

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ И ИХ РАЗБРОС ДЛЯ ИОНОВ H^+ И He^+ С ЭНЕРГИЯМИ СОТНИ кэВ, ПРОШЕДШИХ ЧЕРЕЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ И ПОЛИСТИРОЛОВЫЕ ПЛЕНКИ

А. А. Бедняков, Ю. В. Булгаков, В. С. Николаев,
В. Л. Чернов

Приведены измерения энергетических потерь и их разброса для ионов H^+ с энергиями от ~120 до 480 кэВ и ионов He^+ с энергиями от ~150 до 1300 кэВ в тонких пленках из Al, Cu, Ag, Au и полистирола $(C_6H_6)_n$. Полученные данные о разбросе энергетических потерь (стрэгглинге) обсуждаются на основе существующих теорий. Показано, что в исследованных областях энергий ионов существенную (а для ионов He^+ — доминирующую) роль играют дополнительные механизмы разброса, связанные с флуктуациями заряда ионов и корреляциями потерь энергии при взаимодействии иона с несколькими электронами среды одновременно. Учет этих механизмов значительно улучшает согласие результатов расчетов с данными эксперимента.

1. Введение

Расширение возможностей использования пучков ионов с энергией десятки-сотни кэВ как инструмента для исследования и изменения структуры и свойств поверхностных слоев твердых тел требует уточнения и углубления знаний о процессах, сопровождающих прохождение таких ионов через вещество. Особый интерес в этом смысле представляет процесс замедления ионов, причем важным оказывается знание не только средних энергетических потерь, но и их разброса (стрэгглинга). В связи с этим в последнее время был выполнен ряд работ по экспериментальному исследованию энергетического разброса легких ионов как в газообразных [1, 2], так и в твердых [3-9] мишенях и сделаны попытки более глубокого теоретического анализа этого явления. Так, в работах [1, 10] проведено последовательное уточнение традиционной теории, основанной на модели независимых парных столкновений ионов с электронами среды [11, 12]. Другими авторами рассмотрено влияние на энергетический разброс дополнительных механизмов, связанных с флуктуациями заряда тормозящихся ионов [7, 13] либо с корреляцией энергетических потерь, возникающей при одновременном взаимодействии иона с несколькими электронами [14]. Выполненные расчеты и оценки в общем правильно отражают основные закономерности энергетического разброса легких ионов, однако не дают его количественного описания. Для дальнейшего усовершенствования теории необходимы как более аккуратные расчеты вкладов различных механизмов в общий разброс потерь энергии, так и новые систематические экспериментальные данные.

Настоящая работа была выполнена с целью получения экспериментальных данных об энергетическом разбросе ионов H^+ и He^+ в твердых веществах при энергиях вблизи области максимума тормозной способности, т. е. в условиях, когда вклад указанных выше дополнительных механиз-

мов разброса энергетических потерь наиболее заметен. Предварительные результаты измерений для некоторых мишеней были опубликованы ранее [7, 8].

2. Методы и техника эксперимента

Измерения проводились с ионами H^+ и He^+ в диапазонах энергий соответственно $120 \div 480$ и $150 \div 1300$ кэВ. Ионы направлялись на пленку-мишень по нормали к ее поверхности и после прохождения мишени регистрировались поверхностно-барьерным кремниевым детектором. Последний располагался на оси пучка и обеспечивал регистрацию частиц, рассеянных в пределах угла $\theta \sim 1^\circ$, так что вклад упругих столкновений в разброс энергетических потерь был незначителен.

Источником ионов с энергией до 500 кэВ служил ускоритель с каскадным генератором высокого напряжения. Система анализа и формирования пучка позволяла пропускать на мишень ионный пучок диаметром от 0,1 до 0,5 мм с интенсивностью $\sim 1 \cdot 10^3$ частиц/сек и энергетическим разбросом около 0,5 кэВ. Энергетические спектры ионов первичного пучка и прошедших через мишень измерялись последовательно по два-три раза при каждом значении начальной энергии E_0 . Разрешение спектрометра составляло $7 \div 8$ кэВ для протонов и $11 \div 13$ кэВ для ионов He^+ .

Измерения с ионами He^+ более высоких энергий проводились на 72-сантиметровом циклотроне по методике, описанной ранее [9]. Здесь спектры ионов первичного пучка и прошедших через мишень регистрировались одновременно; общее разрешение аппаратуры составляло $25 \div 30$ кэВ.

В качестве мишеней использовались свободные пленки из алюминия, меди, серебра, золота и полистирола $(C_6H_5)_n$. Металлические пленки изготавливались путем испарения чистых металлов в вакууме (при давлении $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ торр) на сколы кристаллов каменной соли с последующим растворением подложки в дистиллированной воде. Полистироловые пленки получались из раствора полимера в дихлорэтане на поверхности хорошо очищенного полированного стекла и отделялись от него также в дистиллированной воде. Для работы отбирались мишени, у которых не обнаруживалось видимых дефектов при просмотре их на оптическом микроскопе с увеличением $56\times$. Анализ образцов металлических пленок методами электронной микроскопии не выявил в них заметной преимущественной ориентации кристаллических блоков и показал, что глубины неровностей на их поверхностях могут составлять от нескольких десятков (Al, Au) до двух-трех сотен (Cu, Ag) ангстрем.

