

О СПЕКТРЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРОГО ЭЛЕКТРОНА В МОНОКРИСТАЛЛЕ

Н. П. Калашников, М. И. Рязанов

1. Процесс тормозного излучения электроном высокой энергии разгравается в эффективной области с большой продольной длиной $\ell = [E(E - \omega) / m^2 \omega]$ и поперечными размерами $\sim m^{-1}$. Лежащие внутри этой области атомы монокристалла участвуют в процессе когерентно, и интенсивность излучения с единицы пути оказывается пропорциональной числу атомов в эффективной области. Это обстоятельство приводит к зависимости энергетического спектра тормозного излучения от угла влета частицы в монокристалл [1-3]. Максимальное излучение соответствует углам влета, кратным величине (σ / l) . Количественная оценка этого эффекта была дана Тер-Микаэляном [3], указавшим, что для его существования необходимо, чтобы средний квадрат угла рассеяния электрона во всем кристалле был меньше квадрата угла первого максимума.

При рассмотрении интерференционного эффекта в спектре тормозного излучения в монокристалле обычно не учитывалось то обстоятельство, что большая эффективная длина излучения может привести к подавлению излучения из-за рассеяния электрона в эффективной области. Аналогичный эффект для аморфной среды был указан в [4]. Влияние рассеяния будет существенным, если на эффективной длине набирается средний квадрат угла рассеяния, сравнимый с $(m/E)^2$. Отличительной особенностью кристалла является квадратичная зависимость квадрата угла рассеяния от длины. Учитывая сказанное, можно написать условие подавления излучения из-за рассеяния в эффективной области

$$E_s^2 \ell^2 / E^2 \sigma L_{\text{рад}} > m^2 / E^2, \quad (1)$$

где σ — постоянная решетки, $E_s = m_e (4\pi / e^2)^{1/2}$

$$L_{\text{рад}} = n_0 Z^2 e^6 m^{-2} 4 \ln(191 Z^{-1/3}).$$

Сравнивая это неравенство с указанным выше условием существования интерференционного эффекта, можно получить, что начиная с энергий, больших, чем

$$E_1 \sim m^{2/3} E_s^{1/3} (L_{\text{рад}} / \sigma)^{1/6} \quad (2)$$

рассеяние в эффективной области существенно меняет спектр тормозного излучения в монокристалле. Частота излучения должна удовлетворять условию

$$\omega m \gg E, \quad (3)$$

а толщина кристалла L лежать в области

$$(E^2 / m^2 \omega) \ll L < E a^2 \quad (4)$$

2. Количественная оценка подавления тормозного излучения в монокристалле из-за рассеяния в эффективной области удобно провести аналогично рассмотрению влияния рассеяния на тормозное излучение в аморфной среде [5]. Ниже для простоты ограничимся углом влета $\theta_0 = a/l$, соответствующим первому максимуму. В предельном случае

$$E_s E^2 m^{-3} (a L_{\text{рад}})^{-1/2} \ll \omega \ll E \quad (5)$$

можно не учитывать рассеяние в эффективной области, и спектр излучения имеет вид:

$$\frac{1}{T} \frac{dE}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi} \frac{E^2 E^2}{m^4 a L_{\text{рад}}} \frac{1}{\omega} \quad (6)$$

В противоположном предельном случае

$$\omega \ll E_s E^2 m^{-3} (a L_{\text{рад}})^{-1/2} \quad (7)$$

спектр излучения существенно меняется:

$$\frac{1}{T} \frac{dE}{d\omega} = \frac{2e^2}{\sqrt{3}\pi} E^{2/3} (E_s^2 3 a L_{\text{рад}})^{-1/3} \omega^{1/3} \quad (8)$$

Интересно отметить, что для направлений влета, соответствующих минимуму излучения, интенсивность остается неизменной из-за малого числа атомов в эффективной области; в то же время для угла влета, соответствующего максимуму излучения, интенсивность излучения существенно уменьшается из-за влияния рассеяния. Таким образом, рассмотренный эффект приводит к сглаживанию интерференционного характера спектра.

В заключение авторы пользуются возможностью поблагодарить В.М.Галицкого, М.Л.Тер-Микаэляна и Е.Л.Фейнберга за ценные замечания.

Московский
Инженерно-физический институт

Поступило в редакцию
19 июня 1967 г.

Литература

- [1] E.S.Williams. Kgl. Dan. Vid. Sel. Mat. Medd., 13, 4, 1935.
- [2] V.Ferretti. Nuovo Cim., 7, 1, 1950.
- [3] М.Л.Тер-Микаэлян. ЖЭТФ, 25, 296, 1953.
- [4] Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук. ДАН СССР, 92, 535, 735, 1953.
- [5] Н.П.Калашников, М.И.Рязанов. ЖЭТФ, 50, 791, 1966.