

## ОПИСАНИЕ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С СЕЛЕКТИВНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ С ПОМОЩЬЮ УРАВНЕНИЙ БАЛАНСА

Горфинкель В. Б., Шофман С. Г.

Предложен феноменологический подход к описанию динамики процессов разогрева и переноса горячих электронов в гетероструктурах с селективным легированием (ГСЛ), основанный на решении уравнений баланса энергии, импульса и числа частиц в слоях. Энергетические зависимости времен релаксации, входящие в уравнения баланса, рассчитываются методом Монте-Карло для материалов слоев в постоянном электрическом поле. Проведен расчет зависимостей средней дрейфовой скорости от поля и дифференциальной проводимости от частоты переменного сигнала для ГСЛ  $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с учетом искривления дна зоны проводимости, вызванного пространственным зарядом на границах слоев ГСЛ.

Изучению гетероструктур с селективным легированием посвящено значительное количество работ (см., например, [1-3]). Большой интерес представляют свойства ГСЛ, связанные с разогревом электронов приложенным вдоль слоев электрическим полем. Происходящий при этом выход электронов из потенциальных ям, образованных зоной проводимости узкозонного материала, может привести к появлению статической отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) вследствие увеличения эффективной массы и скорости рассеяния в сильно легированном широкозонном материале [2-4].

Статические зависимости дрейфовой скорости  $v$  от электрического поля  $E$  в ГСЛ исследовались в работах [5-8]. Однако в [5-7] не учитывалось влияние искривления зон проводимости, связанного с поперечным электрическим полем, порожденным нескомпенсированным пространственным зарядом (ПЗ) в слоях. В работе [8] рассмотрен перенос электронов с учетом искривления зон, но расчеты проводились только для одной конкретной гетероструктуры  $\text{GaAs}-\text{AlGaAs}$  (разрыв зон проводимости  $\Delta=0.176$  эВ, толщина узкозонного слоя  $L_1=400$  Å, широкозонного  $L_2=4000$  Å, величины концентрации примесей составляли  $N_{D1}=10^{14}$  и  $N_{D2}=2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>). Вследствие этого [8] не дает представления о влиянии толщин и степеней легирования слоев на зависимости  $v(E)$  в ГСЛ. Расчеты динамических характеристик ГСЛ [7] велись также без учета поперечных полей.

В данной работе предлагается феноменологический подход к описанию процесса разогрева и переноса электронов в ГСЛ, основанный на решении уравнений баланса импульса, энергии и числа частиц в слоях. Поперечное квантование движения электронов не учитывалось, так как при сильном разогреве электроны занимают всю ширину ямы, а при малых температурах они практически все находятся на нижнем уровне [9].

Вывод уравнений баланса проводится для периодической гетероструктуры, изображенной на рис. 1, интегрированием уравнений Больцмана для слоев. Уравнения интегрируются с использованием методики, изложенной в [10].

Получившаяся в результате система уравнений

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial x} (n_i v_{xi}) = 0, \quad (1)$$

$$m_i^* \frac{\partial}{\partial t} (n_i v_{xi}) + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (n_i \varepsilon_i) = q n_i x_i E_x - \frac{m_i^* n_i v_{xi}}{\tau_{pi}}, \quad (2)$$

$$m_i^* \frac{\partial}{\partial t} (n_i v_{yi}) \pm m_i^* \frac{\partial}{\partial x} (n_i v_{xi} v_{yi}) = q n_i E_y - \frac{m_i^* n_i v_{yi}}{\tau_{pi}}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_i \varepsilon_i) + \frac{5}{3} \frac{\partial}{\partial x} (n_i v_{xi} \varepsilon_i) = q n_i (E_x v_{xi} + E_y v_{yi}) - \frac{n_i (\varepsilon_i - \varepsilon_0)}{\tau_{\varepsilon i}} \quad (4)$$

описывает баланс числа частиц, компонент импульса и энергии внутри каждого слоя.

