

Л. В. ГРОШЕВ

**ВЕРОЯТНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ПАР В ГАЗАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
γ-ЛУЧЕЙ**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 18 IX 1940)

В предыдущих работах ⁽¹⁾ с помощью камеры Вильсона исследовался процесс образования пар в азоте и криптона под действием γ-лучей ThC". В настоящее время закончено аналогичное исследование для случая ксенона. Приблизительно в тех же условиях*, что и раньше, получено 2940 стереоскопических фотографий. На них имеется 242 пары. В отношении полученного материала произведена та же обработка, что и в случае других газов. В данной работе дается сопоставление эффективных сечений для процесса образования пар γ-лучами ThC'' в азоте, криптона и ксенона.

Во всех случаях эффективное сечение σ вычислялось из соотношения:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{N_1}{N_2},$$

где σ — эффективное сечение для комpton-эффекта, а N_1 и N_2 — число пар и комpton-электронов, создаваемых γ-лучами в одном и том же участке камеры Вильсона. Величина σ_0 известна для каждого газа. Число пар N_1 также известно. Определение числа комpton-электронов производилось следующим образом. По данным измерения кривизны подсчитывалось число комpton-электронов, энергия которых больше 2160 экВ — энергии, соответствующей вылету комpton-электрона от основной линии $h\nu = 2620$ экВ под углом в 10° . Затем из полученного таким образом числа по формуле Клейна-Нишины определялось полное число электронов всех энергий, создаваемых этой линией. Оно и дает N_2 . Для контроля обычно производился аналогичный расчет с той лишь разницей, что в нем сначала подсчитывались электроны с энергией, большей 1660 экВ (она соответствует углу вылета 20° , вместо прежних 10°), а не 2160 экВ. Оба расчета давали во всех случаях хорошо согласующиеся результаты.

Строго говоря, N_1 и N_2 должны быть взяты для какой-нибудь одной линии γ-лучей ThC'', например, для основной линии. При подсчете числа комpton-электронов это условие довольно хорошо выполняется. При определении же числа пар только в случае азота, где рассеяние частиц ядрами мало, можно было выделить пары, принадлежащие основной линии.

* В отличие от предыдущего источник γ-лучей находился несколько дальше от камеры. Кроме того, γ-лучи фильтровались значительно сильнее, а именно слоем свинца в 2 см толщиной.

Для криптона и ксенона этого сделать уже нельзя. Поэтому здесь при определении N_1 учитывались все пары, энергия которых больше 1000 экВ. Это обстоятельство, однако, не вносит существенной ошибки, так как из пар с энергией, большей 1000 экВ, на долю всех линий ThC'', кроме основной, приходится не больше 10%.

Определение отношения $\frac{N_1}{N_2}$ обычно производилось для двух различных участков камеры Вильсона. В одном случае N_1 и N_2 подсчитывались по всей длине пучка γ -лучей в камере, в другом—только для 6,5 см центральной части его. Для всех газов в обоих случаях получаются согласующиеся результаты.

В таблице приведены значения x для N, Kr и Xe. В первой строке даны экспериментально найденные значения, во второй—теоретические, вычисленные для случая борновского приближения. Величины третьей строки получены на основании точных расчетов x , произведенных Холмом и Егером для отдельных фиксированных значений атомных номеров Z и энергии фотонов.

Эти авторы показали⁽²⁾, что при точном расчете для x получается несколько большая величина, чем в борновском приближении, причем различие между теми и другими уменьшается при переходе к меньшим атомным номерам и большим энергиям фотонов. Далее Егер⁽³⁾ установил, что значения x , вычисленные для $h\nu=3 mc^2$ и Z , равного 50, 65 и 82, правильно даются следующей формулой:

$$x = a \left(\frac{Z}{137} \right)^2 + b \left(\frac{Z}{137} \right)^4. \quad (1)$$

Здесь a и b —некоторые постоянные. При этом a подбирается таким образом, что первый член $a \left(\frac{Z}{137} \right)^2$ дает эффективное сечение в борновском приближении.

