Письма в ЖЭТФ, том 68, вып.1, стр.44 - 49 © 1998г. 10 июля

НЕРАВНОВЕСНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ 2D ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ПОПЕРЕЧНОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ НАКАЧКЕ

Ф.Т.Васько[1)]

Институт физики полупроводников НАН Украины

252650 Киев, Украина

Поступила в редакцию 1 июня 1998 г.

Описан механизм формирования неравновесного распределения 2D электронов за счет влияния электрического поля излучения на их взаимодействие с фононным термостатом в отсутствие поглощения. Рассмотрен случай нерезонансной поперечно поляризованной накачки, когда межподзонные переходы и друдевское поглощение излучения несущественны, но вероятности переходов с участием фононов не удовлетворяют принципу детального равновесия. Обсуждается характер неравновесного распределения сильно вырожденных электронов и найдена их эффективная температура.

PACS: 72.20.Ht, 73.40.Kp

Внешнее электрическое поле, приложенное к электронному газу, не только приводит к поглощению энергии за счет синфазного с этим полем тока, но также изменяет вероятности переходов, описывающие взаимодействие электронов с термостатом. Этот факт отмечался уже в ранних работах по квантовой теории переноса электронов в сильных высокочастотных [1] или постоянных [2] полях и подробно обсуждался в последующих работах (см. [3]). Такое изменение вероятности переходов приводит к тому, что принцип детального равновесия для переходов между состояниями с энергиями ε и ε_1 (T - температура фононного термостата)

$$w(\varepsilon,\varepsilon_1) = w(\varepsilon_1,\varepsilon)\exp[(\varepsilon_1-\varepsilon)/T] \qquad (1)$$

оказывается нарушенным. Если равенство (1) не выполнено, то равновесное распределение Ферми не будет навязываться электронам при их взаимодействии с фононным термостатом даже в отсутствие поглощения излучения, обусловленного наличием тока. Такой механизм формирования неравновесного распределения оказывается неэффективным по сравнению с обычным разогревом в случае постоянного поля, поскольку характерное время столкновения $\hbar/\bar{\varepsilon}$ ($\bar{\varepsilon}$ – средняя энергия электронов; на таком временном интервале поле изменяет вероятность перехода) мало по сравнению со временем пробега $\bar{\tau}$ при обычном условии $\bar{\varepsilon} \gg \hbar/\bar{\tau}$. Для квантовой области частот $\hbar\omega > \bar{\varepsilon}$ рассматриваемый недиссипативный механизм вносит заметный вклад в формирование неравновесного распределения электронов [4,5], однако экспериментальное выделение таких вкладов для 3D электронов на фоне друдевского поглощения оказалось достаточно сложным и еще не проведено при накачке CO_2 лазером.

Ситуация качественно изменяется в случае нерезонансной терагерцевой накачки 2D систем (такие опыты начаты недавно с использованием излучения лазера на свободных электронах [6]). Дело в том, что поглощение терагерцевого излучения будет отсутствовать в условиях возбуждения нерезонансным поперечным электрическим

1) e-mail: zinovi@lab2.kiev.ua

полем (так как ток поперек КЯ обусловлен лишь межподзонными переходами), но это поле будет эффективно влиять на электрон-фононное взаимодействие за счет изменения механизма передачи поперечного волнового вектора 3D фононов при рассеянии на них 2D электронов. Поэтому вероятности переходов будут отличаться от обычных выражений в отсутствие накачки [7] и принцип детального равновесия (1) нарушается. Цель этой работы – описание такого механизма недиссипативного отклонения от термодинамического равновесия для 2D электронов во внешнем поле тэтагерцевого излучения и обсуждение возможностей его наблюдения.

Функция распределения электронов по каноническим 2D импульсам $f_{\mathbf{p}t}$ в высокочастотном электрическом поле $\mathbf{E}\cos\omega t$ определяется из кинетического уравнения

$$\partial f_{\mathbf{p}t}/\partial t = J(f|\mathbf{p}t), \qquad f_{\mathbf{p}t+2\pi/\omega} = f_{\mathbf{p}t}, \tag{2}$$

