

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 1 — 1965

А. А. БЕДНЯКОВ, В. Н. ДВОРЕЦКИЙ, И. А. САВЕНКО,
А. Ф. ТУЛИНОВ

МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 75 ÷ 200 Кэв В ТВЕРДЫХ ВЕЩЕСТВАХ

Измерены угловые распределения протонов, многократно рассеянных тонкими пленками меди, алюминия и полистирола. Полученные данные сравниваются с результатами расчетов, выполненных на основе теории Мольера—Бете.

Введение

Настоящая работа является продолжением исследования многократного рассеяния тяжелых заряженных частиц небольших энергий ($< 5 \cdot 10^5$ эв) в веществах с различным атомным номером Z .

В предыдущей работе [1] были изложены результаты измерения многократного рассеяния протонов с энергией 100 ÷ 200 Кэв на углероде, на основании которых установлено, что расчеты по теории Мольера приводят к хорошему согласию с экспериментом, если в них для потенциала атома углерода использовать приближение, полученное методом Хартри—Фока. В настоящей работе измерение угловых распределений многократного рассеяния протонов проведено примерно в той же области энергий на более тяжелых веществах — алюминии и меди. В связи с некоторыми усовершенствованиями методики, в частности с применением более строгого контроля над величиной энергии протонов, проведены также дополнительные измерения и получены более точные данные с углеродной мишенью при энергиях < 100 Кэв.

Методика эксперимента

Измерения. Источником протонов служил небольшой электростатический генератор открытого типа с четырехэлектродной ускорительной трубкой. Ускоренные протоны направлялись на тонкую мишень перпендикулярно ее поверхности и после рассеяния регистрировались фотопластинкой, установленной также нормально к оси пучка на расстоянии 20 ÷ 30 мм от мишени. Аксиально симметричное изображение рассеянного пучка на проявленной пластинке фотометрировалось вдоль прямой, проходящей через центр симметрии; полученное распределение плотности почернения с помощью денситометрической характеристики преобразо-

вывалось в искомое распределение интенсивности рассеянных протонов. Более подробно методика измерений описана в работе [2].

Изготовление мишеней из меди и алюминия осуществлялось путем испарения металла в вакууме на органические пленки толщиной $100 \div 200 \text{ мкг/см}^2$ с последующим их растворением. В качестве углеродных мишеней использовались пленки полистирола $(\text{C}_8\text{H}_8)_m$, полученные на поверхности стекла из раствора полистирола в дихлорэтано. Толщины металлических мишеней предварительно находились с помощью взвешивания на микроаналитических весах с ценой деления 2 мкг образцов мишени с подложкой и свободной подложки.

