ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XX, № 1 *РАДИОФИЗИКА* *1977*

УДК 539.293

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКА В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Л. Малевич

Вычислена высокочастотная проводимость полупроводника в присутствии интенсивного лазерного излучения. Оказывается, что формула Друде в данном случае может нарушаться. Дисперсия высокочастотной проводимости в случае рассеяния электронов на ионизованных примесях начинается при гораздо более низких частотах.

Известно, что интенсивное лазерное излучение может влиять на кинетические, оптические и другие эффекты в полупроводниках путем изменения вероятности рассеяния электронов фононами или примесями [1–5]. В частности, в работе [5] было рассмотрено влияние интенсивной электромагнитной волны на поглощение слабой волны другой частоты. Предполагалось, что энергии квантов обеих волн много больше средней энергии электрона, т. е. рассматривалась квантовая область частот.

В настоящей работе рассматривается влияние интенсивного лазерного излучения на высокочастотную (ВЧ) проводимость вырожденного электронного газа в полупроводниках. В отличие от работы [5] здесь предполагается, что частота слабого переменного поля ω лежит в классической области частот, т. е. $\omega < \bar{\varepsilon}$ ($\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия электрона; используется система единиц, где $\hbar = 1$), и поэтому в данном случае на интеграл столкновений будет влиять только поле лазерного излучения. Оказывается, что в данных условиях формула Друде может нарушаться, причем в случае примесного рассеяния электронов дисперсия ВЧ проводимости может начинаться при гораздо более низких частотах.

Поясним качественно причину возникновения этого эффекта.

В присутствии интенсивного лазерного излучения процессы рассеяния электронов фононами или примесями могут происходить как квазиупруго (без поглощения фотонов), так и неупруго (с поглощением фотонов). Поэтому вклад в кинетические эффекты будут давать две энергетически различные группы электронов с существенно разными временами релаксации. В случае примесного рассеяния электроны, поглотившие фотоны, будут давать вклад в дисперсию ВЧ проводимости при более низких частотах, так как частота релаксации для них будет значительно меньше частоты релаксации электронов, рассеянных без участия фотонов.

Кинетическое уравнение для электронов в слабом переменном поле $\boldsymbol{E}(t) = \boldsymbol{E}e^{i\omega t}$ в присутствии сильного лазерного излучения с частотой Ω имеет вид [2, 3]

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} - e\boldsymbol{E}e^{i\omega t}\,\frac{\partial f_p}{\partial \boldsymbol{p}} = 2\pi \sum_{\boldsymbol{k},\, l} J_l^2\,(\boldsymbol{a}\boldsymbol{k})\,|\,\varphi_k\,|^2\,(f_{p+k} - f_p)\,\delta(\varepsilon_{p+k} - \varepsilon_p - l\Omega), \quad (1)$$

где $J_l(z)$ — функция Бесселя вещественного аргумента, $a=\frac{eF}{m\Omega^2}$ — амплитуда колебаний электрона в поле сильной электромагнитной волны, F — амплитуда электрического поля лазерного излучения, m — эффективная масса электрона, φ_k — матричный элемент взаимодействия электронов с рассеивателями, зависящий от конкретного механизма рассеяния; закон дисперсии электронов проводимости предполагается $\varepsilon_p=\frac{p^2}{2m}$. В отсутствие лазерного излучения рассеяние предполагается квазиупругим.

В приближении, линейном по интенсивности излучения, в (1) можно оставить только слагаемые с $l=0, \pm 1$ и ограничиться первым членом в разложении бесселевых функций. Полученное уравнение умножим на $-\frac{e}{m}p\delta(\varepsilon-\varepsilon_p)$ и просуммируем по всем p. В результате после несложных преобразований можно получить для $R(\varepsilon)=-\frac{e}{m}\sum_p pf_p\delta(\varepsilon-\varepsilon_p)$ уравнение

$$R(\varepsilon)\left[-i\omega+\frac{1}{\tau(\varepsilon)}\right]=S(\varepsilon)+Q(\varepsilon), \tag{2}$$

где

$$Q(\varepsilon)=\frac{ne^2}{m}E(t)\delta(\varepsilon-\varepsilon_f); \tag{3}$$

$$\begin{aligned} S(\varepsilon)=&-\frac{\pi}{2}\frac{e}{m}\sum_{p,k}|\varphi_k|^2(ak)^2 f_p[\delta(\varepsilon_{p+k}-\varepsilon_p-\Omega)+\delta(\varepsilon_{p+k}-\varepsilon_p+\Omega)-\\ &-2\delta(\varepsilon_{p+k}-\varepsilon_p)][(p+k)\delta(\varepsilon-\varepsilon_{p+k})-p\delta(\varepsilon-\varepsilon_p)], \end{aligned} \tag{4}$$