Толщины мишеней t определялись по величине средних потерь энергии ΔE протонов и ионов He^+ с энергиями соответственно $\sim 300 \div 500$ и $\sim 800 \div 1000$ кэВ на основании известных данных о тормозных способностях dE/dt исследованных материалов [10-21]. Относительные погрешности значений t (без учета ошибок в величинах dE/dt) составляли $1 \div 2\%$; различия в значениях t , найденных для одной мишени по потерям энергии протонов и ионов He, не превышали $2 \div 4\%$.

Измерения проводились с пленками толщиной от $\sim 0,1$ до $1,1$ мкм, удовлетворяющими критериям «мишени промежуточной толщины» [11]: $\Delta E \gg T_{max} = 4(m_e/M_1)E_0$ и $\Omega \ll E_0 - \Delta E$, где ΔE и Ω — средние значения потерь энергии и их разброса (дисперсии), а T_{max} — максимальная энергия, передаваемая ионом с массой M_1 покоящемуся электрону с массой m_e . Энергетические распределения $I(E)$ ионов, прошедших через такие мишени, должны иметь приблизительно гауссову форму, что и наблюдалось при измерениях. Лишь в спектрах ионов He при самых малых энергиях наблю-

дался небольшой «хвост» со стороны низших энергий, свидетельствовавший о возрастании вклада упругих столкновений; однако в основной части спектра их влияния не было заметно. Со стороны высоких энергий никаких искажений формы спектров, могущих указывать на наличие каналированных частиц, не наблюдалось.

Полученные спектры аппроксимировались функциями Гаусса $I = I_{\max} \cdot \exp \{-(E - E_m)^2 / 2\Omega^2\}$. Величины потерь энергии ионов в мишени $\overline{\Delta E}$ и их дисперсия Ω^2 рассчитывались по формулам

$$\overline{\Delta E}_1 = E_{m1} - E_{m0}, \quad (1a)$$

$$\Omega_1^2 = \Omega_0^2 - \Omega_0^2, \quad (1b)$$

где индексы 1 и 0 относятся к спектрам, полученным соответственно с мишенью и без нее. Погрешности значений $\overline{\Delta E}$ и Ω^2 составляли соответственно от $\sim 0,5$ до $2 \div 3\%$ и от ~ 5 до $20 \div 30\%$ и определялись главным образом статистической точностью измерений и относительными величинами разностей в (1a) и (1b). Результаты измерений с ионами He, выполненных с одной и той же мишенью на циклотроне и каскадном генераторе при близких энергиях, хорошо согласовались между собой.

Экспериментальные величины удельных потерь энергии e и удельного разброса этих потерь D , рассчитывались по формулам

$$e = dE/dt|_{E=E} \approx \overline{\Delta E}/t, \quad (2a)$$

$$D = d\Omega^2/dt|_{E=E} \approx \Omega^2/t, \quad (2b)$$

где $E = E_0 - \overline{\Delta E}_0/2$. Как показали оценки, выполненные на основе известных зависимостей $dE/dt = f(E)$ [16, 20], вносимая при этом дополнительная погрешность за счет конечности толщины мишени в самых неблагоприятных случаях не превышала $1 \div 2\%$.

3. Результаты измерений потерь энергии

Экспериментальные величины $e_+(E)$ для протонов и ионов He в исследованных материалах представлены соответственно на рис. 1 и 2. Как видно, в целом они согласуются с наиболее известными данными из других работ [12-23], показанными на тех же рисунках. Полученные зависимости $e_+(E)$, естественно, совпадают с приведенными в работах [12-21] при энергиях, где последние использовались для определения толщины мишеней. Вне этих интервалов они не всегда согласуются с результатами какой-либо одной работы, но не выходят за пределы совокупности имеющихся данных. Исключение составляют результаты, полученные для протонов в Au, где хорошее согласие с данными других работ [12-15] в области энергий $E \geq 250$ кэВ с уменьшением энергии быстро ухудшается и при $E \sim 100$ кэВ расхождение достигает $+17\%$. Причина этого неясна и связана, видимо, с различиями в микроструктуре использовавшихся мишеней.

На рис. 1 и 2 приведены (пунктир) также результаты полуэмпирических расчетов из наиболее поздних работ [20-21] подобного рода. Видно, что для протонов полученные в [20] и [21] значения $e(E)$ достаточно хорошо (в пределах $2 \div 5\%$) согласуются между собой. Примерно в этих же пределах они согласуются и с результатами настоящих измерений в области $E \geq 250$ кэВ; при меньших энергиях различие возрастает: до $+9\%$ для Si и до -7% для Au. В случае ионов He согласие между результатами расчетов [20] и [21] хуже, чем для протонов. Лучшее согласие с экспериментом дает работа [21]; различие между приведенными в ней и полученными в настоящей работе величинами $e(E)$ находится в пределах $\sim 5, 3$ и

