

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДРЕЙФУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ С ОПТИЧЕСКИМИ ФОНОНАМИ

Ю. Пожела, К. Пожела

Институт физики полупроводников и Литовское отделение всемирной лаборатории,

2600, Вильнюс, Литва

(Получена 28.09.1992. Принята к печати 28.09.1992)

Рассматривается зависимость дрейфовой скорости электронов в полупроводнике от электрического поля, когда доминирующим механизмом, ограничивающим рост скорости электронов, является рассеяние оптическими фононами. Предложено использовать эффект ограничения дрейфовой скорости электрона для определения энергии оптического фонона при известной эффективной массе электрона либо, наоборот, для определения эффективной массы электрона при известной энергии оптического фонона.

Рассматривается взаимодействие дрейфующих электронов с оптическими фононами в одиночной квантовой яме. Предложены гетероструктуры, в которых благодаря квантованию электронного и фононного спектров рассеяние оптическими фононами подавляется.

**Введение.** В полупроводниках типа GaAs в области средних значений электрических полей, когда междолинный переброс еще не имеет места, рассеяние электронов на оптических фононах является основным фактором, ограничивающим рост их дрейфовой скорости. Тем самым рассеяние на оптических фононах является фактором, ограничивающим быстродействие транзисторов как переключающих элементов логических схем ЭВМ [1].

В статье методом Монте-Карло рассчитаны зависимости дрейфовой скорости от напряженности поля в нелегированном GaAs с целью определения роли и специфики оптического рассеяния в трехмерных и двумерных структурах. Рассмотрены модели взаимодействия дрейфующих электронов с оптическими фононами в гетероструктурах с одиночной квантовой ямой с совместным и раздельным квантованием фононов и электронов.

### 1. Объемный полупроводник

В полупроводниках типа GaAs скорость рассеяния электронов на оптических фононах почти на порядок выше скорости рассеяния на акустических фононах. Кроме того, эмиссия оптических фононов является неупругим процессом, а рассеяние на акустических фононах — упругим. Поэтому область, где импульс электрона  $p$  больше его импульса  $p_0$ , соответствующего энергии оптического фонона  $\mathcal{E}_{\text{opt}}$ , называют активной, а область  $p < p_0$  — пассивной. Если характеризовать дрейф электронов импульсом  $p_d = mv_d$ , где  $v_d$  — дрейфовая скорость электронов, а хаотизацию электронов импульсом  $p_T = \sqrt{2\mathcal{E}_T m}$ , где  $\mathcal{E}_T$  — средняя энергия электронов, обусловленная хаотизацией их движения, то условием проникновения электронов в активную область можно считать  $p_d + p_T = p_0$ . Поскольку в пассивной области из-за упругости рассеяния величина  $p_T \approx p_d$ , что следует также из уравнений баланса, то условием включения механизма эмиссии оптических фононов будет  $p_d = p_0/2$ . В электрических полях, когда время пролета электроном пассивной области становится меньше времени между столкновениями

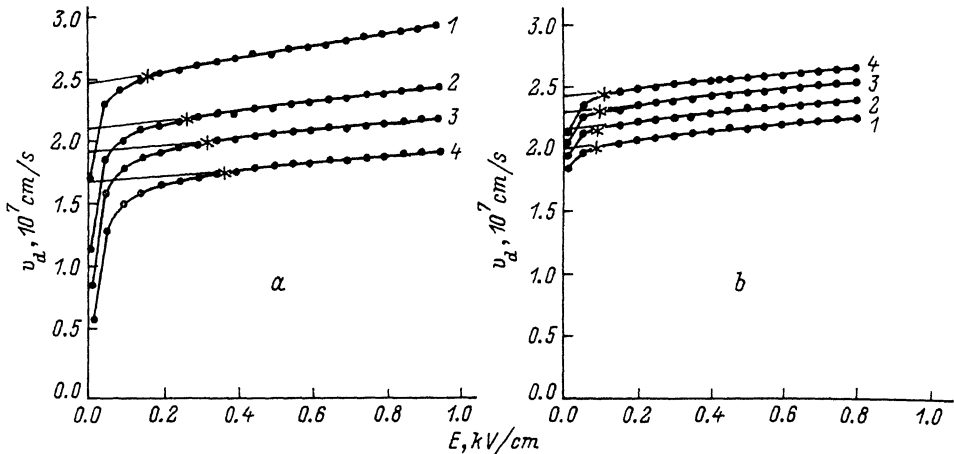


Рис. 1. Зависимость дрейфовой скорости  $v_d$  от поля  $E$  в полупроводнике типа GaAs. *a* —  $\mathcal{E}_{\text{opt}} = 0.03$  эВ;  $m$ : 1 — 0.05, 2 — 0.067, 3 — 0.08, 4 — 0.1;  $T_0 = 30$  К. *b* —  $m = 0.067$ ;  $\mathcal{E}_{\text{opt}}$ : 1 — 0.03, 2 — 0.035, 3 — 0.04, 4 — 0.045;  $T_0 = 4$  К. Точки — расчет по методу Монте-Карло. Прямые линии — экстраполяция областей насыщения  $v_d$ . Звездочками отмечены значения  $v_d = v_0/2$ .

