Письма в ЖЭТФ, том 57, вып.3, стр.171 - 173

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В.Л.Малевич

Отдел оптических проблем информатики АН РБ
220072, Минск, Белорусия

Поступила в редакцию 9 декабря 1992 г.
После переработки 6 января 1993 г.

На основе квантового кинетического уравнения рассмотрено поглощение света свободными носителями в полупроводнике в постоянном электрическом поле. Показано, что эффект динамического влияния поля на рассеяние электронов приводит к осциллирующей, линейной по полю поправке к коэффициенту поглощения света.

Поглощение света свободными носителями в полупроводнике может изменяться под действием постоянного электрического поля. Этот эффект исследовался достаточно подробно [1] и было показано, что изменение поглощения обусловлено, в основном, эффектом разогрева носителей тока электрическим полем. В квантовой области частот, когда энергия кванта света $\Omega \gg \bar{\epsilon}$ ($\bar{\epsilon}$ – средняя энергия электронов), разогрев приводит к малому ($\sim \bar{\epsilon}/\Omega$) изменению поглощения. В этих условиях может стать заметным вклад в изменение поглощения света, связанный с динамическим влиянием постоянного электрического поля на рассеяние электронов фононами или примесями. В настоящей статье будет показано, что динамический эффект приводит к осциллирующей, линейной по постоянному полю поправке к коэффициенту поглощения.

При рассмотрении явлений переноса в сильных и быстропеременных электрических полях классическое кинетическое уравнение может оказаться неприменимым. В этом случае следует пользоваться квантовым кинетическим уравнением [2-6], в котором поле учитывается точно, а взаимодействие электронов с фононами рассматривается в рамках теории возмущений. Такой подход позволяет корректно рассматривать влияние поля на рассеяние электронов, поскольку здесь учтено то обстоятельство, что рассеяние электронов происходит между состояниями, точно учитывающими динамику движения электрона в электрическом поле.

Рассмотрим систему невырожденных электронов, взаимодействующих с деформационными акустическими фононами в однородном электрическом поле $\mathbf{F} + \mathbf{E}_0 \sin \Omega t$. Электронные состояния будем описывать обобщенным импульсом $\mathbf{p}$, в котором учитывается только высокочастотная составляющая поля. В этом представлении квантовое кинетическое уравнение для функции распределения электронов $n_{\mathbf{p}}(t)$ имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t}n_{\mathbf{p}}(t) - e\mathbf{F}\frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}n_{\mathbf{p}}(t) = -2\mathrm{Re}\left\{\sum_{n,k=-\infty}^{+\infty}\sum_{\mathbf{q}}|C_{\mathbf{q}}|^2(1+2N_{\mathbf{q}})\times\right.$$

$$\times J_k(\mathbf{aq})J_{n+k}(\mathbf{aq})e^{in\Omega t}\int\limits_{-\infty}^{0} d\tau[n_{\mathbf{p}-e\mathbf{F}\tau}(t+\tau) - n_{\mathbf{p}+\mathbf{q}-e\mathbf{F}\tau}(t+\tau)]\times$$

$$\times \exp\{-i[(\epsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - \epsilon_{\mathbf{p}} + k\Omega + i\delta)\tau - \frac{e\mathbf{F}\mathbf{q}}{2m}\tau^2]\}\Big\}. \quad (1)$$

Здесь $C_{\mathbf{q}}$ – матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, $N_{\mathbf{q}}$ – функция распределения фононов по состояниям с волновым вектором $\mathbf{q}$, m – эффективная масса электрона проводимости, $J_n(x)$ – функция Бесселя первого рода, $\mathbf{a} = e\mathbf{E}_0/m\Omega^2$ – амплитуда колебаний электрона в высокочастотном поле, $\delta \to +0$ – параметр адиабатического включения поля при $t \to -\infty$, $\mathrm{Re}\{...\}$ – означает вещественную часть выражения в скобках. При $F \to 0$ (1) переходит в квантовое кинетическое уравнение для электронов в высокочастотном электрическом поле [7–9]. В аргументе экспоненциальной функции пренебрегалось энергией фонона.

В высокочастотном пределе $\Omega\bar{\tau} \gg 1$ ($\bar{\tau}$ – время релаксации электронов по импульсу) функцию распределения можно представить как сумму стационарной ($\bar{n}_{\mathbf{p}}$) и высокочастотной ($\tilde{n}_{\mathbf{p}}$) составляющих, причем, как следует из (1), $\tilde{n}_{\mathbf{p}}/\bar{n}_{\mathbf{p}} \sim (\Omega\bar{\tau})^{-1} \ll 1$. В низшем приближении по $(\Omega\bar{\tau})^{-1}$ уравнение для $\tilde{n}_{\mathbf{p}}$ получается из (1) после замены в интеграле столкновений $n_{\mathbf{p}}$ на $\bar{n}_{\mathbf{p}}$. Решая полученное таким образом уравнение и подставляя найденную функцию распределения в выражение для тока, получим

$$\mathbf{j}_{\sim} = -\frac{2e}{m\Omega}\mathrm{Re}\sum_{\mathbf{p},\mathbf{q}}|C_{\mathbf{q}}|^2(1+2N_{\mathbf{q}})\mathbf{q}\bar{n}_{\mathbf{p}}\sum_{n,k=-\infty}^{+\infty}J_k(\mathbf{a}\mathbf{q})\times$$

$$\times J_{k+n}(\mathbf{a}\mathbf{q})\frac{\exp(in\Omega t)}{in}\int_{-\infty}^{0}d\tau\exp\{-i[(\epsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - \epsilon_{\mathbf{p}} +$$

$$+k\Omega + i\delta)\tau + \frac{e\mathbf{F}\mathbf{q}}{2m}\tau^2]\}. \quad (2)$$

Выражение (2) кроме компоненты тока на основной частоте содержит слагаемые с $n \neq \pm 1$, которые описывают генерацию гармоник.

