

тигается режим коалесценции [7, 8], при котором кинетика фазового превращения контролируется релаксацией средней концентрации вакансий за счет диффузии к сторонним источникам или стокам (например, к внешней поверхности).

Изложенные представления позволяют с новой точки зрения объяснить существование двух качественно различных кинетических типов фазовых превращений в однокомпонентных твердых телах [1]: один и тот же фазовый переход в зависимости от внешних условий может протекать с большой (по порядку приближающейся к звуковой), слабо зависящей от температуры скоростью движения межфазной границы (мартенситные превращения) и со скоростью, экспоненциально зависящей от температуры с энергией активации, близкой к энергии активации самодиффузии. Самодиффузионная кинетика превращения во втором случае не исключает, согласно изложенному, кристаллографической и морфологической связи исходной и образующейся фаз.

Институт металловедения
и физики металлов ЦНИИЧМ
им. И.П.Гардина

Поступила в редакцию
7 декабря 1970 г.

Литература

- [1] Г.Б.Курдюмов. ЖТФ, 27, 999, 1948; Проблемы металловедения и физики металлов, М., 3, 1962, стр. 9.
- [2] А.Л.Ройтбурд. Кристаллография, 7, 291, 1962.
- [3] А.Л.Ройтбурд. Проблемы металловедения и физики металлов, М., 8, 1964, стр. 235.
- [4] А.Л.Ройтбурд. Проблемы металловедения и физики металлов, М., 9, 1968, стр. 211; ФТТ 7, 1142, 1968.
- [5] А.М.Косевич, З.К.Саралидзе, Б.В.Слезов. ФТТ, 6, 3383, 1964.
- [6] Б.Я.Любов. Кинетическая теория фазовых превращений, М., 1969.
- [7] И.М. Лифшиц, Б.В.Слезов. ЖЭТФ, 35, 480, 1968.

Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 98 - 101

20 января 1971 г.

ОБ ОБРАЗОВАНИИ ПОЗИТРОНИЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ И ЕГО РАСПАДЕ

Г.В.Меледин, В.Г.Сербо, А.К.Слишков

1. При столкновении высокоэнергетического γ -кванта с ядром или при соударении двух быстрых заряженных частиц наряду с рождением электронно-позитронной пары может образоваться и позитроний по двухфотонной схеме, указанной на рисунке (речь идет о парапозитронии — связанном состоянии e^+e^- со спином $S = 0$). Однако, сечение образования позитрония в α^3 раз меньше, чем сечение образования e^+e^- -пары, поскольку, грубо говоря, необходимо попасть

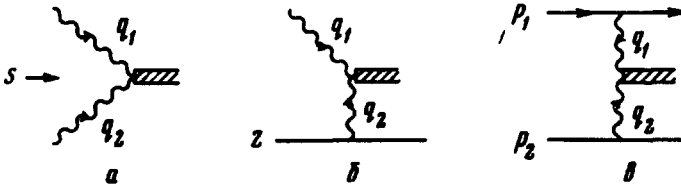
в импульсном пространстве в интервал значений импульсов $(\Delta p)^3 \sim (m\alpha)^3$. Сечение образования позитрония двумя фотонами с импульсами q_1 и q_2 (рис. а) можно выразить через ширину распада позитрония Γ [1]

$$\sigma_a = \frac{4\pi^2\Gamma}{m} \delta(s - 4m^2) = 2\pi^2\alpha^5 \delta(s - 4m^2), \quad (1)$$

где $s = (q_1 + q_2)^2$, m – масса электрона, $\alpha = 1/137$. При записи (1) учтено, что ширина распада

$$\Gamma = \frac{1}{2} m\alpha^5 \quad (2)$$

много меньше энергии связи позитрония $m\alpha^2/4$.



Используя (1), найдем в приближении Вайцекера – Вильямса сечение образования позитрония в поле ядра $Z\epsilon$ фотоном с энергией $\omega \gg m$ (рис. б)

$$\sigma_b = \int \sigma_a n(s) ds = \frac{\pi \alpha^6 Z^2}{m^2} \ln \frac{\omega}{m} = 7,1 \cdot 10^{-34} \ln \frac{\omega}{m} \text{ (см}^2\text{)} \quad (3)$$

здесь [3]

$$n(s) ds = \frac{Z^2 \alpha}{\pi} \frac{ds}{s} \int_{|q_2^2|_{min}}^s \left(1 - \frac{|q_2^2|_{min}}{|q_2^2|}\right) \frac{dq_2^2}{q_2^2} \quad (4)$$

– спектр эквивалентных фотонов, а $|q_2^2|_{min} = s^2/4\omega^2$.