с акустическими фононами, и этими столкновениями можно пренебречь, а эмиссия оптических фононов происходит мгновенно, как только энергия электрона превысит энергию оптического фонона, движение электронов в импульсном пространстве приобретает периодический характер: ускорение до  $v_0$ , соответствующей энергии оптического фонона, затем полная потеря приобретенной скорости путем эмиссии оптического фонона, и далее новое ускорение.

В результате повторения процесса средняя дрейфовая скорость таких электронов перестает расти с полем и становится равной половине скорости  $v_0$ . При этом происходит еще один интересный процесс: собирание первоначально разбросанных в импульсном пространстве электронов на одну траекторию, проходящую от нуля до импульса  $p_0$ , соответствующего энергии оптического фонона. Функция распределения электронов приобретает иглообразный вид. Этот эффект называют стримингом.

Из этой качественной картины следует, что рассеяние на оптических фононах ограничивает рост дрейфовой скорости электронов в области скоростей  $v_s \approx v_0/2$ , где

$$v_0 = \sqrt{\frac{2\mathcal{E}_{\text{opt}}}{m}}. \quad (1)$$

Одновременно вследствие стриминга ограничивается рост хаотической скорости электронов. Численные расчеты методом Монте-Карло зависимостей дрейфовой скорости электронов от электрического поля  $E$  для модельного полупроводника с параметрами рассеяния, соответствующими GaAs, но с различными значениями эффективных масс и энергией оптических фононов, показали, что при азотных и более низких температурах на  $v_d(E)$  четко проявляется излом при  $v_d \approx v_0/2$ . Расчеты проведены при учете рассеяния только на акустических и оптических фононах. Примесное рассеяние не учитывалось. Это близко к условиям рассеяния электронов в каналах полевых транзисторов с модулированным легированием. На рис. 1 приведены некоторые результаты «Монте-Карло-эксперимента». Как видно, зависимость  $v_d(E)$  в области полей выше критического поля, соответствующего излому на характеристике, не насыщается, а имеет наклон, который почти линеен начиная с  $v_d = v_0/2$ . Точка перехода к линейности является индика-

тором величины  $v_0$  и соответственно величин  $m$  и  $\mathcal{E}_{\text{опт}}$ . Наклон на характеристике соответствует проникновению электронов в глубь активной области рассеяния оптическими фононами. Таким образом, измерение зависимости  $v_d(E)$  может быть альтернативным методом определения энергии оптических фононов (или эффективной массы электронов).

## 2. Взаимодействие дрейфующих электронов с оптическими фононами в квантовой яме

Рассмотрим структуру с одиночной квантовой ямой между двумя гетеробарьерами. В такой двумерной структуре наряду с квантованием спектра энергий электронов может иметь место квантование спектра фононов.

В случае, когда частоты оптических фононов в слоях, составляющих гетероструктуру, значительно отличаются, как, например, в структуре AlAs/GaAs/AlAs, происходит захват колебаний фононов в отдельные слои: оптические фононы в GaAs локализируются в своем слое и не взаимодействуют с оптическими фононами в AlAs. Каждый слой является своего рода волноводом для оптических фононов с дискретным спектром допустимых колебаний. Значения волновых векторов  $q_z$  фононов в направлении оси  $z$ , перпендикулярной плоскопараллельному слою, оказываются квантованными:

$$q_z = n \frac{\pi}{d}, \quad n = 1, 2, 3 \dots, \quad (2)$$

где  $d$  — ширина слоя. Соответственно квантуется и энергия оптических фононов в слое

$$\omega^2 = \omega_0^2 - q_z^2 V_L^2 - (q_x^2 + q_y^2) V_L^2, \quad (3)$$

где  $V_L$  — некоторая постоянная, характеризующая дисперсию фононов  $[\text{см}^{-2}]$ . Если частоты колебаний фононов в слоях полупроводников, составляющих гетероструктуру, близки по величине, то образуются общие для структуры моды колебаний решетки. В случае сверхрешетки колебания фононов коллективизируются, и вместо дискретного спектра образуются запрещенные и разрешенные зоны колебаний. При захвате колебаний фононов в отдельные слои в сверхрешетке возникают отдельные зоны колебаний фононов для каждого типа слоев.