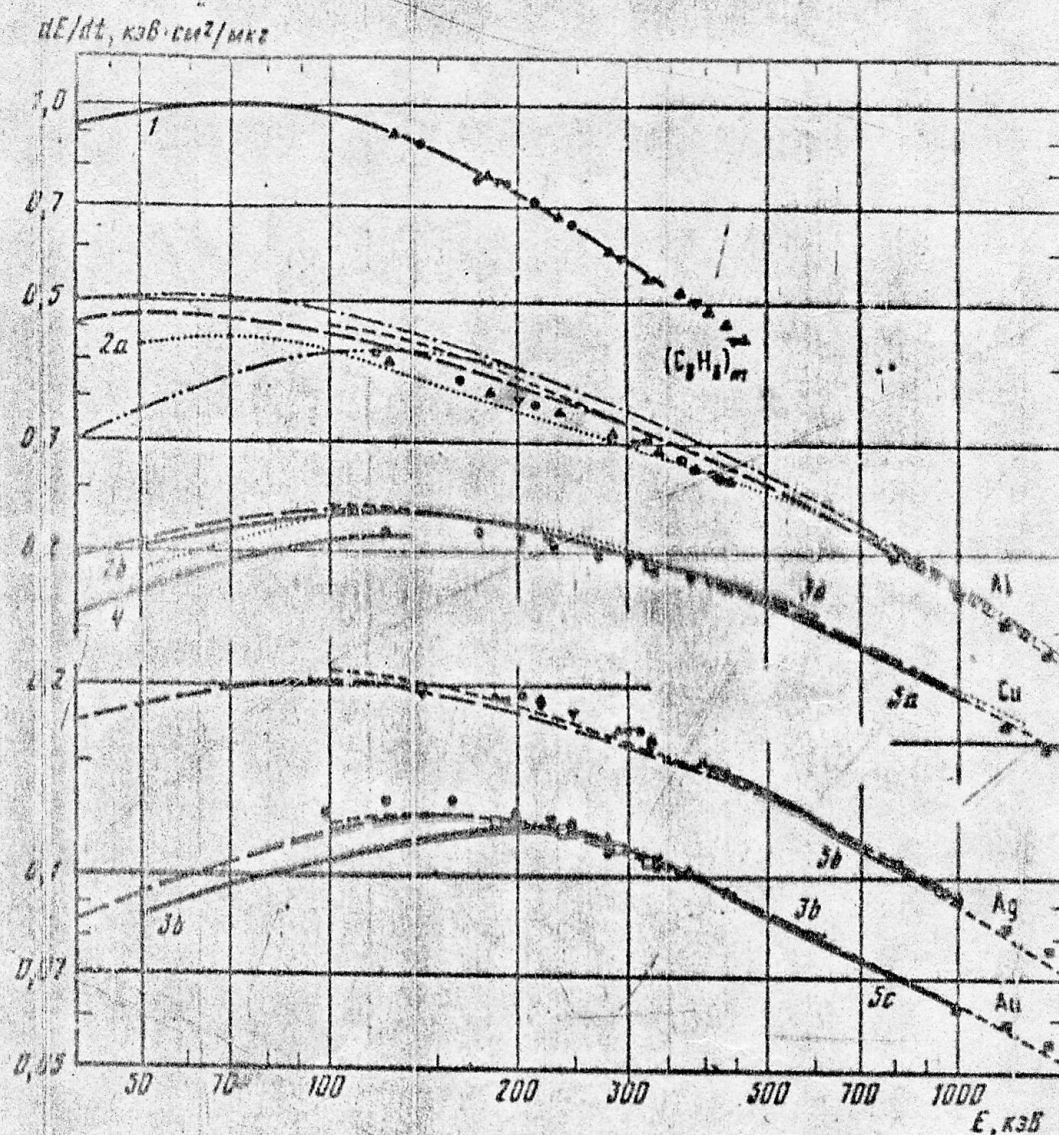


Рис. 1. Удельные потери энергии ионов водорода: 1 и $\square$ — [10], 2a и 2b — [11], 3a и 3b — [16], 4 — [22], 5a, 5b и 5c — [17], $\blacksquare$ — [23], $\odot$, $\triangle$, ∇ , $\diamond$ — настоящая работа (различные мишени). Длинный и короткий пунктир — результаты расчетов соответственно [30] и [29]. Штрих-пунктир с одной и двумя точками — результаты расчетов [22] соответственно без учета и с учетом изменения эффективного заряда протона

6% соответственно для Al, Cu и Ag. Для Au удовлетворительное согласие (в пределах 4÷8%) имеет место лишь в области $E \geq 600$ кэВ; при меньших энергиях различие достигает ~20%.

Недавно была опубликована работа [22], в которой приведены результаты расчетов тормозной способности Al для протонов, выполненных в рамках диэлектрического приближения и с учетом изменения эффективного заряда частиц Z_{eff} при низких энергиях. Полученные величины $\varepsilon(E)$, показанные на рис. 1 штрих-пунктирной линией, несколько превышают экспериментальные и полуэмпирические значения [29, 30], а использованный метод учета изменения Z_{eff} приводит к сильному занижению величин ε в области $E < 100$ кэВ (штрих-пунктир с двумя точками на рис. 1).

