

ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ В СТУПЕНЧАТЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

© В.А.Козлов, А.Б.Козырев

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603600 Нижний Новгород, Россия
(Получена 10 сентября 1995 г. Принята к печати 29 декабря 1995 г.)

Рассмотрено движение электронов в ступенчатых гетероструктурах в диапазоне полей, соответствующих стримингу электронов. При определенных профилях гетероструктуры возможно возникновение инвертированных функций распределения, причем величина инверсии существенно превышает соответствующую величину для однородных пленок, что привлекательно для целей создания активных сред на основе этих гетероструктур. Специальным подбором профиля гетероструктур можно обеспечить баллистический характер движения электронов в сравнительно толстых гетероструктурах, что может быть использовано для повышения быстродействия полупроводниковых приборов.

1. Введение

Возможность получения инвертированных распределений электронов в гетероструктурах (ГС) была впервые предложена в 1971 г. в работах Казаринова и Суриса [1,2]. Экспериментальное получение лазерного эффекта с использованием такой инверсии оказалось возможным лишь спустя почти четверть века [3-6] на длинах волн $\lambda = 4.2$ мкм. Идея создания этой инверсии основывалась на явлении резонансного туннелирования электронов между соответствующим образом подбираемыми уровнями энергии в ближайших квантовых ямах ГС. С другой стороны, известны механизмы создания инвертированных распределений в однородных полупроводниках, основанные на явлении стриминга [7-10], что привело к появлению лазеров и мазеров на горячих электронах в p -Ge ($\lambda \sim 70-100$ мкм) [11-16]. В этой связи представляют интерес поиск и исследование механизмов создания инверсии в ГС без привлечения явления резонансного туннелирования, поскольку в отличие от однородного полупроводника здесь можно использовать преимущества ГС для создания желаемого закона дисперсии зоны проводимости.

В настоящей работе предлагается получать инвертированные распределения носителей в структурах с гетеропереходами без непосредственного использования барьеров, через которые происходит процесс

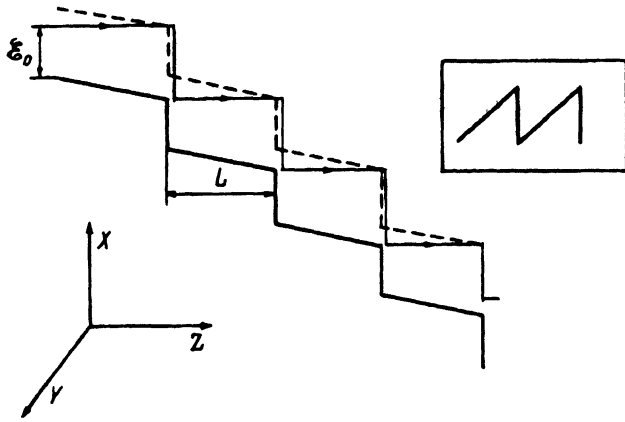


Рис. 1. Зависимость дна зоны проводимости (или минизоны) от координаты для ГС с градиентом состава или цифровым управлением числом монослоев. Сплошная линия — дно зоны проводимости при внешнем смещении, создающем пологие участки с длиной L ; штриховая — энергия оптического фонона; линия со стрелками — самосогласованная траектория движения электрона в ступенчатой ГС. На вставке — пилообразная зависимость дна зоны проводимости (или минизоны) в отсутствие внешнего напряжения.

туннелирования носителей заряда. Для этого предполагается использовать пилообразную варизонную ГС, вид которой в отсутствие внешнего напряжения изображен на вставке к рис. 1. Такая зависимость изменения зоны (минизоны) от координаты может быть создана как с помощью вариации состава ГС [17], так и с помощью решетки из специальным образом подбираемого числа монослоев [18]. Пилообразный вид зоны (минизоны) соответствует возникновению в ГС внутреннего поля, действующего на носители заряда. Приложение внешнего напряжения к структуре приводит к изменению формы потенциала. Здесь мы рассматриваем ситуацию, когда распределение потенциала в структуре контролируется протекающим током, а не зарядом, который накапливается в структуре, поэтому приложенное внешнее поле можно считать постоянным. При определенном напряжении зависимость дна потенциальной ямы от координаты будет иметь вид, изображенный на рис. 1. В результате совместного действия внешнего и внутреннего полей для носителя создается ступенчатый потенциал в виде лестницы. Движение носителей в ГС со ступенчатым потенциалом происходит следующим образом. На плоской части ступеньки носители движутся почти свободно (без ускорения), поскольку здесь внешнее приложенное поле компенсируется внутренним полем, обусловленным варизонностью ГС. При прохождении электрона через резкую границу, образуемую краем ступеньки, электрон получает дополнительный импульс Δp_z в направлении градиента потенциала, обеспечивающий скачкообразное приращение импульса и, соответственно, энергии электрона. Происхождение скачка потенциала связано с наличием сильного внутреннего поля, локализованного в области резкого изменения свойств ГС (в переходном слое).