Далее будут предполагаться полный захват фонона в волноводном слое и нулевые граничные условия для амплитуд смещений атомов на краях слоя. Хотя граничные условия для колебаний фононов в слоистых полупроводниковых структурах дискутируются в последнее время многими авторами  $[\text{3}, \text{5}, \text{6}]$ , так как они определяют моды распространяющихся волн, мы ограничимся рассмотрением одного типа волн, так называемых волноводных мод продольных оптических колебаний с узлами на границах раздела слоев. Для простоты мы не рассматриваем также поверхностных волн на границах между слоями. При рассмотрении взаимодействия электронов с оптическими фононами будем считать, что эмиссия фононов является основным механизмом рассеяния.

Квантование электронов определяется другим физическим фактором: потенциальными барьерами квантовой ямы. Для прямоугольной ямы с бесконечными барьерами, значения волновых векторов в направлении  $z$ , перпендикулярном барьерам, равны

$$k_z = l \frac{\pi}{L}, \quad l = 1, 2, 3 \dots, \quad (4)$$

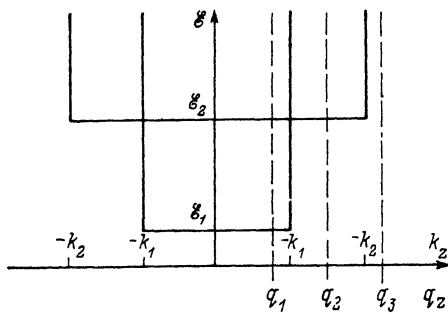


Рис. 2. Схема квантования энергии и волнового вектора электронов  $k_z$  в потенциальной яме (сплошные прямые) и волнового вектора оптических фононов  $q_z$ , захваченных в слоистой структуре (пунктирные прямые).

где  $L$  — ширина потенциальной ямы. Соответственно спектр энергий электронов в квантовой яме расщепляется на подзоны

$$E_i = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL} l^2 + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m}. \quad (5)$$

Двумерные подзоны энергии в пространстве импульсов сдвинуты в направлении квантования на дискретные значения волнового числа  $k_z$  (рис. 2).

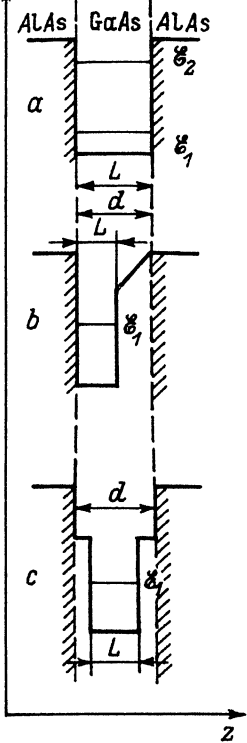
Поскольку квантование волновых векторов фононов и электронов определяются разными физическими факторами, то возможно их раздельное квантование.

Рассмотрим изолированные гетероструктуры с дискретным квантованием энергий электронов и оптических фононов трех типов (рис. 3). К первому типу отнесем структуру с однородной квантовой ямой, стенки которой являются волноводными как для электронов, так и для оптических фононов (например, AlAs/GaAs/AlAs) ( $L = d$ , рис. 3, а). К второму типу отнесем структуру, в которой в центре слоя, квантующего волновые векторы фононов, создается дополнительная потенциальная яма, квантующая спектр электронов (рис. 3, б). В структуре третьего типа потенциальная яма для электронов расположена несимметрично, у стенки фононного слоя (рис. 3, в). В структурах второго и третьего типов происходит раздельное квантование электронов и фононов ( $L \neq d$ ).

В структуре первого типа ( $L = d$ , рис. 3, а) возможные значения волновых векторов для электронов и фононов лежат, согласно (2) и (4), на периодически повторяющихся плоскостях, перпендикулярных оси  $z$  (рис. 2). Значения волновых векторов в направлениях  $x$ ,  $y$  непрерывны и лежат на этих кратных плоскостях. Положим, что центральный слой в структуре является GaAs, и рассмотрим рассеяние электрона при дрейфе в плоскости  $xu$ , т. е. в плоскости квантовой щели. Электрон, ускоренный электрическим полем, направленным для определенности вдоль оси  $y$ , испытывает резко неупругое рассеяние как только его кинетическая энергия оказывается выше энергии оптического фонона. Отличие картины от объемного случая состоит в том, что при взаимодействии электронов с фононами значения их волновых векторов в направлении  $z$  изменяются дискретно — скачками. Матричный элемент вероятности рассеяния на возмущающем потенциале  $\varphi$  из состояния  $s$  с волновым вектором  $k$  в состоянии  $s'$  с волновым вектором  $k'$  есть  $\langle f_{k'} | \varphi | f_k \rangle$ . Для плоских электронных волн  $f_k \sim \sin kg$  и для фононного потенциала  $\varphi \sim \cos qg$  в структуре с квантованием волновых векторов электронов и фононов он оказывается пропорциональным интегралу

