

- [1] *Capel H. W.* Physica, 1965, vol. 31, N 7, p. 1152—1176.
 [2] *Белов К. П., Соколов В. И.* УФН, 1977, т. 121, № 2, с. 285—317.
 [3] *Fillippi J., Lasjaunias J. C., Hebral B., Rossat-Mignod J., Tcheou P. J.* Phys. C, 1980, vol. 13, N 7, p. 1277—1283.
 [4] *Уайт Г. К.* Экспериментальная техника в физике низких температур. М.: Физматгиз, 1961. 368 с.
 [5] *Ball M., Garton G., Leask M. J. M., Wolf W. P.* Proceedings of the Seventh International Conference on Low Temperature Physics, (Toronto, Canada), 1960, p. 128—132.
 [6] *Alekseevskii N. E., Dodokin A. P., Bazan C., Bagdasarov Kh. S., Fedorov E. A., Belyaev L. M.* Cryogenics, 1981, vol. 21, N 10, p. 598—600.
 [7] *Зиновьева К. Н., Вайнберг В. В., Воробкало Ф. М., Зарубин Л. И., Болдарев С. Т.* ПТЭ, 1985, № 5, с. 198—200.
 [8] *Эфрос А. Л.* Физика и геометрия беспорядка. М.: Наука, 1982. 176 с.
 [9] *Wolf W. P., Ball M., Hutchings M. T., Leask M. J. M., Wyatt A. F. G.* J. Phys. Soc. Japan, Suppl. B-1, 1962, vol. 17, p. 443—440.
 [10] *Capel H. W., Bidaux R., Carrara P., Vivet E.* Phys. Lett., 1966, vol. 22, N 4, p. 400—403.

Институт кристаллографии
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
28 июля 1987 г.
В окончательной редакции
21 декабря 1987 г.

УДК 548.0 : 537.534

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

ВЛИЯНИЕ ФОНОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КАНАЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В. С. Мальшевский

Вопрос о влиянии тепловых флуктуаций кристаллического потенциала на спектрально-угловые характеристики излучения релятивистских частиц, движущихся в кристалле, впервые обсуждался в рамках борновского приближения в работе Тер-Микаэляна [1]. Прогресс в физике ориентационных эффектов, возникающих при пролете релятивистских электронов и позитронов через кристаллы, вновь поставил задачу анализа некогерентных процессов, сопровождающих движение частиц в режимах каналирования и квазиканалирования, т. е. таких режимах, при которых условие применимости борновского приближения по взаимодействию с кристаллом нарушено.

В работах Кумахова и сотрудников (см., например, монографию [2] и ссылки в ней), Базылева и Жеваго [3] было показано, что основные особенности излучения в ориентированных кристаллах хорошо описываются усредненным по тепловым колебаниям потенциалом. Ахизер и Шульга [4, 5] показали, что аналогично режиму хаотического движения тепловые колебания атомов приводят не только к искажению усредненного потенциала, но и к появлению дополнительного некогерентного излучения. Некогерентное излучение оказывается существенным в промежуточной спектральной области, т. е. между максимумами спонтанного и когерентного тормозного излучения, является определяющим в жесткой части спектра. В работе Болдышева [6] отмечалось, что наряду с этим коллективный характер колебаний кристаллической решетки может приводить к дополнительным линиям в излучении, которые вызваны электромагнитной конверсией фононных возбуждений на релятивистских электронах и позитронах. Есть сведения о наблюдении этого явления [7-10].

Анализ спектральных особенностей электромагнитной конверсии фононов на релятивистских частицах с учетом структуры топологических сингулярностей плотности состояний фононного спектра в кристаллах с центром инверсии был проведен в [11] для интерпретации экспериментальных данных. Получено совпадение наблюдаемых максимумов в спектральной плотности с теоретическими предсказаниями. Динамика процесса, однако, за пределами борновского приближения еще не изучалась.

