

УСИЛЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ФОНОНОВ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Э.М.Эпштейн

Из законов сохранения энергии и импульса следует, что электроны проводимости со стандартным законом дисперсии $\epsilon_p = p^2/2m$ взаимодействуют лишь со сравнительно низкочастотными акустическими фононами, у которых $q < 2p$ (q – волновой вектор фонона; предполагается $p \gg ms$, s – скорость звука, $\hbar = 1$). Это проявляется в быстром уменьшении электронного затухания фононов при $q > 2\bar{p}$ (\bar{p} – характерная величина импульса электрона) [1, 2]; в этих условиях соответственно падает и усиление звука дрейфом носителей в постоянном электрическом поле [3].

В настоящей работе мы покажем, что в присутствии поля электромагнитной волны частотой $\Omega \gg \bar{p}^2/2m$ ситуация заметно изменяется и становится возможным усиление звука с длиной волны, гораздо меньшей характерной де-бройлевской длины волны электрона, т. е. при $q \gg \bar{p}$.

Положим $q \gg \bar{p}$, так что в отсутствие электромагнитной волны электронным затуханием фононов можно пренебречь. Если $\Omega \gg \bar{p}^2/2m$, амплитуда поля волны E_0 не слишком велика и преобладает неупругое рассеяние, то можно ограничиться лишь процессами, в которых поглощается один фотон (с одновременным поглощением или испусканием фонона), не учитывать процессов излучения фотонов и пренебречь разогревом электронов как в постоянном электрическом поле, так и в поле волны (последнее допустимо при $\beta \equiv e^2 E_0^2 / m \Omega^3 \ll \bar{\epsilon} / \Omega \ll 1$, где $\bar{\epsilon}$ – характерная энергия электрона в отсутствие поля волны [4, 5]). Импульс фотона предполагается малым по сравнению с импульсами электронов и фононов. При указанных предположениях формула для коэффициента

поглощения звука электронами в поле электромагнитной волны имеет вид [6]

$$\alpha(q) = \frac{\pi \Lambda^2 q}{4\rho s^2} \left(\frac{e E_0 q}{m\Omega^2} \right)^2 \sum_p n_p [\delta(\epsilon_{p+q} - \epsilon_p - \omega_q - \Omega) - \delta(\epsilon_{p-q} - \epsilon_p + \omega_q - \Omega)], \quad (1)$$

где Λ — константа деформационного потенциала, ρ — плотность кристалла, n_p — функция распределения электронов в постоянном электрическом поле при отсутствии электромагнитной волны. Вычисление коэффициента поглощения для вырожденного электронного газа дает

$$\alpha(q) = \begin{cases} \frac{\Lambda^2 m^2}{4\pi\rho s} \left(\frac{e E_0 q}{m\Omega^2} \right)^2 \left(\frac{q}{2} - \frac{m\Omega}{q} \right) \left(1 - \frac{qv}{qs} \right) \\ \text{при } \left| \frac{q}{2} - \frac{2m\Omega}{q} \right| < p_F, \\ 0 \text{ при } \left| \frac{q}{2} - \frac{m\Omega}{q} \right| > p_F, q > 2p_F, \end{cases} \quad (2)$$

где p_F — фермиевский импульс, v — дрейфовая скорость электронов в постоянном электрическом поле.

Из формулы (2) следует, что при $v > s$ в области волновых чисел $\sqrt{2m\Omega} < q \leq \sqrt{2m\Omega} + 2p_F$ будет иметь место усиление фононов внутри черенковского конуса $qv = qs$. Максимальный коэффициент усиления в этой области приблизительно в β^{-1} раз меньше максимума функции $\alpha(q)$ в точке $q = 2p_F$ в отсутствие электромагнитной волны [1]. При $\Omega \sim 10^{14} \text{ сэк}^{-1}$ и $m \sim m_e$ положение максимума усиления соответствует волновому числу $q \sim 10^7 \text{ см}^{-1}$, а его высота при $\Lambda \sim 10 \text{ эв}$, $\beta \sim 10^{-2}$, $\epsilon_F \sim 10^{-2} \text{ эв}$ составляет $|\alpha| \sim 10 \text{ см}^{-1}$, так что при температурах, которые необходимы для вырождения, электронное усиление может преобладать над решеточным поглощением звука.

Из формулы (2) вытекает также, что в области волновых чисел $\sqrt{2m\Omega} - 2p_F \leq q < \sqrt{2m\Omega}$ будут усиливаться фононы вне черенковского конуса (за исключением плоскости, перпендикулярной вектору E_0). Фононная неустойчивость в этой области волновых чисел возможна также и при отсутствии постоянного поля. В этом случае распределение фононов будет симметричным относительно плоскости, перпендикулярной к E_0 , но анизотропным из-за наличия в (2) множителя $(E_0 q)^2$. Последнее обстоятельство должно повлечь за собой анизотропию кинетических коэффициентов.

Возникновение взаимодействия электронов с фононами при $q \gg \bar{p}$ в поле электромагнитной волны является, как легко убедиться, следствием закона сохранения $\epsilon_{p+q} - \epsilon_p \mp \omega_q - \Omega = 0$ для процесса внутризонного поглощения фотона, сопровождаемого поглощением или испусканием фонона. Из законов сохранения можно также получить указан-

ную выше область частот, в которой развивается фоновая неустойчивость. Для этого достаточно, например, обобщить на случай наличия электромагнитного поля метод графического кинематического анализа, предложенный в работе [7].

Автор признателен В.Л.Бонч-Бруевичу и участникам руководимого им семинара за обсуждение работы.

Поступила в редакцию
9 февраля 1971 г.
После переработки
9 марта 1971 г.

Институт электронных приборов

Литература

- [1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 34, 1438, 1958.
 - [2] В.Л.Бонч-Бруевич. ФТТ, 2, 1857, 1960.
 - [3] Э.М.Эпштейн. ФТТ, 7, 862, 1965.
 - [4] В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, 1967.
 - [5] Э.М.Эпштейн. Известия высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 13, 1398, 1970.
 - [6] Э.М.Эпштейн. ФТТ, 11, 2874, 1969.
 - [7] E.W.Prohofsky. Phys. Rev., 134, A1302, 1964.
-