

Н. А. ВЛАСОВ и Б. С. ДЖЕЛЕПОВ

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АННИГИЛЯЦИОННЫХ γ -КВАНТОВ

(Представлено академиком П. И. Лукирским 14 XI 1949)

В 1947 г. одним из авторов совместно с Э. А. Цирельсон⁽¹⁾ было измерено угловое распределение аннигиляционных γ -квантов, причем получена кривая, на основании которой можно было сказать, что большинство позитронов при аннигиляции имеет энергию меньше 100 эв. Представляло интерес более детальное исследование, на основании которого можно было бы сделать более подробные заключения об энергии аннигилирующих позитронов. Некоторые усовершенствования установки и применение более интенсивных источников позитронов позволили провести более тщательные опыты, результаты которых здесь и сообщаются.



Рис. 1. Схема установки

Схема установки изображена на рис. 1 (масштаб не соблюден). Две пачки счетчиков (по 6 шт. в каждой), изготовленные из целой висмутовой болванки, помещались на расстоянии 53 см от комплексного источника аннигиляционных γ -лучей, которым служила радиоактивная медь, завернутая в свинцовую фольгу. Одна из пачек поворачивалась вокруг оси, проходящей через источник, и измерялось число совпадений в зависимости от положения подвижной пачки. Для выделения узких пучков γ -лучей обе пачки помещались в свинцовые гнезда, в передних стенках которых, имевших толщину 3 см, был сделан канал 0,8 мм шириной, направленный на оси счетчиков. Из источника канал был виден под углом (в плоскости рисунка), равным 5,2 мин.

В табл. 1 и на рис. 2 и 3 представлены результаты двух серий измерений, проведенных с наилучшей разрешающей способностью установки. Толщина источника в первой серии составляла 1,2 мм, во второй 0,6 мм. Точки на рис. 2 и 3 представляют в произвольном масштабе число совпадений в единицу времени. По оси абсцисс отложено положение подвижной пачки, отсчитанное с точностью до 0,1 мм по шкале штангенциркуля. В этой шкале 1 радиус равен 9,2 мм. Заштрихованный отрезок под кривыми изображает длину, соответствующую 1 градусу. В табл. 1 и на рис. 2 и 3 указаны статистические погрешности.

Полученные результаты свидетельствуют прежде всего о том, что большинство пар аннигиляционных квантов распространяется в противоположных направлениях под углом θ , отличающимся от 180° не больше, чем на 1° . Мы обозначим $180^\circ - \theta = \varphi$. Не меньше, чем для

Таблица 1

Положение подвижной пачки в мм шкалы	Первая серия				Вторая серия			
	Время измерений в мин. t	Число ссчит. совпаден. N	Число совпаден. в един. времени $n = a \frac{N}{t}$	Погрешность Δn	t	N	n	Δn
18	33	34	1,3	0,2	55	6	0,5	0,2
21	38	50	1,7	0,2	47	7	0,7	0,3
24	39	32	1,1	0,2	45	4	0,4	0,2
25	40	47	1,5	0,2	55	15	1,3	0,3
26	40	53	1,7	0,2	45	10	1,0	0,3
27	40	69	2,2	0,3	45	17	1,8	0,4
28	40	78	2,5	0,3	45	21	2,2	0,5
29	40	90	2,9	0,3	50	44	4,1	0,6
30	40	127	4,1	0,4	50	55	5,2	0,7
31	40	158	5,1	0,4	55	86	7,4	0,8
32	40	247	8,0	0,5	60	127	10,0	0,9
33	40	308	10,0	0,6	56	83	7,0	0,8
34	40	245	8,0	0,5	50	43	4,0	0,6
35	40	244	7,9	0,5	50	34	3,2	0,6
36	40	162	5,2	0,4	60	23	1,8	0,4
37	40	103	3,3	0,3	50	9	0,9	0,3
38	40	85	2,9	0,3	55	17	1,5	0,4
39	40	64	2,1	0,3	35	6	0,8	0,3
40	40	51	1,7	0,2				
42	40	46	1,5	0,2				

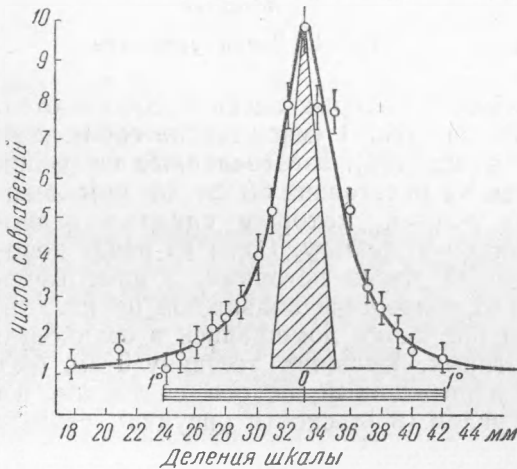


Рис. 2. Угловое распределение аннигиляционных γ -квантов. Геометрическая полуширина установки $0,22^\circ$

