаче прохождения заряженной частицы через слой.— Атомная энергия, 1973, т. 35, с. 95—100.



5. Landau L. On energy losses of fast particles by ionization.— J. Phys. USSR, 1944, vol. 8, p. 201—205.
6. CIRA — 1965. Amsterdam, North-Holland, 1965.
7. Green A. E. S., Stolarski R. S. Analytical models of electron impact excitation cross sections.— J. Atmos. Terr. Phys., 1972, vol. 34, p. 1703—1717.
8. Иванов В. Е., Осипов И. К., Шнейдер В. А. Аналитическое представление сечений упругого рассеяния электронов малых энергий атмосферными газами.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1977, т. 17, с. 242—245.
9. Иванов В. Е., Осипов И. К., Шнейдер В. А. Интегральные сечения рассеяния электронов малых энергий атомарным кислородом.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1977, т. 17, с. 472—477.
10. Иванов В. Е., Осипов И. К. Интегральные сечения рассеяния малоэнергичных электронов ( $E < 1$  кэВ) атмосферными газами. Препринт № 15(189). М., ИЗМИРАН, 1977.
11. Иванов В. Е., Осипов И. К., Старков Г. В., Хвостенко Л. К. Метод Монте-Карло в задачах переноса малоэнергичных ( $E < 1$  кэВ) электронов в атмосфере.— В кн.: Полярные сияния. М., Наука, 1979.
12. Anslow G. The total ionization produced in air by electrons of various energies.— Phys. Rev., 1925, vol. 25, p. 484—500.
13. Lehmann J. F., Osgood T. H. The total ionization due to the absorption in air of slow cathode rays.— Proc. R. Soc., 1927, vol. 115, p. 609—624.
14. Young J. R. Penetration of electrons in aluminium oxide films.— Phys. Rev., 1956, vol. 103, p. 292—293.
15. Hartman P. L. New measurements of the fluorescence efficiency of air under electron bombardment.— Planet. Space Sci., 1968, vol. 16, p. 1325—1340.
16. Grün A. E. Lumineszenz-photometrische Messungen der Energieabsorption in Strahlungsfeld von Elektronen-quellen eindimensionaler Fall in Luft.— Z. Naturforsch., 1957, Bd 12 a, S. 89—95.
17. Gledhill J. A. The range-energy relation for 0.1÷500 keV electrons.— J. Phys., 1973, vol. A 6, p. 1420—1428.

УДК 629.7.036.74

## СМЕНА РЕЖИМОВ В УСКОРИТЕЛЕ С АНОДНЫМ СЛОЕМ И ЕГО ОПТИМИЗАЦИЯ

В. С. Ерофеев, В. П. Наумкин, И. Н. Сафронов

(Калининград Московской обл.)

Характеристики двухступенчатого полого ускорителя с анодным слоем (УАС) [1, 2] свидетельствуют о наличии, по крайней мере, двух режимов работы: ускорительного и аномального. Наличие аномального режима существенно ограничивает возможности такого ускорителя. Поэтому представляется весьма важным выяснить (хотя бы качественно) основные факторы, влияющие на изменение режима работы УАС. В данной работе экспериментально исследуется влияние геометрии рабочей области ускорителя на его характеристики, а также сделана попытка определить взаимосвязь параметров и условий работы ускорителя на границе перехода из оптимального ускорительного режима в аномальный. Эксперименты проводились на двухступенчатом аксиальном ускорителе ионов с анодным слоем [1].

### 1. Влияние геометрии рабочего зазора на характеристики ускорителя.

Ускоритель с анодным слоем работает, как правило, при высоких напряжениях магнитного поля в рабочем зазоре  $H \geq 1000$  Э. Толщина ускоряющего анодного слоя оказывается значительно меньше протяженности области, где ионный пучок распространяется поперек магнитного поля. Протяженность этой области определяется расстоянием от среза разрядной ступени до среза магнитной системы и зоной рассеянного магнитного поля, имеющего размеры порядка расстояния между полюсами.