

## АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПОДВИЖНОСТИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GaAs—AlGaAs

Горфинкель В. Б., Солодкая Т. И.

Разработана аналитическая модель для описания переноса горячих электронов и определения полевых зависимостей средней дрейфовой скорости  $v$  и дифференциальной подвижности  $\mu_d$  в слоистых гетероструктурах с продольным протеканием тока на основании известных кинетических характеристик объемных материалов. Показано, что при оптимальном подборе соотношения толщин слоев и энергетического зазора на границе перехода в гетероструктуре GaAs—AlGaAs величина  $\mu_d$  может существенно превышать  $\mu_d$  объемного чистого GaAs.

В последние годы появился ряд теоретических [1, 2] и экспериментальных [3-6] работ, посвященных отрицательной дифференциальной подвижности (ОДП) в гетероструктурах с селективным легированием (ГСЛ), обусловленной переносом электронов в сильном электрическом поле  $E$ , приложенном параллельно границам слоев. Интерес к данному явлению связывался прежде всего с наличием в ГСЛ более широких по сравнению с объемными материалами возможностей целенаправленного управления параметрами ОДП (понижение порогового поля  $E_{th}$  и повышение величины  $\mu_d$ ) при изменении состава тройного соединения, соотношения толщин и концентрации примесей в слоях. При этом селективное легирование, увеличивающее разность подвижностей в слоях, казалось, должно приводить к увеличению  $|\mu_d|$  по сравнению с однородно легированными структурами. Однако вследствие искривления дна зоны проводимости, вызванного электрическим полем нескомпенсированного объемного заряда доноров, слои широкозонного материала в слабых полях обедняются не полностью, если их толщина  $d$  превышает удвоенную длину экранирования

$$l_s = (2\varepsilon\varepsilon_0 kT_e / qn_{d_s})^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость,  $T_e$  — температура электронов широкозонного материала,  $q$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана. В результате центральные части слоев, не участвующие в межслойном переходе, шунтируют гетероструктуру и могут существенно уменьшать ОДП. Это подтверждается теоретическими расчетами [2], а также экспериментальными [3, 4] работами по определению ОДП в ГСЛ GaAs—AlGaAs с сильно легированными слоями широкозонного материала. Напротив, существенное проявление переноса электронов между слоями было экспериментально получено в ГСЛ GaAs—AlGaAs с относительно слабо легированными слоями AlGaAs [5, 6].

В настоящей работе представлена аналитическая модель для описания переноса горячих электронов и определения полевых зависимостей средней дрейфовой скорости  $v$  и дифференциальной подвижности  $\mu_d$ , а также порогового поля  $E_{th}$  ОДП в ГСЛ на основании известных кинетических характеристик объемных материалов, из которых сформирована гетероструктура.

*Модель.* Как показано выше, для получения максимальной величины ОДП следует ограничиться рассмотрением гетероструктур с полностью обедненными

в слоях полях слоями широкозонного материала. Тогда в соответствии с условием (1) при изменении уровня легирования  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$   $n_{d/2}$  от  $10^{14}$  до  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$   $d_2$  можно выбирать от 10 000 до 100 Å. Ограничения снизу на величины  $d$  связаны с требованиями сохранения в слоях физических свойств объемных материалов (фононного спектра, эффективных масс и т. п.), малости квантово-размерных эффектов в ямах и туннелирования электронов через барьеры, что приводит к значениям 100 Å. При моделировании кинетических процессов в гетероструктурах GaAs—AlGaAs методом Монте-Карло [7] было установлено, что частота пространственного переноса значительно ниже частоты столкновения в долинах слоев. Переход электронов между слоями не вносит существенного вклада в баланс энергии и импульса в слоях, что приводит к практическому совпадению средней энергии, подвижности электронов в долинах частоты междолинных переходов с соответствующими характеристиками объемных материалов. Рассмотрим баланс числа частиц в гетероструктуре, учитывая, что пространственный перенос электронов происходит путем термоэлектронной эмиссии, причем переход между разноименными долинами слоев маловероятен [8], а заселенность X-долин GaAs и AlGaAs в рассматриваемом диапазоне полей ( $E < 10$  кВ/см) пренебрежимо мала:

$$N_{ki}W_{ki \leftrightarrow kl} + N_{ki}W_{ki \leftrightarrow kj} = N_{li}W_{li \leftrightarrow ki} + N_{kj}W_{kj \leftrightarrow ki}, \quad (2)$$

$$\sum_{k, i=1}^2 N_{ki} = n_{d_1}d_1 + n_{d_2}d_2,$$

где  $N_{ki} = n_{ki}d_i$ ,  $n_{ki}$  — концентрация электронов. Здесь и далее первый индекс обозначает наименование долины: 1 —  $\Gamma$ , 2 —  $L$ ,  $k=1, 2$ ,  $l=3-k$ ; второй индекс — номер слоя: 1 — GaAs, 2 — AlGaAs,  $i=1, 2$ ,  $j=3-i$ ; частоты переходов:  $W_{ki \leftrightarrow li}$  — междолинных,  $W_{ki \leftrightarrow kj}$  — межслойных. Как показано в [7], последние с достаточной степенью точности можно описать модифицированными формулами частот термоэлектронной эмиссии:

$$W_{ki \leftrightarrow kj} = C (T_{ki}) (kT_{ki}/2\pi m_{ki}^*)^{1/2} \exp(-\Delta_k/kT_{ki})/d_i, \quad (3)$$

где  $\Delta_k$  — энергетический зазор между одноименными долинами различных слоев ( $\Delta_k=0$  при переходах  $2 \rightarrow 1$ ),  $m_{ki}^*$ ,  $T_{ki}$  — эффективная масса и температура электронов,  $C=1$  для максвелловской функции распределения.

Решив систему (2), можно найти среднюю дрейфовую скорость и дифференциальную подвижность электронов в гетероструктуре:

$$v = \sum_{i=1}^2 \bar{N}_i [\eta_{ki}(v_{ki} - v_{li}) + v_{li}], \quad (4)$$

$$\mu_d = \frac{d\bar{N}_i}{dE} (v_1 - v_2) + \sum_{i=1}^2 \bar{N}_i \frac{dv_i}{dE}, \quad (5)$$

где  $\bar{N}_i = N_i/(N_1 + N_2)$ ,  $N_i = N_{ki} + N_{li}$ ,  $\eta_{ki} = N_{li}/N_i$ ,  $v_i = \eta_{ki}v_{ki} + \eta_{li}v_{li}$ ,  $k, i=1, 2$ ,  $l=3-k$ ,  $j=3-i$ .

Значения заселенностей долин  $\eta_{ki}$ , найденные из (2), в общем случае не совпадают с их значениями в объемных материалах, что связано с отличием правых частей (2) от нуля. Физически это означает наличие в системе кругового потока частиц  $F$ :

$$F = N_{ki}W_{ki \leftrightarrow kj} - N_{kj}W_{kj \leftrightarrow ki}, \quad (6)$$

возникающего из-за произвольного соотношения частот межслойных переходов [см. соотношение (3)].

Для исследования влияния  $F$  на зависимости  $v(E)$  и  $\mu_d(E)$  удобно выразить заселенности долины  $\eta_{ki}$  и слоев  $\bar{N}_i$  через их значения в объемных материалах и некоторую добавку, связанную с потоком. Из системы (2) при положительном направлении потока  $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2 \rightarrow L_2 \rightarrow L_1 \rightarrow \Gamma_1$  имеем

$$N_{2i}/N_{1i} = N_{2i}^*/N_{1i}^0 \pm F/(N_{1i}W_{2i \rightarrow 1i}) \quad (7a)$$

$$\gamma_{1i} = 1/(1 \pm N_{2i}/N_{1i} \pm F/N_{1i}W_{2i \rightarrow 1i}) \quad (7b)$$

Знаки «+» для  $i=1$ , «-» для  $i=2$ .  $\bar{N}_1$  находим, складывая первое и второе уравнения системы (2),

$$N_1/N_2 \approx (\gamma_{11}W_{11 \rightarrow 12} \pm \gamma_{21}W_{21 \rightarrow 22}) (\gamma_{12}W_{12 \rightarrow 11} \mp \gamma_{22}W_{22 \rightarrow 21}) \quad (8)$$

