Письма в ЖЭТФ, том 32, вып. 11, стр. 651 – 653 *5 декабря 1980 г.*

ЭЛЕКТРОРАЗМЕРНЫЙ РЕЗОНАНС В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

В.М.Поляновский

Теоретически предсказано наличие резонанса статического тока в полупроводниковых пленках при совпадении расстояния между штарковскими и пленочными подуровнями.

Рассмотрим полупроводниковую пленку, помещенную в постоянное электрическое поле $\mathbf{E}$, лежащее в ее плоскости. Будем исходить из гамильтониана, описывающего взаимодействие электронов с фононами в рассматриваемой ситуации

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{p},s} \epsilon_s(\mathbf{p} + e\mathbf{E}t) a^+_{\mathbf{p}s} a_{\mathbf{p}s} + \sum_{\mathbf{q}} \omega_{\mathbf{q}} b^+_{\mathbf{q}} B_{\mathbf{q}} +$$

$$+ \sum_{\mathbf{p},\mathbf{q}} \sum_{s,s'} C^{ss'}_{\mathbf{q}} a^+_{\mathbf{p}s} a_{\mathbf{p}-\mathbf{q}s'} (B_{\mathbf{q}} + B^+_{-\mathbf{q}}).$$

Здесь $\epsilon_s(\mathbf{p}) = \epsilon_s + \epsilon(\mathbf{p})$ – закон дисперсии электрона, ϵ_s – одночастичные уровни в потенциальной яме, модулирующей пленку, $\mathbf{p} = \{p_\parallel, p_\perp\}$ – двумерный импульс в плоскости пленки, $p_\parallel$ и $p_\perp$ – составляющие вдоль и поперек электрического поля $\mathbf{E}$, $a^+_{\mathbf{p}s}$, $a_{\mathbf{p}s}$ ($B^+_{\mathbf{q}}$, $B_{\mathbf{q}}$) – операторы рождения и уничтожения электрона (фонона), $\omega_{\mathbf{q}}$ – частота фонона с волновым вектором $\mathbf{q}$, $C^{ss'}_{\mathbf{q}}$ – матричные элементы электрон-фононного взаимодействия, используется система единиц, где $\hbar = 1$. При записи гамильтониана упругие константы пленки и подложки полагались близкими, так что фононы можно считать неквантованными.

При выводе квантового кинетического уравнения будем следовать методике, развитой в [1]. Полагая фононы равновесными, а электронный газ невырожденным, в приближении слабой электрон-фононной связи получим уравнение для функции распределения электронов от канонического импульса

$$\frac{\partial \phi_s(\mathbf{p}, t)}{\partial t} = \{2 \sum_{\mathbf{q},s'} |C^{ss'}_{\mathbf{q}}|^2 \mathrm{Re} \int_{-\infty}^{t} dt' \exp\left(i \int_{t'}^{t} d\tau\, [\epsilon_s(\mathbf{p} + e\mathbf{E}\tau) -\right.$$

$$\left. - \epsilon_{s'}(\mathbf{p} - \mathbf{q} + e\mathbf{E}\tau) - \omega_{\mathbf{q}}]\right) [\phi_{s'}(\mathbf{p} - \mathbf{q}, t') N_q - \phi_s(\mathbf{p}, t')(N_q + 1)]\} -$$

$$- \{\mathbf{p} \to \mathbf{p} + \mathbf{q},\ s \leftrightarrow s'\}, \qquad (1)$$

где $\{\mathbf{p} \to \mathbf{p} + \mathbf{q},\ s \leftrightarrow s'\}$ означает выписанное явно выражение в фигурных скобках с соответствуюшей заменой в аргументах и перестановкой индексов, N_q – фононная функция распределения. В отличие от полученного в [2] кинетического уравнения, (1) позволяет рассмотреть область сильных постоянных полей, когда существенно штарковское квантование движения электрона. Отсутствие в (1) слагаемых, описывающих прямые межподзонные переходы под действием электрического поля [2] связано со спецификой выбранного направления поля $\mathbf{E}$

(в плоскости пленки) и закона дисперсии (движение вдоль и поперек пленки не перемешивается).

Далее постоянное поле положим достаточно сильным, так что $\Omega\tau >> 1$, где $\Omega = 2\pi eE/G_{\|}$ – штарковская частота, $G_{\|}$ – наименьший из векторов обратной решетки, совпадающий с направлением E, τ – время релаксации. Поскольку $\epsilon(\mathbf{p})$ является периодической функцией $p_{\|}$ с периодом обратной решетки, то имеем

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \sum_k \tilde{\epsilon}_k(p_{\perp}) \exp[i 2\pi k p_{\|}/G_{\|}]. \qquad (2)$$

Подставляя (2) в (1) решая (1) итерациями по $(\Omega\tau)^{-1} << 1$ [3] с учетом стандартного выражения для тока

$$j_{\|} = e \sum_{\mathbf{p},s} \frac{\partial\epsilon_s(\mathbf{p} + e\mathbf{E}t)}{\partial p_{\|}} \phi_s(\mathbf{p}, t)$$