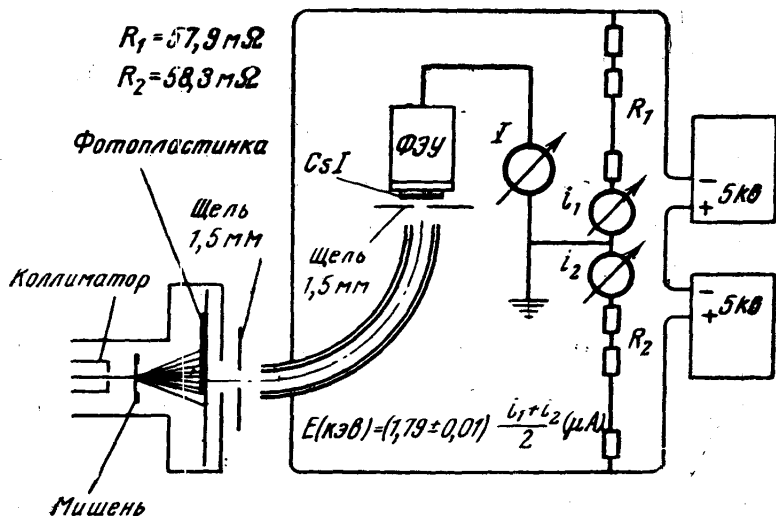


Рис. 1. Схема электростатического анализатора

Разностный характер измерений и возможные ошибки, связанные с неоднородностью подложки или слоя металла, не позволяли получить нужной точности при таком способе определения толщины мишеней. Во избежание указанных ошибок в настоящей работе проводилось дополнительное, более точное определение толщины мишени по величине потерь энергии протонов при прохождении через мишень, установленную в рабочем положении в экспериментальной камере. Для этой цели измерялась энергия протонов: в отсутствии мишени (начальная энергия — E_0), после прохождения через образец подложки (E_0') и после прохождения через мишень с подложкой, обращенной к падающему лучу (E_k). Отсюда по величине потерь энергии в металлическом слое $(\Delta E)_m = E_0' - E_k$ с помощью известной зависимости удельных потерь от энергии определялась толщина слоя. Затем подложка растворялась, после чего производилось повторное измерение потерь энергии протонов уже в готовой мишени. Двукратное измерение потерь энергии осуществлялось для того, чтобы иметь уверенность в отсутствии на поверхности мишени остатков подложки. Как показывает опыт, таким путем можно обнаружить наличие даже весьма малых остатков подложки ($\sim 10^{-1} \text{ мкг/см}^2$), ибо потери энергии на 1 мкг/см^2 в органических веществах, используемых в качестве подложки, обычно заметно выше, чем в металлах. Толщины мишеней в диапазоне $0,05 \div 0,5 \text{ мг/см}^2$ определялись этим методом с точностью $2,3 \div 0,6 \%$; метод удобен тем, что для него не требуется знания удельных потерь энергии в подложке и ее толщины.

Энергия протонов измерялась с помощью 90-градусного электростатического анализатора, установленного позади камеры рассеяния (рис. 1). Индикатором пучка на выходе анализатора служил кристалл CsI(Tl) толщиной ~ 1 мм, соединенный посредством короткого светопровода из органического стекла с фотоумножителем ФЭУ-19, регистрировавшим интегральный фототок. Энергия протонов определялась на основании показаний микроамперметров в цепи источника питания анализатора. Градуировка анализатора производилась путем измерения энергии протонов, для которых ускоряющий потенциал измерялся с помощью шарового разрядника ЭИ-75, а также с помощью измерения энергии конверсионных электронов Eu^{152} .

Обработка результатов измерений. Обработка экспонированных фотопластинок и получение угловых распределений рассеянных протонов в основном производились описанным ранее методом [2]. Некоторое отличие заключалось в том, что необходимое для построения денситометрической характеристики отношение экспозиции k_{12} для двух изображений пучка, имеющих распределение плотностей почернения $s_1(r)$ и $s_2(r)$, находилось методом наименьших квадратов, исходя из графика зависимости величин $(s_1)_i$ и $(s_2)_i$, взятых при одинаковых значениях $r=r_i$. В области, где плотность почернения s пропорциональна интенсивно-

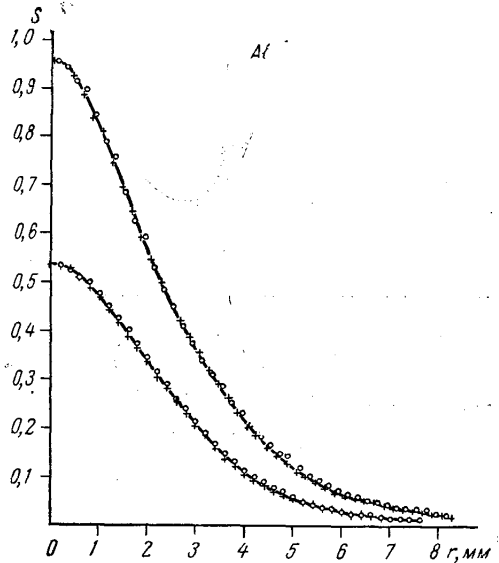


Рис. 2. Пример распределения плотностей почернения по радиусам изображений рассеянного пучка. $E_0=104$ Кэв. +—левые, o—правые склоны изображения рассеянного пучка, $k_{12}=1,93 \pm 0,015$