в котором вместо начального условия используется условие периодичности ($2\pi/\omega$ – период осцилляций распределения). Интеграл столкновений $J(f|\mathbf{p}t)$ для случая рассеяния с испусканием акустических фононов имеет вид

$$J^{(e)}_{e-ph}(f|\mathbf{p}t) = \frac{1}{\hbar^2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dq_\perp}{2\pi}\int\frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi\hbar)^2}|C_Q|^2(N_Q+1)\int_{-\infty}^{t}dt' e^{\lambda t'}\{e^{-i\omega_Q(t-t')}(0|e^{-iq_\perp z}|0)\times$$
$$\times[S_{\mathbf{p},0}(t,t')S_{\mathbf{p}_1,-q_\perp}(t,t')^*(1-f_{\mathbf{p}t'})f_{\mathbf{p}_1t'}-$$
$$-S_{\mathbf{p}_1,q_\perp}(t,t')S_{\mathbf{p},0}(t,t')^*(1-f_{\mathbf{p}_1t'})f_{\mathbf{p}t'}]+\text{к.с.}\}. \tag{3}$$

Здесь $\omega_Q = sQ$ – закон дисперсии акустических фононов со скоростью звука s и волновым вектором $\mathbf{Q} = [(\mathbf{p}-\mathbf{p}_1)/\hbar, q_\perp]$, N_Q – планковское распределение, C_Q – объемный матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, формфактор $(0|e^{-iq_\perp z}|0)$ вычисляется на волновых функциях основного состояния $|0)$, а $\lambda \to +0$. Динамика 2D электрона в процессе столкновения описывается фактором

$$S_{\mathbf{p},q_\perp}(t,t') = (\mathbf{p}0|e^{iq_\perp z}\hat{S}(t,t')|0\mathbf{p}), \tag{4}$$

где S – оператор $\hat{S}(t,t')$ – удовлетворяет уравнению Шредингера с начальным условием $\hat{S}(t,t') = 1$. Если межподзонная энергия превышает $\hbar\omega$ и среднюю энергию 2D электронов, записываем уравнение движения для (4) учитывая только основное состояние $|0)$ с энергией ε_0:

$$i\hbar\frac{\partial S_{\mathbf{p},q_\perp}(t,t')}{\partial t} = \left[\varepsilon(\mathbf{p}+\frac{e}{\omega}\mathbf{E}_\parallel\sin\omega t)+\varepsilon_0-\frac{eE_\perp\hbar q_\perp}{m\omega}\sin\omega t+\frac{(eE_\perp)^2}{2m\omega^2}\sin^2\omega t\right]S_{\mathbf{p},q_\perp}(t,t'). \tag{5}$$

Здесь $\varepsilon(\mathbf{p}) = p^2/2m$ – кинетическая энергия продольного движения с эффективной массой m, а начальное условие имеет вид $S_{\mathbf{p},q_\perp}(t,t) = (0|\exp(iq_\perp z)|0)$. Решая (5), преобразуем входящие в интеграл столкновений (3) произведения факторов (4) к виду

$$S_{\mathbf{p},0}(t,t')S_{\mathbf{p}_1,-q_\perp}(t,t')^* = \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\varepsilon_p-\varepsilon_{p_1})(t-t')+i(\mathbf{v}_\omega\cdot\mathbf{Q})\int_t^{t'}dt_1\sin\omega t_1\right](0|e^{iq_\perp z}|0) \tag{6}$$

с характерной скоростью $\mathbf{v}_\omega = e\mathbf{E}/(m\omega)$, определяющей амплитуду осцилляций электрона в поле волны. Используя периодичность $f_{\mathbf{p}t}$ и раскладывая (6) в ряд по функциям Бесселя можно вычислить интегралы по времени в $J^{(e)}_{e-ph}(f|\mathbf{p}t)$. Вклад в интеграл столкновений от процессов с поглощением фононов получается из (3) после замен $(N_Q+1) \to N_Q, \omega_Q \to -\omega_Q$ и $\mathbf{Q} \to -\mathbf{Q}$.