Указанные выше особенности движения электрона в ступенчатой ГС являются благоприятными для возникновения инверсии в условиях стриминга, поскольку здесь (в отличие от стриминга в однородном материале) возрастание энергии происходит практически мгновенно

(за время пролета электроном двух моноатомных слоев в противоположными зарядами), а не плавно, как в случае ускорения в постоянном электрическом поле в однородном материале. Это приводит к тому, что электрон при своем движении в ГС дольше находится в области больших энергий, что способствует увеличению инверсии.

Приведенные в настоящей работе расчеты методом Монте-Карло функции распределения электронов в ГС в рассмотренных выше условиях подтверждают эти предположения. Инверсия имеет более ярко выраженный характер по сравнению с инверсией, имеющей место в обычных условиях стриминга, что весьма существенно для получения отрицательной дифференциальной проводимости.

2. Качественное описание

Опишем сначала качественно процесс движения электронов в однородном материале в условиях стриминга, которые реализуются в сравнительно чистых полупроводниках и при температурах решетки, меньших дебаевской. Частота столкновений электронов ν_s в области малых энергий, меньших энергии оптического фонона (пассивная область), существенно меньше частоты столкновений электронов ν_a в области энергий, больших энергии оптического фонона (активная область), поскольку ν_a определяется процессом спонтанного испускания оптического фонона. В этом случае для сравнительно чистых полупроводников можно подобрать такую величину электрического поля E , что движение электрона в пассивной области энергий будет происходить почти без столкновений, т. е. электрон будет ускоряться полем E вплоть до набора им энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$ и перехода в активную область энергий $\mathcal{E} \geq \hbar\omega_0$. С другой стороны, после попадания в активную область электрон быстро испускает оптический фонон, теряет свою энергию и переходит в пассивную область импульсного пространства ($\mathcal{E} \ll \hbar\omega_0$), в окрестность $p = 0$. Таким образом возникает циклическое движение электронов: ускорение (набор энергии от поля), испускание оптического фонона (потеря энергии) и т. д. Циклическое движение носителей приводит к тому, что здесь возникает динамический разогрев носителей, при этом формируется функция распределения, сильно вытянутая вдоль направления электрического поля, что может привести к возникновению отрицательной дифференциальной проводимости [19].

С точки зрения этих представлений о движении электронов стриминг в ступенчатых ГС привлекателен тем, что при определенных напряжениях и величинах скачка $\Delta\mathcal{E}$ дна зоны возможно появление выделенных траекторий движения электрона, согласованных с периодом ГС, когда после цикла (набор энергии — испускание оптического фонона) электрон движется в следующем слое по траектории, подобной той, которая была в предыдущем слое. На рис. 1 показана самосогласованная траектория движения электрона в ступенчатой ГС для случая, когда движение вдоль слоев структуры (т. е. в x -, y -направлении) отсутствует. При переходе границы ГС электрон под действием сильного внутреннего поля попадает в «активную область» следующего слоя со сравнительно большой энергией ($\mathcal{E} > \hbar\omega_0$). После быстрого излучения оптического фонона электрон попадает в «пассивную»

меньше ($\mathcal{E} < \hbar\omega_0$), где частота столкновений электронов существова-
но меньше и время свободного пробега велико. Увеличение эффектив-
ной вероятности рассеяния на оптических фонах в активной области
происходит здесь из-за того, что электрон набирает энергию скачками
и его энергия сразу после скачка значительно превышает $\hbar\omega_0$, поэтому
такая ситуация соответствует более «жесткой крыше», формируемой
излучением оптического фона.

Благоприятным для инверсии является совпадение двух характер-
ных частот — средней частоты пролета слоя ГС ν_f и частоты набора
энергии в среднем по величине поле $\nu_E = eE/p_0$. Поясним физиче-
ский смысл этих частот. Как видно из рис. 1, ГС обладает некоторым
пространственным периодом L . Пролетная частота слоя ГС ν_f пред-
ставляет собой величину, обратную среднему времени пролета элект-
роном расстояния, равного периоду ГС. Частота набора энергии ν_E
характеризует циклическое движение электрона в условиях стримин-
га. При этом цикл представляет собой набор энергии и излучение
оптического фона.