в случае упругого рассеяния на акустических фононах ($\omega_{\mathbf{q}} << T$, $\Delta_{\perp}$; $N_q >> 1$, $\Delta_{\perp}$ – ширина зоны проводимости поперек постоянного поля) получим, переходя при интегрировании по $p_{\perp}$, $q_{\perp}$ к новым переменным $\tilde{\epsilon}_o(p_{\perp}) = \epsilon$, $\tilde{\epsilon}_o(q_{\perp}) = \epsilon'$

$$j_{\|} = e \sum_{s,s'} \sum_{n \neq o} \int d\epsilon d\epsilon' G_n^{ss'}(\epsilon, \epsilon') g(\epsilon) g(\epsilon') \delta[\epsilon' + \epsilon_{s'} - \epsilon_s +$$

$$+ n\Omega - \epsilon][\phi_{s'}(\epsilon') - \phi_s(\epsilon)], \qquad (3)$$

где $g(\epsilon) = dp_{\perp}/d\epsilon$ – плотность состояний, $G_n^{ss'}(\epsilon, \epsilon')$ – плавная функция энергии и квантовых чисел, выражающаяся в общем случае через бесконечные произведения бесселевых функций. $\phi_s(\epsilon)$ – функция распределения электронов в нулевом порядке по $(\Omega\tau)^{-1} << 1$ [3, 4].

Поскольку каждая плотность состояний в (3) имеет интегрируемые особенности типа

$$g(\epsilon) \sim [(\Delta_{\perp}/2)^2 - \epsilon^2]^{-1/2}$$

вблизи дна и потолка соответствующей подзоны, то $j_{\|}$ будет плавной функцией электрического поля E, за исключением тех значений E, при которых $n\Omega$ близко к $\epsilon_s - \epsilon_{s'}$, $\epsilon_s - \epsilon_{s'} + \Delta_{\perp}$ или $\epsilon_s - \epsilon_{s'} - \Delta_{\perp}$. В этом случае, отбрасывая в (3) регулярные слагаемые $j_{\|}^{\text{рег}}$ и регулярные сомножители в резонансных слагаемых $j_{\|}^{\text{рез}}$, после интегрирования по ϵ, ϵ' получим $j_{\|}^{\text{рез}} = \sum_{ss'} j_{ss'}$, где $j_{ss'} \sim \mathbf{K}(\sqrt{1 - \delta^2})\, \theta[1 - \delta^2]$. Здесь $\mathbf{K}(k)$ – полный эллиптический интеграл первого рода с модулем k, $\theta[x] = 0$ при $x < 0$ и $\theta[x] = 1$ при $x \geqslant 0$, $\delta = (n\Omega + \epsilon_{s'} - \epsilon_s)/\Delta_{\perp}$. Таким образом, при $n\Omega = \epsilon_s - \epsilon_{s'}$, $n = 1, 2...$ $j_{\|}^{\text{рез}}$ имеет логарифмические особенности, а при $n\Omega = \epsilon_s - \epsilon_{s'} \pm \Delta_{\perp}$, $n = 1, 2...$ испытывает скачки конечной величины.

Повторяя приведенные выше рассуждения, нетрудно получить аналогичные результаты и для неупругого рассеяния на оптических фононах ($\omega_{\mathbf{q}} = \omega_o >> T$, $N_q << 1$, T – температура в энергетических единицах). В этом случае $j_{\parallel}^{рез}$ имеет логарифмические особенности при $n\Omega = \epsilon_s - \epsilon_{s'} + \omega_0$, $n = 1, 2...$ и испытывает скачки конечной величины при $n\Omega = \epsilon_s - \epsilon_{s'} + \omega_0 \pm \Delta_{\perp}$, $n = 1, 2...$ При $s = s'$ полученные условия совпадают с известными условиями электрофононного резонанса [4], которые, однако, были получены в предположении, что плотность состояний в двумерной зоне особенностей не имеет.

Поскольку плотность тока $j_{\parallel} = j_{\parallel}^{рег} + j_{\parallel}^{рез}$, то наиболее ярко описанные эффекты проявляются при $j_{\parallel}^{рез} > j_{\parallel}^{рег}$. Такая ситуация реализуется в квантующем электрическом поле, когда $\Omega \sim \Delta_{\perp}$. Если при этом ширина запрещенной зоны Δ_g превосходит ширину зоны проводимости Δ, то вероятность междузонного пробоя будет мала по параметру $\exp[-\gamma\Delta_g^{3/2}/\Omega\Delta^{1/2}]$ ($\gamma \sim 1$) вплоть до очень сильных полей $\Omega \sim \Delta_g(\Delta_g/\Delta)^{1/2} > \Delta$. Требуемыми параметрами обладают, например, органические полупроводники типа антрацена, где $\Delta_g \sim 1$ эВ $>> \Delta \sim \sim 0{,}025$ эВ [5].

В заключение заметим, что описанные эффекты в сильном постоянном электрическом поле должны проявиться во всех физических величинах, выражающихся через плотность состояний (т. е. таких, как коэффициенты поглощения электромагнитнюй волны и звука и т. п.).

Автор благодарен Э.М.Эпштейну за обсуждение результатов и полезные замечания.

Запорожский индустриальный институт

Поступила в редакцию
28 октября 1980 г.

Литература

[1] Э.М.Эпштейн. ФТТ, 11, 2732, 1969; 12, 3461, 1970.

[2] H.G.Holztmütter, M.Mocker. Phys. St. Sol., (B), 81, 139, 1977.

[3] И.Б.Левинсон, Я.Ясевичюте. ЖЭТФ, 62, 1902, 1971.

[4] В.В.Брыксин, Ю.А.Фирсов. ЖЭТФ, 61, 2373, 1971.

[5] F.Gutmann, L.Lyons. Organic Semicoductors. John Wiley and Sons Inc. N.Y. – London – Sydney, 1967 (перев. Ф. Гутман, Л.Лайонс. Органические полупроводники. М., изд. Мир, 1970).