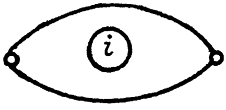
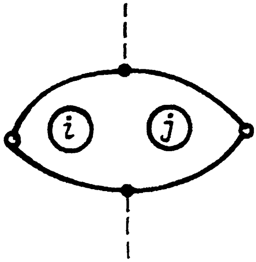
Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4 26 февраля 1988 г.

НЕЛИНЕЙНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ФОНОНОВ В СЛОИСТЫХ ПРОВОДНИКАХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СВЧ ПОЛЯ

С.Е. Ш а ф р а н ю к

Проявляемый в последние годы повышенный интерес к слоистым проводящим структурам во многом вызван их практическим использованием в микроэлектронике. Слоистые проводники, представляющие собой систему слабосвязанных параллельных проводящих слоев, обычно создаются с помощью методик интеркалирования, послойного напыления или эпитаксии [1, 2]. При этом элементы электронных схем, созданные на основе таких проводников, зачастую находятся под воздействием различных интенсивных электромагнитных полей. Ясно, что в данной ситуации они сами, как правило, становятся источниками вторичных излучений. В настоящей работе методом диаграммной техники для неравновесных процессов [3] рассмотрено явление вторичного излучения (нелинейной генерации) неравновесных акустических фононов образцом слоистого проводника, находящимся под воздействием внешнего интенсивного электромагнитного поля частоты Ω. Изучен случай слабого взаимодействия электронов, принадлежащих различным слоям i и j, разделенных диэлектрическими прослойками толщиной $h_i \gg a$ (a – межатомное рассеяние в плоскости слоя), когда применим формализм гамильтониана перескоков [2] (эквивалентного туннельному гамильтониану [4] с матричным элементом перехода $T^{ij}_{pp'}$ между слоями i и j). Считается, что толщины слоев $d_i \sim a$, поэтому импульс p электронов двумерный, а рассматриваемые здесь длинноволновые фононы имеют нелинейный и существенно анизотропный закон дисперсии $\omega(\vec{q})$ (см. [5, 8]), определяющий, в частности, анизотропию взаимодействия фононов с электронами i-го слоя. Рассмотрим условия, в которых вектор напряженности СВЧ волны направлен перпендикулярно слоям и которые аналогичны условиям реализации эффекта Дайема-Мартина туннелирования электронов с участием фотонов в одиночном туннельном контакте сверхпроводников [6, 7]. Если размеры образца порядка длины СВЧ волны, межслойные закоротки отсутствуют и $T^{ij}_{pp'} \simeq T^{i-j}_{pp'}$, то между слоями i и j возникает эффективное напряжение $\varphi_i(t) - \varphi_j(t) = (i-j) V \cos \Omega t$ (V – амплитуда напряжения между соседними слоями, $\varphi_i(t)$ – потенциал, создаваемый в i-ом слое СВЧ полем). Поляризационные операторы Π^i_0 и Π^{ij}_1, определяющие фонон-электронные взаимодействия, даны на рисунке. Сплошными линиями изображены электронные функции Грина-Келдыша [3], пунктиром – внешнее поле, i и j – индексы слоев, светлые кружки обозначают электрон-фононные вершины, а темные – вершины, отвечающие процессам перескоков электронов через слои под действием СВЧ поля:

$\Pi_0^i =$  $\Pi_1^{ij} =$ 

$$\Gamma^k_{lm} = \beta_{lm}\sum_n J_n^2\left(\frac{keV}{\Omega}\right)e^{in\Omega t}\,T^k_{\vec p\vec p'}\ , \tag{1}$$

