

Л. В. ГРОШЕВ

**УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛЯ ПАР «ЭЛЕКТРОН—ПОЗИТРОН»  
В ГАЗАХ**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 23 IX 1940)

В предыдущей работе <sup>(1)</sup> указывалось, что для ксенона с помощью камеры Вильсона было проведено исследование процесса образования пар  $\gamma$ -лучами  $\text{ThC}''$ , аналогичное ранее выполненному для азота и криптона. В настоящей работе сопоставляются результаты угловых распределений для пар в N, Kr и Xe.

Во всех трех случаях на основании измерений, произведенных с помощью стереокомпаратора, были определены следующие углы: 1) угол  $\chi$ , образуемый направлением фотона и направлением вылета позитрона; 2) угол  $\psi$ , образуемый направлением фотона и направлением вылета электрона; 3) угол  $\varphi$  между направлениями вылета позитрона и электрона; 4) двугранный угол  $\Phi$  между двумя плоскостями, одна из которых определяется направлением фотона и направлением вылета позитрона, а другая направлением фотона и направлением вылета электрона; 5) угол  $\alpha$ , образуемый направлением фотона и плоскостью, проходящей через направления вылета позитрона и электрона (плоскостью пары).

Ввиду сильного рассеяния частиц ядрами измерения кривизны следов позитронов и электронов для пар в ксеноне более или менее надежно могут быть выполнены только для очень небольшой доли всех пар. Поэтому в случае Xe, в отличие от N и Kr, при вычислении углов не вводились поправки на искривление следов в магнитном поле. Это обстоятельство не сказывается заметным образом на величине средних значений углов  $\chi$ ,  $\psi$  и  $\varphi$ , так как вводимые поправки в зависимости от направления вылета частицы в одних случаях приводят к уменьшению угла, в других — к увеличению; при этом положительные и отрицательные поправки данной величины одинаково вероятны. Кроме того в случае пар в криптоне, для которых вычисление углов производилось с введением поправок на искривление следов в магнитном поле и без учета их, было показано, что средние значения углов в обоих случаях получаются практически одинаковыми.

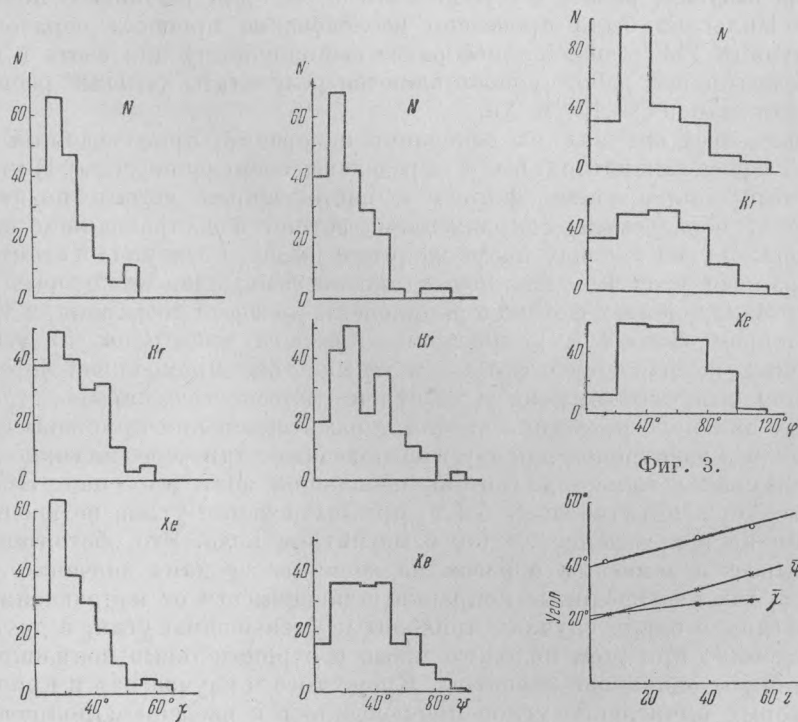
На фиг. 1, 2 и 3 приведено распределение для углов  $\chi$ ,  $\psi$  и  $\varphi$  для всех трех газов. По оси абсцисс отложена величина соответствующего угла, по оси ординат — число частиц (фиг. 1 и 2) или число пар (фиг. 3). В азоте число пар равнялось 79, в криптоне — 77 и в ксеноне — 208. В случае азота и криптона ординаты изменены таким образом, чтобы ограничиваемая кривыми площадь была одинаковой для всех трех газов.

В таблице приведены средние значения углов  $\varphi$ ,  $\chi$  и  $\psi$ .  
 На фиг. 4 эти данные представлены графически.

Средний угол  $\bar{\varphi}$  для пар в криптоне и ксеноне впервые был определен Кларманом и Боте (2) на основании очень небольшого статистического материала (4 пары в Kr и 9—в Xe). Они получили для криптона 19°, для ксенона 42°. Отсюда было сделано заключение, что  $\bar{\varphi}$  сильно возрастает с увеличением атомного номера. Далее Саймонс и Зубер (3) нашли  $\bar{\varphi}=30^\circ$  для 18 пар в аргоне и  $\bar{\varphi}=32^\circ$  для 24 пар в йоде. По их данным  $\bar{\varphi}$  практически не зависит от атомного номера. Данные таблицы, полученные на основании значительно большего материала, показывают, что прежде всего численная величина  $\bar{\varphi}$  значительно больше, чем у предыдущих авторов. Расхождения с данными Боте и Клармана определяются тем, что они имели в своем распоряжении слишком малое число пар, не позволяющее надежным обра-

Газ	N	Kr	Xe
Z . . . . .	7	36	54
$\bar{\varphi}$ . . . . .	40°	48°	52°
$\bar{\chi}$ . . . . .	23°	26°	27°
$\bar{\psi}$ . . . . .	23°	31°	36°

чина  $\bar{\varphi}$  значительно больше, чем у предыдущих авторов. Расхождения с данными Боте и Клармана определяются тем, что они имели в своем распоряжении слишком малое число пар, не позволяющее надежным обра-



Фиг. 1.