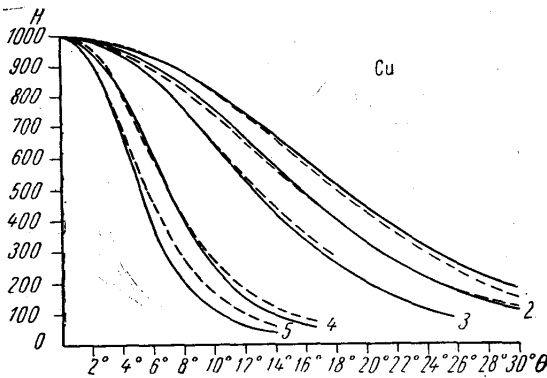


Рис. 3. Угловые распределения многократно рассеянных протонов. Сплошная линия — теоретическая кривая, пунктирная — экспериментальная.

1 — $l=530$ мкг/см², $E_0=158,5$ Кэв; 2 — $l=450$ мкг/см², $E_0=150,5$ Кэв; 3 — $l=420$ мкг/см², $E_0=162$ Кэв; 4 — $l=248$ мкг/см², $E_0=162$ Кэв; 5 — $l=190$ мкг/см², $E_0=163$ Кэв

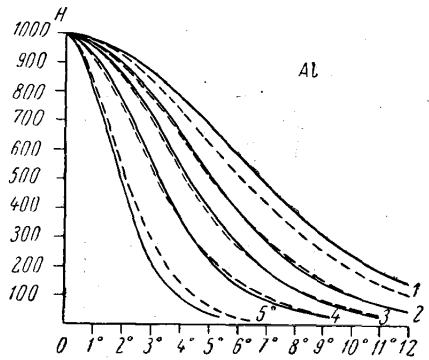


Рис. 4. Угловое распределение протонов. Сплошная линия — теоретическая кривая, пунктирная — экспериментальная.

1 — $l=81,8$ мкг/см², $E_0=75,2$ Кэв; 2 — $l=183$ мкг/см², $E_0=161$ Кэв; 3 — $l=183$ мкг/см², $E_0=184$ Кэв; 4 — $l=51,5$ мкг/см², $E_0=93$ Кэв; 5 — $l=51,5$ мкг/см², $E_0=148$ Кэв

сти H , эта зависимость представляет прямую линию, наклон которой определяется величиной k_{12} . Такой способ определения значения k_{12} удобен тем, что дает наглядное представление о положении границы области линейной зависимости s и H и позволяет контролировать правильность определения фона для кривых $s_i(r)$. Ошибка величины k_{12} в этом случае зависит от точности, с какой кривые $s_1(r)$ и $s_2(r)$ проведены в области $s < 0,3$, и обычно не превосходит 1%.

Результаты измерений

На рис. 2 в качестве примера представлена одна из пар распределений плотностей почернения по радиусам изображений рассеянного пучка, отличающихся только длительностью экспозиции. Сплошные линии $s_1(r)$ и $s_2(r)$, проведенные, возможно, ближе к экспериментальным точкам, относящимся к обоим склонам изображений, использовались для