$$I_{0L} = \int_0^L \sin k'_z z \cos q_z z \sin k_z z dz, \quad (6)$$

Рис. 3. Три типа квантовых структур:  $a$  — ширина потенциальной ямы для электрона  $L$  совпадает с шириной слоя локализации колебаний оптического фонона,  $L = d$ ;  $b$  — несимметричная структура с раздельным квантованием волновых векторов электронов и фононов,  $L \neq d$ ;  $c$  — симметричная структура с раздельным квантованием волновых векторов.  $V$  — потенциал. Штриховыми линиями показаны границы слоя локализации оптических фононов.



где  $k_z$  и  $q_z$  имеют квантованные значения (2) и (4). Для рассеяния в первой энергетической подзоне ( $l=1$ ) интеграл (6) оказывается не равным нулю лишь при  $n=2$ . Равенство  $n=2$  соответствует условию сохранения момента  $q_z = 2k_z$ . Электрон в первой подзоне эмитирует фонон с волновым вектором  $2\pi L$ . Величина скорости рассеяния электрона путем эмиссии фонона из состояния  $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$  в состояние  $k' = \sqrt{k_x'^2 + k_y'^2 + k_z'^2}$ , когда составляющая  $k_z$  меняется на дискретную величину  $2k_z$ , равна [6]

$$\lambda_{OW}(k) = W_0 \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{\mathcal{E}_1}} \frac{1}{4 + (\hbar\omega_0/\mathcal{E}_1)}, \quad (7)$$

где

$$W_0 = \frac{e^2}{8\pi\hbar} \sqrt{\frac{2m\omega_0}{\hbar}} \left( \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_s} \right), \quad \mathcal{E}_1 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}. \quad (8)$$

Обозначения в (7) и (8) общепринятые. В отличие от вероятности эмиссии оптического фонона  $\lambda_0(k)$  в объемном полупроводнике

$$\lambda_0(k) = W_0 \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{\mathcal{E}}} \ln \left| \frac{\mathcal{E} + \mathcal{E}' + 2\sqrt{\mathcal{E}'\mathcal{E}}}{\hbar\omega_0} \right|, \quad (9)$$

вероятность  $\lambda_{OW}$  не зависит от энергии электрона, а определяется энергией дна первой подзоны  $\mathcal{E}_1$ . В достаточно узких квантовых ямах, когда  $\mathcal{E}_1 \gg \hbar\omega_0$ , вероятность рассеяния в двумерной структуре оказывается меньше по сравнению с вероятностью эмиссии фононов электронами в объемном полупроводнике. На рис. 4 приведены рассчитанные методом Монте-Карло зависимости дрейфовой скорости от напряженности поля в квантовой щели GaAs с использованием (7). Расчеты показывают, что в области малых полей дрейфовая скорость электронов в двумерной структуре оказывается значительно выше, чем в объемном полупроводнике, что является результатом ослабления рассеяния оптическими фононами. Однако максимальная дрейфовая скорость в области ее насыщения в двумерной структуре почти не отличается от имеющейся в объемном полупроводнике. Более того, в области полей выше 600 В/см она уменьшается с ростом поля. Это уменьшение вызвано, как это следует из расчетов, междолинным перебором электронов — в верхние долины. Междолинный перебор в столь слабых полях вызван тем, что хаотическая скорость электронов (их эффективная температура) при слабом рассеянии на оптических фононах растет с увеличением поля значительно быстрее, чем в случае сильного оптического рассеяния, когда может наблюдаться даже охлаждение электронного газа.

Излом характеристики  $v_d(E)$  происходит при дрейфовой скорости на 5—7% ниже  $v_0/2$ , так как отношение  $p_T/p_d$  оказывается больше единицы в двумерной

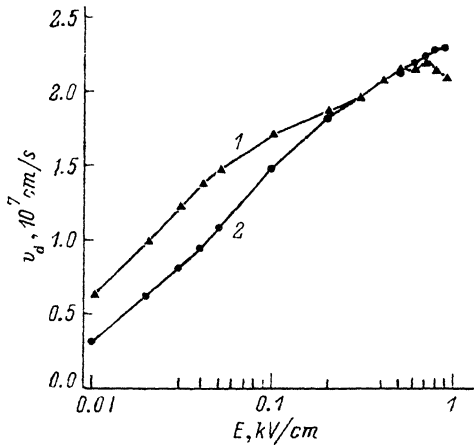


Рис. 4. Зависимость дрейфовой скорости  $v_d$  от поля  $E$ : 1 — в двумерной структуре GaAs ( $\xi_1 = 0.05$  нм); 2 — в объеме полупроводника.  $T_0 = 77$  К.