Используя (2), для коэффициента поглощения находим

$$\alpha = \frac{16\pi\Omega}{c\bar{n}E_0^2}\sum_{\mathbf{p},\mathbf{q}}|C_{\mathbf{q}}|^2(1+2N_{\mathbf{q}})\sum_{k=-\infty}^{+\infty}J_k^2(\mathbf{a}\mathbf{q})k\bar{n}_{\mathbf{p}}\times$$

$$\times\mathrm{Re}\int_0^{\infty}d\tau\exp\{i[(\epsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - \epsilon_{\mathbf{p}} - k\Omega + i\delta)\tau + \frac{e\mathbf{F}\mathbf{q}}{2m}\tau^2]\}, \quad (3)$$

где $\bar{n}$ – показатель преломления, c – скорость света в вакууме.

В пределе $F \to 0$ действительная часть интеграла в (3) переходит в $\pi\delta(\epsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - \epsilon_{\mathbf{p}} - k\Omega)$ ($\delta(x)$ – дельта-функция) и в результате из (3) следует известное выражение для многоквантового коэффициента поглощения [10]. Замена сингулярной дельта-функции на гладкую экспоненциальную функцию связана с уширением электронных состояний в сильном электрическом поле.

В выражение (3) для коэффициента поглощения входит неизвестная функция распределения $\bar{n}_{\mathbf{p}}$, вид которой определить достаточно сложно. Однако нетрудно заметить, что в рассматриваемом здесь квантовом пределе можно пренебречь импульсом электрона в аргументе экспоненциальной функции. При этом коэффициент поглощения перестает зависеть от $\bar{n}_{\mathbf{p}}$ и суммирование в (3) по импульсам электронов выполняется элементарно. В результате будем иметь

$$\alpha = \frac{16\pi N\Omega}{c\bar{n}E_0^2}\sum_{\mathrm{q}}|C_{\mathrm{q}}|^2(1+2N_{\mathrm{q}})\sum_{k=-\infty}^{+\infty}J_k^2(\mathrm{aq})k\mathrm{Re}\left\{\left(\frac{\pi mi}{2e\mathrm{Fq}}\right)^{1/2}\times\right.$$

$$\left.\times\exp\left[-\frac{im\left(\frac{q^2}{2m}-k\Omega\right)^2}{2e\mathrm{Fq}}\right]\right\}, \tag{4}$$

где N – концентрация электронов проводимости.

Далее ограничимся пределом слабого светового поля и разложим функции Бесселя по степеням аргумента. Интегрирование по q в (4) можно провести методом стационарной фазы. Для случая не очень сильных полей F находим

$$\alpha = \alpha_0\left\{1+\frac{\sqrt{6}}{8}\beta\cos^2\gamma\sin\left(\frac{4\sqrt{6}}{9\beta}\right)\right\}. \tag{5}$$

Здесь α_0 – коэффициент линейного поглощения света свободными носителями в квантовом пределе при рассеянии на акустических фононах [1], γ - угол между векторами F и E_0. Параметр $\beta = eF/(m\Omega^3)^{1/2}$ представляет собой отношение энергии ($\approx eF(m\Omega)^{-1/2}$), набираемой фотовозбужденным электроном в поле F на длине волны де Бройля ($\approx (m\Omega)^{1/2}$), к его энергии Ω. Численные оценки показывают, что на длине волны CO_2-лазера при $m \approx 0,1m_0$ (m_0 – масса свободного электрона) параметр $\beta \cong 0,01$ при $F \cong 5\cdot 10^3$ В/см.

Второе слагаемое в (5), описывающее изменение α в низшем приближении по полю F, соответствует переходу с испусканием кванта света электроном (слагаемое с $k=-1$ в (4)). Отметим, что в квантовом пределе при $F=0$ вероятность перехода с испусканием фотона экспоненциально мала. В присутствии же электрического поля становится возможным непрямой в реальном пространстве процесс, при котором электрон приобретает энергию Ω в поле F и затем излучает фотон. Происхождение осцилляций в (5) связано с квантовой интерференцией электронных волн, падающей и отраженной от потенциальной стенки (eFx), образованной полем F.

Таким образом, как следует из расчетов, изменение поглощения света, обусловленное влиянием постоянного электрического поля на рассеяние электронов фононами, линейно по F. Для не очень сильных полей этот эффект может стать преобладающим, поскольку вклад в изменение поглощения, связанный с дрейфом и разогревом носителей в поле F, квадратичен по полю[1]. При экспериментальном исследовании данного эффекта следует иметь ввиду его поляризационную зависимость, а также существенно меньшую по сравнению с разогревным эффектом инерционность.

1. К.Зеегер, Физика полупроводников, М.: Мир, 1977.
2. И.Б.Левинсон, ЖЭТФ **57**, 660 (1969).
3. J.R.Barker J. Phys. C **6**, 2663 (1973).
4. J.R.Barker and D.K.Ferry, Phys. Rev. Lett. **42**, 1779 (1979).
5. V.P.Siminozhenko, Phys. Rep. **91**, 103 (1982).
6. J.B.Krieger and G.J.Iafrate, Phys. Rev. **B 33**, 5494 (1986).
7. Э.М.Эпштейн, ФТТ **11**, 2732 (1969).
8. Э.М.Эпштейн, ФТТ **12**, 3461 (1970).
9. В.И.Мельников, Письма в ЖЭТФ **9**, 204 (1969).
10. В.М.Буймистров, В.П.Олейник, ФТП **1**, 85 (1967).