

А. А. БЕДНЯКОВ, А. Ф. ТУЛИНОВ

ОБ УЧЕТЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ ИОНОВ НА ПРОЦЕСС ИХ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Рассматривается возможность учета эффекта перезарядки ионов в процессе многократного рассеяния с помощью введения в теорию «эффективного угла экранирования» $\langle \chi_a \rangle$. Для пучка ионов с известным зарядовым составом этот параметр определяется как среднее взвешенное значений «парциальных углов экранирования» $\chi_a^{(i)}$ характеризующих рассеяние ионов с различным полным зарядом i . Каждая из величин $\chi_a^{(i)}$ получается в результате рассмотрения взаимодействия иона в соответствующем зарядовом состоянии с атомом мишени. Количественные расчеты выполнены для ионов гелия и водорода в алюминии. Полученные результаты хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

В предыдущих работах [1, 14] при описании многократного рассеяния ионов с энергией менее 300 кэВ/нуклон на малые углы методом Мольера — Бете [2]) учитывалось влияние экранирования полей ядер рассеивающихся частиц электронами путем замены заряда ядер ионов Z_1 некоторым «среднеэффективным» зарядом $\bar{Z}_{эфф}$. Было показано, что подбором величины $\bar{Z}_{эфф}^2$ в пределах $\bar{i}^2 \leq \bar{Z}_{эфф}^2 \leq \bar{Z}_1^2$ (\bar{i}^2 — среднеквадратичный заряд ионов в пучке при зарядовом равновесии) можно получить теоретическую функцию углового распределения рассеянных частиц $N_T(\theta)$, совпадающую с экспериментальной функцией $N_s(\theta)$ по ширине, но несколько отличающуюся от нее по форме.

Величина $\bar{Z}_{эфф}$, необходимая для получения такого согласия, вообще говоря, зависит как от рода ионов (Z_1), так и от их энергии и заранее не известна.

В настоящей работе описан более общий (и менее формальный) способ учета экранирующего влияния электронных оболочек рассеивающихся ионов при анализе их многократного рассеяния на малые углы методом Мольера — Бете. Основу этого способа составляет рассмотрение взаимодействий с атомами мишени ионов в различных зарядовых состояниях, реализующихся в процессе рассеяния, и последующее усреднение характеризующих эти взаимодействия параметров с учетом зарядового состава пучка. Никаких «свободных параметров» при этом не вводится. Конкретные расчеты выполнены для случаев рассеяния

ионов ${}^4\text{He}$ и ${}^1\text{H}$ в алюминии; их результаты сравниваются с данными измерений [3, 14].

Параметром, который в теории Мольера характеризует особенности взаимодействия двух сталкивающихся частиц, является «угол экранирования» χ_a . Вводится он посредством соотношения

$$\ln \chi_a = \frac{-1}{2} - \lim_{\chi_m \rightarrow \infty} \left[\int_0^{\chi_m} q(\chi) \frac{d\chi}{\chi} - \ln \chi_m \right], \quad (1)$$

где $q(\chi)$ — отношение действительного сечения рассеяния на угол (χ) к резерфордовскому сечению. Вид функции $q(\chi)$ зависит от потенциальной энергии взаимодействия $W_{12}(r)$ налетающей частицы (1) с атомом-рассеивателем (2), выражение для которой в самом общем виде может быть записано так:

$$W_{12}(r) = \mp (Z_1 Z_2 e^2 / r) \omega_{12}(r), \quad (2)$$

где $\omega_{12}(r) \leq 1$ — «функция взаимного экранирования» (или «фактор экранирования»), характеризующая ослабление кулоновского взаимодействия ядер иона ($Z_1 e$) и атома ($Z_2 e$) за счет экранирующего действия электронов их оболочек. Если налетающая частица лишена оболочки, то фактором экранирования в (2) будет служить функция экранирования рассеивающего атома $\omega_2(r)$. Этот случай и был рассмотрен Мольером [4]. Взяв в качестве функции $\omega_2(r)$ функцию экранирования Томаса — Ферми, Мольер аппроксимировал ее выражением вида

$$\omega_{\text{T-F}}(r) \simeq \sum_{j=1}^3 c_j \exp[-r/a_j] \equiv \omega_{\text{M}}(r), \quad (3)$$

в котором c_j и a_j — постоянные, и получил для χ_a формулу

$$\chi_a = (\lambda_1 / a_2) \sqrt{1,13 + 3,76 \alpha_1^2}, \quad (4)$$

где $\alpha_1 = Z_1 Z_2 e^2 / (\hbar v_1)$ и $a_2 = 0,885 a_0 Z_2^{-1/3}$ (λ_1 и v_1 — длина волны и скорость налетающей частицы, $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см).