Таблица 1

Медь

№	l , мкг/см ²	E_3 , Кэв	E_k , Кэв	$(\theta_{1/2})_Э$, мин	B	$\bar{\chi}_c$, мин	$(\theta_{1/2})_Т$, мин	$\eta = \frac{(\theta_{1/2})_Э}{(\theta_{1/2})_Т}$
1	190 ± 3,5	163	119,5	335	3,77	239	314	1,07
2	196 ± 3,5	172	127,5	345	3,80	235	308	1,12
3	196 ± 3,5	155	110	368	3,80	265	349	1,05
4	196 ± 3,5	155	110	384	3,80	265	349	1,10
5	210 ± 3,5	148,5	102	466	3,87	292	390	1,19
6	224 ± 3,3	148,5	97,5	502	3,94	311	420	1,19
7	224 ± 3,3	93,0	47,2	820	3,94	567	770	1,06
8	248 ± 3,2	178	121	364	4,07	262	362	1,01
9	248 ± 3,2	162	105	422	4,07	301	422	1,00
10	248 ± 3,2	162	105	455	4,07	301	422	1,08
11	248 ± 3,2	142,5	85,7	550	4,07	357	495	1,11
12	420 ± 4,2	170	75,5	715	4,74	450	694	1,03
13	420 ± 4,2	162	68,0	772	4,74	481	755	1,02
14	420 ± 4,2	162	68,0	746	4,74	481	755	0,99
15	450 ± 4,0	193,5	91,0	682	4,83	397	625	1,09
16	450 ± 4,0	173	71,3	802	4,83	478	740	1,08
17	450 ± 4,0	172	70,3	875	4,83	483	748	1,17
18	450 ± 4,0	170	68,7	806	4,83	492	762	1,06
19	450 ± 4,0	165	64,5	932	4,83	514	802	1,16
20	450 ± 4,0	150,5	52,0	940	4,83	605	950	0,99
21	530 ± 3,5	172	55,5	930	5,02	592	948	0,97
22	530 ± 3,5	160	46,2	1060	5,02	678	1090	0,98
23	530 ± 3,5	153,5	44,8	1080	5,02	692	1105	0,98
24	570 ± 3,3	145	~28,8	1390	5,13	~965	~1570	~0,89

определения k_{12} , построения денситометрической характеристики и получения угловых распределений $H(\theta)$.

Угловые распределения многократно рассеянных протонов $H(\theta)$ получены в диапазоне начальных энергий $E_0 = 75 \div 193$ КэВ для набора пленок меди толщиной от 190 до 530 мкг/см^2 , алюминия — от 51 до 183 мкг/см^2 и полистирола — 46 и 82 мкг/см^2 ; некоторые из них представлены на рис. 3—4. Полная сводка результатов дана в таблицах.

Таблица 2

Алюминий

№	l , мкг/см^2	E_0 , КэВ	E_R , КэВ	$(\theta_{1/2})_Э$, мин	B	$\bar{\chi}_c$, мин	$(\theta_{1/2})_Т$, мин	$\eta = \frac{(\theta_{1/2})_Э}{(\theta_{1/2})_Т}$
1	$51,5 \pm 1,1$	158,5	139,5	117,5	3,85	82	108,5	1,08
2	$51,5 \pm 1,1$	148,5	129	130	3,85	89	119	1,09
3	$51,5 \pm 1,1$	137	117	143	3,85	95,5	126	1,06
4	$51,5 \pm 1,1$	105,5	83,5	184	3,85	130	171	1,08
5	$51,5 \pm 1,1$	104	82,0	187	3,85	132,5	175	1,07
6	$51,5 \pm 1,1$	93,0	70,3	193	3,85	152	202	0,96
7	$51,5 \pm 1,1$	82,0	58,5	222	3,85	179,5	237	0,94
8	$81,8 \pm 1,2$	172	143,5	129	4,41	96,5	140	0,92
9	$81,8 \pm 1,2$	169	139	139	4,41	100,5	147	0,95
10	$81,8 \pm 1,2$	119	85,5	205	4,41	153	223	0,92
11	$81,8 \pm 1,2$	75,2	40,2	370	4,41	280	408	0,91
12	$183 \pm 1,7$	184	117	255	5,40	156,5	263	0,97
13	$183 \pm 1,7$	174	105	276	5,40	169	284	0,97
14	$183 \pm 1,7$	170	100,5	283	5,40	175	295	0,96
15	$183 \pm 1,7$	161	92,1	306	5,40	185	313	0,98
16	$183 \pm 1,7$	159	90,0	315	5,40	188	318	0,99
17	$183 \pm 1,7$	148,5	77,1	335	5,40	210	354	0,95
18	$183 \pm 1,7$	138	66,2	375	5,40	234	391	0,96

