

ФИЗИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ, ПРОИЗВЕДЁННЫЕ НА БЕТАТРОНЕ И СИНХРОТРОНЕ

Практическое осуществление мощных ускорителей для электронов — бетатрона и синхротрона — дало физикам искусственный источник γ лучей большой энергии и сделало возможным постановку ряда физических экспериментов с фотонами больших энергий, которые мы могли до сих пор наблюдать лишь в космических лучах в ничтожных интенсивностях, несравнимых с получаемыми теперь в бетатроне или синхротроне.

Изучение ядерных реакций, вызываемых фотонами с энергией ~ 100 MeV, интересно в том отношении, что такая энергия достаточна для отщепления от ядра нескольких частиц, что приводит к большому разнообразию ядерных реакций при этих энергиях. И действительно, одна из первых работ, выполненных на бетатроне на 100 MeV компании «Дженерал Электрик»¹, привела к обнаружению наряду с ранее известными реакциями (γ, n) , (γ, p) большого числа реакций типа (γ, pn) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 2p)$, $(\gamma, 2pn)$, $(\gamma, p2n)$, $(\gamma, 3pn)$, (γ, ap) . Как в этой, так и в последующих работах, посвящённых более тщательному изучению наблюдаемых реакций, применялось в основном два метода: фотографирование в камере Вильсона и измерение радиоактивности продуктов расщепления.

Несколько работ посвящено изучению относительного выхода различных ядерных реакций в зависимости от бомбардируемого элемента и энергии γ -квантов^{2, 3, 4}. Для истолкования полученных результатов нужно знать спектральный состав рентгеновского излучения. Авторы работ принимали теоретический спектр тормозного излучения. В недавно опубликованной работе Лоусона⁵ указывается, что экспериментальные результаты согласуются с теоретическими.

Хронологически первой является работа Болдуина и Клайбера² по фотоделению ядер под действием γ -квантов от бетатрона на 100 MeV. Были сняты кривые зависимости числа случаев деления (на 1 рентген интенсивности излучения) от максимальной энергии γ -лучей. При этом акты деления регистрировались дифференциальной ионизационной камерой, а интенсивность рентгеновского излучения определялась стандартной «напёрстковой» камерой Vistogreen, окружённой 3 мм свинца. Для U и Th выход быстро растёт до некоторой максимальной энергии (18 MeV для U и 20 MeV для Th), а затем медленно спадает.

Авторы рассчитали на основе полученных данных эффективное сечение для фотоделения U и Th, исходя из спектра тормозного излучения в тонких мишенях (по Гайтлеру). На основе такого спектра и упрощённой схемы образования вторичных частиц в свинце, окружающем «напёрстковую» камеру, была рассчитана эффективность камеры, знание которой необходимо для расчёта эффективного сечения. Вычисленное сечение проходит через максимум (18 MeV для U и 20 для Th) и спадает практически до нуля при энергии > 30 MeV. Максимальное сечение $\sim 5 \cdot 10^{-26}$ для U и $2,5 \cdot 10^{-26}$ для Th.

Исследовались также Bi, Pb, Tl, Au, W, Sm, однако деление этих элементов не обнаружено, т. е. сечение фотоделения меньше 10^{-29} .

Другая работа тех же авторов³ посвящена исследованию реакций $\text{C}^{12}(\gamma, n)\text{C}^{11}$ и $\text{Si}^{28}(\gamma, n)\text{Si}^{27}$.

Определялась зависимость выхода реакции от максимальной энергии γ -лучей. Интенсивность γ -излучения измерялась, как и в предыдущей работе, а выход реакции определялся по радиоактивности продуктов реакций (образцами служили листок политена или медная фольга толщиной 0,075 мм) после облучения образцов в центре пучка γ -лучей в 170 см от бетатрона. Зависимость выхода от энергии имеет тот же характер, что и для фотоделения. Вычисленное эффективное сечение имеет максимум при 22 MeV для Si и 30 MeV для C и быстро спадает практически до нуля. Быстрое уменьшение сечения с ростом энергии в данных реакциях и при фотоделении авторы объясняют появлением конкурирующих реакций при этих энергиях.

Перльман и Фридляндер⁴ исследовали целый ряд ядерных реакций, подвергая облучению γ -лучами от бетатрона и синхротрона различные образцы при двух различных значениях энергии (50 MeV и 100 MeV). Выход реакции определялся измерением радиоактивности образцов после их облучения. Результаты опытов сведены в следующую таблицу (выход реакции $\text{N}^{14}(\gamma, n)\text{N}^{13}$ принят за 1).

Обращает на себя внимание приблизительно одинаковая зависимость выхода реакций (γ, n) и (γ, p) от массового числа при обоих значениях энергии. Она также говорит в пользу вывода, сделанного в работах^{2,5} о том, что эффективное сечение реакций (γ, p) и (γ, n) ничтожно мало для больших энергий. Причина скачка в выходе реакции (γ, n) вблизи $A \approx 60$ авторам неясна.

Следует отметить ещё группу тщательных исследований с γ -излучением от бетатрона на 100 MeV, проведённых с целью подтвердить или опровергнуть результаты опытов Шейна, Гарцлера и Клайбера⁶, которые якобы обнаруживали реакцию (γ, μ) .

