

Л. В. ГРОШЕВ и И. М. ФРАНК

**УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛЯ ПАР В КРИПТОНЕ**

(Представлено академиком С. И. Васильевым 16 II 1938)

1. В предыдущем сообщении (1) был рассмотрен вопрос о вероятности образования пар в криптоне под действием  $\gamma$ -лучей  $\text{ThC}'$ . Здесь рассматривается вопрос об угловом распределении направления вылета компонент пар. Измерения углов производились стереокомпаратором, разработанным в нашей лаборатории (2). Определялись положения в пространстве трех точек: вершины пары, одной точки на следе электрона и одной на следе позитрона. По разности координат этих точек вычислялись соответствующие углы и вводились поправки на искривление следов в магнитном поле.

Как было показано раньше, из 80 найденных случаев, возможно, 2—4 являются не парами, а отражениями (1). Так как с достоверностью эти отражения не могут быть выделены, то был обработан весь материал. Присутствие небольшого числа отражений не может существенным образом исказить результаты.

Были измерены следующие углы: 1. Угол  $\phi$ , образуемый направлением фотона и направлением вылета электрона. 2. Угол  $\chi$ , образуемый направлением фотона и направлением вылета позитрона. 3. Угол  $\varphi$  между направлениями вылета электрона и позитрона. 4. Двугранный угол  $\Phi$  между плоскостью, проходящей через направления движения электрона и фотона, и плоскостью, проходящей через направление движения позитрона и фотона.

2. В табл. 1 и на фиг. 1 дано угловое распределение для направлений вылета электронов (угол  $\phi$ ) и позитронов (угол  $\chi$ ); а в последней строке табл. 1 оба эти распределения сведены вместе (фиг. 1, с).

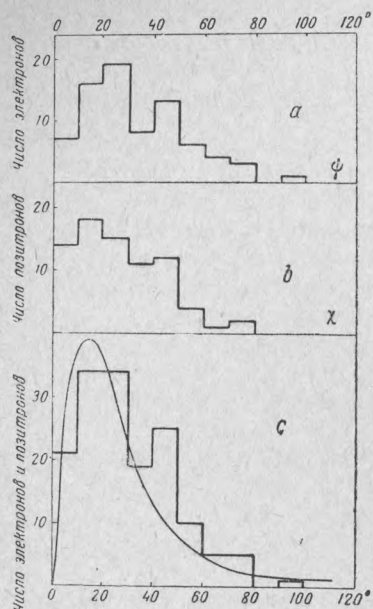
Таблица 1

Интервал углов	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70	70—80	80—90	90—100	100—120	Больше 120	Всего
Число электронов . . . . .	7	16	19	8	13	6	4	3	0	1	0	0	77
Число позитронов . . . . .	14	18	15	11	12	4	1	2	0	0	0	3	80
Сумма . . . . .	21	34	34	19	25	10	5	5	0	1	0	3	157

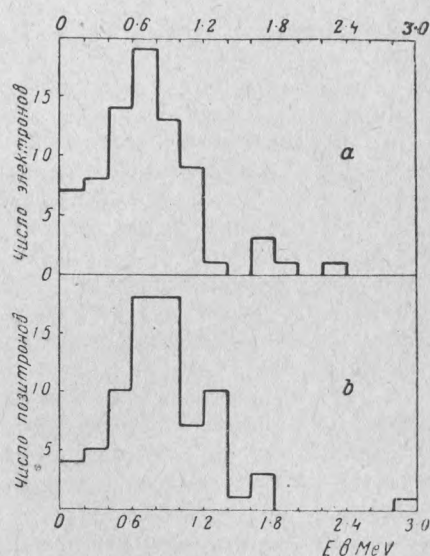
Данные для распределения составляющих пар по углам были получены ранее Саймонсом и Зубером (3). Однако они не рассматривают угловые распределения в отдельности для электронов и позитронов, а дают график, общий для частиц обоих знаков. Их результаты в общем согласуются с данными, представленными на фиг. 1, с, хотя в среднем углы в их распределении несколько меньше, чем у нас. Саймонс и Зубер сравнивают свои данные с теоретической формулой Бете и Гейтлера (4) для углового распределения частиц, имеющих полную энергию  $E$ :

$$\Phi(\Theta) d\Theta = \frac{\Theta d\Theta}{(\Theta_0^2 + \Theta^2)^2}, \quad \text{где } \Theta_0 = \frac{mc^2}{E}.$$