Здесь индексы  $i=1$  для узкозонного и  $i=2$  для широкозонного слоев; верхний знак в системе для  $i=1$ , нижний — для  $i=2$ ;  $n_i$  — концентрация электронов в слое;  $v_{xi}$ ,  $v_{yi}$  — поперечная и продольная компоненты дрейфовой скорости

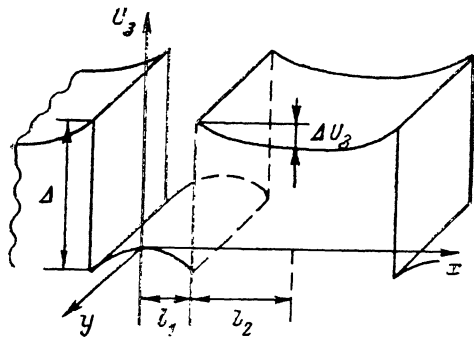


Рис. 1. Форма зоны проводимости  $U_3$  для бесконечной периодической ГСЛ.

$\Delta$  — величина разрыва зон,  $\Delta U_3$  — высота потенциального барьера,  $l_1$ ,  $l_2$  — полуширины узкозонного и широкозонного слоев соответственно.

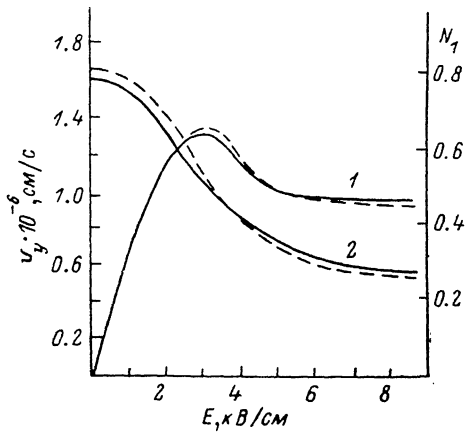


Рис. 2. Зависимости  $v_y(E)$  (1) и  $N_1(E)$  (2) в гетероструктуре [8].

Сплошные линии — решение систем (10), (11), штриховые — метод Монте-Карло [8].

в слое;  $m_i^*$  — эффективная масса;  $\varepsilon_i$  — средняя энергия электронов;  $q$  — заряд электрона;  $E_x$ ,  $E_y$  — напряженности поперечного и продольного электрических полей;  $\tau_{pi}$ ,  $\tau_{\varepsilon i}$  — времена релаксации импульса и энергии;  $\varepsilon_0 = 3/2 k T_p$ , где  $T_p$  — температура решетки.

Предположим, что величины  $v_{yi}$  и  $\varepsilon_i$  в каждом слое не зависят от  $x$ . Проинтегрируем уравнения (1), (3), (4) по  $x$  от 0 до  $l_1$  для узкозонного слоя и от  $l_1$  до  $l_1+l_2$  — для широкозонного (обозначения  $l_1$ ,  $l_2$  см. на рис. 1), используя граничные условия — отсутствие токов через середины слоев ( $n_1 v_{x1}|_{x=0} = n_2 v_{x2}|_{x=l_1+l_2} = 0$ ), которые отражают симметрию рассматриваемой структуры относительно середины любого слоя. Обозначив  $N = N_{D1} l_1 + N_{D2} l_2$  ( $N_{Di}$  — концентрации доноров в слоях),  $N_1 = \frac{1}{N} \int_0^{l_1} n_1 dx$ ,  $N_2 = \frac{1}{N} \int_{l_1}^{l_1+l_2} n_2 dx$ , запишем продольную систему уравнений баланса в следующем виде:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \mp \frac{n(l_i) v_x(l_i)}{N}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (N_i \varepsilon_i) = q N_i E_y v_{yi} - N_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_0}{\tau_{\varepsilon i}} N_i W_{ij} \varepsilon_{ij} + N_j W_{ji} \varepsilon_{ji}, \quad (6)$$

$$m_i^* \frac{\partial}{\partial t} (N_i v_{yi}) = q N_i E_y - \frac{N_i v_{yi} m_i^*}{\tau_{pi}} \mp \frac{m_i^* v_{yi} n(l_i) v_x(l_i)}{N}, \quad (7)$$

где  $N_i$  — доли электронов в слоях,  $W_{ij}$ ,  $\varepsilon_{ij}$  — скорость перехода и средняя энергия, переносимая электроном из слоя в слой.