Как показали измерения, проводившиеся с различными ионами (H, D, He, O, Ar) при больших энергиях [5—8], когда практически все движущиеся в мишени частицы являются неэкранированными ядрами, теория Мольера хорошо описывает их многократное рассеяние в алюминии и более тяжелых мишенях.

При относительно низких энергиях вследствие перезарядки ионы в рассеиваемом пучке могут иметь оболочки из различного числа электронов n_e . Каждому состоянию иона с полным зарядом $ie = (Z_1 - n_e)e$ соответствуют при этом свои условия взаимодействия с атомом мишени, т. е. своя функция $\omega_{12}^{(i)}(r)$ и свое значение угла экранирования $\chi_a^{(i)}$.

Изменение условий экранирования при изменении зарядового состояния ионов можно учесть, найдя некоторое усредненное («эффективное») значение угла экранирования $\langle \chi_a \rangle$, которое могло бы в среднем характеризовать все происходящие акты рассеяния. Поскольку в проходящем через вещество пучке ионов после первых же столкновений устанавливается зарядовое равновесие [9], то статистические веса значений $\chi_a^{(i)}$ при этом усреднении естественно считать пропорциональными долям $F_{i\infty}$, которые составляют ионы с зарядом i в равновес-

ном пучке при данной энергии. Таким образом, величину $\langle \chi_a \rangle$ можно определить с помощью соотношения

$$\langle \chi_a^2 \rangle = \sum_i F_{i\infty} \cdot (\chi_a^{(i)})^2, \quad (5)$$

где суммирование производится по всем зарядовым состояниям, реализующимся в процессе перезарядки ионов при данных условиях.

Значения $\chi_a^{(i)}$, необходимые для вычисления $\langle \chi_a^2 \rangle$ по формуле (5), могут быть найдены, если известны соответствующие функции $\omega_{12}^{(i)}(r)$; чтобы при этом можно было использовать метод Мольера [4], последние должны быть представлены в виде суммы (3).

Для упрощения задачи определения энергии взаимодействия пары ион-атом $W_{12}(r)$ будем считать, что собственные функции экранирования обеих частиц $\omega_m(r)$ ($m=1, 2$) также представлены в виде (3). Тогда величина $W_{12}(r)$ будет равна сумме энергий попарного взаимодействия «частиц», поле каждой из которых определяется одним из членов выражений для $\omega_m(r)$ и имеет вид

$$V_{mj}(r) = \mp \frac{Z_{mj}e}{r} \exp\left[-\frac{r}{a_{mj}}\right] = \mp \frac{Z_{mj}e}{a_0 y} \exp[-k_{mj} \cdot y], \quad (6)$$

где $y = r/a_0$ и $Z_{mj} = c_{mj}Z_m$ (так что $k_{mj} = a_0/a_{mj}$ и $\sum_j Z_{mj} = Z_m$).

Предположим, что, каждая из упомянутых «частиц» представляет собой неполяризуемую систему со сферически симметричным распределением заряда, обеспечивающим создание поля (6). Тогда классическое рассмотрение приведет к следующему выражению для энергии взаимодействия двух частиц ($1j$ и $2k$):

$$\omega_{jk}(y) = \mp \frac{Z_{1j}Z_{2k}e^2}{a_0 y} \omega_{jk}(y) = \mp \frac{Z_{1j}Z_{2k}e^2}{a_0 y} \cdot \frac{k_{1j}^2 e^{-k_{1j}y} - k_{2k}^2 e^{-k_{2k}y}}{k_{1j}^2 - k_{2k}^2}. \quad (7)$$

Если обратиться к известной формуле Бора, предложенной им для расчетов движения в веществе осколков деления тяжелых ядер [10], то можно получить другое выражение для $\omega_{jk}(y)$. Согласно Бору, функция взаимного экранирования для двух частиц, обладающих полями типа Вентцеля — Юкавы (т. е. определяемыми выражением (6), при условии $a_{mj} = a_m = 0,885 a_0 Z_m^{-1/3}$ и $Z_{mj} = Z_m$) имеет вид $\exp[-r/a_{12}]$, где «длина экранирования» a_{12} определена как $a_{12} = 0,885 a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$. Отметив, что это выражение для a_{12} эквивалентно соотношению $a_{12}^{-2} = a_1^{-2} + a_2^{-2}$, предположим, что последнее справедливо для любых значений a_{mj} в формуле (6). Тогда функция $\omega_{jk}(y)$ будет иметь вид

$$\omega_{jk}(y) = \omega_B(y) = \exp[-y \sqrt{k_{1j}^2 + k_{2k}^2}]. \quad (8)$$

В дальнейшем для вычисления функций взаимного экранирования будем использовать оба выражения (7) и (8).