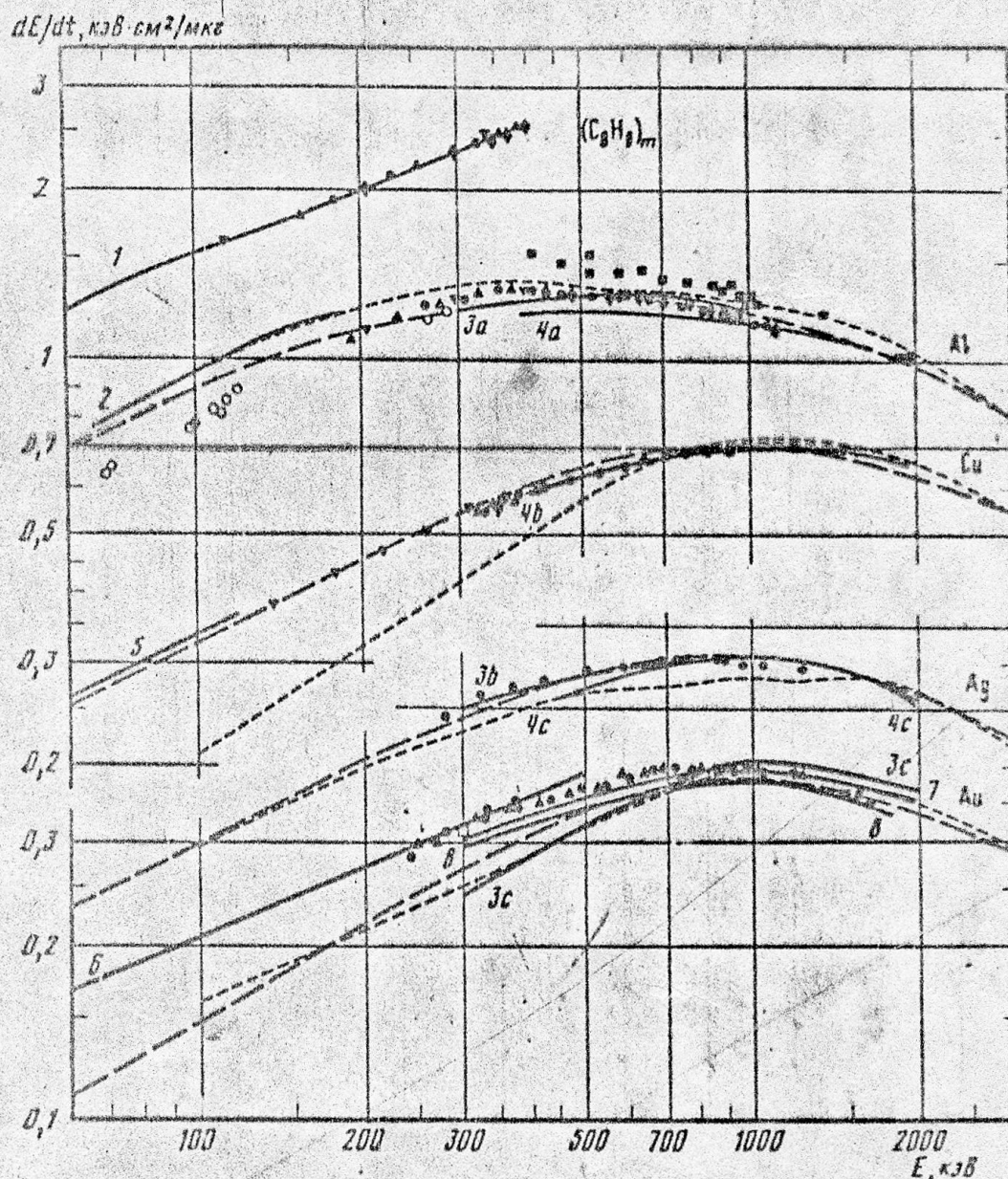


Рис. 2. Удельные потери энергии ионов гелия: 1 и $\square$ — [18], 2 — [24], 3a, 3b и 3c — [12], 4a, 4b и 4c — [20], 5 — [22], 6 — [21], 7 — [21], 8 — [28], $\blacksquare$ — [27], $\circ$ — [23], $\odot$, $\triangle$, ∇ , $\diamond$ — настоящая работа. Длинный и короткий пунктир — результаты расчетов соответственно [21] и [20]

4. Результаты измерений разброса энергетических потерь

Результаты измерений дисперсии энергетических потерь представлены на рис. 3 и 4. Измерения выполнены с четырьмя-пятью мишенями из каждого материала — $(C_6H_6)_m$, Al, Cu, Ag и Au — соответственно в диапазонах толщин $0,18 \div 0,46$; $0,22 \div 1,09$; $0,29 \div 0,51$; $0,17 \div 0,60$ и $0,10 \div 0,23$ мкм. Полученные величины $D_s = \Omega_s^2 / Nt$ имели значительный разброс — наибольший для Cu и Ag и наименьший для $(C_6H_6)_m$ и Al. Величина этого разброса определялась главным образом различием в значениях D_s для разных мишеней из одного материала (см. на рис. 3, 4 данные для Al и Ag), что связано, по всей вероятности, с различием в степени неоднородности по толщине пленок, изготовленных в приблизительно одинаковых условиях

