

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ГАММА-КВАНТОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ

До последнего времени экспериментальная проверка законов поглощения γ -лучей была ограничена областью сравнительно небольших энергий.

Наибольшая энергия γ -лучей, которые получались при различных радиоактивных превращениях, составляет 17 MeV (реакция $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$). Появление ускорителей электронов (бетатрон и синхротрон), дающих, при резком торможении ускоренных электронов, направленный пучок γ -квантов, расширяет доступный диапазон энергии до сотен MeV.

Исследование с помощью ускорителей, однако, сильно затрудняется тем, что спектр излучения в этом случае является непрерывным.

В работе Адамса¹ исследуется область поглощения γ -квантов, полученных от 22 MeV бетатрона в интервале энергий между 1 и 20 MeV.

Т а б л и ц а I

Реакция	Полупериод (в минутах)	Порог (в MeV)	Спектральный интервал (в MeV)
${}_{29}\text{Cu}^{63}(\gamma, n){}_{29}\text{Cu}^{62}$	10,5	$10,9 \pm 0,1$	0,5
${}_{26}\text{Fe}^{54}(\gamma, n){}_{26}\text{Fe}^{53}$	8,9	$13,9 \pm 0,3$	1,6
${}_6\text{C}^{12}(\gamma, n){}_6\text{C}^{11}$	20,5	$18,7 \pm 0,1$	1,7

Метод измерения основан на использовании реакции $(\gamma, n)^*$, в результате которой образуется радиоактивный изотоп элемента детектора. Перед исследуемым поглотителем ставится контрольная пластинка из того же материала и тех же размеров, что и детектор. Отношение активностей, наведённых в детекторе и контрольной пластинке после облучения, служит показателем поглощения γ -лучей в поглотителе. Коэффициент поглощения (τ) определяется из формулы $\frac{I}{I_0} = e^{-\tau x}$, где x — толщина поглотителя, I_0 и I — интенсивности пучка до и после поглощения, пропорцио-

^{*}) См. УФН, XXXVII, 256 (1949).

Таблица II

Погло- титель	Детектор Cu $\bar{E} = 11,04 \text{ MeV}$			Детектор Fe $\bar{E} = 13,73 \text{ MeV}$			Детектор C $\bar{E} = 19,10 \text{ MeV}$		
	Теория (см^{-1})	Эксперимент (см^{-1})	Теория — эксл. (см^{-1})	Теория (см^{-1})	Эксперимент (см^{-1})	Теория — эксл. (см^{-1})	Теория (см^{-1})	Эксперимент (см^{-1})	Теория — эксл. (см^{-1})
Al	0,0613	$0,0605 \pm 0,0013$	$-0,0008$	0,0594	$0,0596 \pm 0,0006$	$-0,0002$	0,0595	$0,0604 \pm 0,0016$	$-0,0009$
Fe	0,233	$0,231 \pm 0,003$	$+0,002$	0,239	$0,240 \pm 0,003$	$-0,001$	0,257	$0,262 \pm 0,002$	$-0,005$
Cu	0,266	$0,276 \pm 0,003$	$-0,010$	0,277	$0,285 \pm 0,003$	$-0,008$	0,299	$0,307 \pm 0,006$	$-0,008$
Pb	0,612	$0,569 \pm 0,007$	$+0,043$	0,682	$0,625 \pm 0,007$	$+0,057$	0,791	$0,695 \pm 0,004$	$+0,096$

нальные наведённой активности в детекторе и в контрольной пластинке. Ширина интервала энергии, для которого определялось поглощение, ограничена снизу порогом ядерного фотоэффекта материала детектора. Верхним пределом является максимальная энергия спектра, т. е. энергия, до которой ускоряются электроны в ускорителе.

В таблице I приведены реакции, их пороговая энергия и ширина использованного спектрального интервала.

Интенсивность пучка на расстоянии 1 м от мишени, измеренная толстостенной ионизационной камерой, составляла около 100 рентген в минуту.

