

# О ВЫБОРЕ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО НАБЛЮДЕНИЯ КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ ГАММА-КВАНТОВ НА ЯДРАХ

*В.Г.Кудрявцев, М.Н.Рязанов*

1. Экспериментальное изучение когерентного рассеяния гамма-квантов в кулоновском поле ядра представляет значительный интерес, так как этот процесс является простейшим процессом, связанным с нелинейными свойствами вакуума в квантовой электродинамике [1, 2]. Однако наблюдение когерентного рассеяния на ядрах при не очень больших частотах кванта  $\omega \lesssim m$  затруднено необходимостью выделить "ядерное" рассеяние на фоне гораздо более вероятного процесса комптоновского рассеяния. Интенсивность рассеяния на ядрах существенно превышает интенсивность комптоновского рассеяния только при очень больших частотах  $\omega > m$  и малых углах рассеяния  $\theta \lesssim m/\omega$ . Цель настоящей работы — обратить внимание на то обстоятельство, что отношение сечений рассеяния на ядрах и комптоновского рассеяния существенно увеличивается, если рассматривать эти процессы не в аморфном веществе, а в монокристалле. Это обстоятельство может быть использовано при выборе оптимальных условий для наблюдения когерентного рассеяния гамма-квантов на ядрах.

2. Рассмотрим гамма-квант, влетающий в монокристалл в направлении, близком к направлению кристаллографической оси  $x$ . Эффективные продольные рассеяния, на которых разыгрывается процесс рассеяния кванта определяются продольной передаваемой длиной волны, т. е. обратной величиной передаваемого в продольном направлении импульса [3]. При рассеянии на угол  $\theta$  для рассеяния на ядрах эффективная длина  $\ell_D \sim 1/\omega\theta^2$  в  $\omega/m$  раз больше эффективной длины для комптоновского рассеяния  $\ell_K \sim (2m/\omega^2\theta^2)$  (при  $\theta^2 < m/\omega$ ). Различие эффективных длин и приводит к различному влиянию кристаллической структуры на оба процесса.

В монокристалле толщины  $L$  отношение сечений "ядерного" и комптоновского рассеяния можно получить в виде

$$\frac{d\sigma_D(\omega, \theta)}{d\sigma_K(\omega, \theta)} = \frac{\frac{d\sigma_D^0(\omega, \theta)}{d\sigma_K^0(\omega, \theta)}}{\frac{\sin^2(L/\ell_D)}{\sin^2(L/\ell_K)}} \frac{\sin^2(a/\ell_K)}{\sin^2(a/\ell_D)},$$

где  $d\sigma_D^0(\omega, \theta)$  и  $d\sigma_K^0(\omega, \theta)$  — сечения рассеяния на ядре и комптоновского рассеяния на изолированном атоме,  $a$  — постоянная решетки. Очевидно, что в области

$$a < \ell_K < L < \ell_D$$

отношение сечений в кристалле

$$\frac{d\sigma_D(\omega, \theta)}{d\sigma_K(\omega, \theta)} = \frac{d\sigma_D^0(\omega, \theta)}{d\sigma_K^0(\omega, \theta)} \frac{L^2}{\ell_K^2} \frac{1}{\sin^2(L/\ell_K)} \gg \frac{d\sigma_D^0(\omega, \theta)}{d\sigma_K^0(\omega, \theta)} \quad (1)$$

значительно больше отношения сечений для изолированного атома. Если же  $L \gg \ell_D$ , то можно считать  $\sin^2(L/\ell_D) \sim \sin^2(L/\ell_K)$  и отношение сечений примет вид

$$\frac{d\sigma_D(\omega, \theta)}{d\sigma_K(\omega, \theta)} = \frac{d\sigma_D^0(\omega, \theta)}{d\sigma_K^0(\omega, \theta)} \left( \frac{\ell_D}{\ell_K} \right)^2 = \frac{d\sigma_D^0(\omega, \theta)}{d\sigma_K^0(\omega, \theta)} \left( \frac{\omega^2}{m} \right). \quad (2)$$

Например, для элементов конца периодической системы в случае  $\omega = 25 \text{ Мэв}$ ,  $\theta = 0,1^\circ$  ( $\theta = 2 \cdot 10^{-3}$ ),  $(\omega/m\theta) \sim 10^{-1}$ , отношение сечений рассеяния на ядре и комптоновского рассеяния на отдельном атоме равно  $\sim 5$ , а отношение тех же сечений в монокристалле может увеличиться до величины  $\sim 10^4$ .

3. Тепловые колебания решетки уменьшают величину отношения (1) или (2). Учет тепловых колебаний приводит к появлению в выражениях для сечений фактора Дебая – Уоллера  $\exp\{-q^2 < u^2 >\}$ , где  $q$  – передаваемый решетке импульс,  $< u^2 >$  – средний квадрат теплового смещения атома. Поэтому применимость формул (1) – (2) ограничена неравенством  $q^2 < u^2 > \ll 1$ , т. е.

$$\omega^2 m^{-4} \gg < u^2 > .$$

Следует подчеркнуть, что угловое распределение имеет специфический вид ряда брэгговских максимумов, и в случаях экспериментального исследования одного максимума необходимо, чтобы рассеяние на тепловых колебаниях решетки не выводило квант из области максимума. При наблюдении в относительно широкой области углов, включающей несколько максимумов, произойдет усреднение интерференционной картины и отношение сечений может быть меньшим, чем (2).

Московский  
инженерно-физический  
институт

#### Литература

- [1] O.Halpern, Phys. Rev., 44, 855, 1933.
  - [2] А.И.Ахиезэр, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика, М., 1969.
  - [3] Е.Л.Фейнберг. УФН, 58, 193, 1956.
- 

Поступила в редакцию  
1 июля 1970 г.