Времена релаксации в уравнениях (6), (7) определяются аналогично [11] из расчетов статических зависимостей  $v(E)$  в материалах слоев методом Монте-Карло:

$$\tau_{pi}(\epsilon_i) = \frac{m_i^* V_{ssi}(\epsilon_i)}{q E_{ssi}(\epsilon_i)}, \quad (8)$$

$$\tau_{\epsilon i}(\epsilon_i) = \frac{\epsilon_i - \epsilon_0}{q E_{s\epsilon i}(\epsilon_i) V_{ssi}(\epsilon_i)}, \quad (9)$$

где  $V_{ssi}(\epsilon_i)$  и  $E_{ssi}(\epsilon_i)$  — статические зависимости скорости электронов и электрического поля от энергии  $\epsilon_i$  в материале  $i$ -го слоя. Использование в расчетах ГСЛ тех же времен релаксации, что и в объемном материале, оправдано тем, что при рассматриваемых параметрах структуры (толщина слоев  $L_1, L_2 \geq 200 \text{ \AA}$ ) характерное время переноса электронов между материалами  $\tau_{12} \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$  [7] намного больше времени перехода электрона из  $\Gamma$ - в  $L$ -долину (в GaAs  $\tau_{\Gamma L} \approx 10^{-13} \text{ с}$ ), и поэтому пространственный перенос электронов практически не влияет на форму функций распределения в слоях.

Вследствие большой частоты рассеяния в сильно легированном широкозонном слое считаем, что скорость и энергия электронов в нем следуют за полем по статическим зависимостям. Тогда система (5)—(7) преобразуется следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_1}{\partial t} &= - \frac{n(l_1) v_x(l_1)}{N}, \quad N_1 + N_2 = 1, \\ m_1^* \frac{\partial}{\partial t} (N_1 v_{y1}) &= N_1 q \left( E_y - \frac{v_{y1} E_{ss1}(\epsilon_1)}{V_{ss1}(\epsilon_1)} \right) - m_1^* v_{y1} \frac{n(l_1) v_x(l_1)}{N}, \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} &= q E_y v_y - q N_1 E_{ss1} V_{ss1} - q N_2 \mu_{ss2} E_y^2, \\ v_y &= N_1 v_{y1} + N_2 v_{y2}, \quad v_{y2} \mu_{ss2}(E_y) E_y, \\ \epsilon &= N_1 \epsilon_1 + N_2 \epsilon_2, \quad \epsilon_2 = \epsilon_{ss2}(E_y). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $\epsilon$  и  $v_y$  — средняя энергия и продольная дрейфовая скорость электронов в структуре,  $\mu_{ss2}(E)$  и  $\epsilon_{ss2}(E)$  — статические зависимости подвижности и энергии электронов в широкозонном слое от поля, а уравнения баланса энергии есть сумма уравнений (6) для слоев.

Продольная система уравнений (10) аналогична полученной в [12] для двухдолинных полупроводников. Однако следует отметить, что уравнение баланса импульсов содержит дополнительный член, связанный с переносом продольной компоненты импульса (при междолинном переходе импульс хаотизируется). Система (10) может быть решена так же, как в работе [12], если знать величину  $n(l_1) v_x(l_1)$ . Ее можно получить, решая поперечную систему уравнений, состоящую из сшитых в точке  $x=l_1$  уравнений баланса  $x$ -й компоненты импульса, дополненных уравнениями непрерывности и Пуассона.