Фиг. 2.

Фиг. 4.

зом определить величину среднего угла. Данные Саймонса и Зубера уменьшены, повидимому, вследствие того, что эти авторы при отборе не учитывали пары с большими углами  $\varphi$ .

Далее из таблицы видно, что  $\bar{\varphi}$  зависит от Z, увеличиваясь при возрастании последнего; причем это увеличение, как показывает фиг. 4, приблизительно линейно.

Величины  $\chi$  и  $\psi$  также зависят от  $Z$ . В случае азота они одинаковы. При переходе к большим  $Z$  они возрастают, как и  $\bar{\varphi}$ , приблизительно линейно, при этом  $\bar{\psi}$  возрастает значительно быстрее  $\bar{\chi}$ . Поэтому при увеличении  $Z$  различие между ними постепенно возрастает.

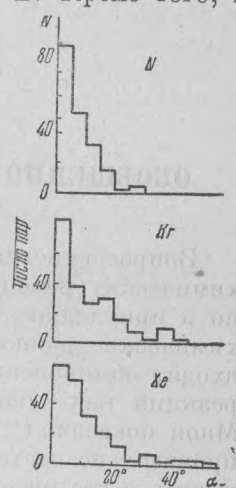
Зависимость от  $Z$  для угловых распределений проявляется и в другом отношении, а именно, при переходе к большим  $Z$  распределения становятся более размытыми в сторону больших углов. Это особенно отчетливо проявляется для углов  $\varphi$  и  $\psi$  (см. фиг. 2 и 3).

Теоретически в борновском приближении, угловые распределения, а, следовательно, и  $\bar{\varphi}$ ,  $\bar{\chi}$ ,  $\bar{\psi}$ , не должны зависеть от  $Z$ . Кроме того,  $\bar{\chi}$  должно равняться  $\bar{\psi}$ . Экспериментальные данные показывают, что для углов зависимость от  $Z$  имеется, и равенство  $\bar{\chi} = \bar{\psi}$  имеет место только для азота. Поэтому в отношении угловых распределений борновское приближение, выполняющееся достаточно хорошо в случае азота (4), плохо применимо для Kr и Xe. Следовательно, здесь уже заметным образом сказывается действие заряда ядра. Чисто качественно учесть его влияние очень трудно. Однако теоретически это можно сделать, если при расчетах учесть искажения волновой функции, вносимые действием заряда ядра. Таким методом Егер и Холм (5) произвели численные расчеты  $\bar{\varphi}$ ,  $\bar{\chi}$  и  $\bar{\psi}$  для отдельных фиксированных значений атомных номеров и энергий фотонов. Они нашли, что эти углы медленно возрастают при увеличении  $Z$ , причем  $\bar{\chi}$  всегда несколько меньше  $\bar{\psi}$ . Наши экспериментальные результаты качественно согласуются с этими выводами. Количественное же сравнение провести нельзя, так как авторы в своей работе, к сожалению, не приводят численных значений  $\bar{\varphi}$ ,  $\bar{\chi}$  и  $\bar{\psi}$ .

Для двугранного угла  $\Phi$ , который наряду с  $\chi$  и  $\psi$  входит в формулу эффективного сечения, даваемого теорией Бете и Гейтлера, распределение в случае всех трех газов получается почти одинаковым. Преимущественно встречаются углы большие. Например, в интервал  $120-180^\circ$  попадает 50% пар в N и Kr и 57% в Xe.

На фиг. 5 приведено распределение угла  $\alpha$  для пар в N, Kr и Xe. Из него видно, что в подавляющем большинстве случаев плоскость пары образует с направлением фотона малый угол. Например, пары с углом  $\alpha$ , меньшим  $15^\circ$ , составляют в N 88%, в Kr—70% и в Xe—74%. Среднее значение угла  $\alpha$  равно  $7^\circ$  для N,  $12^\circ$ —для Kr и  $11^\circ$ —для Xe. Таким образом, на основании распределений для  $\Phi$  и  $\alpha$  можно заключить, что в большинстве случаев направление фотона и направления вылета позитрона и электрона пары лежат близко к одной плоскости.

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



Фиг. 5.

Поступило  
24 IX 1940

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Л. В. Грошев, ДАН, XXIX, № 6 (1940). <sup>2</sup> H. Klarmann u. W. Bothe, ZS. f. Phys., 101, 489 (1936). <sup>3</sup> L. Simons a. K. Zuber, Proc. Roy. Soc. A., 159, 383 (1937). <sup>4</sup> Л. В. Грошев, ДАН, XXVI, 432 (1940). <sup>5</sup> J. C. Jaeger a. H. R. Hulme, Nature, 142, 573 (1938).