Эта формула выведена Бете и Гейтлером в борновском приближении при условии, что  $E \gg mc^2$ , поэтому применимость ее для пар от фотонов с энергией  $5 mc^2$  не очевидна.



Фиг. 1.



Фиг. 2.

На фиг. 1с теоретическая кривая, вычисленная для  $E = \frac{h\nu}{2} = 1300 \text{ ekV}$ , представлена графически. Из фигуры видно, что наблюдаемое распределение по крайней мере качественно не противоречит этой кривой.

Теоретически распределение электронов и позитронов по углам в борновском приближении должно быть одинаковым. Однако на самом деле, как показывают табл. 1 и фиг. 1, эти распределения несколько отличаются друг от друга. Различие отчетливо проявляется для малых углов. Так, в угловом интервале от 0 до  $15^\circ$  лежит 34% всех позитронов и только 18% электронов. Что касается средних углов для электрона и позитрона, то для них различие хотя и имеется, но оно не выходит за пределы ошибок измерения. Средний угол для позитронов равен  $\bar{\chi} = 30^\circ$  и для электронов  $\bar{\phi} = 33^\circ$ . Среди позитронов имеются три случая, когда позитрон идет под углом больше  $120^\circ$  (на фиг. 1 они не нанесены). Возможно, что как раз эти три случая на самом деле не пары, а отражения комптоновских электронов в газе. Если при вычислении средних углов исключить три пары, соответствующие этим позитронам, то получим  $\bar{\chi} = 26^\circ$  и  $\bar{\phi} = 31^\circ$ .

Различие в угловом распределении электронов и позитронов следует повидимому объяснять влиянием заряда ядра. Частично это различие может быть объяснено несовершенством метода отбора пар: на наших снимках имеются три случая, когда позитрон несет практически всю энергию пары. Все эти позитроны, как и следует ожидать по теории, образуют с направлением фотона малый угол (меньше  $15^\circ$ )\*. Обратных случаев, когда всю энергию пары несет электрон, мы не наблюдали. Не исключена возможность того, что такие пары на снимках имеются, но они были отброшены, так как их трудно отличить от комптон-электронов. Тем не менее трудно предположить, что различие в угловом распределении электронов и позитронов можно целиком объяснить этим обстоятельством. Таким образом различие в угловых распределениях повидимому является реальным, тем более что влияние заряда ядра в криптона сказывается уже заметным образом. Это видно из сравнения средних энергий электронов и позитронов пар.

3. Распределение по энергиям электронов и позитронов дано на фиг. 2. Из этих распределений для средних энергий получается  $\bar{E}_+ = 840$  экВ для позитронов и  $\bar{E}_- = 740$  экВ для электронов. Отсюда  $\bar{E}_+ - \bar{E}_- = 100$  экВ\*\*.

Разность средних энергий должна быть пропорциональна атомному номеру. Для свинца она была подсчитана Холмом и Иегером<sup>(5)</sup> и оказалась равной 280 экВ. Поэтому для криптона следует ожидать  $\bar{E}_+ - \bar{E}_- = 120$  экВ. Для частиц пар в аргоне и иоде эта разность была измерена Саймонсом и Зубером<sup>(3)</sup>. Эти данные вместе с нашими приведены в табл. 2.

Таблица 2

Газ . . . . .	А	Кг	Ј
Экспер. $\bar{E}_+ - \bar{E}_-$ в экВ . . . . .	10	100	180
Теор. $\bar{E}_+ - \bar{E}_-$ . . . . .	60	120	165

Из табл. 2 видно, что разность  $\bar{E}_+ - \bar{E}_-$  действительно возрастает с увеличением атомного номера, причем ее величина в пределах ошибок совпадает с теоретически рассчитанной.