Таблица 3

Полистирол

№	l , мкг/см^2	E_0 , КэВ	E_R , КэВ	$(\theta_{1/2})_Э$, мин	B	$\bar{\chi}_c$, мин	$(\theta_{1/2})_Т$, мин	$\eta = \frac{(\theta_{1/2})_Э}{(\theta_{1/2})_Т}$
1	$46 \pm 1,0$	119	74,0	164	7,43	82,5	169	0,97
2	$46 \pm 1,0$	93	47,5	228	7,43	117,5	242	0,94
3	$82 \pm 1,0$	169	96,0	170	8,08	80,5	174	0,98
4	$82 \pm 1,0$	161	86,2	180	8,08	87,5	188	0,96
5	$82 \pm 1,0$	119	38,9	315	8,08	153	332	0,95

Обсуждение результатов

Анализ результатов проводился с помощью теории Мольера [3], в которой для описания многократного рассеяния используется параметр B , зависящий от эффективного числа соударений (кратности

рассеяния) $O_v = (\bar{\chi}_c/\chi_a)^2$, где χ_a — «угол экранирования», характеризующий экранирование поля ядра мишени атомными электронами, а χ_c определяется таким образом, что вероятность однократного рассеяния на угол $\chi > \chi_c$ равна единице. При этом угловое распределение рассеянных частиц выражается в виде ряда

$$H(\vartheta) \vartheta d\vartheta = \vartheta d\vartheta \left[f^{(0)}(\vartheta) + \frac{1}{B} f^{(1)}(\vartheta) + \frac{1}{B^2} f^{(2)}(\vartheta) + \dots \right], \quad (1)$$

здесь $\vartheta = \theta/(\chi_c \sqrt{B})$ (θ — угол рассеяния), $f^0(\vartheta) = \exp[-\vartheta^2]$ функции $f^1(\vartheta)$ и $f^2(\vartheta)$ табулированы в работах [3, 4]. Величины B для различных мишеней и соответствующие им значения функции $H(\vartheta)$ находились из графиков, представленных на рис. 5 и 6. Кривые $B=f(\lg l)$ для различных

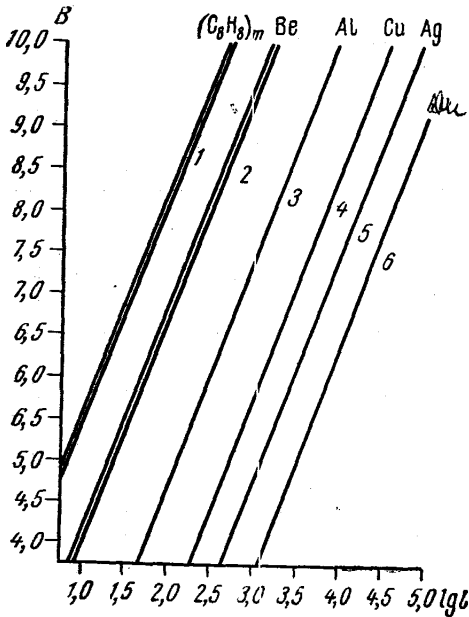


Рис. 5. 1 — $E_p=50$ и 200 Кэв; 2 — $E_p=60$ и 280 Кэв; 3 — $E_p=60$ и 280 Кэв; 4 — $E_p=60$ и 280 Кэв; 5 — $E_p=60$ и 280 Кэв; 6 — $E_0=60$ и 280 Кэв