Приближенное равенство в соотношении (8) обусловлено тем, что для прямоугольного профиля дна зоны проводимости знаменатель слабо зависит от приложенного поля, так как показатель экспоненты в (3) для всех переходов  $2-1$  равен нулю,  $W_{22 \rightarrow 21}/W_{12 \rightarrow 11} = (T_{12}m_{22}^*/T_{22}m_{12}^*)^2 \approx 1$ ;  $\gamma_{11} + \gamma_{22} = 1$ . В числителе (8) можно пренебречь вторым слагаемым по сравнению с первым, поскольку в полях  $E$ , меньших порогового поля ОДП  $E_{th}^{GaAs}$ ,  $\eta_{21} = 0$ , а при  $E > E_{th}^{GaAs}$  из-за слабого разогрева электронов в  $L_1$ -долине  $T_{21} \approx T_0$ ,  $W_{21 \rightarrow 22}/W_{11 \rightarrow 12} = (T_{21}m_{11}^*/T_{11}m_{21}^*)^{1/2} \exp(-\Delta_{2122}/kT_{21} + \Delta_{1112}/kT_{11}) \ll 1$  (см. рис. 2, а в работе [9]). Тогда

$$\bar{N}_1 = 1/(1 + \gamma_{11}W_{11 \rightarrow 12}W_{12 \rightarrow 11}) \quad (9)$$

Из (5), (7), (9) видно, что при  $F > 0$   $\eta_{11}$  и  $v_1$  уменьшаются, а  $\eta_{12}$ ,  $v_2$  увеличиваются по сравнению с объемными GaAs, AlGaAs. Для  $F < 0$  изменения происходят в обратную сторону. Из сказанного следует, что наличие потока может как увеличивать, так и уменьшать среднюю дрейфовую скорость в структуре в целом в зависимости от ее параметров. Линеаризация уравнений (5)–(9) показывает, что при малых величинах  $F$   $\mu_{dRST} = |d\bar{N}_1/dE (v_1 - v_2)|$  уменьшается при  $F > 0$  и увеличивается при  $F < 0$ .

Полное аналитическое рассмотрение нам удалось провести только для случая, когда  $F=0$ . Это условие может выполняться при определенном подборе параметров гетероструктуры, а также в случае отсутствия переходов между  $L$ -долинами. (Например, в гетеропаре InP–In<sub>0.47</sub>Ga<sub>0.53</sub>As в диапазоне полей  $E < 8$  кВ/см перенос электронов между слоями происходит только за счет переходов  $\Gamma_1$ – $\Gamma_2$ ). Ограничимся случаем  $F=0$  и приведем исследование влияния соотношения толщин слоев, уровней легирования и величины энергетического зазора на границе гетероперехода на величину и пороговое поле  $\mu_{dRST}$ .

В соответствии с вышеизложенным

$$\bar{N}_1 = \frac{1}{1 + \beta_0 y e^{-x}}, \quad \frac{d\bar{N}_1}{dE} = - \frac{A \beta_0 y e^{-x}}{(1 + \beta_0 y e^{-x})^2}, \quad (10)$$

где

$$y = d_2/d_1, \quad x = \Delta/kT_{11},$$

$$\beta_0 = C \sqrt{m_{11}^* T_{11}/m_{12}^* T_{12}} \eta_{11}^0(T_{11}), \quad (11)$$

$$A = \left( \frac{1}{2} + x + \frac{d\eta_{11}^0}{dT_{11}} \frac{T_{11}}{\eta_{11}^0} \right) \frac{dT_{11}}{dE} \frac{v_1^0 - v_2^0}{T_{11}^0}.$$

Исследуем систему уравнений

$$\begin{aligned} \partial \mu_{dRST}(x, y) / \partial x &= 0, \\ \partial \mu_{dRST}(x, y) / \partial y &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Пренебрегая слабой по сравнению с экспоненциальной зависимостью параметров широкозонного материала ( $m_{12}^*$ ,  $T_{12}$ ,  $v_2$ ) от  $x$  при дифференцировании  $\mu_{dRST}$  по  $x$ , систему (12) можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{A(1 - \beta_0 y e^{-x})(v_1^0 - v_2^0)(dT_{11}/dE)(1/T_{11})\beta_0 e^{-x}}{(1 + \beta_0 y e^{-x})^2} &= 0, \\ \frac{(dT_{11}/dE)((v_1^0 - v_2^0)/T_{11})\beta_0 y(1 - \alpha - x + \beta_0 y e^{-x}(1 + \alpha + x))}{(1 + \beta_0 y e^{-x})^4} &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\alpha = 1/2 + (\alpha\eta_{11}^0/dT_{11})(T_{11}/\eta_{11}^0)$ . Система (13) решения не имеет, т. е. поверхности  $\mu_{dRST}(x, y)$ , построенные для различных значений электрического