4. В табл. 3 и на фиг. 3 приведено распределение для угла между направлениями вылета электрона и позитрона пары (угол  $\varphi$ ). В распределение не включены те три пары, в которых электрон настолько медленный, что его направление вылета не может быть установлено (см. примечание в § 2).

Таблица 3

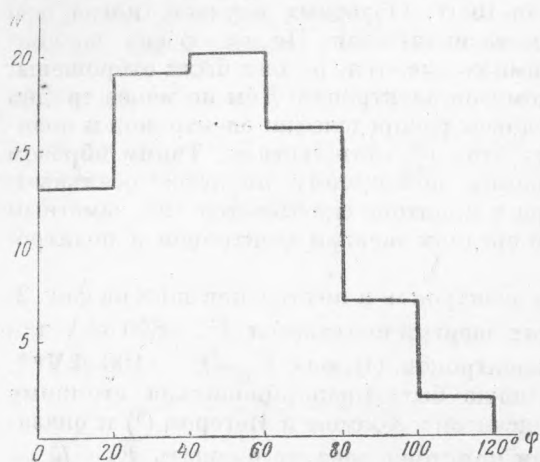
Интервал углов	0—20	20—40	40—60	60—80	80—100	100—120	Всего
Число пар . . . . .	13	19	20	16	7	2	77

\* Энергия электронов в этих трех парах настолько мала, что угол вылета для них не мог быть измерен. Этим объясняется то, что угол для электрона был измерен для 77 пар вместо 80.

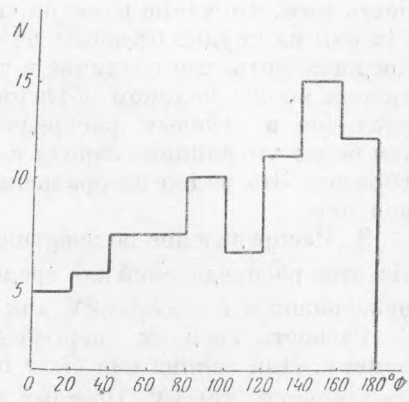
\*\* Как уже было сказано выше, условия для отбора пар, у которых энергия сосредоточена практически в одной частице, не одинаковы для позитронов и электронов. Если попытаться уравнять условия, отбросив при подсчете средних энергий те пары, в которых позитрон несет всю энергию, то разность  $\bar{E}_+ - \bar{E}_-$  существенно не меняется.

Средний угол  $\bar{\varphi}$ , вычисленный из этих данных, оказался равным  $48^\circ$ .

Средний угол  $\varphi$  для пар в криптоне и ксеноне из очень небольшого статистического материала был определен Боте и Кларманом (6). Для криптона они нашли средний угол в  $19^\circ$  и для ксенона  $42^\circ$ . Отсюда было



Фиг. 3.



Фиг. 4.

сделано заключение, что этот угол возрастает с увеличением атомного номера. Саймонс и Зубер (3) считают это различие ошибкой измерения и дают для пар в аргоне и иоде одинаковый средний угол ( $31^\circ$ ).

Все эти данные вместе с нашими сведены в табл. 4.

Таблица 4

Газ . . . . .	А	Кг	Кг	Ј	Хе
Число пар . . . . .	18	4	77	24	9
Средний угол между позитроном и электроном . . . . .	$30^\circ$	$19^\circ$	$48^\circ$	$32^\circ$	$42^\circ$
Авторы . . . . .	{ Саймонс Зубер	{ Боте Кларман	{ Грошев Франк	{ Саймонс Зубер	{ Боте Кларман

Как видно из табл. 4, найденное нами значение для среднего угла заметно больше средних углов, полученных другими авторами\*. Как уже было сказано, среди промеренных нами пар имеется небольшое число отражений. Это однако не может существенно изменить среднего значения угла  $\varphi$ . С другой стороны, это расхождение не может быть объяснено и просто статистическими ошибками.