Клайбер, Любке и Болдуин⁷ провели тщательные эксперименты с камерой Вильсона, помещённой в магнитное поле 1,2650 гаусса. Камера была разгорожена рядом алюминиевых фольг нарастающей толщины (от 0,1 до

Исходный изотоп	Относительный выход		Исходный изотоп	Относительный выход	
	100 MeV	50 MeV		100 MeV	50 MeV
Реакция (γ, n)			Реакция (γ, p)		
C ¹²	2,3	2,3	Si ³⁰	5,8	6,6
N ¹⁴	1,0	1,0	Fe ⁵⁷	7,6	7,6
O ¹⁶	2,2	2,4	Ni ⁶²	5,4	5,0
F ¹⁹	2,7	2,8	Mo ⁹⁸	5,0	3,1
Al ²⁷	2,3	3,1	Ru ¹⁰²	3,7	3,6
P ³¹	7,2	7,1	Реакция ($\gamma, 2n$)		
Cl ³⁵	2,4	2,4	C ¹²	< 0,003	
K ³⁹	2,6	2,6	F ¹⁹	0,22	0,1
Ni ⁵⁸	6,3	6,0	P ³¹	< 0,1 ($E = 80$ MeV)	
Cu ⁶³	33	35	Cu ⁶³	3,3	2,5
Ga ⁶⁹	42	44	Реакция ($\gamma, 2p$)		
Ga ⁷¹	43	44	Al ²⁷	0,15	0,14
Pd ¹¹⁰	33	39	P ³¹	0,20	0,15
Ag ¹⁰⁹	41	46	Cu ⁶³	—	0,16
Sb ¹²¹	42	46			
Re ¹⁸⁷	85	86			

2 м.м). Измерялись импульс и энергия частиц: импульс находился по кривизне трека в его начальной части, энергия — по номеру фольги, в которой остановилась частица. По импульсу и энергии можно определить массу частицы. Она оказалась во всех случаях равной массе протона. Только в двух случаях она оказывается меньше 1500 электронных масс, но эти случаи можно легко объяснить появлением кажущейся кривизны треков из-за многократного рассеяния. Специально поставленные авторами опыты⁸ с камерой Вильсона без включённого магнитного поля (на той же установке) подтвердили это объяснение: из 129 следов протонов 46 имеют кажущуюся кривизну, причём 21 след изогнут в одном направлении, а 25 — в противоположном.

Боннер, Фридляндер и др.⁹ показали отсутствие реакции (γ, μ) другим методом. Образование Zn⁶³ и Mg²⁷ при облучении медного и алюминиевого образцов можно объяснить как реакциями Cu⁶³ (γ, μ) Zn⁶³, Al²⁷ ($\gamma, \mu +$) Mg²⁷, сопровождающимися образованием мезонов, так и реакциями с участием вторичных нейтронов и протонов: Cu⁶³ (p, n) Zn⁶³, Al²⁷ (n, p) Mg²⁷. Однако эксперименты однозначно показывают, что имеет место последний случай: 1) при уменьшении энергии со 100 MeV до 50 MeV реакция (γ, μ) должна прекратиться; опыт показывает, что Zn⁶³ и Mg²⁷ образуется и при энергии 50 MeV; 2) расщепление толстой мишени на несколько тонких, разделённых воздушными промежутками, не должно сказаться на выходе реакции типа (γ, μ), в то время как выход реакций (n, p) и (p, n) должен уменьшиться из-за того, что часть пробега протона или нейтрона приходится на воздух; опыт показывает уменьшение выхода при расщеплении мишени на 79 листов в 3,5–4 раза.

Таким образом, опыты опровергают данные о получении мезонов с помощью γ -квантов с энергией 100 MeV.

Опубликована пока единственная работа¹⁰, в которой используется непосредственно электронный пучок, выводимый из бетатрона (на 22 MeV).

а не тормозное γ -излучение в мишенях. Пучок направляется на ряд тонких одинаковых фольг из Cu^{63} , Ag^{107} и Ag^{109} , вызывая в них ядерные расщепления. Число расщеплений, вызываемых непосредственно электронами, во всех фольгах одинаково, в то время как для фотонов оно линейно растет с номером фольги. Это позволяет отличить оба вида расщепления и найти их эффективные сечения. Для электронов с энергией 16 MeV эффективные сечения равны $1,6 \cdot 10^{-28}$ для Cu^{63} , $5,4 \cdot 10^{-28}$ для Ag^{107} и $7,9 \cdot 10^{-28}$ для Ag^{109} . Для фоторасщепления сечение в 400 раз выше.

Э. Л. Бурштейн

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. K. Baldwin a. G. S. Klaiber, Phys. Rev. **70**, 259—270 (1948) — см. реферат Э. Шпольского, УФН **34**, вып. 3 (1948).
 2. G. K. Baldwin a. G. S. Klaiber, Phys. Rev. **71**, 3—10 (1947).
 3. G. K. Baldwin a. G. S. Klaiber, Phys. Rev. **73**, 1156—1163 (1948).
 4. M. L. Perlman a. G. Friedlander, Phys. Rev. **74**, 442—448 (1948).
 5. J. L. Lawson, Gen. El. Rev. **51**, No. 10, 47—50 (1948).
 6. M. Schein, A. J. Hartzler a. G. S. Klaiber, Phys. Rev. **70**, 435 (1946).
 7. G. S. Klaiber, E. A. Lubke a. G. C. Baldwin, Phys. Rev. **70**, 789 (1946).
 8. E. A. Lubke, G. S. Klaiber a. G. C. Baldwin, Phys. Rev. **71**, 657—660 (1947).
 9. N. A. Bonner, G. Friedlander a. oth., Phys. Rev. **71**, 511—520 (1947).
 10. L. S. Skagge, T. S. Laughlin a. oth., Phys. Rev. **73**, 420 (1948).
-