В качестве поглотителей применялись алюминий, железо, медь и свинец. Были проведены измерения при различных (до двенадцати) толщинах поглотителя, подтвердившие экспоненциальный закон поглощения.

В таблице II приведены измеренные коэффициенты поглощения, теоретические значения их и разность теоретических и экспериментальных значений.

Как видно из таблицы для поглощения в алюминии и железе получены экспериментальные результаты, прекрасно согласующиеся с теоретическими.

Для случая меди и свинца получается значительное расхождение теоретических и экспериментальных данных, в несколько раз превышающее величину ошибки. Увеличенный, по сравнению с теоретическим, коэффициент поглощения для меди автор объясняет влиянием реакции (γ , n). Уменьшение коэффициента поглощения в случае свинца можно приписать неприменимости борновского приближения к расчёту образования пар в свинце ($\frac{Ze}{v\hbar} = 0,6$).

Обстоятельная работа Лоусона² посвящена исследованию поглощения γ -лучей с энергией

около 90 MeV, проведённому на 100 MeV бетатроне*). В качестве детектора использовался спектрометр, регистрирующий совпадения от пар, созда-

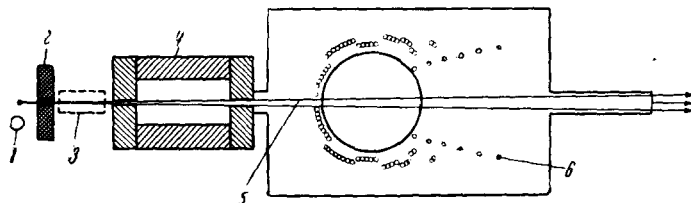


Рис. 1. Схема установки: 1 — ионизационная камера; 2 — свинцовый экран; 3 — поглотитель; 4 — коллиматор; 5 — мишень; 6 — счётчики.

ваемых γ -лучами. Число пар, регистрируемое в данном узком интервале энергии, пропорционально общему числу γ -квант в этом интервале. Одна-

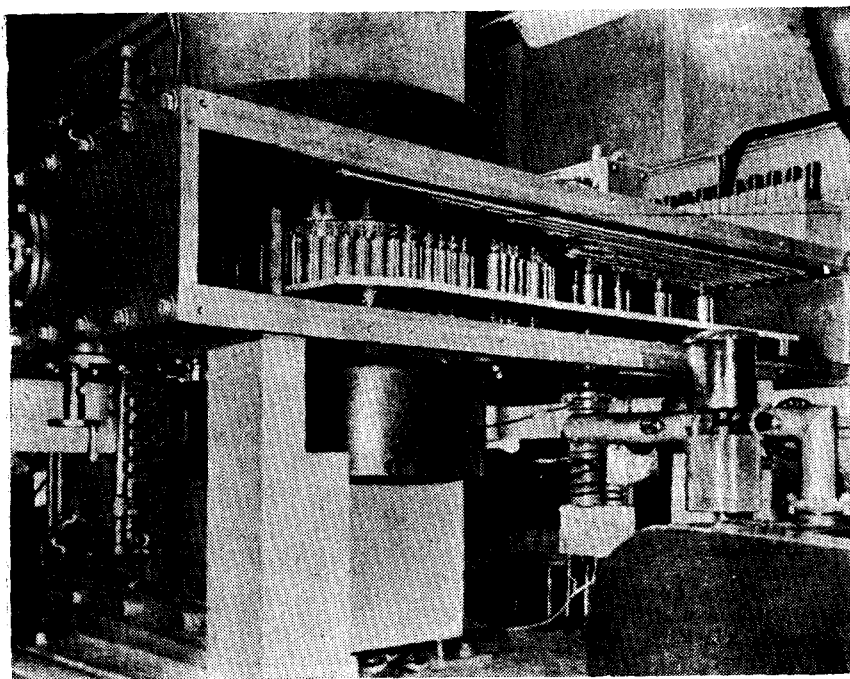


Рис. 2. Общий вид установки.