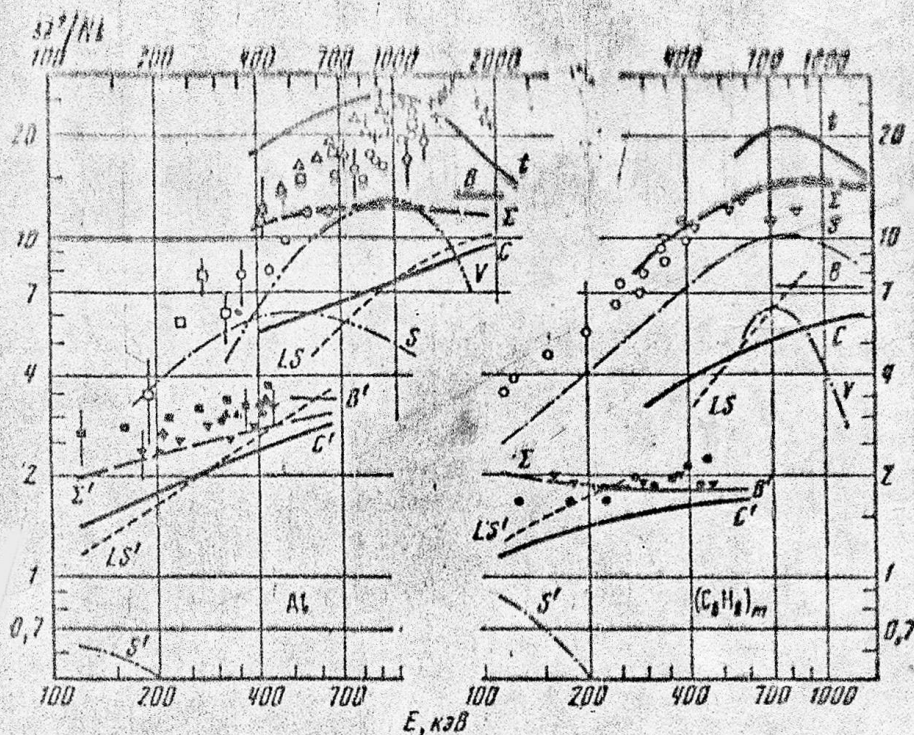


Рис. 3. Разброс энергетических потерь ионов в Al и $(C_6H_6)_m$. Темные и светлые значки — результаты настоящей работы соответственно для ионов H и He. Для Al: $t=59$ ($\triangle\triangle$), 130 (∇), 216 ($\square\square$), 272 ($\diamond\diamond$) и 293 мкг/см^2 ($\bullet\bullet$); для $(C_6H_6)_m$: $t=42.8$ ($\nabla\nabla$) и 47.5 мкг/см^2 ($\bullet\bullet$). + — данные работы [3]. Расчетные кривые $D_B, D_{LS}, \dots, D_t$ обозначены соответственно буквами B, LS, ..., t (со штрихами — для протонов, без штрихов — для ионов He). По оси ординат отложена величина $\Omega^2/Nt, \text{эВ}^2/10^{12} \text{ атом/см}^2$

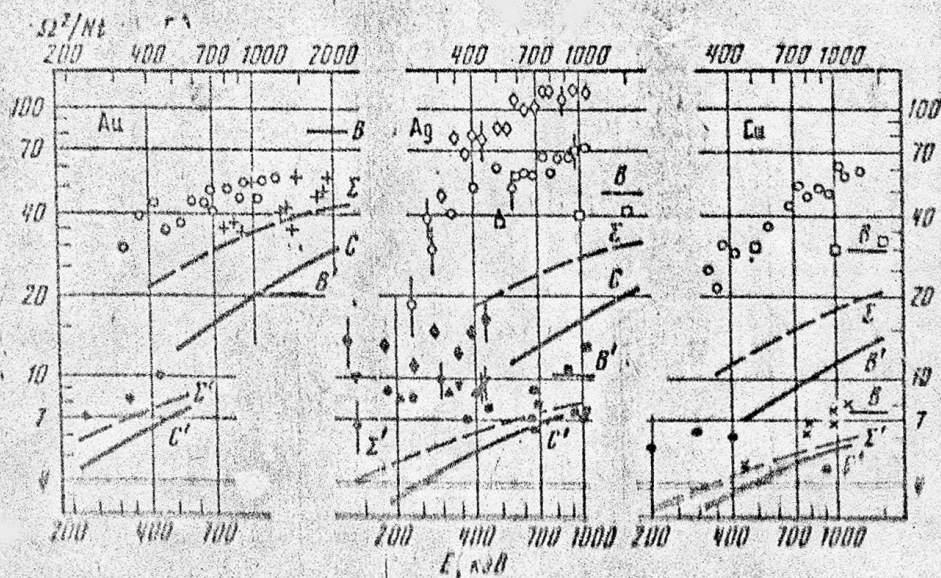


Рис. 4. Разброс энергетических потерь ионов в Au, Ag и Cu. Обозначения те же, что и на рис. 3. Для Au — $t=192$ ($\circ$) и 430 мкг/см^2 ($\bullet$); для Ag — $t=176$ (∇), 216 ($\diamond$), 280 ($\circ$), 460 ($\triangle$) и 625 мкг/см^2 ($\bullet$); для Cu — $t=280$ ($\circ$) и 454 мкг/см^2 ($\bullet$). +, $\square$, $\times$ и $\square$ — соответственно данные работ [8], [2], [32] и [34]. Обозначения расчетных кривых — те же, что и на рис. 3

(см. п. 2). Наименьшие для данного материала значения D_s должны, очевидно, соответствовать наиболее однородным по толщине мишеням и быть, таким образом, наиболее близкими к «истинным». (Для $(C_2H_2)_n$, Cu и Au на рис. 3 и 4 приведены данные только для таких мишеней.)