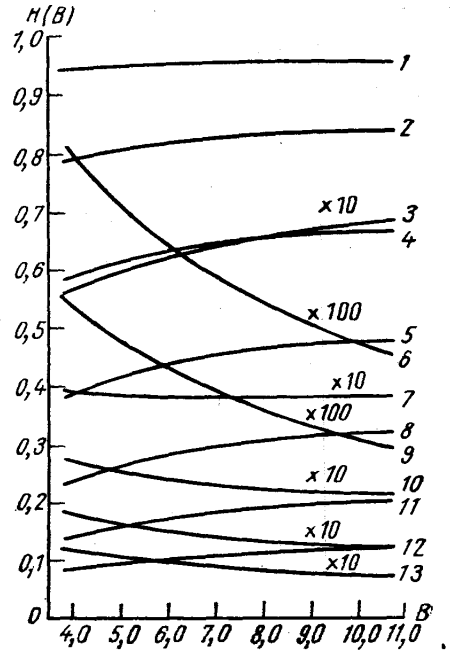


Рис. 6. 1 — $\vartheta=0,2$; 2 — $\vartheta=0$; 3 — $\vartheta=1,6$; 4 — $\vartheta=0,6$; 5 — $\vartheta=0,8$; 6 — $\vartheta=2,6$; 7 — $\vartheta=1,6$; 8 — $\vartheta=1,0$; 9 — $\vartheta=2,6$; 10 — $\vartheta=2,0$; 11 — $\vartheta=1,2$; 12 — $\vartheta=2,2$; 13 — $\vartheta=1,4$; 14 — $\vartheta=2,6$

веществ получены из зависимости $B=f(\lg \Omega_v)$, табулированной в работе [3]; для определения эффективного числа соударений использовались следующие соотношения (все коэффициенты вычислены в системе CGSE):

$$\begin{aligned} \bar{\chi}_c^2 &= 16,70 \cdot 10^{-38} \cdot \left(\frac{l}{E^2} \right) \cdot \sum_i N_i Z_i^2, \quad (2) \\ \ln \bar{\chi}_a^2 &= \ln \frac{1,516 \cdot 10^{-14}}{E} + \\ &+ \frac{\sum_i N_i Z_i^2 \cdot \ln \left\{ Z_i^{2/3} \left[A_{ai} + B_{ai} Z_i^2 \cdot \left(0,533 \cdot 10^{-4} + \frac{4,00 \cdot 10^{-8}}{E} \right) \right] \right\}}{\sum_i N_i Z_i^2}, \quad (3) \end{aligned}$$

где l — толщина мишени, N_i — рассчитанное на единицу объема число атомов с порядковым номером Z_i , входящих в состав мишени; $A_{\alpha i}$ и $B_{\alpha i}$ — коэффициенты разложения $\chi_{\alpha i}$ по степеням $\alpha_i = zZ_i/(137\beta)$

$$\chi_{\alpha i} = (\chi/\alpha_i) \cdot \sqrt{A_{\alpha i} + B_{\alpha i} \cdot \alpha_i^2} \quad (4)$$

(χ , β и $z = 1$ — длина волны, скорость и заряд протона, α_i — радиус атома i -того сорта).

Эти формулы получены в предположении неизменности величины энергии протона E в процессе рассеяния, так как в области $E < 300$ Кэв зависимость Ω_{α} от энергии является слабой и только для самых легких элементов ее необходимо учитывать. Это хорошо видно из рис. 5, где приведены кривые зависимости B от $\lg l$ для ряда веществ, рассчитанные при различных значениях энергии.

Графики зависимости $H = f(B)$ были рассчитаны для ряда значений θ от 0,2 до 2,8 с помощью таблиц функций $f^1(\theta)$ и $f^2(\theta)$, приведенных в работе [4].

Величина $\bar{\chi}_c$, связывающая угол рассеяния θ с аргументом Мольера θ , находилась в каждом случае численным интегрированием выражения

$$\bar{\chi}_c^2 = 16,70 \cdot 10^{-38} \cdot \int_{E_0}^{E_k} \frac{dE}{E^2 (dE/dx)} \cdot \sum_i N_i Z_i^2 \quad (2a)$$

Данные об удельных потерях энергии протонов в мишенях были взяты из работ [5, 6].