При выполнении неравенства $\omega\overline{\tau} \gg 1$ ($\overline{\tau}$ – характерное время релаксации, оценивающее интеграл столкновений) можно записать $f_{\mathbf{p}t}$ как $\overline{f}_{\mathbf{p}} + \delta f_{\mathbf{p}t}$, где усредненное по периоду распределение $\overline{f}_{\mathbf{p}}$ находится из уравнения

$$\frac{\omega}{2\pi}\int_{-\pi/\omega}^{\pi/\omega} dt J(\overline{f}|\mathbf{p}t) = 0, \tag{7}$$

а осциллирующая добавка $\delta f_{\mathbf{p}t}$ мала. Выполняя здесь интегрирования по t и t', записываем уравнение для $\overline{f}_{\mathbf{p}}$ как баланс приходного и уходного вкладов:

$$\int \frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi\hbar)^2}\left[W(\mathbf{p},\mathbf{p}_1)(1-\overline{f}_{\mathbf{p}})\overline{f}_{\mathbf{p}_1} - W(\mathbf{p}_1,\mathbf{p})(1-\overline{f}_{\mathbf{p}_1})\overline{f}_{\mathbf{p}}\right] = 0. \tag{8}$$

Вероятности переходов между состояниями 2D электронов с импульсами $\mathbf{p}$ и $\mathbf{p}_1$ имеют вид

$$\begin{aligned} W(\mathbf{p},\mathbf{p}_1) = \frac{2\pi}{\hbar}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dq_\perp}{2\pi}|C_Q|^2(N_Q+1)\chi(q_\perp d)\Delta(\varepsilon_p - \varepsilon_{p_1} + \hbar\omega_Q) \\ + \left[(N_Q+1)\to N_Q, \omega_Q \to -\omega_Q, \mathbf{Q}\to -\mathbf{Q}\right]. \end{aligned} \tag{9}$$

Здесь появляется формфактор $\chi(q_\perp d) = |(0|e^{iq_\perp z}|0)|^2$ (d – ширина КЯ, явный вид $\chi(x)$ см. в [7]), а вместо закона сохранения энергии с δ-функцией возникает сумма

$$\Delta(E) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l[(\mathbf{v}_\omega\cdot\mathbf{Q})/\omega]^2\delta(E + l\hbar\omega), \tag{10}$$

описывающая вклад многофотонных переходов [1, 4], $J_l(x)$ – функция Бесселя. Отметим, что и для поперечной накачки, когда поглощение излучения отсутствует, вклад многофотонных переходов в (10) будет существенным при $\mathbf{v}_\omega/d\omega \sim 1$ (d – ширина КЯ; передача поперечного волнового вектора здесь оценивается как d^{-1}). При этом условие (1) для вероятностей $W(\mathbf{p},\mathbf{p}_1)$ нарушается и решение (8) будет неравновесным.

Уравнение (8) рассмотрено ниже для сильно вырожденных 2D электронов в приближении квазиупругого рассеяния

$$sp_F, s\hbar/d \ll T, T_e. \tag{11}$$

Здесь p_F – ферми-импульс, так что левая часть (11) оценивает энергию передаваемую акустическими фононами, распространяющимися вдоль и поперек КЯ [8]; T_e – характерная температура электронов. При этом бесфотонный вклад (преобразуемый обычным образом [9]) оказывается порядка $(\hbar\omega_Q/T_e)^2$ для сферически-симметричной части распределения f_ε (асимметричные на $\mathbf{p}$-плоскости вклады в $\overline{f}_{\mathbf{p}}$ малы, как и для обычной теории горячих электронов), а вклад многофотонных процессов можно описывать в упругом приближении. В результате получается дифференциально-разностное уравнение

$$\frac{d}{d\varepsilon}E_\varepsilon\left[T\frac{df_\varepsilon}{d\varepsilon}+f_\varepsilon(1-f_\varepsilon)\right]+\sum_{l=-\infty}^{\infty}\alpha_l(\varepsilon)\left(f_{\varepsilon+l\hbar\omega}-f_\varepsilon\right)=0, \tag{12}$$

где характерная энергия E_ε и безразмерные коэффициенты $\alpha_l(\varepsilon)$ даются для деформационного электрон-фононного взаимодействия интегралами

$$E_\varepsilon = d\int_{-\infty}^{\infty}dq_\perp\chi(q_\perp d)\int_0^{2\pi}\frac{d\varphi}{2\pi}J_0[(\mathbf{v}_\omega\cdot\mathbf{Q}_0)/\omega]^2\frac{(\hbar\omega_Q)^2}{2T}, \tag{13}$$

$$\alpha_l(\varepsilon)=\theta(\varepsilon+l\hbar\omega)d\int_{-\infty}^{\infty}dq_\perp\chi(q_\perp d)\int_0^{2\pi}\frac{d\varphi}{2\pi}J_l[(\mathbf{v}_\omega\cdot\mathbf{Q}_l)/\omega]^2,$$