ко уменьшение интенсивности в средней части γ -спектра, вызванное внесением поглотителя, непосредственно не характеризует коэффициента

*) Описание этого бетатрона см. УФН, XXX, 11 (1946).

поглощения в данном интервале, так как в счётчик попадают, рассеиваясь в поглотителе, также γ -кванты большей энергии. Однако если выбрать интервал, расположенный достаточно близко от верхнего края спектра, то, очевидно, указанным искажением можно пренебречь.

Таблица III

Поглотитель	Экспериментальное значение (в $10^{-24} \text{ см}^2/\text{атом}$)	Вероятная статистич. ошибка в %	Теоретическое значение (в $10^{-24} \text{ см}^2/\text{атом}$)
Be	0,161	1,2	0,1482
Al	1,128	1,5	1,103
Cu	4,971	1,5	4,840
Sn	13,11	0,95	13,55
Pb	31,27	1,6	34,90
U	38,46	1,1	43,53

В работе найдены коэффициенты поглощения отдельно для процесса образования пар и для комптон-эффекта.

Для этого использовалось соотношение

$$\frac{\sigma'}{\sigma''} = \frac{\sigma'_p(1 + \alpha')}{\sigma''_p(1 + \alpha'')}, \quad (2)$$

где σ' и σ'' — полные эффективные сечения поглощения в I и II материалах, σ'_p и σ''_p — соответственно эффективные сечения образования пар, α' и α'' — отношения сечения комптон-рассеяния к сечению образования пар.

Если материал II взят с высоким атомным номером Z , то при $E \sim 90$ MeV величиной α'' можно пренебречь, и из (2) получается с хорошей точностью значение α' .

Среднее значение энергии, для которой определялись сечения, составляло 88 ± 1 MeV. Схема установки представлена на рис. 1. Пучок от мишени бетатрона проходит сквозь щель в свинцовом экране и затем через поглотитель, коллиматор и анализатор спектра. Перед свинцовым экраном находится ионизационная камера, контролирующая интенсивность бетатрона. В коллиматоре постоянное магнитное поле отсеивает из пучка γ -лучей заряженные частицы.

Основной частью анализатора спектра является постоянный магнит диаметром 60 см. На краю его помещается мишень, в которой образуются пары.

По обеим сторонам от мишени помещаются счётчики Гейгера-Мюллера, включённые на совпадения.

Общий вид установки изображён на рис. 2. Особое внимание в работе было обращено на коллимацию пучка.

Таблица IV
Значение α при $E = 88$ MeV

Элемент	Комбинация	α	Ошибка
Be	Be-Au	0,38	0,05
Al	Al-Au	0,082	0,05
Cu	Cu-Au	0,116	0,05
Be	Be-Cu	0,29	0,05

Измерения сильно усложнялись присутствием рассеянного излучения с энергией около 10 MeV, вызываемого, повидимому, электронами, прошедшими мишень бетатрона насквозь.

В результате измерений были получены полные поперечные сечения поглощения γ -лучей с энергией 88 MeV для шести элементов — Be, Al, Cu, Sn, Pb и U. В таблице III даны средние значения полученных полных поперечных сечений и расчётные теоретические сечения.

Отклонение экспериментальных результатов от теоретических во всех случаях, за исключением Be, пропорционально примерно квадрату атомного номера Z^2 (в интервале значений Z , приведённых в таблице), что автор объясняет недостаточностью борновского приближения. Расхождение для Be можно объяснить применением при расчёте модели Ферми-Томаса.

Далее в работе приводятся результаты измерений отношения поперечных сечений образования пар в различных материалах.

В таблице IV приведены найденные значения величины α (см²).

Эти значения согласуются в пределах 15% с формулой Клейна-Нишины при энергии 88 MeV.

Р. К.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. D. Adams, Physical Review **74**, 1707 (1948).
 2. J. L. Lauson, Physical Review **75**, 433 (1949).
-