$\tau(\varepsilon)$ — время релаксации электронов с энергией ε в отсутствие излучения, n — концентрация электронов проводимости. Величина $R(\varepsilon)$ имеет смысл парциальной плотности тока для электронов с энергией ε. Полная плотность тока получается как $j=\int_0^\infty R(\varepsilon)\,d\varepsilon$. Предполагая энергию фотона Ω большой по сравнению с характерной энергией электрона $\bar{\varepsilon}$, выражение для $S(\varepsilon)$ можно привести к виду

$$S_l(\varepsilon)=\lambda_{ll}j_l\delta(\varepsilon-\Omega)-A_{ll}R_l(\varepsilon), \tag{5}$$

где

$$A_{ll}=\frac{\pi}{2}\sum_k|\varphi_k|^2(ak)^2\left[\delta_{ll}\delta\left(\frac{k^2}{2m}-\Omega\right)-\frac{m}{8\pi^2 n}\frac{k_l k_l}{k}\theta\left(\varepsilon_f-\frac{k^2}{2m}\right)\right]; \tag{6}$$

$$\lambda_{ll}=\frac{\pi}{2}\sum_k|\varphi_k|^2(ak)^2\left[\delta_{ll}\delta\left(\frac{k^2}{2m}-\Omega\right)+\frac{k_l k_l}{m}\delta\left(\frac{k^2}{2m}-\Omega\right)\right]. \tag{7}$$

Из выражения (5) видно, что присутствие сильного лазерного излучения приводит к перенормировке времени релаксации и к появлению парциального тока электронов с энергией Ω, пропорционального полному току.

В первом приближении по интенсивности излучения из (2), (3), (5) можно найти $R(\varepsilon)$, а затем полную плотность тока. В результате для ВЧ проводимости получается выражение

$$\sigma_{ik}(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\,\omega\tau(\varepsilon_f)}\left\{\delta_{ik} - \frac{A_{ik}\tau(\varepsilon_f)}{1 - i\,\omega\tau(\varepsilon_f)} + \frac{\lambda_{ik}\tau(\Omega)}{1 - i\,\omega\tau(\Omega)}\right., \tag{8}$$

где $\sigma_0 = \dfrac{ne^2\tau(\varepsilon_f)}{m}$ — статическая проводимость, ε_f — энергия Ферми.

Как видно из (8), во-первых, для ВЧ проводимости в присутствии интенсивного лазерного излучения формула Друде неприменима, во-вторых, ВЧ проводимость становится анизотропной.

При вычислении (6) и (7) воспользуемся выражением для $|\varphi_k|^2$, выраженным через время релаксации $\tau(\varepsilon)$ из формулы

$$\frac{1}{\tau\left(\dfrac{p^2}{2m}\right)} = \frac{m}{4\pi p^3}\int\limits_0^{2p} |\varphi_k|^2 k^3\, dk \tag{9}$$

и имеющим вид

$$|\varphi_k|^2 = \frac{\pi}{2mk^3}\frac{d}{dk}\left[\frac{k^3}{\tau\left(\dfrac{k^2}{8m}\right)}\right]. \tag{10}$$

Подставляя (10) в (6) и (7) и интегрируя по $\boldsymbol{k}$, получим

$$A_{ik} = M\delta_{ik} + N(\delta_{ik} + 2a_i a_k); \tag{11}$$

$$\lambda_{ik} = M\delta_{ik} + B(\delta_{ik} + 2a_i a_k); \tag{12}$$

$$\left.\begin{aligned} M &= \frac{2^{2\vartheta}(3-2\vartheta)}{12}\,\frac{\beta}{\tau(\Omega)}, \\ N &= -\frac{2^{2\vartheta}(3-2\vartheta)}{320(5-2\vartheta)}\,\frac{\beta}{\tau(\varepsilon_f)}\,\frac{\varepsilon_f}{\Omega}, \\ B &= -\frac{2^{2\vartheta}(3-2\vartheta)(2-\vartheta)}{30}\,\frac{\beta}{\tau(\Omega)}. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Здесь $\beta = \dfrac{e^2F^2}{m\Omega^3}$, $\vartheta = \dfrac{\varepsilon}{\tau}\dfrac{d\tau}{d\varepsilon}$, $\boldsymbol{a} = \dfrac{\boldsymbol{F}}{F}$.