Рассмотрим случай рассеяния ионов ${}^4\text{He}$ в алюминии. Для описания поля атома рассеивателя воспользуемся функцией экранирования Мольера [4] и запишем ее в виде

$$\omega_2(y) \equiv \omega_M(y) = 0,1 e^{-15,9y} + 0,55 e^{-3,19y} + 0,35 e^{-0,8y}, \quad (\text{см. рис. 1,5}) \quad (9)$$

где $y = r/a_0$.

Для иона ${}^4\text{He}$ возможны 3 зарядовых состояния — $i=0, +1$ и $+2$; из них последнее соответствует незранированному ядру, так что для него собственная функция экранирования $\omega_1^{++}(y) \equiv 1$, функция взаимного экранирования $\omega_{12}^{++}(y) \equiv \omega_2(y)$ и величина χ_a^{++} определяется непосредственно по формуле Мольера.

Электростатическое поле иона He^{+1} может быть рассчитано как поле водородоподобного атома, а поле атома He^0 — с помощью фор-

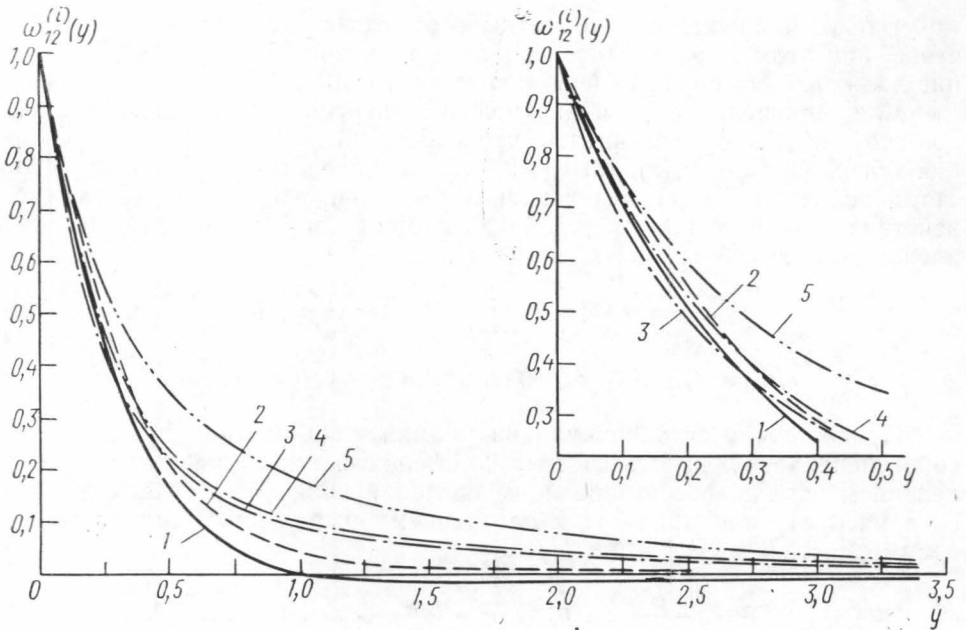


Рис. 1

мулы, полученной исходя из волновой функции Хиллерааса (см., например, [11]). Найденные в результате этих расчетов функции $\omega_1^+(y)$ и $\omega_1^{(0)}(y)$ аппроксимируем следующими выражениями типа (3):

$$\omega_1^+(y) \simeq 0,475 e^{-3,1y} + 0,525 e^{-0,01y}, \quad (\text{He}^{+1}); \quad (10)$$

$$\omega_1^{(0)}(y) \simeq 2,54 e^{-3,09y} - 1,53 e^{-4,33y} - 0,01 e^{-2,56y}, \quad (\text{He}^0). \quad (11)$$