Для анализа указанных радиационных процессов будем пользоваться методом, изложенным в [12]. В первом порядке теории возмущений по электрон-фононному взаимодействию для амплитуды радиационного перехода $|\lambda\rangle|c\rangle \rightarrow |\lambda'\rangle|c'\rangle$ (где $|\lambda\rangle$ и $|c\rangle$ — начальные состояния поперечного движения электрона и кристалла соответственно, и $|c\rangle \neq |c'\rangle$) имеем

$$M = \frac{1}{E} \langle E', \lambda', c' | \exp(-i\mathbf{xr}) \mathbf{p} G^+(E) H_{\text{int}} | E, \lambda, c \rangle + \frac{1}{E} \langle E', \lambda', c' | H_{\text{int}} \{G^-(E')\}^* \exp(-i\mathbf{xr}) \mathbf{p} | E, \lambda, c \rangle. \quad (1)$$

Выделяя из амплитуды сингулярный и регуляренный вклады по переданному продольному импульсу, получим, что

$$M = M_{\text{incob}} + M_{\text{conv}},$$

$$M_{\text{incob}} = \frac{1}{L} \sum_{\lambda''} \left\{ M_{\lambda''\lambda'} B_{\lambda c, \lambda' c'} \frac{\mathcal{P}}{p_{\lambda'' c'} - p'_{\lambda' c'} - x_{\parallel}} - M_{\lambda\lambda''} B_{\lambda'' c, \lambda' c'} \frac{\mathcal{P}}{p_{\lambda c} - p_{\lambda'' c'} - x_{\parallel}} \right\} + 0 (H_{\text{int}}/E), \quad (2)$$

$$M_{\text{conv}} = \frac{-i\pi}{L} \sum_{\lambda''} \left\{ M_{\lambda''\lambda'} B_{\lambda c, \lambda' c'} \delta(p_{\lambda'' c'} - p'_{\lambda' c'} - x_{\parallel}) + M_{\lambda\lambda''} B_{\lambda'' c, \lambda' c'} \delta(p_{\lambda c} - p'_{\lambda' c'} - x_{\parallel}) \right\}, \quad (3)$$

$$M_{\lambda\lambda'} = \frac{1}{E} \langle \lambda' | e^{-i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}} \mathbf{p}_{\perp} | \lambda \rangle, \quad M_{\lambda''\lambda'} = \langle \lambda' | e^{-i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}} | \lambda \rangle,$$

$$B_{\lambda c, \lambda' c'} = \int \frac{d\mathbf{q}_{\perp}}{(2\pi)^2} V_a(\mathbf{q}_{\perp}) \langle \lambda'' | e^{i\mathbf{q}_{\perp}\rho} | \lambda \rangle \sum_i \langle c' | e^{-i\mathbf{q}(\mathbf{r}_i^{(0)} + \mathbf{u}_i)} | c \rangle.$$

Спектральная плотность некогерентного излучения, вычисляемая с помощью (2), в жесткой части спектра равна

$$\frac{dE_{\lambda\lambda'}^{\text{incob}}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi m^2} \frac{1}{L} \sum_i \int \frac{d\mathbf{q}_{\perp} d\mathbf{e}'_{\perp}}{(2\pi)^4} \bar{B}_i(\mathbf{q}_{\perp}) \bar{B}_i^*(\mathbf{q}'_{\perp}) \mathbf{q}_{\perp} \mathbf{q}'_{\perp} \times \times \left\{ e^{-\frac{\omega^2}{2}(\mathbf{q}_{\perp} - \mathbf{q}'_{\perp})^2} - e^{-\frac{\omega^2}{2}(\mathbf{q}_{\perp}^2 - \mathbf{q}'_{\perp}{}^2)} \right\}, \quad (4)$$

$$\bar{B}_i(\mathbf{q}_{\perp}) = \langle \lambda' | \exp(i\mathbf{q}_{\perp}\rho) | \lambda \rangle \exp(-i\mathbf{q}_{\perp}\rho_i^{(0)}) \int dz V_a(\mathbf{q}_{\perp}, z).$$

Формула (4) обобщает известный результат [4] на случай квантового характера поперечного движения. Отличие выходов некогерентного излучения при хаотическом движении в кристалле и при каналировании описывается перераспределением потока частиц, т. е. отличием состояний $|\lambda\rangle$ от плоских волн.