Разрыв зон  $\Delta$  на границе слоев учитываем, добавляя к поперечному распределению потенциала  $U(x)$ , полученному решением уравнения Пуассона, скачок на величину  $\Delta$  при  $x=l_1$ :

$$\begin{aligned} m_1^*(x) \frac{\partial}{\partial t} (n v_x) + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} [n \epsilon(x, t)] &= n q \frac{\partial}{\partial x} (U + U_{30}) - \frac{m^*(x) n v_x}{\tau_p[\epsilon(x, t)]}, \\ \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} &= \frac{4\pi q}{x(x)} [n(x) - N_D(x)], \quad U_{30} = \begin{cases} 0, & 0 \leq x \leq l_1, \\ \Delta, & l_1 < x \leq l_2, \end{cases} \\ \frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} (n v_x) &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} N_D(x) &= \begin{cases} N_{D1}, & 0 \leq x \leq l_1, \\ N_{D2}, & l_1 < x \leq l_2, \end{cases} \quad m^*(x) = \begin{cases} m_1^*, & 0 \leq x \leq l_1, \\ m_2^*, & l_1 < x \leq l_2, \end{cases} \\ x &= \begin{cases} x_1, & 0 \leq x \leq l_1, \\ x_2, & l_1 < x \leq l_2, \end{cases} \end{aligned}$$

$\kappa_1, \kappa_2$  — диэлектрические проницаемости слоев,

$$\varepsilon(x, t) = \begin{cases} \varepsilon_1(t), & 0 \leq x \leq l_1, \\ \varepsilon_2(t), & l_1 < x \leq l_2, \end{cases}$$

$\varepsilon_1(t)$  и  $\varepsilon_2(t)$  находятся решением системы уравнений (6) в момент времени  $t$ , время релаксации  $\tau_p$  в слоях определяется формулой (8). Система уравнений (11) решается для каждого временного шага решения системы (10) модифицированным методом квазилинеаризации, описанным в [13].

Граничные условия для системы (11)

$$nv_x|_{x=0} = nv_x|_{x=l_1+l_2} = 0, \quad \frac{dU}{dx}\Big|_{x=0} = \frac{dU}{dx}\Big|_{x=l_1+l_2} = 0$$

обусловлены симметрией бесконечной периодической структуры относительно середины любого слоя. Решая таким образом сцепленные через энергии и поперечные потоки электронов системы (10) и (11), мы можем получать скорость

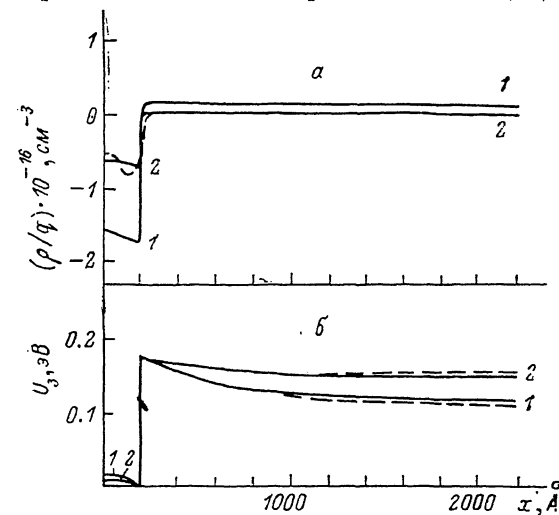


Рис. 3. Поперечное распределение плотности заряда  $\rho$  (а) и искривление зон  $U_s$  (б) в гетероструктуре [8].

Сплошные линии — решение систем (10), (11), штриховые — метод Монте-Карло.  $E_y$ , кВ/см: 1 — 0, 2 — 5.

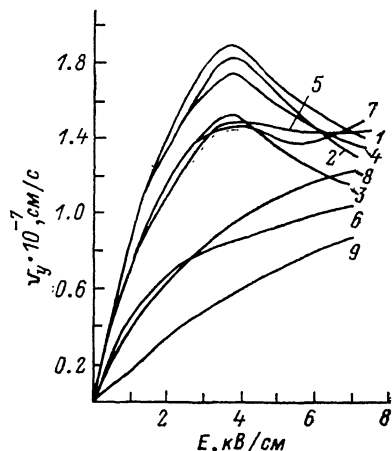


Рис. 4. Зависимости дрейфовой скорости  $v_y(E_y)$  для гетероструктур, приведенных в таблице.