На рис. 3 и 4 представлены также экспериментальные данные из работ других авторов. Видно, что результаты измерений с протонами в Ag [11] и Cu [12] и с ионами He в Al и Au [5] имеют достаточно большой разброс и в его пределах согласуются с нашими результатами. Величины D_s для ионов He в Cu и Ag, приведенные в работе [8], при минимальной энергии (~500 кэВ) близки к полученным нами, но имеют более слабую зависимость от энергии ионов¹⁾.

На тех же рис. 3 и 4 приведены результаты расчетов по существующим теориям. Величины D_B и D_{LB} рассчитаны по известным формулам Бора [13]:

$$D_B = 4\pi Z_1^2 Z_2 e^4 \quad (v_1 \gg v_0 Z_2), \quad (3)$$

и Линдхарда — Шарффа [12]:

$$D_{LB} = (m_e/M_1) E e_e \quad (v_1 \leq v_0 Z_2), \quad (4)$$

где v_1 — скорость иона ($v_0 = 2,19 \cdot 10^8$ см/сек — скорость Бора), m_e и M_1 — массы соответственно электрона и иона, e_e — «электронная» тормозная способность среды. Значения D_s взяты из работы Чу [10]; в пределе больших скоростей ($v_1 \gg v_0 Z_2$) они переходят в D_B . Все эти теории основаны на модели независимых парных столкновений полностью ионизированной частицы с зарядом $Z_1 e$ с электронами тормозящей среды, которые считались либо свободными [11], либо рассматривались как электронный ферми-газ с однородной [12] или неоднородной [10] плотностью.

Для учета вклада в общий разброс энергетических потерь дополнительных механизмов использовались результаты работ Воллмера [14] и Зигмунда [15]. В первой из них рассмотрено влияние флуктуаций средней тормозной способности при изменении заряда иона в результате захвата и потери электронов. Внесенный при этом дополнительный разброс энергетических потерь D_F определяется соотношением

$$D_F = \left[\frac{(q_a^2 - q_b^2) \omega(A)}{(q_a^2 - q_b^2) \bar{A} + q_b t} \right]^2 e_e t, \quad (5)$$

в котором q_a и q_b — доминирующие значения ионного заряда при данной средней энергии ионов, $\bar{A}$ и $\omega(A)$ — средний суммарный путь, проходимый ионом в зарядовом состоянии a и флуктуация этой величины на отрезке траектории, равном толщине мишени. Величины $\bar{A}/t$ и $\omega(A)/\bar{A}$ табулированы в [15] как функции сечений переходов между состояниями a и b и толщины мишени t .

Во второй работе [14] рассмотрен эффект корреляции потерь энергии при одновременном взаимодействии иона с несколькими электронами и величина соответствующей поправки D_c в первом приближении оценена как

$$D_c = \zeta e_e^2 / 4\pi Z_2 a_2^2, \quad (6)$$

где $a_2 = 0,8853 a_0 Z_2^{-1/2}$ — радиус экранирования Томаса — Ферми ($a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см — радиус Бора), а ζ — численный фактор, зависящий от распределения электронов в атомах среды и по величине близкий к единице.

¹⁾ Эти величины D_s являются средними из нескольких значений для мишеней разной толщины, разброс этих значений не указан.

При выполнении расчетов по формулам (3)–(6) для полистирола $(\text{C}_6\text{H}_5)_n$ принималось значение $Z_2=7$. (Для минимей промежуточной толщины это справедливо в предположении, что $D \sim Z_2$ и что столкновения иона с атомами С и Н независимы.) В качестве ϵ_e использовались экспериментальные значения ϵ_e , приведенные на рис. 1 и 2, ибо вклад упругих столкновений в энергетические потери в условиях наших измерений был незначителен. Ввиду отсутствия данных о сечениях потери и захвата электронов ионами в твердых веществах, поправки D_v были рассчитаны для наиболее близких (по Z_2) газовых мишеней — азота в случае $(\text{C}_6\text{H}_5)_n$ и неона в случае Al. Необходимые для этого данные о сечениях потери и захвата электронов ионами He в N и Ne взяты из работ [32]. Величина фактора ξ в формуле (6) считалась равной единице. Полная дисперсионная способность находилась в каждом случае как сумма: $D_x = D_c + D_s$ и $D_t = D_c + D_s + D_v$.