В случае примесного рассеяния электронов формулы (11)—(13) несправедливы, так как не учитывалось экранирование. Выражения для M, N и B с учетом экранирования будут иметь вид

$$\left.\begin{gathered} M = \frac{4}{3}\,\frac{\beta}{\tau(\Omega)G(\xi)}, \quad B = -\frac{4}{15}\,\frac{\beta}{\tau(\Omega)G(\xi)}, \quad N = -\frac{1}{20}\,\frac{\beta}{\tau(\varepsilon_f)}\,\frac{k_{FT}^2}{m\Omega}\,\Phi(\varkappa), \\ G(\xi) = \ln(1+\xi) - \frac{\xi}{1+\xi}, \quad \xi = \frac{8m\Omega}{k_{FT}^2}, \\ \Phi(\varkappa) = \frac{1}{G(4\varkappa)}\left[\frac{1}{2}\,\frac{\varkappa^2}{1+\varkappa} - G(\varkappa)\right], \quad \varkappa = \frac{2m\varepsilon_f}{k_{FT}^2}, \end{gathered}\right\} \tag{14}$$

k_{FT} — обратный радиус экранирования Томаса—Ферми.

Таким образом, выражения (8) и (11)—(14) определяют ВЧ проводимость в присутствии интенсивного лазерного излучения для произвольного квазиупругого механизма рассеяния электронов (в отсутствие излучения).

Рассмотрим случай примесного рассеяния электронов, когда поле E направлено по оси x, а вектор F направлен под углом α к E и лежит в плоскости xy. Из выражений (8), (11), (12) и (14) получаем

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{\sigma_0}{1-i\omega\tau(\varepsilon_f)}\left[1 - \frac{4}{3}\frac{\beta}{G(\xi)}\frac{\tau(\varepsilon_f)}{\tau(\Omega)}\frac{1}{1-i\omega\tau(\varepsilon_f)} - \right.$$
$$\left. - \frac{1}{20}\beta\,\Phi(x)\frac{k_{FT}^2}{m\Omega}\frac{(1+2\cos^2\alpha)}{1-i\omega\tau(\varepsilon_f)} + \frac{8}{15}\frac{\beta}{G(\xi)}\frac{(1+\sin^2\alpha)}{1-i\omega\tau(\Omega)}\right]; \quad (15)$$

$$\sigma_{xy}(\omega) = -\frac{\beta\sigma_0\sin 2\alpha}{1-i\omega\tau(\varepsilon_f)}\left[\frac{1}{20}\Phi(x)\frac{k_{FT}^2}{m\Omega}\frac{1}{1-i\omega\tau(\varepsilon_f)} + \frac{4}{15}\frac{1}{G(\xi)}\frac{1}{1-i\omega\tau(\Omega)}\right]. \quad (16)$$

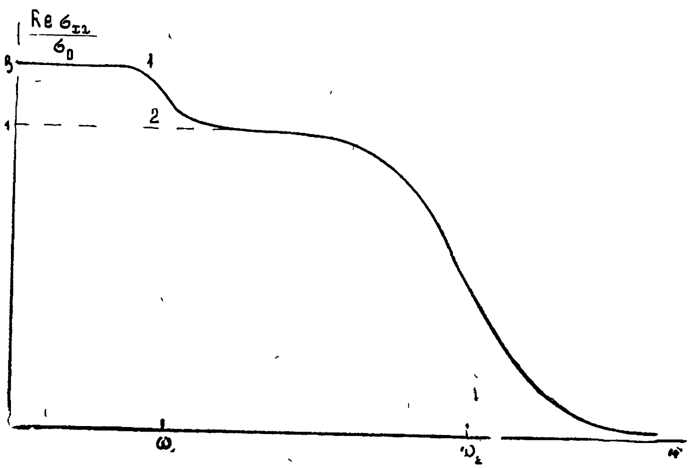

Рис. 1. Зависимость $\frac{\mathrm{Re}\,\sigma_{xx}}{\sigma_0}$ от ω; $\omega_1 = \frac{1}{\tau(\varepsilon_f)}$, $\omega_2 = \frac{1}{\tau(\Omega)}$,

$$b = 1 + \frac{8}{15}\frac{\beta}{G(\xi)}(1+\sin^2\alpha)$$

(*1*—в присутствии излучения, *2*—в отсутствие излучения).

На рис. 1 представлена частотная зависимость реальной части σ_{xx}, выраженной из (15). Рядом для сравнения приведена зависимость реальной части σ_{xx} от ω в случае отсутствия излучения. Легко видеть, что в случае рассеяния электронов на ионизованных примесях дисперсия $\sigma_{xx}(\omega)$ начинается при гораздо более низких частотах.

Автор выражает признательность Э. М. Эпштейну за обсуждение работы.

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. Э. М. Эпштейн, ФТТ, 16, 2995 (1974).
5. В. Л. Малевич, Э. М. Эпштейн, Квантовая электроника, 1, 1469 (1974).

Поступила в редакцию
30 декабря 1975 г.

HIGH-FREQUENCY CONDUCTIVITY OF A SEMICONDUCTOR IN LASER RADIATION FIELD

V. I. Malevich

The high-frequency conductivity of a semiconductor in the presence of an intensive laser radiation is calculated. It appears that in this case the Drude formula may be violated. The HF conductivity dispersion in the case of electron scattering by ionized mixtures begins at much lower frequencies.