Первое из них представляет расчетную функцию с точностью $\leq 4\%$, а второе — с точностью $\leq 6\%$ в пределах $0 \leq y \leq 5$. Используем выражения (9)–(11) для получения функций взаимного экранирования пар $\text{He}^+ - \text{Al}$ и $\text{He}^0 - \text{Al}$. С помощью формулы (7) найдем:

$$\omega_{12}^+(y) \simeq 0,102 e^{-15,9y} + 4,986 e^{-3,19y} - 4,26 e^{-3,09y} + 0,172 e^{-0,8y}, \quad (\text{рис.1, 3})$$

$$\begin{aligned} \omega_2^{(0)}(y) \simeq & 0,098 e^{-15,9y} - 2,39 e^{-4,33y} + 23,63 e^{-3,19y} - 20,3 e^{-3,09y} + \\ & + 0,006 e^{-2,56y} + 0,044 e^{-0,8y}, \quad (\text{рис. 1, 1}) \quad (12) \end{aligned}$$

а с помощью формулы (8) —

$$\omega_B^+(y) \simeq 0,1 e^{-16y} + 0,26 e^{-4,45y} + 0,455 e^{-3,19y} + 0,185 e^{-0,8y}, \quad (\text{рис. 1, 4})$$

$$\omega_B^{(0)}(y) \simeq 0,1 e^{-16y} - 0,84 e^{-5,38y} + 0,86 e^{-4,46y} - 0,0055 e^{-4,09y} + \\ + 0,889 e^{-3,19y} - 0,0035 e^{-2,68y}. \quad (\text{рис. 1, 2}) \quad (13)$$

Рассчитанные по формулам (12) и (13) функции приведены на рис. 1. Как видно, различие между функциями $\omega_{12}^+(y)$ и $\omega_B^+(y)$ мало; функции же $\omega_{12}^{(0)}(y)$ и $\omega_B^{(0)}(y)$ отличаются одна от другой заметно больше: первая спадает несколько круче и при $y \simeq 1$ переходит в отрицательную область, имея неглубокий и пологий минимум в районе $r \sim 1,5 a_0$. По-видимому, это является следствием приближений, сделанных при получении формулы (7), в частности пренебрежением поляризации атомов при столкновении.

Предположим далее, что, как и в случае рассеяния неэкранированных ядер, зависимость величин $\chi_a^{(i)}$ от энергии ионов может быть достаточно хорошо выражена формулой

$$\chi_a^{(i)} = (\lambda_1/a_0) \sqrt{A_\alpha^{(i)} + B_\alpha^{(i)} \alpha_1^2}. \quad (14)$$

Проведя расчеты функций $q^{(i)}\chi$, соответствующих условиям экранирования (12) и (13), для случаев $\alpha_1 = 0; 10$ и 20 (с помощью асимптотических формул Мольера [4]) и выполнив численное интегрирование согласно (1), найдем величины коэффициентов $A_\alpha^{(i)}$ и $B_\alpha^{(i)}$. Они представлены в табл. 1; в последней строке таблицы ($i=2$) даны коэффициенты из формулы (4), увеличенные в $(a_0/a_2)^2$ раз.

Прежде чем использовать полученные результаты для анализа экспериментальных данных, отметим следующее. Для энергий, при которых перезарядка движущихся в среде ионов играет существенную роль, величина α_1 , как правило, намного превосходит 1, так, что в выражении (14) величиной $A_\alpha^{(i)}$ можно пренебречь¹ и формулу (5) записать в виде

$$\langle \chi_a^2 \rangle \simeq (\lambda_1/a_0)^2 \alpha_1^2 \langle B_\alpha \rangle, \quad (15)$$

где $\langle B_\alpha \rangle = \sum_i F_i \infty B_\alpha^{(i)}$. В результате «эффективное число соударений» $\Omega_b = \chi_c^2 / \chi_a^2 = (4\pi N t \alpha_1^2 \lambda_1^2) / \chi_a^2$, с которым «параметр формы» в функции углового распределения рассеянных частиц $H_T(\theta)$ связан соотношением $B - \ln B = -\ln \Omega_b - 0,154 \dots$ [2], будет определяться выражением [1]

$$\Omega_b = \chi_c^2 / \langle \chi_a^2 \rangle \simeq 4\pi a_0 N t / \langle B_\alpha \rangle = 212 t / (M_2 \langle B_\alpha \rangle), \quad (16)$$

где t — толщина (в mg/cm^2) и M_2 — атомный вес рассеивателя (Nt — число атомов на $1 cm^2$ поверхности). Отсюда следует, что зависимость формы функции $H_T(\theta)$ от энергии частиц E сохраняется вплоть до самых малых значений E в виде зависимости от зарядового состава пучка. В обычной же теории Мольера, равно как и в варианте с заменой

¹ Отношение $A_\alpha^{(i)} / B_\alpha^{(i)} \alpha_1^2$ становится $< 0,01$ при $\alpha_1 \geq 5,5$, а для ионов He в Al при энергии $< 0,5 Mэв$ $\alpha_1 > 11$.

