

УДК 539 293 4

О ВЛИЯНИИ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКА

В. И. Пучков, Э. М. Эпштейн

Рассмотрено влияние поля сильной электромагнитной волны на электропроводность ионного полупроводника, где основной вклад в рассеяние электронов дают оптические фононы. Показано, что главную роль во внутризонной фотопроводимости играет не изменение матричного элемента электрон-фононного взаимодействия, а разогрев электронов.

В последние годы появились работы [1-4], в которых изучается влияние сильной электромагнитной волны на вероятность рассеяния электронов фононами и примесями и связанное с этим изменение электропроводности*. Наиболее подробно изменение электропроводности, обусловленное указанным механизмом, рассмотрено в работе [4].

Другим возможным механизмом является разогрев электронов полем волны, т. е. изменение симметричной части функции распределения электронов. В работе [4] разогрев не принимался во внимание**. Между тем оказывается, что он дает основной вклад в изменение электропроводности. Для случая рассеяния электронов на акустических фононах это было показано в работе [5]. В настоящей статье мы изложим результаты расчета для ионных кристаллов, когда доминирует рассеяние электронов на оптических фононах.

Кинетическое уравнение для электронов проводимости имеет вид [2, 3]

$$eE_1 \frac{\partial n_p}{\partial p} = 2\pi \sum_k |C_k|^2 \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s^2 \left(\frac{eE_0 k}{m\Omega^2} \right) \{ [n_{p+k}(N_k + 1) - n_p N_k] \delta(\epsilon_{p+k} - \epsilon_p - \omega_k - s\Omega) + [n_{p-k} N_k - n_p(N_k + 1)] \delta(\epsilon_{p-k} - \epsilon_p + \omega_k + s\Omega) \}. \quad (1)$$

В отличие от [5], электромагнитная волна предполагается здесь линейно поляризованной; обозначения те же, что и в [5] (но явный вид величин C_k и ω_k теперь уже иной, так как они относятся не к акустическим, а к оптическим фононам)***. Предполагается, что $E_g > \Omega \gg T \gg \omega_0 \gg \nu$, где E_g — ширина запрещенной зоны, Ω — частота поля, T — температура кристалла, $\omega_0 = \omega_k$ — частота оптического фонона (дисперсия не учитывается), ν — частота соударений электронов с рассеивателями; $\hbar = k_B = 1$.

* В указанных и настоящей работах рассматривается случай, когда энергия фотона меньше ширины запрещенной зоны и можно не учитывать межзонные переходы. Кроме того, предполагается, что можно пренебречь примесной фотопроводимостью.

** Мы говорим лишь о работе [4], так как в [1, 2] не ставилась задача вычисления электропроводности, а в [3] специально выбирались такие (довольно экзотические) условия, когда разогрев не имеет места.

*** Явный вид матричного элемента C_k и обсуждение условий применимости изотропного приближения см., например, в [6].

Примером материала, в котором рассеяние происходит в основном на полярных оптических колебаниях и возможно выполнение условия $\omega_0 < T$, может служить GaAs.

Как и в [4, 5], предполагается, что амплитуда E_0 поля электромагнитной волны не слишком велика, так что можно ограничиться членами $\sim E_0^2$. Постоянное поле E_1 предполагается слабым (негреющим). Разлагая по полиномам Лежандра угловую зависимость функции распределения [5] и матричного элемента взаимодействия [7] и используя ту же процедуру, что и в [5], найдем:

$$\varphi_0(\varepsilon_p) = \frac{4 e^2 E_0^2 T^{5/2}}{3 m \omega_0^2 \Omega^{7/2}} f_0(\varepsilon_p) \left\{ \int_0^{\xi} \frac{e^z dz}{\ln(4 T \eta / \omega_0)} \times \right. \\ \left. \times \left[\gamma\left(\frac{3}{2}, z\right) - \theta(z - \eta) \gamma\left(\frac{3}{2}, z - \eta\right) \right] - \frac{2 \eta^{3/2}}{3 \ln(4 T \eta / \omega_0)} \right\}; \quad (2)$$

$$\psi_1(\varepsilon_p) = - \frac{e \sqrt{2m} \varepsilon_p \tau(\varepsilon_p) E_1}{8 \pi^2 m} \varphi_0'(\varepsilon_p) - \frac{3 \sqrt{2} e^3 E_1 E_0^2 \varepsilon_p^{3/2}}{20 \pi T m^{3/2} \Omega^4} \tau(\varepsilon_p) f_0(\varepsilon_p) + \\ + \frac{\sqrt{2} e^3 E_1 E_0^2}{40 \pi m^{3/2} T \Omega^3} \{ 5 f_0(\varepsilon_p - \Omega) \tau(\varepsilon_p - \Omega) \sqrt{\varepsilon_p - \Omega} \times \\ \times \theta(\varepsilon_p - \Omega) - f_0(\varepsilon_p) \tau(\varepsilon_p) \sqrt{\Omega} \}. \quad (3)$$