где $\beta_{lm}=(\hat{\sigma}_x)_{lm}/\sqrt{2}$, l и m – индексы Келдыша [3], $J_n(x)$ – функция Бесселя порядка n. Все диаграммы необходимо присуммировать по индексам Келдыша электронных линий и индексам слоев. В пределе $\Omega\tau_p \gg 1$, $q l_i \gg 1$ и $\tau_p > \tau_{p-l}$ ($\tau_p = \pi(V_s m^*|T^k|^2)^{-1}$ – эффективное время перескока; V_s – объем проводящего слоя; m^* – эффективная масса электрона; τ_{p-l} – время перепоглощения фонона; l_i – длина свободного пробега электрона в слое) методом [3] построено кинетическое уравнение для фононной функции распределения $N(\omega_q)$. Из данного уравнения найден спектр неравновесных фононов $G(\omega_q)$, генерируемых слоистым проводником под действием СВЧ поля при $\tau_{p-l} > \tau_{es}$ (τ_{es} – время вылета фононов из образца). Рассмотрим здесь наиболее интересный, на наш взгляд, случай воздействия импульсного поля с продолжительностью импульса τ_u, когда $\Omega \gg \tau_u^{-1} \gg \tau_\varepsilon^{-1}$ (τ_ε – время энергетической релаксации электронов) и функция распределения f_ε равновесна. При этом нелинейная полевая генерация (количественно определяемая теперь только операторами Π_1^{ij}) вызвана излучением фононов непосредственно в актах межслойных перескоков электронов и ее спектр имеет вид:

$$G(\omega_q)=\lambda_q\sum_{n,k>1}|T^k|^2 J_n^2\left(\frac{keV}{\Omega}\right)(n\Omega-\omega_q)\,\theta(n\Omega-\omega_q), \tag{2}$$

$$\lambda_q=\frac{1}{2}V_s\left(\frac{m^*}{\pi}\right)^2 g^2(q)\,\omega_q^2\,|I(q,\omega_q)|^2, \tag{3}$$

$$I(q,\omega_q)=\frac{2i}{(\omega_q^2-(v_F q)^2)^{1/2}}\,\mathrm{arctg}\,\frac{v_F q}{(\omega_q^2-(v_F q)^2)^{1/2}}\ , \tag{4}$$

где V_F – фермиевская скорость. При выводе (2) считалось, что $T^k_{pp'} \simeq T^k$, а слои эквивалентны. Оценим степень анизотропии $\gamma = G_p^{\parallel}(\omega)/G_p^{\perp}(\omega)$ спектра фононов частоты $\omega=\omega_q$, испускаемых вдоль (//) и поперек ($\perp$) слоев. Полагая при этом $s_m \ll v_F$ (s_m – максимальное значение скорости звука), получим $\gamma \approx (m_{\parallel} g(q_{\parallel}))^2/(m_{\perp} g(q_{\perp}))^2$, где $m_{\parallel}$ и $m_{\perp}$ – компоненты эффективной массы электрона ($m_{\parallel} = m_{xx} = m_{yy}$; $m_{\perp} = m_{zz} \to \infty$), а константа электрон-фононного взаимодействия $g(q)$ вычислена в деформационной модели [9]: $g(\vec{q}) = -i \sum_{\alpha\beta\gamma} e^{\gamma}(\vec{q}) P_{\gamma}((p+q)_{\alpha} q_{\beta} + q_{\alpha} p_{\beta})/(4m_{\alpha\beta}\sqrt{2\rho\omega_q})$ ($\vec{e}(\vec{q})$ – единичный вектор поляризации, ρ – плотность материала). Рассмотрим, в качестве примера, простую модель слоистого гексагонального кристалла, обладающего двумя типами акустических колебаний [5]: колебаний в плоскости слоев с законом дисперсии $\omega_{1q}^2 \simeq (\alpha_3/M) a^2 q_{\parallel}^2 + (\alpha_1/M)\sin^2(hq_{\perp}/2)$ (здесь M – масса иона; $aq_{\parallel} \ll 1$; $\alpha_1 = \alpha^{ik}(hn^{\perp})$; $\alpha_3 = \alpha^{ik}(an^{\parallel})$ при $i,k = x,y$; $\alpha_2 = \alpha^{zz}(hn^{\perp})$ – элементы силовой матрицы [5], $n^{\parallel}$ и $n^{\perp}$ – единичные векторы) и „изгибных" колебаний слоев с $\omega_{3q}^2 \simeq |\alpha_1/M_1| h^2 q_{\parallel}^2 + |\alpha_3/M| a^4 q_{\parallel}^4 - (4\alpha_2/M)\sin^2(hq_{\perp}/2)$. С учетом сказанного, имеем $\gamma \simeq (q_{\parallel}/q_{\perp})^2 \simeq [(\omega/a)^2(M/\alpha_3)]/[(2/h)^2 \cdot \arcsin^2(\omega^2 M/4\alpha_2)^{1/2}]$, что для значений параметров, приведенных, например, в [5] для графита: $\alpha_2 = 10^5$ дин/см, $\alpha_3 = 0.6 \cdot 10^4$ дин/см $h/a \approx 2.5$ при $hq_{\perp} \ll 1$ дает $\gamma \approx 0.37$. Значительно более высокую степень анизотропии следует ожидать, например, в соединениях TaS_2, интеркалированных молекулами пиридина, где анизотропия электронной проводимости достигает величины 10^5 [10]. Однако здесь возникает задача экспериментального определения параметров h, a и элементов силовой матрицы $\alpha^{ik}(\vec{n})$.