При совпадении ν_f и ν_E возникает траектория движения электрона,
согласованная с периодом ГС (см. рис. 1). При этом время нахожде-
ния электрона в области энергий вблизи оптического фона становится
более продолжительным, чем в случае однородного стриминга. Это
происходит, когда величина внешнего поля E выбирается таким
образом, чтобы сумма энергии, получаемой электроном при движе-
нии на плоском участке, и энергии, приобретаемой электроном при
прохождении гетероперехода (энергия скачка), в точности была рав-
на энергии оптического фона. После прохождения гетероперехода
энергия электрона становится чуть меньше удвоенной энергии опти-
ческого фона. Поэтому электрон в течение короткого времени из-
лучает оптический фон, замыкая этим цикл движения, и попадает в
область энергий слегка меньше оптического фона (вблизи крыши),
где он может пребывать достаточно долгое время. Поскольку вели-
чина функции распределения пропорциональна времени пребывания
электрона в данном элементе фазового объема, это означает, что на
функции распределения должен появиться пик вблизи энергий $\mathcal{E} \sim \hbar\omega_0$.
Появление такого пика на функции распределения означает возникно-
вание инверсии, поскольку при этом электроны сгруппированы в вы-
деленной области импульсного пространства.

3. Описание процедуры моделирования

Процесс моделирования происходил по стандартной схеме [20–23].
Для демонстрации появления более сильной инверсии в ступенчатой
ГС по сравнению с однородным полупроводником при численных расче-
тах использовалась следующая простая модель варизонной ГС, на-
пример $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Считалось, что изменение параметра x структуры
от координаты приводит только к изменению положения дна зоны про-
водимости, при этом изменений величины эффективной массы электрона
 m^* и энергии оптического фона $\hbar\omega_0$ не происходит. На рис. 1 по-
ложение энергии оптического фона изображено пунктирной линией.
Это оправдано тем обстоятельством, что в рассматриваемом случае ве-
личина x меняется незначительно и положение дна зоны проводимости
меняется при этом на величину порядка энергии оптического фона
 $\hbar\omega_0$.

Для простоты при описании рассеяния учитывалось только рассеяние с испусканием и поглощением оптического фонона, что легко позволило модельным образом учитывать рассеяние в активной ($\mathcal{E} > \hbar\omega_0$) и пассивной ($\mathcal{E} < \hbar\omega_0$) областях. Вероятности рассеяния на полярных оптических колебаниях имеют вид:

с испусканием оптического фонона —

$$\nu_1 = \begin{cases} 0 & p < p_0 \\ \nu_0(1 + N_q)2\frac{p_0}{p} \ln \frac{p + \sqrt{p^2 - p_0^2}}{p_0} & p > p_0 \end{cases},$$

где $p_0 = (2m^*\hbar\omega_0)^{-1/2}$, $p = |\mathbf{p}|$ и $\nu_0 = eE_0/p_0$, $N_q = [\exp(\hbar\omega_0/kT) - 1]^{-1}$; с поглощением оптического фонона —

$$\nu_2 = \nu_0 N_q 2\frac{p_0}{p} \ln \frac{p + \sqrt{p^2 + p_0^2}}{p_0}.$$

Движение носителя внутри плоской части потенциала описывалось следующим уравнением:

$$\dot{\mathbf{p}}(z, t) = eE_c(z)\mathbf{e}_z,$$

где $E_c(z)$ — полное поле, которое внутри плоской части потенциала сравнительно мало. При пересечении носителем границы раздела происходит скачкообразное увеличение импульса p_z , перпендикулярного ГС (поперечного импульса), на величину $\Delta p_z = (2m^*\Delta\mathcal{E})^{1/2}$, где $\Delta\mathcal{E}$ — скачок потенциала на гетерогранице.

Влет электронов в рабочую область структуры моделировался двумя способами. В первом способе считалось, что электроны влезают в рабочую область ГС с фиксированной энергией $\mathcal{E} = 0.9\hbar\omega_0$ и равномерно разбросаны по углам. Во втором способе полагалось, что продольная к слоям ГС компонента импульса электрона отсутствует ($p_x = 0$, $p_y = 0$), т.е. рассматривается влет электронов с одним и тем же импульсом. Такой влет электронов может возникнуть, например, за счет инжекции термализованных до низких температур ($T \ll T_D$) электронов. Инжекция может происходить или через узкий барьер, или через специально подобранный уровень квантовой ямы, что будет ограничивать поток электронов. Моноэнергетический влет электронов в структуру можно обеспечить также, если использовать инжектор, изготовленный из квантовых точек, у которых p_x , p_y и p_z квантованы.