в которых $\varphi=\widehat{\mathbf{p},\mathbf{p}_1}$ и продольные передачи волнового вектора в аргументах δ-функций учитывают закон сохранения энергии при многофотонных переходах

$$\frac{(\mathbf{v}_\omega\cdot\mathbf{Q}_l)}{\omega}=\frac{\mathbf{v}_\omega^{\parallel}}{\hbar\omega}\left[\sqrt{2m\varepsilon}\cos\varphi-\sqrt{2m(\varepsilon+l\hbar\omega)}\right]+\frac{\mathbf{v}_\omega^{\perp}}{\hbar\omega}. \tag{14}$$

Для 2D случая $p_F \ll \hbar/d$ и вклад продольной компоненты поля, который описывается $\mathbf{v}_\omega^{\parallel}$ и определяет друдевское поглощение, оказывается малым, так что только перпендикулярная к 2D слою компонента поля, которая не поглощается в отсутствие межподзонных переходов, формирует неравновесное распределение. Ограничиваясь этим случаем, не обсуждаем ниже поляризационную зависимость отклика, возникающую в сильно легированных КЯ или при $\mathbf{v}_\omega^{\parallel}\gg\mathbf{v}_\omega^{\perp}$ (для почти нормального распространения излучения; случай накачки с $\mathbf{v}_\omega^{\perp}=0$ изучался в [6, 10, 11]). Поскольку бесфотонный вклад в (12) мал по параметру $(\hbar\omega_Q/T_e)^2$, то сильное перераспределение электронов реализуется уже при $\mathbf{v}_\omega^{\perp}/d\omega \ll 1$, когда можно учитывать только однофотонные переходы. Этот случай описывается уравнением

$$\frac{d}{d\varepsilon}\left[T\frac{df_\varepsilon}{d\varepsilon}+f_\varepsilon(1-f_\varepsilon)\right]+\eta\left[f_{\varepsilon+\hbar\omega}+\theta(\varepsilon-\hbar\omega)f_{\varepsilon-\hbar\omega}-2f_\varepsilon\right]=0, \tag{15}$$

в котором возникает характерная обратная энергия $\eta=T(\mathbf{v}_\omega^{\perp}/s\hbar\omega)^2/2$. Уравнения (12) или (15) должны решаться с условием нормировки $\int_0^\infty d\varepsilon f_\varepsilon=\varepsilon_F$, ε_F – ферми-энергия для нулевой температуры.

Простейшее решение (15) получается для классических частот $\omega<T_{eff}/\hbar$ (T_{eff} – эффективная температура, см. ниже), когда разностный оператор в правой части заменяется на $\eta(\hbar\omega)^2d^2f_\varepsilon/d\varepsilon^2$. Для области энергий $\varepsilon\gg\hbar\omega$ получаем ферми-распределение с температурой

$$T_{eff}=T\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{\mathbf{v}_\omega^{\perp}}{s}\right)^2\right]. \tag{16}$$

Для квантовой области частот $\hbar\omega>T_{eff}$ решение (15) можно записать итерациями по пропорциональному η разностному оператору и распределение f_ε имеет изломы при энергиях $\varepsilon_F\pm\hbar\omega$, $\varepsilon_F\pm2\hbar\omega$... Такие особенности распределения обсуждались ранее для 3D случая [5], и они могут реализоваться при низких концентрациях носителей, когда электрон-электронные столкновения несущественны.

В сильно легированных КЯ электрон-электронные столкновения навязывают ферми-распределение $\tilde{f}_\varepsilon$ с эффективной температурой T_e, которая определяется из уравнения баланса

$$(T_e - T)\tilde{f}_{\varepsilon=0} = \eta \int_0^\infty d\varepsilon\varepsilon \left[\tilde{f}_{\varepsilon+\hbar\omega} + \theta(\varepsilon - \hbar\omega)\tilde{f}_{\varepsilon-\hbar\omega} - 2\tilde{f}_\varepsilon\right] =$$

$$= \eta \left[\hbar\omega \int_0^{\hbar\omega} d\varepsilon \tilde{f}_\varepsilon - \int_0^{\hbar\omega} d\varepsilon\varepsilon \tilde{f}_\varepsilon\right], \quad (17)$$