Если в (3) не проводить интегрирование по q_2^2 , то мы получим угловое распределение (угол вылета позитрония $\theta \ll m/\omega$), совпадающее с [4]

$$\frac{d\sigma_b}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha^6 \theta^2}{2m^2 [\theta^2 + 4m^4 \omega^{-4}]^2} \quad (5)$$

Сечение (3) лишь множителем $9\pi\alpha^3/28$ отличается от сечения образования e^+e^- -пары в этом же процессе. Поэтому сечение образования позитрония при столкновениях двух быстрых частиц с зарядами $Z_1\epsilon$ и $Z_2\epsilon$ и массами M_1 и M_2 (рис. в) тоже лишь этим множителем должно отличаться от найденного Ландау и Лицшицем [5] сечения образования e^+e^- -пары. Таким образом, это сечение

$$\sigma_6 = \frac{(Z_1 Z_2)^2 \alpha^7}{3\pi^2} \ln^3 \gamma = 5,5 \cdot 10^{-37} (Z_1 Z_2)^2 \ln^3 \gamma (\text{см}^2), \quad (6)$$

где $\gamma = (p_1 p_2) / M_1 M_2$ — лоренц-фактор относительной скорости сталкивающихся частиц. Этот результат можно получить и из общей формулы (3) для рождения резонансов по двухфотонному механизму, полученной Будневым и Сливковым [6], подставляя в нее значение Γ (2) (результат [6] еще надо умножить на 2. Эта двойка, учитывающая тождественность фотонов распада, пропущена в [6]).

Отметим, что при достигнутой на современных ускорителях энергии сечения (3), (6) того же порядка, что и сечение образования адронных резонансов [6].

2. В некоторых экспериментах (например, на встречных пучках) образовавшийся с импульсом p ($\tilde{\gamma} = |p|/2m$) позитроний некоторое время Δt находится в области магнитного поля H . Это может приводить к новым каналам распада позитрония. Если в системе, связанной с позитронием, электрическое поле $E \approx \tilde{\gamma} H$ достаточно велико, то оно может привести к распаду позитрония (автоионизация) на e^+ и e^- (с практически равными в лабораторной системе энергиями). Это открывает новую возможность регистрации свободного позитрония. Вероятность такого распада равна [7]

$$W = 2 \frac{\Delta t}{\tilde{\gamma} T_0} \frac{E_0}{E} \exp\left(-\frac{E_0}{6E}\right), \quad (7)$$

где $T_0 = (\pi \alpha^2)^{-1} = 2,3 \cdot 10^{-17}$ сек, $E_0 = m^2 \alpha^{5/2} = 1,7 \cdot 10^7$ э. При $\tilde{\gamma} \sim 10^2 + 10^3$ и протяженности поля ~ 1 м вероятность $W \sim 1$ при $\tilde{\gamma} H = E_0/120 = 1,4 \cdot 10^5$ э (без магнитного поля пролет позитрония увеличивается до $\tilde{\gamma}/\Gamma \sim 4 + 40$ м). Отметим, что W слабо чувствительно к изменению Δt , но очень резко падает с уменьшением $\tilde{\gamma} H$. Так, при уменьшении $\tilde{\gamma} H$ на 30% от значения, соответствующего $W \sim 1$, вероятность (7) падает более чем на три порядка.

В более слабых полях, где почти нет ионизации, возможен переход парапозитрония в ортопозитронии (со спином $S = 1$), время жизни которого на 3 порядка больше. Чтобы получить существенный выход ортопозитрония, необходимо, чтобы $\tilde{\gamma} H \sim (\epsilon_{\text{орто}} - \epsilon_{\text{пара}}) / \mu \sim 10^5$ э (при этих полях ионизации нет). Характерная длина перехода

$$\tilde{\gamma} / (\epsilon_{\text{орто}} - \epsilon_{\text{пара}}) \sim 2 \cdot 10^{-2} \tilde{\gamma} (\text{см}).$$

Таким образом, меняя поле, можно, в принципе, получать свободный позитроний и в пара- и в орто-состоянии.

Все полученные формулы справедливы и для рождения мюона ($\mu^+ \mu^-$ в связанном состоянии) с очевидной заменой массы электрона m на массу мюона. Соответствующие сечения почти на 4 порядка меньше, чем для позитрония.

Авторы благодарны А.И.Вайнштейну и И.Б. Хриповичу, обративших их внимание на этот вопрос, В.Е.Балакину, Б.М.Будневу и И.Ф. Гинзбургу за полезные обсуждения.

Литература

- [1] F.E.Low. Phys. Rev., 120, 582, 1960.
 - [2] И.И.Померанчук. ДАН СССР, 60, 218, 1947.
 - [3] В.Н.Грибов, В.А.Колкунов, Л.Б.Окунь, Б.М.Шехтер. ЖЭТФ, 41, 1830, 1961.
 - [4] H.Primacoff. Phys. Rev., 81, 899, 1951; А.И.Заславский, Б.И.Огненьский, Е.Гьбор. ИФ, 9, 852, 1960.
 - [5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Sov. Phys., 6, 244, 1934.
 - [6] Б.М.Гуднев, А.К.Сливков. Письма в ЖЭТФ, 12, 523, 1970.
 - [7] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963, § 77.
-