половины пар, угол φ заключен между 0 и $0,3^\circ$. Это означает, что весьма значительная доля позитронов перед аннигиляцией обладает кинетическими энергиями меньше 10 эв. Заштрихованные треугольники на рис. 2 и 3 изображают форму кривой, которую следовало ожидать, если бы все пары квантов распространялись точно под углом 180° ($\varphi = 0$) и источник был равномерно интенсивен по толщине. Следовательно, треугольники характеризуют разрешающую способность установки. Полученные кривые значительно шире этих треугольников. Специальными контрольными опытами с очень узкими пучками

аннигиляционных γ -лучей было показано, что ширина кривых не обусловлена рассеянием γ -лучей в толще источника или на краях канала перед счетчиками. Поэтому можно считать, что полученные кривые в первом приближении представляют естественную форму углового распределения. Сопоставление их с теоретическими данными приводит к весьма интересным заключениям.

Дирак в работе, посвященной аннигиляции ⁽²⁾, находит вероятность перехода электрона с нулевой кинетической энергией в состояние с отрицательной энергией $-E^+$ в предположении, что все состояния с отрицательной энергией свободны. Если соответствующую формулу

Дирака (см. формулу 34) разделить на число состояний, соответствующих рассматриваемому интервалу энергий, то она приводится к виду

$$I(\theta, \gamma) = \frac{e^4}{8\pi m^2 c^3} \frac{1}{(\gamma - 1) \sqrt{\gamma^2 - 2\gamma(1 - \cos\theta)}} \frac{(1 - \cos\theta)\gamma - (1 + \cos^2\theta)}{\left\{ (1 - \cos\theta)^2 - \frac{4(1 - \cos\theta)}{\gamma} \right\}^{1/2}} \quad (1)$$

В этом виде формула выражает вероятность аннигиляции позитрона с энергией $\gamma = E^+ / mc^2 + 1$ (E^+ — полная энергия позитрона) в единицу времени как функцию этой энергии и угла θ между направлениями распространения аннигиляционных квантов. Вероятность рассчитана на 1 электрон в 1 см^3 , на единичный интервал энергии позитрона и единичную телесную угла вокруг направлений вылета квантов. При заданной энергии позитрона формула (1) дает угловое распределение квантов, соответствующее аннигиляции монохроматических позитронов. Рис. 4, I представляет вычисленное по формуле (1) угловое распределение для кинетических энергий позитрона, равных 5, 10 и 20 эв.

По оси абсцисс отложен угол $\varphi = 180^\circ - \theta$. Чтобы получить полное

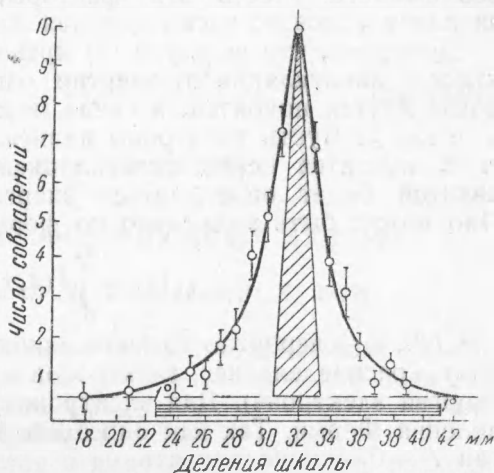


Рис. 3. Угловое распределение аннигиляционных γ -квантов. Геометрическая полуширина установки $0,16^\circ$

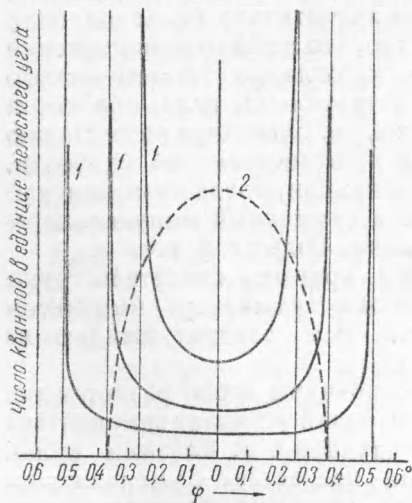


Рис. 4. Угловое распределение квантов: 1 — при аннигиляции монохроматических позитронов с кинетической энергией ϵ ; 2 — при аннигиляции электронов металла с покоящимися позитронами