Амплитуда (3) описывает эффект конверсии фононных возбуждений. Максимальная энергия фотонов при однофононной конверсии на переходе $\lambda \rightarrow \lambda'$ равна

$$\omega_m = 2E^2(\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\lambda'} \pm \Theta)/m^2 = \omega_{\text{chan}} \pm \omega_{\text{conv}},$$

где Θ — дебаевская температура (см. таблицу).

Значения ω_{conv} (в эВ) для различных кристаллов и энергий частиц

E , мэВ	Ni	Si	C
4	3.2	4.8	18
20	80	120	448
54	600	900	$3 \cdot 10^3$
10^3	$2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	10^6
10^4	$2 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$	10^8

Спектральную плотность конвертированного излучения при рождении одного фотона можно оценить по формуле

$$\frac{dE_{\lambda\lambda}^{\text{conv}}}{d\omega} \approx \frac{dE_{\lambda\lambda}^{\text{chan}}}{d\omega} \frac{1}{M\Theta} \left(\frac{Ze^2}{a}\right)^2, \quad \omega \leq \omega_m \quad (5)$$

где M — масса атома, a — радиус экранирования.

Из формул (4), (5) следуют соотношения в спектральной области $\omega \approx \omega_m$

$$\frac{dE^{\text{conv}}}{dE^{\text{chan}}} \approx \frac{1}{M\Theta} \left(\frac{Ze^2}{a}\right)^2 \approx (Ze^2)^2 \ll 1,$$

$$\frac{dE^{\text{conv}}}{dE^{\text{incob}}} \approx \frac{n^*}{n} (Ze^2)^2, \quad n \approx 1/d^3, \quad n^* \approx E/d^2.$$

Из приведенных соотношений следует, что в условиях существующих экспериментов эффект конверсии не превышает некогерентный фон тормозного излучения и составляет несколько процентов от спектральной плотности спонтанного излучения при каналировании.

Л и т е р а т у р а

- [1] Тер-Микаэлян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969. 457 с.
- [2] Кумалов М. А. Излучение каналированных частиц в кристаллах. М.: Энергоатомиздат, 1986. 161 с.
- [3] Базылев В. А., Жеваго Н. К. УФН, 1982, т. 137, № 5, с. 605—662.
- [4] Шульга Н. Ф., Трутень В. И., Фомин С. П. Препринт ХФТИ АН УССР, 80—32, 1980, Харьков. 40 с.
- [5] Ахизер А. И., Шульга Н. Ф. УФН, 1982, т. 137, № 4, с. 561—604.
- [6] Болдышев В. Ф. УФЖ, 1982, т. 27, № 10, с. 1482—1484.
- [7] Булгаков Н. К. и др. Препринт ОИЯИ, 1—83—621, 1983, Дубна. 8 с.
- [8] Антипенко А. П. и др. Препринт ХФТИ АН УССР, 1983, № 83—30, Харьков. 6 с.
- [9] Boldyshev V. E., Konchatnyj M. J. Proceedings of the 2-nd Int. Conf. on Phonon Phys., August 26—31, Budapest, World Sci. Publ. Co. 1985, p. 800—804.
- [10] Filatova N. A. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, vol. 48, N 2, p. 488—491.
- [11] Адейшвили Д. И. и др. Тезисы докладов 16 совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: Изд-во МГУ, 1986. 83 с.
- [12] Боровик А. С., Малышевский В. С., Шипатов Э. Т. ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 6, с. 1997—2007.

Ростовский-на-Дону государственный университет им. М. А. Суслова
НИИФ
Ростов-на-Дону

Поступило в Редакцию
17 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
21 декабря 1987 г.