которое описывает перераспределение энергии между 2D электронами и термостатом (а не баланс передачи энергии от поля к термостату через 2D электроны, как в случае обычного разогрева). Поскольку здесь не учитывается вклад рассеяния на оптических фононах, то T_e меньше типичных ферми-энергий и правую часть (17) можно вычислять в нуль-температурном приближении всюду, кроме узкого интервала, где $|\hbar\omega - \varepsilon_F| < T_e$. В результате получается добавка к электронной температуре

$$T_e - T = T\left(\frac{\mathbf{v}_\omega^\perp}{2s}\right)^2 \begin{cases} 1, & \hbar\omega < \varepsilon_F \\ (\varepsilon_F/\hbar\omega)[2 - (\varepsilon_F/\hbar\omega)], & \hbar\omega > \varepsilon_F \end{cases}. \quad (18)$$

Поскольку выражения для $\hbar\omega < \varepsilon_F$ и $\hbar\omega > \varepsilon_F$ согласуются, то решать (17) в переходной области не будем. Отметим, что (18) для малых $\hbar\omega$ отличается от (16) множителем 1/2 за счет вклада $\theta(\varepsilon - \hbar\omega)$ в (17), тогда как разложение разностного оператора в (15) пригодно лишь для больших энергий. Возрастание электронной температуры определяется здесь и в (16) безразмерным параметром $(\mathbf{v}_\omega^\perp/s)^2$; для КЯ на основе GaAs этот параметр близок к единице при интенсивности 100 мкм накачки, равной 2.9 кВ/см^2 (эта характерная интенсивность падает с уменьшением частоты как ω^2).

Характер неравновесного распределения определяется, как и для обычного разогрева с поглощением энергии, конкуренцией существенных механизмов рассеяния, поэтому полное описание требует учета рассеяния на LO-фононах (для продольной терагерцевой накачки такое рассеяние оказывается существенным при интенсивностях, больших 10кВ/см^2 [10,11]). В этом сообщении не столько количественно описывается электронное распределение (что требует численного решения (8) с учетом всех существенных типов рассеяния), сколько рассматривается качественно новый механизм формирования неравновесного распределения при нерезонансной поперечной терагерцевой накачке, когда нет разогрева электронов за счет поглощения излучения, а имеет место перераспределение энергии между 2D электронами и фононным термостатом. Поперечная терагерцевая накачка широких КЯ приводит к оптическому эффекту Штарка на межподзонных переходах [12]; представленные результаты демонстрируют возникновение сильно неравновесного распределения электронов в узких КЯ (которое может наблюдаться по фотопроводимости или межзонной фотолюминисценции [6, 10]) не связанной с изменением межподзонных переходов в поле волны, а обусловленной нарушением принципа детального равновесия при взаимодействии электронов нижайшей подзоны с фононным термостатом.

1. В.И.Мельников, Письма в ЖЭТФ **9**, 204 (1969).
2. J.R.Barker, J. Phys. **C6**, 2663 (1973).
3. H.Haug and A.-P.Jauho, *Quantum Kinetics in Transport and Optics of Semiconductors*, Berlin: Springer, 1997.
4. Ф.Т.Васько, ФТТ **27**, 2647 (1985).
5. Ф.Т.Васько, ФТТ **17**, 2288 (1975); **16**, 532 (1974).
6. J.Cerne, A.G.Markelz, M.S.Sherwin et al., Phys. Rev. **B51**, 5253 (1995).
7. P.Price, Ann. Phys. **133**, 217 (1981).
8. С.М. Бадалян, И.Б. Левинсон, ФТТ **30**, 2764 (1988); В.Карпус, ФТП **20**, 12 (1986).
9. Ф.Г.Басс, Ю.Г.Гуревич, *Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда*, М.: Наука, 1975.
10. N.G.Asmar, A.G.Markelz, E.G. Gwinn et al., Phys. Rev. **B51**, 18041 (1995).
11. W.Xu and C.Zhang, Phys. Rev. **B55**, 5259 (1997).
12. K.Craig, C.L.Felix, J.N.Heymann et al., Semicond. Sci. Technol. **9**, 627 (1994); B.Birnir, B.Galdrikian, R.Cramer, and M.S.Sherwin, Phys. Rev. **B47**, 6795 (1993).