Номера кривых соответствуют порядковому номеру структуры в таблице.

электронов в структуре, населенности слоев, а также самосогласованное распределение пространственного заряда и связанное с ним искривление зон в любой момент времени при произвольной зависимости  $E_y(t)$ .

В качестве проверки программы был проведен расчет зависимостей  $v(E_y)$  и  $N_1(E_y)$ , а также поперечного распределения концентрации носителей, электрического поля  $E_x$  и искривления зон в структуре, исследовавшейся в работе [8]. На рис. 2, 3 приведены результаты расчетов по феноменологической модели (сплошные линии) и методом Монте-Карло [8] (штриховые). Видно хорошее совпадение результатов.

| № струк-туры | $L_2 \cdot 10^{-2}$ , Å | $N_{D1} \cdot 10^{-14}$ , см <sup>-3</sup> | $N_{D2} \cdot 10^{-17}$ , см <sup>-3</sup> | № струк-туры | $L_2 \cdot 10^{-2}$ , Å | $N_{D1} \cdot 10^{-14}$ , см <sup>-3</sup> | $N_{D2} \cdot 10^{-17}$ , см <sup>-3</sup> |
|--------------|-------------------------|--|--|--------------|-------------------------|--|--|
| 1            | 4                       | 1  | 0.02                                       | 6            | 10                      | 10   | 5  |
| 2            | 4                       | 10   | 1  | 7            | 40                      | 1  | 0.02                                       |
| 3            | 4                       | 10   | 5  | 8            | 40                      | 10   | 1  |
| 4            | 10                      | 1  | 0.02                                       | 9            | 40                      | 10   | 5  |
| 5            | 10                      | 10   | 1  |              |                         |  |  |

Примечание.  $L_1 = 400$  Å.

По предложенной в данной работе модели было проведено исследование статических характеристик ГСЛ GaAs—Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As ( $\Delta=0.2$  эВ) с параметрами слоев, приведенными в таблице.

На рис. 4, 5 приведены зависимости  $\nu(E_y)$  и  $N_1(E_y)$  для указанных в таблице структур. Видно уменьшение степени обеднения широкозонного слоя с увеличением его толщины и уровня легирования. Это объясняется возрастанием потенциального барьера  $\Delta U_s$ , препятствующего выходу электронов из широкозонного слоя. Если ввести для качественных рассуждений понятие эквивалентного полностью обедненного слоя  $l_3$ , то можно записать

$$\Delta U_s = \frac{4\pi q}{\kappa} N_{D2} \frac{l_3^2}{2}.$$

Обеднение (нарастание  $l_3$ ) будет идти до тех пор, пока величина  $\Delta U_s$  не достигнет нескольких  $kT_2$  ( $T_2$  — электронная температура в широкозонном слое)

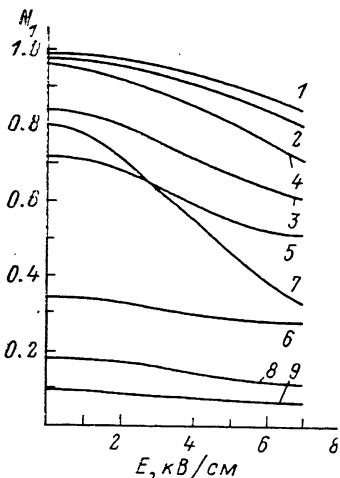


Рис. 5. Зависимости населенности узкозонного материала  $N_1(E_y)$  для гетероструктур, приведенных в таблице. Номера кривых соответствуют порядковому номеру структуры в таблице.