Моделирование проводилось при следующих значениях параметров полупроводника: $\theta_D = 430$ К ($\hbar\omega_0 = 5.91 \cdot 10^{-21}$ Дж); $p_0 = 2.68 \cdot 10^{-26}$ кг·м/с; $E_0 = 6.51 \cdot 10^5$ В/м; $m^* = 0.067m_0$; $T = 77$ К. Параметры ГС, которые использовались при моделировании, приведены в таблице.

| Параметр | Значение параметра | Примечание |
|-----------------------|-------------------------|--|
| L_{Σ} | $5.66 \cdot 10^{-6}$ м | Толщина однородной полупроводниковой пленки |
| $E_{\text{арп}}$ | $2.5 \cdot 10^5$ В/м | Внешнее электрическое поле, приложенное к однородной полупроводниковой пленке |
| L | $1.1 \cdot 10^{-6}$ м | Толщина слоя гетероструктуры с резкими границами |
| E | $3.3 \cdot 10^{-6}$ В/м | Электрическое поле внутри гетероструктуры с резкими границами |
| L_{Σ} | $5.7 \cdot 10^{-6}$ м | Суммарная толщина гетероструктуры с резкими границами |
| ε_0 | $0.9\hbar\omega_0$ | Энергия электрона при влете в рабочую область гетероструктуры с резкими границами |
| $\Delta\varepsilon_C$ | $0.9\hbar\omega_0$ | Разрыв зоны проводимости в гетероструктуре с резкими границами |
| L_1 | $1.1 \cdot 10^{-6}$ м | Толщина толстого слоя гетероструктуры с чередованием слоев разных градиентов |
| L_2 | $3.4 \cdot 10^{-7}$ м | Толщина тонкого слоя гетероструктуры с чередованием слоев разных градиентов |
| E_1 | $3.3 \cdot 10^3$ В/м | Электрическое поле внутри толстого слоя гетероструктуры с чередованием слоев разных градиентов |
| E_2 | $9.8 \cdot 10^4$ В/м | Электрическое поле внутри тонкого слоя гетероструктуры с чередованием слоев разных градиентов |
| L_{Σ} | $7.4 \cdot 10^{-6}$ м | Суммарная толщина гетероструктуры с чередованием слоев разных градиентов |

4. Стриминг в однородной полупроводниковой пленке при моноэнергетической инжекции носителей

Для сравнения было проведено моделирование для систем, у которых в качестве рабочей области использовалась однородная пленка и гетероструктура с пилообразным профилем. При этом толщина рабочей области и величина приложенного поля $E_{\text{арп}}$ выбирались одинаковыми. Это позволило лучше выявить преимущества ГС для целей создания инверсии. Результаты моделирования приведены на рис. 2, где представлены функция распределения по модулю импульса p и функция распределения по проекции импульса p_z на направление внешнего электрического поля.

На рис. 2,а изображена функция распределения $f(p)$ в зависимости от модуля импульса p , где $f(p) = \int p^2 f(p) d\Omega$, при этом Ω — телесный угол в импульсном пространстве, причем $d^3p = p^2 dp d\Omega$. Инверсия по