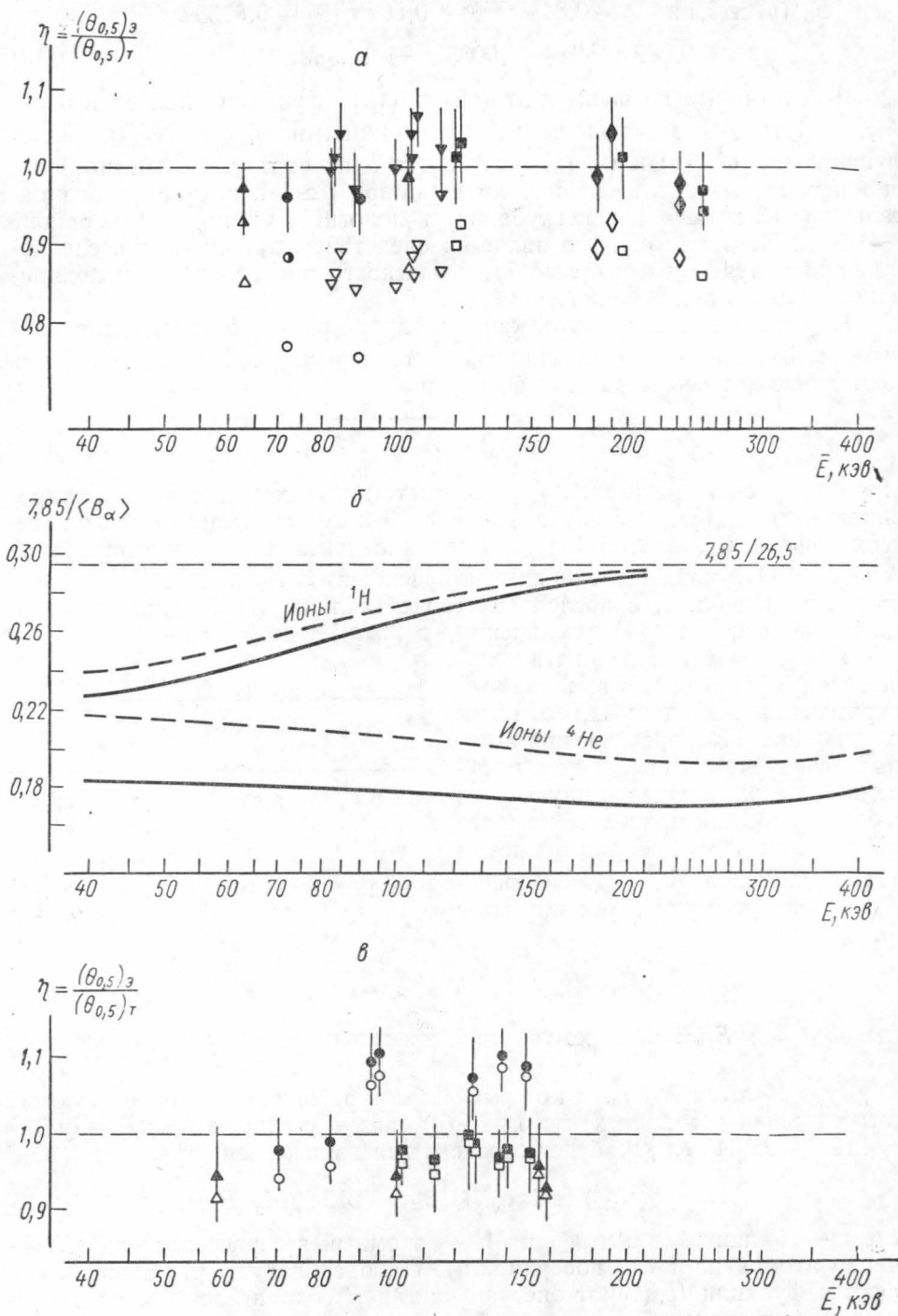


Рис. 2. Контурные значки — из [3, 14], зачерненные — $\omega_{12}^{(i)}$ по формуле (7), зачерненные наполовину — по (8); а — ионы He: \blacklozenge — № 1—3, \blacksquare — 4—7, \blacktriangle — 8—9, \blacktriangledown — 10—18 и \bullet — 19—20 по табл. 2; б — сплошные линии — по формуле (7), пунктир — (8); в — ионы H: \blacksquare — 183; \blacktriangle — 81,8 и \bullet — 51,5 мг/см².