Как видно из рис. 3 и 4, экспериментальные величины D_s в общем превышают рассчитанные с помощью традиционной теории «одноэлектронного» энергетического разброса в ее наиболее законченном варианте [10]. Для протонов в $(\text{C}_6\text{H}_5)_n$, Al и Au это превышение сравнительно невелико ($\sim 25\div 50\%$) и с ростом энергии частиц постепенно уменьшается. Для ионов He в тех же материалах измеренные величины D_s оказываются больше теоретических (D_c) в 2–2,5 раза и в случаях $(\text{C}_6\text{H}_5)_n$ и Al превосходят «предел Бора» D_b . Большее различие, наблюдаемое в случаях Cu и Ag как для протонов (в 1,7–2,5 раза), так и для ионов He (в 4–5 раз), связано, по-видимому, с большей неоднородностью этих мишеней по толщине (см. п. 2).

Учет поправок и дополнительные механизмы энергетического разброса по формулам (5)–(6) значительно улучшает согласие теории с экспериментом. Оценочный характер расчетов по этим формулам не дает возможности строго судить о степени количественного согласия, но позволяет объяснить поведение экспериментальных зависимостей $D_s(E)$. Как видно из рис. 3 и 4, для протонов в исследованном диапазоне энергий основную роль играет механизм «одноэлектронного» энергетического разброса. Влияние флуктуаций заряда иона здесь ничтожно, поскольку захват электрона протоном при таких энергиях маловероятен. Вклад же «корреляционного» механизма D_s с уменьшением энергии протонов становится заметным, особенно в области $E \leq 200$ кэВ; с учетом этого вклада теоретические зависимости $D_x(E)$ неплохо согласуются с измеренными для наиболее однородных мишеней $(\text{C}_6\text{H}_5)_n$, Al и Au.

В случае ионов He картина иная. Здесь в достаточно широком интервале энергий в области максимума зависимости $\epsilon(E)$ оба дополнительных механизма — «корреляционный» и «перезарядный» — играют весьма существенную роль и могут быть доминирующими (см. кривые $D_s(E)$ и $D_v(E)$ для $(\text{C}_6\text{H}_5)_n$ и Al на рис. 3). Таким образом, суммарные зависимости $D_x(E)$ и $D_t(E)$ в этой области энергий могут иметь максимум и превышать «предел Бора» для больших скоростей (D_b). На существование такого максимума в области энергий $\sim 1200\div 1600$ кэВ указывают результаты наших измерений для Al и Au в совокупности с данными работы [6].

5. Заключение

В результате выполненных измерений получены данные о ходе зависимостей удельных величин энергетических потерь $\epsilon(E)$ и их дисперсии $D(E)$ для ионов H и He в полистироле $(\text{C}_6\text{H}_5)_n$, Al, Cu, Ag и Au в важной области энергий вблизи максимума тормозной способности материала.

Найденные зависимости $\epsilon_e(E)$ в общем неплохо согласуются с результатами измерений других авторов в перекрывающихся диапазонах энергий

ионов, за исключением случая протонов в золоте при энергиях ≤ 200 кэВ.

Экспериментальные данные о разбросе энергетических потерь протонов с энергией < 400 кэВ и ионов He с энергией < 500 кэВ в твердых веществах получены впервые. Результаты работ других авторов, имеющиеся в близких к исследованным в настоящей работе [22, 24] или перекрывающихся с ними [5, 6, 22] интервалах энергий, согласуются с нашими в пределах разброса экспериментальных точек. Полученные данные свидетельствуют о том, что в области максимума тормозной способности материала существенное влияние на величину энергетического разброса ионов оказывают «перезарядный» и «корреляционный» механизмы. Причем если для протонов в исследованном диапазоне энергий вклад первого из них мал, а вклад второго составляет сравнительно небольшую добавку к «обычному» одноэлектронному энергетическому разбросу, то для ионов He влияние этих механизмов становится доминирующим. В результате величина D значительно возрастает и может превышать предел Гора для больших энергий. При этом значения D для ионов He оказываются близкими значениям D для протонов с такой же скоростью (в области $150-300$ мэВ/атом) и в 6-8 раз, т. е. с увеличением Z , величина D возрастает быстрее, чем $\sim Z_1^2$.

Авторы приносят благодарность И. Д. Кошеному, В. П. Собакину и бригадам ускорителей во главе с Ю. П. Дивногоорцевым и В. Г. Игнатовым за помощь в выполнении эксперимента. Авторы благодарны также И. С. Дмитриеву, предоставившему систематизированные данные о сечениях захвата и потери электронов ионами в газах, и В. А. Петрушевской и В. А. Беднякову, принявшим участие в обработке результатов измерений.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики

Поступила в редакцию
27 сентября 1979 г.