Медь ($Z=29$). Наличие 29 электронов в атоме меди дает возможность уверенно применять статистическую модель Томаса—Ферми для описания распределения электронов в атоме. В связи с этим в наших расчетах были использованы значения $A_{\alpha} = 1,13$ и $B_{\alpha} = 3,76$, полученные Мольером [7] с помощью этой модели. Результаты сравнения полуширин теоретических и экспериментальных угловых распределений рассеянных протонов для меди даны в последней колонке табл. 1 и на рис. 7, где по оси абсцисс отложены значения энергии протонов после прохождения мишени. Как видно в результатах наблюдается некоторый разброс, иногда выходящий за пределы указанных ошибок измерений. Основные причины этого разброса связаны, по видимому, с тем, что из-за больших величин $(\theta_{1/2})_{\text{экс}}$ для меди размеры изображений рассеянного пучка оказались довольно большими (25–35 мм) даже при минимально возможном в наших условиях удалении фотопластинки от мишени. Было установлено, что при этом вследствие неоднородности слоя эмульсии фон в пределах одного изображения мог заметно изме-

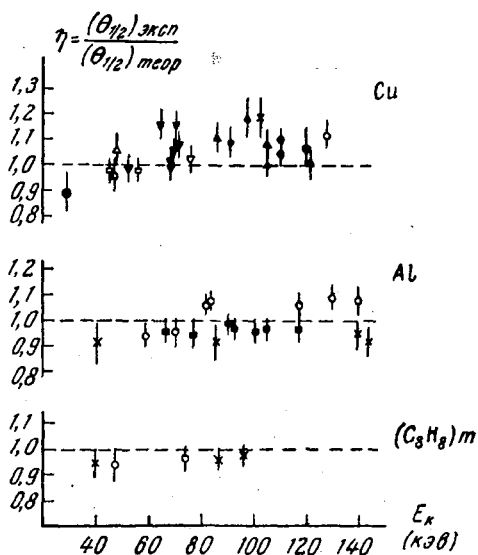


Рис. 7. Cu: ○—190, ●—196, ×—210, ▲—224, △—248, ▽—420, ▾—450, □—530, △—570 мк/см²; Al: ○—51,5, ×—81,5, ▾—183 мк/см²; (C₈H₈)m: ○—46, ×—82 мк/см²

няться. В приведенных же на графике ошибках этот фактор не учитывался*.

Учитывая вышеизложенное, можно утверждать, что экспериментальные результаты для меди удовлетворительно согласуются с теоретическими расчетами для всех энергий протонов и толщин мишеней, в том числе частично и для тех условий, когда рассеяние, вообще говоря, перестает быть многократным (параметр $B < 4,5$; т. е. число эффективных соударений меньше 20). Следует, однако, отметить, что при энергии протонов $E_h \geq 70$ Кэв экспериментальные угловые распределения в среднем несколько превышают теоретические; однако это превышение не выходит за пределы двойной ошибки эксперимента.

Отметим также, что ошибка в положении точки при энергии $E_h \approx 29$ Кэв, изображенная на графике, не включает в себя погрешности, обусловленной неточностью экстраполяции в эту область кривой зависимости $(dE/dx) = f(E)$ (данные о потерях энергии протонами в меди при энергиях ниже 50 Кэв отсутствуют).

Алюминий ($Z=13$). Теоретические расчеты выполнены также с использованием значений A_α и B_α , полученных с помощью модели Томаса—Ферми. Результаты расчетов неплохо согласуются с экспериментальными данными (см. табл. 1 и рис. 7) почти во всех рассмотренных случаях и только для самой малой толщины мишени — $51,5$ $\mu\text{г}/\text{см}$, в которой число эффективных соударений протона не превышало 14 ($B \approx 3,8$), намечается, по-видимому, некоторое расхождение.

К сожалению, в нашем распоряжении не было функций распределения электронов в атоме Al, вычисленных методом Хартри—Фока, поэтому трудно сказать, насколько изменится отношение $(\theta_{1/2})_{\text{эксп}}/(\theta_{1/2})_{\text{теор}}$ при использовании A_α и B_α , полученных с помощью модели самосогласованного поля, но, судя по результатам для углерода, это изменение не должно быть большим.