Z_1 на $Z_{эфф}$, где характер экранирования определяется только оболочкой атома-рассеивателя, эта зависимость исчезает, как только величина α становится $\gg 1$ [1].

Расчеты с помощью формул (15) и (16) были выполнены для всех экспериментально исследованных случаев рассеяния ионов ${}^4\text{He}$ в Al [14]; при этом использовались оба набора значений $B_\alpha^{(i)}$ приведенных в табл. 1. Величины Ω_b определялись в каждом случае для средней энергии ионов в мишени $\bar{E} = 0,5 (E_0 + E_K)^{-1}$ (E_0 и E_K — энергии частиц до и после прохождения мишени).

Значения коэффициентов $212/(M_2 \langle B_\alpha \rangle) = 7,85/\langle B_\alpha \rangle$, соответствующих данной величине \bar{E} , находились с помощью графиков их зависимостей от энергии (рис. 2, б). Последние были рассчитаны на основании известных данных о зарядовом составе пучка ионов He в Al [12], экстраполированных в области малых энергий. В остальном процедура получения функций угловых распределений рассеянных частиц $H_T(\theta)$ не отличалась от описанной ранее [2, 3].

Рис. 2, б наглядно демонстрирует интересную особенность влияния перезарядки ионов He на их рассеяние при различных энергиях. Поскольку различия в величинах коэффициентов $B_\alpha^{(+)}$ и $B_\alpha^{(0)}$ сравнительно невелики (причем $B_\alpha^{(+)} > B_\alpha^{(0)}$), то при энергиях менее ~ 350 кэВ, когда состав пучка определяется в основном ионами He⁺ и He⁰, средняя величина $\langle B_\alpha \rangle$ очень слабо зависит от энергии ионов, имея пологий максимум в области, где преобладают ионы He⁺. В соответствии с этим величина $\Omega_b = 7,85 t/\langle B_\alpha \rangle$ достигает минимального значения в районе ~ 250 кэВ, причем полное изменение ее в экспериментально исследованном интервале (50—300 кэВ) не превышает 10%.

Результаты расчетов представлены в табл. 2 и на рис. 2 и 3. Там же для сравнения приведены данные эксперимента и результаты расчетов по обычной теории Мольера, взятые из работы [14]. Как видно, использование для расчета взаимодействия сталкивающихся частиц выражения (7) приводит в результате к хорошему согласию между полуширинами $\theta_{0,5}$ теоретических $H_T(\theta)$ и экспериментальных $H_\theta(\theta)$ функций угловых распределений рассеянных ионов (в том числе и для самых тонких мишеней), где величина Ω_b всего лишь ~ 5 ($B \sim 2,5$). В случае применения формулы (8) согласие несколько хуже, хотя и остается фактически в пределах ошибок эксперимента ($\sim 5\%$).

Во всех случаях, однако, рассчитанные функции $H_T(\theta)$ несколько отличаются от измеренных распределений $H_\theta(\theta)$ по форме. Характер этого различия тот же, что и при расчетах с использованием $\bar{Z}_{эфф}$, хотя величина его слегка меньше. Вообще говоря, уменьшение числа столкновений (Ω) в результате учета экранирования полей ядер ионов должно приводить к изменению формы функций $H_T(\theta)$ в нужную сторону. Однако в рассматриваемых случаях в результате этого уменьшения величины Ω_b даже для самых толстых мишеней становятся ≤ 20 , так что параметр B всегда $< 4,5$. При этом точность расчетов $H_T(\theta)$ по формуле Мольера ухудшается, что, по-видимому, сказывается прежде

¹ Полученные таким образом значения Ω_b практически совпадают с найденными путем численного интегрирования выражения $(212/M_2) \int_{E_0}^{E_K} \langle B_\alpha \rangle^{-1} (dE/dt)^{-1} dE$, поскольку при изменении энергии E величина $\langle B_\alpha \rangle$ меняется достаточно медленно и плавно (см. рис. 2б).