поля  $E$ , не имеют экспериментальных точек. Однако при фиксированном  $x$  существует

$$y_{\text{opt}} = e^x / \beta_0, \quad (14)$$

а при фиксированном  $y$  существует  $x_{\text{opt}}$ , являющееся решением трансцендентного уравнения

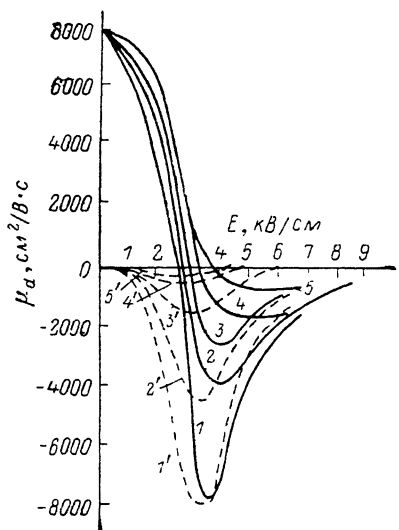
$$\beta_0 y e^{-x_{\text{opt}}} = \frac{\alpha + x_{\text{opt}} - 1}{\alpha + x_{\text{opt}} + 1}, \quad (15)$$

для которых значение  $|\mu_{dRST}|$  максимально. При этом

$$x_{\text{opt}}(y), \quad \left| \frac{dN_1}{dE} \right|_{x=x_{\text{opt}}}, \quad y_{\text{opt}}(x), \quad \left| \frac{dN_1}{dE} \right|_{y=y_{\text{opt}}} = \frac{1}{4} \frac{dT_{11}}{dE} \frac{(x+x)}{T_{11}}$$

являются возрастающими функциями  $y$  и  $x$  соответственно.

На рисунке представлены полевые зависимости дифференциальных подвижностей ГСЛ GaAs—AlGaAs с оптимальными в каждой точке электрического поля параметрами ( $\beta_0 y e^{-x} = 1$ ). С понижением  $n_{d_2}$   $\mu_{dRST}$  достигает  $\approx -8000$  см<sup>2</sup>/В·с при  $n_{d_2} = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, что существенно превосходит  $\mu_d$  объемного чистого GaAs. Минимальные значения  $\mu_{dRST}(E)$  для всех кривых расположены вблизи порогового поля междолинных переходов в GaAs  $E_{\text{th}}^{\text{GaAs}}$ . Это объясняется зависимостью  $\mu_{dRST}$  от разности дрейфовых скоростей в соответствующих объемных материалах  $v_1^0 - v_2^0$ , которая для ГСЛ GaAs—AlGaAs максималь-



Полевая зависимость  $\mu_{d\text{ГСЛ}}$  (1–5) и  $\mu_{d\text{RST}}$  (1'–5') для ГСЛ GaAs—AlGaAs.

$d_1 = 150 \text{ \AA}$ ;  $y$ : 1 – 66, 2 – 20, 3 – 6.6, 4 – 2.2, 5 – 1;  $n_{d_2}$ , см<sup>-3</sup>. 1 –  $10^{14}$ , 2 –  $10^{15}$ , 3 –  $10^{16}$ , 4 –  $10^{17}$ , 5 –  $10^{18}$ . Параметры  $y$ ,  $n_{d_2}$  для 1'–5' те же, что и для 1–5.

на при  $E = E_{\text{th}}^{\text{GaAs}}$  (см. [10]). Наличие положительных дифференциальных подвижностей в слоях приводит к сдвигу минимумов зависимостей  $\mu_{d\text{ГСЛ}}(E)$  относительно  $E_{\text{th}}^{\text{GaAs}}$  в сторону больших полей и к существованию отличного от нуля порогового поля ОДП для любой ГСЛ  $E_{\text{th}}^{\text{ГСЛ}}$ . Величина  $E_{\text{th}}^{\text{ГСЛ}}$  понижается с уменьшением уровня легирования  $n_{d_2}$ . Это связано как с уменьшением вклада пространственного переноса в  $\mu_{d\text{ГСЛ}}$ , так и с понижением порогового поля междолинного перехода в AlGaAs, вызванного более интенсивным разогревом электронов в нем и приводящим к уменьшению положительной дифференциальной подвижности широкозонного материала. Учитывая, что при  $E < E_{\text{th}}^{\text{GaAs}}$   $d\tau_{11}/dT_{11} \approx 0$ , из условия  $\mu_d < 0$  получаем выражение для минимально возможного значения порогового поля ОДП