5. Кроме углов  $\psi$ ,  $\chi$  и  $\varphi$  был вычислен связанный с ними двугранный угол  $\Phi$ , образуемый плоскостями, одна из которых определяется направлением вылета электрона и направлением фотона, а другая тем же для фотона и позитрона. Этот угол наряду с углами  $\psi$  и  $\chi$  входит в качестве

\* На II Всесоюзной конференции по атомному ядру, на которой были доложены предварительные результаты нашей работы, были сообщены также результаты, полученные В. С. Джелеповым методом счетчиков. Им получено еще большее значение для среднего угла  $\bar{\varphi}$ . Однако его результаты не могут быть непосредственно сравнены с нашими, так как они получены для свинца и другой энергии  $\gamma$ -лучей ( $7 \text{ MeV}$ ).



переменной в формулу Бете-Гейтлера<sup>(4)</sup> для дифференциального эффективного сечения процесса образования пар.

Распределение для угла  $\Phi$  дано в табл. 5 и графически на фиг. 4.

Таблица 5

Интервал углов	0—20	20—40	40—60	60—80	80—100	100—120	120—140	140—160	160—180	Всего
Число пар . . . . .	4	5	7	7	10	6	11	15	12	77

Среднее значение  $\bar{\Phi}$  равно  $107^\circ$ .

Если угол  $\Phi = 180^\circ$ , то направление фотона расположено в плоскости, определяемой направлениями вылета позитрона и электрона (плоскость пары), причем лежит между этими направлениями (в этом случае  $\varphi = \phi + \chi$ ). Если  $\Phi = 0$ , то направление фотона также лежит в плоскости пары, но вне угла  $\varphi$  (здесь  $\varphi = |\phi - \chi|$ ). Как видно из распределения, наиболее вероятными являются случаи, близкие к первому. Действительно, угол между направлением фотона и плоскостью пары, как правило, имеет малую величину. В среднем он равен  $12^\circ$ . Если спроектировать направление фотона на плоскость пары, то в большинстве случаев (60 из 77) эта проекция попадает внутрь угла  $\varphi$ . Из 17 пар, в которых она попадает вне угла  $\varphi$ , в 15 случаях она не выходит за его пределы более, чем на  $12^\circ$ . Остальные два — те случаи, относительно которых было уже высказано предположение, что они являются не парами, а отражениями, так как в них позитрон образует большой угол с направлением пучка (больше  $120^\circ$ , см. § 2).

Теоретически ожидаемое распределение для всех рассмотренных углов может быть получено из формулы для дифференциального эффективного сечения<sup>(4)</sup>. Для этого необходимо произвести интегрирование этой формулы по всем параметрам кроме одного, по которому производится сравнение. Это привело бы однако к чрезвычайно сложным соотношениям. Значительно проще получить распределение для одного параметра при заданных значениях других. Такие подсчеты были в последнее время выполнены Бурхардтом<sup>(7)</sup>. Однако сравнение полученных таким образом результатов с нашими данными не может быть выполнено, так как статистическая точность при подобных сравнениях будет очень мала.

Физический институт им. П. Н. Лебедева.  
Академия Наук СССР.  
Москва.

Поступило  
28 II 1938.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Л. В. Грошев и И. М. Франк, ДАН, XVIII, № 7 (1938). <sup>2</sup> Л. Грошев, Н. Добротин, И. Франк, ДАН, III (XII), 287 (1936). <sup>3</sup> L. Simons a. K. Zuber, Proc. Roy. Soc. A., 159, 383 (1937). <sup>4</sup> H. Bethe a. W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A., 146, 83 (1934). <sup>5</sup> J. C. Jaeger a. H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc. A., 153, 443 (1936). <sup>6</sup> H. Klarman u. W. Bothe, ZS. f. Phys., 101, 489 (1936). <sup>7</sup> G. Burkhardt, Phys. ZS., 38, 831 (1937).