Таблица 2

№	$t, \text{ мг/см}^2$	$E_0, \text{ кэв}$	$\bar{E}, \text{ кэв}$	$(\theta_{0,5})_Э, \text{ мин}$	$\chi_c, \text{ мин}$	По теории Мольера ($\omega_{12}=\omega_M$)			$\omega_{12}^{(i)}$ по (7)			$\omega_{12}^{(i)}$ по (8)		
						Ω_θ	B	η_M	Ω_θ	B	η'	Ω_θ	B	η''
1	105	293	233	218'	157'	31,0	4,92	0,88	17,9	4,21	0,98	20,2	4,37	0,96
2	105	239	183	285'	203'	31,0	4,92	0,89	18,0	4,22	0,99	20,5	4,38	0,97
3	89,5	239	190	254'	177'	26,5	4,72	0,93	15,3	4,01	1,04	17,4	4,18	1,02
4	81	154,5	120	372'	272'	24,0	4,60	0,90	14,2	3,92	1,01	16,5	4,11	0,98
5	78	154,5	121	363'	263'	23,0	4,53	0,93	13,7	3,86	1,03	15,8	4,05	1,00
6	73,5	293	250	150'	119'	21,7	4,45	0,86	12,6	3,75	0,97	14,1	3,91	0,94
7	73,5	239	198	198'	151'	21,7	4,45	0,89	12,5	3,75	1,01	14,3	3,92	0,98
8	55,5	126,5	104	307'	254'	16,4	4,10	0,87	9,82	3,41	0,99	11,4	3,62	0,96
9	55,5	80,0	63,5	~500'	421'	16,4	4,10	~0,85	10,0	3,43	~0,97	11,8	3,67	~0,93
10	47,0	105	88	305'	273'	13,8	3,88	0,84	8,38	3,17	0,98	9,8	3,41	0,93
11	43,4	133	114,5	~225'	199'	12,8	3,78	~0,86	7,65	3,03	~1,02	8,86	3,25	~0,96
12	43,4	125	107	252'	213'	12,8	3,78	0,90	7,66	3,04	1,06	8,90	3,26	1,00
13	43,4	123	105,5	~244'	217'	12,8	3,78	~0,86	7,67	3,04	~1,01	8,92	3,26	~0,96
14	43,4	123	105,5	252'	217'	12,8	3,78	0,88	7,67	3,04	1,04	8,92	3,26	0,99
15	43,4	117	100	255'	229'	12,8	3,78	0,85	7,70	3,05	1,00	8,95	3,27	0,95
16	43,4	98,8	83,5	320'	275'	12,8	3,78	0,89	7,75	3,05	1,04	9,06	3,29	0,99
17	43,4	97,5	82,5	315'	279'	12,8	3,78	0,86	7,76	3,06	1,01	9,08	3,29	0,96
18	43,4	97,0	82,0	~312'	281'	12,8	3,78	~0,85	7,76	3,06	0,99	9,09	3,30	0,95
19	26,6	98,5	89,0	163'	193'	7,85	3,07	0,76	4,74	2,26	0,96	5,53	2,52	0,88
20	25,0	80,0	72,0	202'	238'	7,38	2,98	0,77	4,78	2,27	0,96	5,62	2,54	0,88

Величины $(\theta_{0,5})_Э$ и $\eta=(\theta_{0,5})_Э/\theta_{0,5}Г$ определены с точностью 2,5÷4% и 4÷6%, знаком ~ указана точность ~5% и ~7%.

всего на форме функции $H_T(\theta)$. (Действительно, приведенные на рис. 3 примеры показывают, что наблюдаемое между $H_T(\theta)$ и $H_0(\theta)$ различие уменьшается с увеличением толщины мишени.) На рис. 3: 1 — $t = 26,6 \text{ мг/см}^2$, $E_0 = 98,5 \text{ кэв}$; 2 — $t = 55,5 \text{ мг/см}^2$, $E_0 = 126 \text{ кэв}$, 3 — $t = 105 \text{ мг/см}^2$, $E_0 = 293 \text{ кэв}$; пунктир — $\omega_{12}^{(1)}$ по формуле (7).

Аналогичным образом был рассмотрен также случай рассеяния в Al ионов водорода. В качестве собственной функции экранирования атома ${}^1\text{H}^0$ использовалось выражение [13]:

$$\omega_1^{(0)}(y) \simeq 0,75 e^{-1,47y} + 0,27 e^{-1,02y} - 0,02 e^{-0,34y}. \quad (17)$$

Функции взаимного экранирования, найденные исходя из выражений (17) и (9) с помощью формул (7) и (8), имели вид:

$$\omega_{12}^{(0)}(y) \simeq 0,1 e^{-15,9y} + 0,68 e^{-3,19y} + 0,26 e^{-1,47y} + 0,23 e^{-1,02y} - 0,27 e^{-0,8y}; \quad (18a)$$

$$\omega_B^{(0)} \simeq 0,1 e^{-16y} + 0,55 e^{-3,4y} + 0,262 e^{-1,67y} + 0,095 e^{-1,3y} - 0,007 e^{-0,87y}. \quad (18б)$$

Форма этих функций и соотношение между ними подобны соответствующим особенностям аналогичных функций для атомов ${}^4\text{He}^0$ и Al (12) и (13); основное различие состоит в том, что последние несколько более круто спадают с расстоянием — так, функция (18a) становится < 0 при $y \simeq 1,6$ и имеет минимум в области $y \sim 2,5$ (см. рис. 1).