Допуская, что такого же вида формула, но с другими постоянными a и b , имеет место для фотонов основной линии излучения ThC'' с энергией $h\nu=5,2 mc^2$, мы можем вычислить a и b . Первая из них определяется на основании расчетов Бете и Гейтлера, а вторая—из значения x , рассчитанного Холмом и Егером для $h\nu=5,2 mc^2$ и $Z=82$. Подставляя их в формулы (1) имеем:

$$x \cdot 10^{24} = 6,95 \left(\frac{Z}{137} \right)^2 + 4,62 \left(\frac{Z}{137} \right)^4.$$

Вычисленные по этой формуле значения x и приведены в третьей строке таблицы. В четвертой строке дано отношение $\frac{x_2}{x_1}$. Оно, как видим, остается постоянным для всех трех газов. Отсюда вытекает, что в пределах 60-кратного изменения x зависимость ее от Z получается такой, как этого требует теория. Эта зависимость очень мало отличается от квадратичной.

Далее, из таблицы видно, что теоретические значения приблизительно в два раза больше экспериментальных. Однако это расхождение между теми и другими данными не является реальным, так как экспериментальная величина заведомо преуменьшена по целому ряду причин.

Во-первых, для пар отбор производится более строго, чем для комптон-электронов. Действительно, при отборе пар учитываются только те из

Газ	N	Kr	Xe
$x \cdot 10^{25}$	0,09	2,50	5,8
$x_1 \cdot 10^{25}$	0,48	4,8	10,7
$x_2 \cdot 10^{25}$	0,48	5,0	11,8
$\frac{x_2}{x_1}$	2,00	2,00	2,04

² Доклады Акад. Наук СССР, 1940, т. XXIX, № 7.

них, в отношении которых не имеется никаких сомнений. Кроме них всегда имеются не включаемые в рассматриваемый материал сомнительные случаи, например, вершина пары не отчетливо выражена, на следе частицы отсутствует небольшой участок около вершины. Эти же самые обстоятельства, однако, никак не сказываются при отборе комптон-электронов. По отношению к учтенным парам сомнительные случаи составляют около 30%.

Во-вторых, при подсчете числа пар и комптон-электронов проявляется и другое различие. Как уже указывалось выше, при определении N_2 сначала находится число комптон-электронов с энергией, большей 2 160 eKV. По отношению к направлению пучка γ -лучей все эти электроны летят под очень небольшими углами, поэтому они учитываются одинаково независимо от азимута плоскости, проходящей через направление фотона и направление вылета электрона. То же самое имеет место для пар, обе частицы которых образуют с направлением фотона небольшие углы. Однако при определении N_1 учитываются все пары, в том числе и те из них, у которых одна или обе частично вылетают по отношению к направлению пучка γ -лучей под сравнительно большим углом. Если такие пары развернуты в плоскостях, близких к вертикальной, то их частицы быстро выходят из освещенной зоны камеры Вильсона. На фотографиях им соответствуют очень короткие следы. Поэтому при отборе многие из этих пар могут быть пропущены. С другой стороны, для пар, развернутых в плоскостях, близких к горизонтальной, это обстоятельство не играет никакой роли, так как здесь частица проходит в освещенной зоне длинный путь, даже если она вылетает под большим углом. Таким образом при подсчете пар сказывается своеобразная азимутальная селективность. Она приводит к уменьшению полного числа пар. Это уменьшение, как показывает более подробное исследование пространственного распределения направлений вылета позитронов и электронов пар, составляет приблизительно 30%.

В-третьих, небольшое уменьшение величины κ получается также вследствие того, что при вычислении ее не учитывалось наличие в камере паров спирта. Обусловленная этим обстоятельством поправка невелика. В случае Kr и Xe она составляет около 5%.

Указанные выше поправки для κ не вводились ввиду некоторой их неопределенности. Однако произведенная оценка их величины позволяет заключить, что и в отношении абсолютной величины между экспериментальными и теоретическими значениями κ имеется довольно хорошее согласие.

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

Поступило
19 IX 1940

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Л. В. Грошев и И. М. Франк, ДАН, XVIII, 417 (1938); ДАН, XIX, 47 (1938); ДАН, XIX, 241 (1938); ДАН, XX, 273 (1938); ДАН, XXVI, 427 (1940); ДАН, XXVI, 432 (1940). ² H. R. Hulme a. J. C. Jaeger, Proc. Roy. Soc. A, 153, 443 (1936). ³ J. C. Jaeger, Nature, 137, 781 (1936).