Рассмотренное явление, на наш взгляд, можно использовать при создании генераторов неравновесных фононов, а также следует учитывать при анализе работы элементов схем, обладающих слоистой структурой и находящихся под воздействием СВЧ поля. Проведенные оценки показывают, что исследование нелинейной генерации фононов позволяет получить информацию о параметрах перескоков T^k и анизотропии дисперсии фононов.

Автор благодарен В.Г. Барьяхтару и В.П. Семиноженко за обсуждение результатов работы.

Литература

[1] Safran S.A. – Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, N 12, p. 937–940.

[2] Гвоздиков В.М. – ФТТ, 1983, т. 25, № 11, с. 3336–3340.

[3] Келдыш Л.В. – ЖЭТФ, 1964, т. 47, № 10, с. 1515–1527.

[4] Туннельные явления в твердых телах. М.: Мир, 1973. 320 с.

[5] Косевич А.М. Физическая механика реальных кристаллов. К.: Наукова думка, 1981. 328 с.

[6] Tien P.K., Gordon J. – Phys. Rev., 1963, v. 129, N 2, p. 647–651.

[7] Семиноженко В.П., Шафранюк С.Е. – ФНТ, 1984, т. 10, № 3, с. 273–279.
[8] Fomin V.M., Pokatilov E.P. – Phys. Stat. Sol. (b), v. 132, N 1, p. 69–82.
[9] Tsuneto T. Phys. Rev., 1961, v. 121, N 2, p. 402–415.
[10] Булаевский Л.Н. – УФН, 1975, т. 116, в. 3, с. 449–487.

Институт металлофизики
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию
21 июля 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4 26 февраля 1988 г.

ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГА ПРОТЕКАНИЯ В СМЕСЯХ ПРОВОДНИК–ДИЭЛЕКТРИК ОТ СРЕДНЕГО РАЗМЕРА И СОБСТВЕННОЙ ПОРИСТОСТИ ЧАСТИЦ ПРОВОДНИКА

С.И. Зиновьев, Р.В. Манчук,
Л.И. Сарин, И.А. Энтин

Для смесей проводник–диэлектрик в [1, 2] исследовалось влияние соотношения средних размеров частиц проводника $\bar{a}_1$ и диэлектрика $\bar{a}_2$ на порог протекания x_{1c}. Показано, что

$$\frac{dx_{1c}}{d\Gamma} \geqslant 0, \qquad (1)$$

$$\Gamma = \frac{\bar{a}_1}{\bar{a}_2} .$$

Нами исследована зависимость порога протекания в смеси пековый кокс–портландцемент от Γ при фиксированной $\bar{a}_2$. Порошок пекового кокса разделялся по фракциям на ситах, причем $\bar{a}_1 \geqslant \bar{a}_2 \approx \approx 2 \cdot 10^{-5}$ м. Предполагалось, что распределение частиц проводника по размеру внутри фракций – равномерное, электропроводность смесей измерялась под давлением P = 5...80 МПа. Объемные концентрации компонентов x_i (i = 1, 2) рассчитывались как и в [1]:

$$x_i = \frac{m_i}{\gamma_i \cdot V(P)} ,$$

где $V(P)$ – объем смеси, m_i – массы и γ_i – плотности компонентов.