Полистирол ($z_1=6$; $z_2=1$). Теоретические распределения, полученные на основе расчета распределения электронов в атоме углерода методом Хартри—Фока и точного выражения для потенциала атома водорода ($A_{\alpha 1} = 0,26$ и $B_{\alpha 1} = 0,71$ для C_6^{12} ; $A_{\alpha 2} = 0,45$ и $B_{\alpha 2} = 1,30$ для H_1^1 [1]), хорошо согласуются с экспериментальными во всех случаях вплоть до энергий протонов $E_h \leq 40$ Кэв. Отклонения, наблюдавшиеся ранее [1] при энергиях $E_h < 90$ Кэв, объясняются завышением величины начальной энергии протонов, связанным с техникой косвенных измерений при $E_0 \leq 100$ Кэв. В настоящей работе эта ошибка исключалась тем, что энергия протонов измерялась в пучке, непосредственно попадавшем на мишень.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что теория Мольера—Бете успешно описывает многократное рассеяние протонов небольших энергий (вплоть до $40 \div 50$ Кэв) в твердых веществах. При этом видно, что использование статистической модели Томаса—Ферми позволяет получить удовлетворительное согласие с результатами как для меди, так и для алюминия. В случае же расчетов рассеяния в более легких элементах следует применять для рассеивающего потенциала более точные приближения, полученные методом Хартри—Фока. Однако следует отметить, что даже для углерода C_6 применение в расчетах результатов статистической теории приводит к расхождению с экспериментом (занижению) всего на $\sim 20\%$.

* Для алюминия и полистирола изображения пучка имели размеры $10 \div 15$ мм, поэтому вероятность искажений их за счет неоднородности эмульсий значительно меньше, так как размеры этих неоднородностей $\sim 1-2$ см.

Весьма интересным является тот факт, что такой процесс, как перезарядка, играющий существенную роль при прохождении частиц больших энергий через вещество, практически не сказывается на угловом распределении протонов при многократном рассеянии. Так, при прохождении через алюминий пучок протонов с энергией 50 Кэв на ~40% состоит из нейтральных атомов [8]; однако экспериментальные угловые распределения согласуются с теоретическими, в которых этот эффект не учитывался. Более того, проведенные оценки показывают, что формальная подстановка в теоретических расчетах вместо $z=1$ эффективного заряда протона ($z < 1$) приводит к тому, что в области $E_k \sim \sim 50$ Кэв $(\theta_{1/2})_{\text{теор}}$ становится на 20 ÷ 30% ниже $(\theta_{1/2})_{\text{эксп}}$ для всех трех веществ. Этот факт связан, по-видимому, с тем, что представление об эффективном заряде в том виде, как он обычно вводится для многозарядных ионов, для протона не имеет смысла. При небольших энергиях, когда скорость движения протонов сравнима со скоростью движения электронов в атомах водорода, расчет эффективного заряда представляет собой весьма сложную квантовомеханическую задачу.

В заключение приносим искреннюю благодарность Петрухину А. И., принимавшему большое участие в подготовке и проведении эксперимента, а также Андриановой Х. И., выполнившей большой объем работ по вычислениям и предварительной обработке результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бедняков А. А., Бояркина А. Н., Савенко И. А., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, 42, № 3, 740, 1962.
2. Бедняков А. А., Бояркина А. Н., Савенко И. А., Тулинов А. Ф. «Приборы и техника эксперимента», № 6, 35, 1962.
3. Moliere G. Z. Naturforsch., 3a, 78, 1948.
4. Bethe H. A. Phys. Rev., 89, 1256, 1953.
5. Warshaw S. D. Phys. Rev., 76, 1759, 1949.
6. Lorentz D., Zimmerman E. Phys. Rev., 113, 1202, 1959.
7. Moliere G. Z. Naturforsch., 2a, 133, 1947.
8. Allison S. K. Revs. Mod. Phys., 30, 1137, 1958.

Поступила в редакцию
10.2 1964 г.

НИИЯФ