Литература

- [1] E. Bonderup, P. Hvelplund. Phys. Rev., A, 4, 562, 1971.
- [2] P. Hvelplund. Kgl. Dan. Vid. Selsk., Mat.-fys. medd., 38, 4, 1971.
- [3] E. Leminen, A. Anttila. Ann. Acad. Sci. Fenn., A VI, 370, 1971.
- [4] J. M. Harris, W. K. Chu, M.—A. Nikolett. Thin Sol. Films, 19, 259, 1973.
- [5] J. M. Harris, M.—A. Nikolett. Phys. Rev. B, 11, 1013, 1975.
- [6] А. А. Бедняков, Ю. В. Булгаков, В. С. Николаев, В. П. Собакин, Б. М. Попов. ЖЭТФ, 68, 2067, 1975.
- [7] А. А. Бедняков, Ю. В. Булгаков, В. С. Николаев, В. П. Собакин, В. Л. Чернов. Труды VII Всесоюз. совещ. по физике взаимодействия заряж. частиц с монокрист., изд. МГУ, 1976, стр. 290.
- [8] G. E. Goffman, D. Powers. Phys. Rev. A, 13, 2042, 1976.
- [9] А. А. Бедняков, Ю. В. Булгаков, В. С. Николаев, В. П. Собакин, В. Л. Чернов. Phys. Lett., A62, 183, 1977.
- [10] W. K. Chu. Phys. Rev. A, 13, 2057, 1976.
- [11] Н. Бор. Прохождение атомных частиц через вещество, ИИЛ, 1950.
- [12] J. Lindhard, M. Scharff. Kgl. Dan. Vid. Selsk., Mat.-fys. medd., 27, 15, 1953.
- [13] O. Vollmer. Nucl. Instrum. Meth., 121, 373, 1974.
- [14] P. Sigmund. Phys. Rev. A, 14, 996, 1976. VII-th Intern. Conf. on Atomic Collis. in Solids, Moscow, Sept. 19-23, Prelim. Progr. and Abstracts of Paper, MGU, 1977, p. 187.
- [15] D. Kahn. Phys. Rev., 90, 503, 1953.
- [16] M. Bader, R. E. Pixley, F. S. Mozer, W. Whaling. Phys. Rev., 103, 32, 1956.
- [17] D. Green, J. N. Cooper, J. Harris. Phys. Rev., 98, 466, 1955.

- [18] D. C. Lorentz, E. J. Zimmerman. Phys. Rev., 117, 1199, 1959.
- [19] D. I. Porat, K. Ramavataaram. Proc. Phys. Soc. (London), 78, 1135, 1961.
- [20] W. K. Chu, D. Powers. Phys. Rev., 187, 478, 1969.
- [21] W. K. Lin, H. G. Olson, D. Powers. Phys. Rev. B, 8, 1881, 1973.
- [22] W. White, R. M. Mueller. Phys. Rev., 187, 499, 1969.
- [23] H. H. Andersen, J. F. Bak, H. Knudsen, B. R. Nielsen. Phys. Rev. A, 16, 1929, 1977.
- [24] V. B. Ndocko-Ndongue, A. J. Pare, R. Armbruster. Rad. Effects, 33, 91, 1977.
- [25] А. А. Бедняков, В. Г. Игнатов, А. Ф. Тулинов, Ю. Н. Шустиков. Вестник МГУ, Физ., астрон., 4, 402, 1971.
- [26] R. D. Moorhead. J. Appl. Phys., 36, 391, 1965.
- [27] P. Borgesen, M.—A. Nikolett. Nucl. Instrum. Meth., 140, 541, 1977.
- [28] J. A. Borders. Rad. Effects, 16, 253, 1972.
- [29] И. Н. Пучеров, С. В. Романовский, Т. Д. Чеснокова. Таблицы массовой тормозной способности и пробегов заряженных частиц с энергией $1+100$ Мэв, «Наукова думка», Киев, 1975.
- [30] H. H. Andersen, J. F. Ziegler. In: Stopping Powers and Ranges of Ions in Matter, v. 3, Pergamon Press, N.—Y., 1977.
- [31] J. F. Ziegler. In: Stopping Powers and Ranges of Ions in Matter, v. 4, Pergamon Press, N.—Y., 1977.
- [32] F. F. Komarov, A. F. Burenkov. Rad. Effects, 29, 201, 1976.
- [33] C. B. Madsen. Kgl. Dan. Vid. Selsk., Mat.-fys. medd., 27, 13, 1953.
- [34] A. B. Chilton, J. N. Cooper, J. C. Harris. Phys. Rev., 93, 413, 1954.
- [35] В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Я. А. Теплова, Л. Н. Фатеева. ЖЭТФ, 39, 905, 1960; 40, 989, 1961; 43, 361, 1962.

ENERGY LOSSES AND THEIR STRAGGLING FOR H^+ AND He^+ IONS WITH ENERGIES OF SEVERAL HUNDREDS OF KEV ON PASSAGE THROUGH METAL AND POLYSTYRENE FILMS

A. A. Bednyakov, Yu. V. Bulgakov, V. S. Nikolayev, V. L. Chernov

The energy losses and their straggling for H^+ ions with energies between 120 and 480 keV and for He^+ ions with energies between ~ 150 and 1300 keV are measured in thin Al, Cu, Ag, Au and polystyrene $(C_8H_8)_n$ films. The energy loss straggling data are discussed on the basis of current theories. It is shown that in the ion energy ranges under study an important (and for the He ions — a dominant) role is played by auxiliary straggling mechanisms connected with fluctuations of the ion charge and correlations between the energy losses on interaction between the ion and several electrons simultaneously. Much better agreement between the experimental data and calculations can be attained if these mechanisms are taken into account.