$$E_{\text{th min}}^{\text{ГСЛ}} > \frac{2(\mu_1 + \mu_2) T_{11}}{(1/2 + x)(\mu_1 - \mu_2) dT_{11}/dE}. \quad (16)$$

Полагая в области низких полей подвижность  $\mu_1$  и время релаксации энергии  $\tau_{e1}$  узкозонного материала постоянными, получаем

$$\frac{dT_{11}}{dE} = \frac{4}{3} \frac{q\mu_1 E \tau_{e1}}{k}, \quad E_{\text{th min}}^{\text{ГСЛ}} > \sqrt{\frac{3kT_{11}(\mu_1 + \mu_2)}{2(1/2 + x)(\mu_1 - \mu_2) q\mu_1 \tau_{e1}}}. \quad (17)$$

Оценки показывают, что в наиболее благоприятном для понижения порога ОДП случае  $\mu_2 \rightarrow 0$   $E_{\text{th min}}^{\text{ГСЛ}} > \sqrt{3kT_{11}/2(1/2 + x) q\mu_1 \tau_{e1}} \approx 1.6$  кВ/см.

Полученные результаты находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными работы [6], в которой измерялись ВАХ ГСЛ GaAs—Al<sub>z</sub>Ga<sub>1-z</sub>As (0.18 < z < 0.27) со слабо легированным слоем AlGaAs [ $n_{d_2} = (2 \div 5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ] и было показано, что в исследованных образцах  $E_{th}$  (или порог насыщения ВАХ) существенно ниже ( $\approx 2.3 \text{ кВ/см}$ ) порогового поля ОДП пленок GaAs (3.2 кВ/см), выращенных в тех же условиях.

В связи с изложенным для улучшения характеристик ОДП представляется перспективным использование гетероструктур с низкой подвижностью материала  $\mu_2$ , обусловленной не высоким уровнем легирования  $n_{d_2}$ , а, например, особенностями зонной структуры твердого раствора (понижение  $L$ -долин в AlGaAs при повышении доли Al) или «разогревными» эффектами (ОДП на пространственном переходе в условиях насыщения дрейфовых скоростей электронов в слоях, вызванного интенсивным междолинным переходом в них).

В заключение авторы выражают глубокую признательность А. С. Тагеру и А. А. Кальфе за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Glisson T. H., Hauser J. R., Littlejohn M. A., Hess K. — J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 10, p. 5445—5449.
- [2] Littlejohn M. A., Kwaprin W. M., Glisson T. H., Hauser J. R., Hess K. — J. Vac. Sci. Techn., 1983, v. B1, N 2, p. 445—448.
- [3] Coleman P. D., Freeman J., Morkos H., Hess K., Streetman B., Heever M. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 6, p. 493—495.
- [4] Jnoue K., Sakaki H., Yoshino J. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 6, p. 614—616.
- [5] Coleman P. D., Wdowik M., Drummond T. J. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1984, v. ED-31, N 9, p. 1145—1148.
- [6] Xiao Song Jiang, Li Shing Yu, Shu Min Wang. — Sol. St. Commun., 1987, v. 62, N 9, p. 597—598.
- [7] Горфинкель В. Б., Кальфа А. А., Солодкая Т. И., Тагер А. С., Шофман С. Г. — ФТП, 1986, т. 20, в. 5, с. 881—885.
- [8] Osbourn G. C., Smith D. L. — J. Vac. Sci. Techn., 1979, v. 16, N 5, p. 1529—1534.
- [9] Тагер А. С. — Электрон. техн., Электроника СВЧ, 1984, № 10, с. 28—34.
- [10] Гарматин А. В., Тагер А. С. — ФТП, 1985, т. 19, в. 3, с. 446—448.

Институт радиотехники  
и электроники  
АН СССР  
Саратовский филиал

Получена 5.01.1988  
Принята к печати 24.02.1988