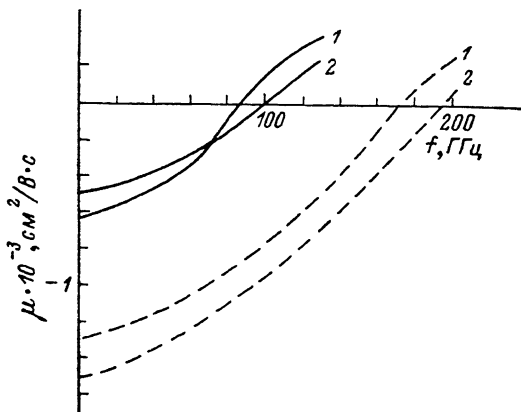


Рис. 6. Частотные зависимости ОДП ГСЛ.  $L_1=400$ ,  $L_2=400$  Å,  $N_{D2}=10^{18}$  см<sup>-3</sup>.  $E_y$ , кВ/см: 1 — 5, 2 — 6. Сплошные линии — расчет по (10), (11), штриховые — без учета ПЗ.

или процесс не будет ограничен достижением  $l_3$  величины  $l_2$ . В последнем случае, если получившаяся высота барьера  $\Delta U_s \ll kT_2$ , то слой обедняется полностью. Если же обеднение ограничивается высотой барьера, а  $l_3 < l_2$ , то остается часть широкозонного слоя, не участвующая в межслойном переходе. Эта шунтирующая часть может существенно уменьшить и даже уничтожить статическую ОДП структуры (рис. 4, кривые 5—9).

Проведенные расчеты статических характеристик показывают необходимость пересмотра существовавших ранее представлений о высокочастотных свойствах проводимости ГСЛ [7]. Рассчитанные по системам (10), (11) частотные зависимости ОДП для структуры GaAs—Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As  $L_1=400$ ,  $L_2=400$  Å,  $N_{D2}=10^{18}$  см<sup>-3</sup> приведены сплошными линиями на рис. 6, штриховыми линиями нанесены те же зависимости, полученные, как в [7], без учета ПЗ в слоях. Сравнение показывает, что учет искривления зон поперечным полем ПЗ может иметь принципиальное значение для анализа высокочастотных свойств ГСЛ.

Таким образом, в настоящей работе предложена и обоснована модель, позволяющая рассчитывать статические и динамические характеристики гетероструктур с селективным легированием.

#### Л и т е р а т у р а

[1] Dingle R., Störmer H., Gossard A., Wiegman W. — Appl. Phys., 1978, v. 33, N 7, p. 665—667.

[2] Hess K., Morkoc H., Shickijo H. — Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, N 6, p. 469—471.

- [3] Волков В. А., Гродненский И. М. — Микроэлектрон., 1982, т. 11, в. 3, с. 195—207.  
[4] Грибников З. С. — ФТП, 1972, т. 6, в. 7, с. 1380—1382.  
[5] Shichijo H., Hess K., Steetman B. — Sol. St. Electron., 1980, v. 23, p. 817—822.  
[6] Glisson T., Hauser J., Littlejohn M. — J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 10, p. 5445—5449.  
[7] Горфинкель В. В., Кальфа А. А., Солодкая Т. И., Тагер А. С., Шофман С. Г. — ФТП, 1986, т. 20, в. 5, с. 881—885.  
[8] Littlejohn M., Kwapien W., Glisson T. — J. Vac. Sci. Techn., 1983, v. 1, N 2, p. 445—449.  
[9] Кальфа А. А. — ФТП, 1985, т. 19, в. 6, с. 1025—1029.  
[10] Черчиньяни К. Теория и приложения уравнения Больцмана. М., 1978. 495 с.  
[11] Shur M. — Electron. Lett., 1976, v. 12, N 23, p. 615—616.  
[12] Горфинкель В. В., Шофман С. Г. — ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 83—87.  
[13] На Ц. Вычислительные методы решения прикладных граничных задач. М., 1982. 294 с.

Получена 25.02.1987  
Принята к печати 8.09.1987