структуре по сравнению с трехмерной. Этот излом, как и в объемном случае, с учетом 5%-й поправки может быть использован для измерения энергии оптического фонона (или массы электрона) в слоистых структурах. Можно ожидать, что дрейфовая скорость в области насыщения окажется выше в двумерной структуре, если к рассеянию при энергиях выше энергии оптического фонона подключится механизм, способствующий охлаждению электронного газа, например, рассеяние на поверхностных фононах, возникающих в области гетеропереходов.

В симметричной структуре с раздельным квантованием электронов и фононов (рис. 3, *с*) матричный элемент рассеяния в первой подзоне ( $l = 1$ ) пропорционален интегралу

$$I_0^s = \int_0^L \sin^2 \frac{\pi}{L} z \cos \left[ \left( \frac{L-d}{2} - z \right) \frac{\pi}{d} nz \right] dz = \cos \left( n \frac{\pi}{2} \right) \frac{L}{2} \left[ \Gamma \left( 2 + \frac{\beta}{2} \right) \Gamma \left( 2 - \frac{\beta}{2} \right) \right] \quad (10)$$

при  $4 - \beta > 0$ , где  $\beta = n \frac{L}{d}$ ,  $\Gamma$  — гамма-функции. Интеграл (10) не равен нулю при  $n = 2$  и любых  $L, d$ . Неравенство  $L \neq d$  несколько увеличивает вероятность рассеяния электронов оптическими фононами квантовой щели.

В несимметричной структуре с раздельным квантованием (рис. 3, *б*) интеграл матричного элемента, определяющий сохранение импульса при рассеянии, оказывается пропорциональным

$$I_0^{ns} = \frac{2 \sin(\beta\pi)}{(4 - \beta^2)\beta} \frac{L}{\pi} \quad \text{при } \beta \neq 2, \quad (11)$$

$$I_0^{ns} = \frac{L}{4} \quad \text{при } \beta = 2. \quad (12)$$

При всех целочисленных значениях  $\beta = nL/d$ , кроме  $\beta = 2$ , интеграл равен нулю. Однако интеграл (11) не равен нулю при нецелочисленных значениях  $\beta$ . При

малых  $\beta$  интеграл равен  $L/2$ , т. е. квантование в несимметричной структуре не ведет к снижению рассеяния оптическими фононами по сравнению с симметричными структурами.

*Заключение.* Таким образом, квантование волновых векторов фононов и электронов в двумерных структурах ведет к снижению вероятности рассеяния оптическими фононами по сравнению с вероятностью рассеяния в объеме полупроводника. Это приводит к увеличению дрейфовой скорости электронов в двумерной структуре по сравнению с объемным полупроводником в полях, предшествующих насыщению дрейфовой скорости, и одновременно быстрому росту хаотической скорости электронов с ростом поля. В результате такого разогрева междолинный переборс и отрицательная проводимость наблюдаются в двумерной GaAs-структуре с квантованием фононов уже в поле 600 В/см.

Скорости электронов в области насыщения в двумерных и трехмерных структурах мало отличаются. Переход в область насыщения  $v_d(E)$  имеет место в объемном и двумерном полупроводниках при скорости  $v_d$ , близкой к  $v_0/2$ . Это условие позволяет использовать измерение зависимости  $v_d(E)$  в качестве альтернативного метода определения энергии оптического фонона или эффективной массы электрона.

Авторы благодарят Е. Старикова за предоставление программ и помощь в расчетах дрейфовых скоростей методом Монте-Карло.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ю. К. Пожела. Физика быстродействующих транзисторов, 264. Вильнюс (1989).
- [2] M. Cardona, G. Guntherodt. Light Scattering in Solids V., 351 (1985).
- [3] J. Menendez. J. Luminesc., 44, 285 (1989).
- [4] M. V. Klein. IEEE J. Quant. Electron, QE-22, 1760 (1986).
- [5] K. Huang, B. Zhu. Phys. Rev. B, 38, 13377 (1988).
- [6] B. K. Ridley. Phys. Rev. B, 39, 5282 (1989).

Редактор Л. В. Шаронова

---