число квантов, распространяющихся под углом φ , нужно умножить (1) на $2\pi \sin \varphi$. Наиболее вероятными оказываются такие случаи аннигиляции, когда кванты распространяются под максимальным углом φ , возможным при данной энергии, т. е. когда направления вылета квантов приблизительно перпендикулярны направлению движения позитрона до аннигиляции. Этого и следовало ожидать с точки зрения классической электродинамики, так как интенсивность излучения должна быть максимальной в направлении, перпендикулярном направлению электрического диполя, исчезающего при аннигиляции.

Очевидно, что действительное угловое распределение квантов представляет собой некоторое наложение множества рассматриваемых распределений, соответствующих всевозможным энергиям позитронов. Благодаря тому, что максимальный угол φ для каждой данной энергии оказывается наиболее вероятным, действительное угловое распределение должно быть

весьма чувствительным к форме энергетического спектра аннигилирующих частиц. Однако вычисление действительного углового распределения не может быть выполнено в настоящее время,

так как энергетический спектр позитронов, тормозящихся в веществе, неизвестен в интервале энергий порядка нескольких электронвольт. Кроме того, при вычислении углового распределения следовало бы учесть движение электронов, а также влияние на вероятность аннигиляции электрического взаимодействия электронов и позитронов, которое при малых энергиях может оказаться существенным. Не имея возможности учесть эти факторы, мы ограничимся упрощенным анализом углового распределения на основе формулы Дирака.

Допустим, что формула (1) правильно выражает зависимость вероятности аннигиляции от энергии одной из аннигилирующих частиц, когда другая покоится, и связи между энергией движущейся частицы и углом θ . Пусть позитроны аннигилируют после полного замедления, т. е. покоятся перед аннигиляцией. Тогда угловое распределение квантов будет определяться энергетическим спектром электронов. Оно может быть вычислено по формуле

$$I_1(\theta) = \int_0^{\epsilon_0} I(\theta, \epsilon) f(\epsilon) d\epsilon, \quad (2)$$

где $I(\theta, \epsilon)$ — вероятность аннигиляции, определяемая формулой (1), а $f(\epsilon)$ — распределение электронов по энергиям (ϵ — кинетическая энергия электрона). Для электронов металла $f(\epsilon)$ имеет вид распределения Ферми. Так как оно слабо зависит от температуры, то, полагая $T = 0$, можно принять

$$\begin{aligned} f(\epsilon) &= \text{const } \epsilon^{1/2} \quad \text{при } \epsilon \leq \epsilon_0, \\ f(\epsilon) &= 0 \quad \text{при } \epsilon > \epsilon_0. \end{aligned}$$

Принимая для ϵ_0 , например, значение 10 эв и интегрируя (2), получим угловое распределение, изображенное на рис. 4, 2. Ширина его приблизительно соответствует ширине углового распределения, найденного на опыте, но форма резко отличается. В самом деле, вычисленное угловое распределение имеет значительно более широкий максимум, чем экспериментальное. Очевидно, что любое предположение о спектре позитронов не может привести к согласию теоретического распределения с экспериментальным. Действительно, если оба сорта частиц (и позитроны и электроны) движутся, то, благодаря возрастанию вероятности аннигиляции с уменьшением относительной скорости, чаще будут происходить такие случаи аннигиляции, когда аннигилирующая пара движется в одном направлении и суммарный импульс, передаваемый квантам, больше, а следовательно, больше и угол θ .

Таким образом, полученные на опыте кривые свидетельствуют о том, что аннигиляция пар с очень малым суммарным импульсом имеет значительно большую вероятность, чем следует ожидать на основании формулы Дирака.

Можно указать следующие возможные причины этого разногласия:

1) Образование позитрония. Если позитроний успевае замедлиться прежде, чем аннигилирует, то число случаев с θ , близким нулю, будет больше. 2) Вероятность аннигиляции возрастает с уменьшением энергии быстрее, чем по формуле Дирака, например, вследствие взаимного притяжения частиц.

В заключение считаем своим приятным долгом поблагодарить акад. П. И. Лукирского за обсуждение результатов и А. В. Сорокину за участие в измерениях.

Поступило
2 VII 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Н. А. Власов и Э. А. Цирельсон, ДАН, 59, 879 (1948). ² P. A. M. Dirac, Proc. Camb. Phil. Soc., 26, 361 (1930).