Здесь $\varphi_0(\varepsilon_p)$ и $\psi_1(\varepsilon_p)$ — коэффициенты при соответствующих полиномах Лежандра в разложении симметричной и антисимметричной частей функции распределения, обусловленных полем волны; $\xi = \varepsilon_p / T$; $\eta = \Omega / T$; $f_0(\varepsilon_p)$ — максвелловская функция распределения; $\tau(\varepsilon_p)$ — время релаксации электронов на оптических фононах [8]; $\theta(x)$ — ступенчатая функция; $\gamma(p, z)$ — неполная гамма-функция. Непосредственный расчет показывает, что учет следующих коэффициентов разложения, $\varphi_2(\varepsilon_p)$ и $\psi_3(\varepsilon_p)$, приводит лишь к малым поправкам в окончательном выражении для фототока.

Первый член в формуле (3) описывает изменение антисимметричной части функции распределения из-за разогрева электронов, второй — влияние поля волны на вероятность упругого рассеяния [1], третий — влияние на вероятность рассеяния, сопровождаемого излучением и поглощением фотона [2, 3].

Вычисление вклада этих членов в плотность тока дает

$$\frac{j_1}{j_0} = - \frac{\beta \eta^{5/2}}{18 \sqrt{\pi} \lambda^2 \ln(4 \eta / \lambda)}; \quad (4)$$

$$\frac{j_2}{j_0} = \frac{9}{5} \beta \eta^{-1}; \quad (5)$$

$$\frac{j_3}{j_0} = \frac{1}{8 \pi} \beta \eta, \quad (6)$$

где j_0 — плотность тока в отсутствие поля излучения [7], $\beta = \frac{e^2 E_0^2}{m \Omega^3}$, $\lambda = \frac{\omega_0}{T}$.

При расчете предполагалось $\beta \ll 1$, $\lambda \ll 1$, $\eta \gg 1$; мы выписали здесь лишь главные члены по η и λ^{-1} . Указанное приближение совпадает с использованным в [4, 5], так что возможно сравнение результатов.

Легко видеть, что $|j_1| \gg j_3 \gg j_2$. Таким образом, в рассматри-

ваемой (здесь и в [4, 5]) области температур и частот и амплитуд электромагнитного поля основную роль во внутризонной фотопроводимости играет не влияние поля на вероятность электрон-фононного рассеяния, а разогрев электронов.

Заметим, что знак j_3 отличается от знака соответствующего члена в случае рассеяния на акустических фононах [5]. Это отличие обусловлено тем, что в нашем случае время релаксации электронов с ростом энергии не убывает, а растет, и потому основной вклад в фототок дают электроны с большей энергией. Знак j_3 не совпадает и со знаком соответствующего члена в [4] для рассеяния на оптических фононах. Это расхождение объясняется тем, что в [4] при выборе аппроксимации для антисимметричной части функции распределения электронов неявно предполагалась независимость времени релаксации от энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Буймистров, Письма в ЖЭТФ, 8, 274 (1968).
2. В. И. Мельников, Письма в ЖЭТФ, 9, 204 (1969).
3. Э. М. Эпштейн, ФТТ, 11, 2732 (1969).
4. В. Д. Блажин, А. С. Селиваненко, ФТП, 4, 283 (1970).
5. Э. М. Эпштейн, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 9, 1398 (1970).
6. Э. Конуэлл, Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, изд. Мир, М., 1970.
7. П. Е. Зильберман, ФТТ, 10, 2088 (1968).
8. А. И. Ансельм, Введение в теорию полупроводников, Физматгиз, Л., 1962.

Поступила в редакцию
25 октября 1971 г.

INFLUENCE OF A STRONG ELECTROMAGNETIC WAVE ON ELECTRICAL CONDUCTION OF A SEMICONDUCTOR

V. I. Puchkov, E. M. Epshtein

The influence is considered of the field of a strong electromagnetic wave on the electrical conduction of polar semiconductor where the main contribution to the electron scattering is given by optical phonons. It is shown that the main role in the intraband photo-conductivity is played by the electron heating rather than by the change of the matrix element of the electron-phonon interaction.