Исходя из выражения (18a) для коэффициентов $A_\alpha^{(0)}$ и $B_\alpha^{(0)}$ (см. (14)) получены значения 13,3 и 42,2, а исходя из выражения (18б) — 12,1 и 38,2. Зависимость величины коэффициента $7,85/\langle V_\alpha \rangle$ от энергии была рассчитана на основании данных о зарядовом составе водородного пучка [12]; оба варианта ее представлены на рис. 2б¹. Как видно, в диапазоне энергий $E_0 = 60-160 \text{ кэв}$, экспериментально исследованном в работе [3], величина $7,85/\langle V_\alpha \rangle$ не намного отличается от значения $7,85/26,5$, соответствующего неэкранированным ядрам. Поэтому найденные с учетом перезарядки распределения $H_T(\theta)$ мало отличаются от рассчитанных по обычной теории Мольера. Различие в полуширинах составляет 1—3% (см. рис. 2,в) и находится в пределах ошибок измерений, что согласуется с выводами, сделанными в работе [3].

Подводя итоги, можно сказать следующее. Для учета влияния перезарядки ионов при описании их многократного рассеяния методом Мольера предложена схема, в которой отсутствуют «свободные параметры» и согласно которой зависимость формы углового распределения рассеянных частиц от их энергии сохраняется вплоть до нулевых энергий. Результаты расчетов, выполненных по этой схеме для случаев рассеяния ионов ${}^1\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ в Al при энергиях менее 300 кэв достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. При этом полу-

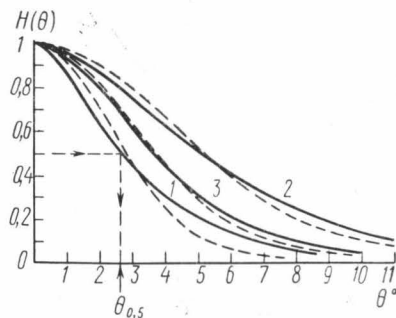


Рис. 3

¹ В расчете не учитывались ионы H^- , поскольку их содержание не превышает 1% при энергии $> 30 \text{ кэв}$.

чают объяснение сделанные на основании этих данных выводы о том, что для ионов ${}^4\text{He}$ влияние перезарядки на результат рассеяния практически не зависит от энергии в интервале 50—300 кэв [14] и что для ионов ${}^1\text{H}$ при энергиях выше 40—50 кэв это влияние весьма мало [3].

Авторы приносят благодарность Х. И. Андриановой и Ю. Н. Шустикову за помощь в выполнении некоторых расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бедняков А. А., Николаев В. С., Рудченко А. В., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, 50, 589, 1966.
2. Moliere G. Z. Naturforsch, 3a, 78, 1948; Bethe H. A. Phys. Rev., 89, 1256, 1953.
3. Бедняков А. А., Дворецкий В. Н., Савенко И. А., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, 46, 1901, 1964; «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 1, 55, 1965.
4. Moliere G. Z. Naturforsch, 2a, 133, 1947.
5. Bichsel H. Phys. Rev., 112, 182, 1958.
6. Ashmore A., Crewe A. V. Proc. Phys. Soc. (London), A66, 1172, 1953.
7. Fleischmann H. Z. Naturforsch, 15a, 1096, 1960; Lassen N. Ohrt A. Mat. fys. medd., 36, No. 9, 1967.
8. Simon W. G. Phys. Rev., B136, 140, 1964.
9. Armstrong J. C., Mullendore J. B., Harris W. R., Marion J. B. Proc. Phys. Soc., 86, 1283, 1965.
10. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М., 1950.
11. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. М., 1951, стр. 224.
12. Allison S. K. Revs. Mod. Phys., 30, 1137, 1958.
13. Бедняков А. А., Бояркина А. Н., Савенко И. А., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, 1962, 42, 740.
14. Бедняков А. А., Игнатов В. Г., Тулинов А. Ф., Шустиков Ю. Н. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 11, 402, 1971.

Поступила в редакцию
19.10. 1971 г.

НИИЯФ