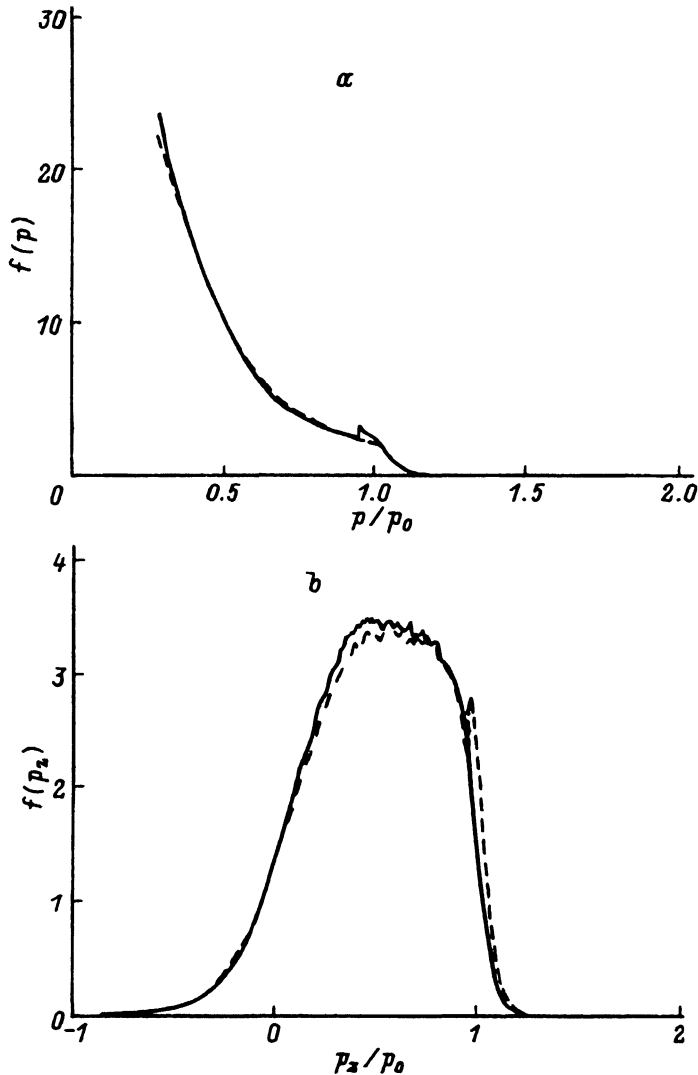


Рис. 2. Функция распределения в однородной полупроводниковой пленке, усредненная по толщине ГС. Сплошная линия — инжектор с разбросом по углам, пунктир — инжектор с $p_x = p_y = 0$. а — зависимость функции распределения $f(p) = \int p^2 f(p) d\Omega$ от модуля импульса p ; б — зависимость функции распределения $f(p_z) = \int f(p) dp_x dp_y$ от проекции импульса p_z .

p_x, p_y

модулю импульса (т.е. по энергии) отсутствует (так как $\partial f/\partial p > 0$) (рис. 2,а). На функции распределения $f(p)$ имеется лишь небольшой пик, соответствующий энергии влета электрона в структуру, отражающий память о том, что влет электронов в рабочую область происходит с одинаковой энергией $\mathcal{E}_0 = 0.9\hbar\omega_0$. Отсутствие инверсии связано с тем, что с ростом модуля импульса (энергии) сильно увеличивается плотность состояний, а вытянутость функции распределений в направлении p_z означает, что сильно заселена лишь небольшая часть моно-

энергетического шарового слоя, которая уменьшается с ростом энергии \mathcal{E} . Кроме того, электрон лишь малое время пребывает в области энергий вблизи $\mathcal{E} \cong \hbar\omega_0$. Действительно, скорость набора энергии от поля в однородной пленке можно определить из соотношения

$$\frac{\Delta\mathcal{E}}{\Delta t} = (p/m) \frac{\Delta p}{\Delta t} = (p/m)eE = eE\sqrt{2\mathcal{E}/m}.$$

Из этой формулы видно, что, поскольку скорость набора энергии от поля возрастает с ростом энергии как $\sqrt{\mathcal{E}}$, при больших энергиях электроны проводят в заданном интервале энергий $\Delta\mathcal{E}$ меньшее время, чем при низких энергиях, и, следовательно, $f(\mathcal{E})$ падает с ростом \mathcal{E} и, соответственно, $f(p)$ падает с ростом p . Отсутствие инверсии по энергии безусловно затрудняет использование функции распределения типа стриминга для целей генерации электромагнитного излучения, хотя при этом величина дифференциальной проводимости и может оказаться отрицательной [19].

Вследствие динамического разогрева носителей, функция распределения $f(p_z) = \int f(\mathbf{p}) dp_x dp_y$ оказывается сильно вытянутой вдоль направления электрического поля (рис. 2, *b*) и имеет вид, обычный для ситуации стриминга [7–10]. При этом важно отметить, что зависимость функции распределения от p_z такая, что при $p_z > 0$ вблизи $p = 0$ имеет место условие $\partial f / \partial p_z > 0$ т.е. возникает специфическая инверсия.

Для сравнения на рис. 2 пунктирной линией показана зависимость функции распределения для случая инжекции электронов в рабочую область с $p_t = (p_x^2 + p_y^2)^{1/2} = 0$. При этом появляется небольшой пик на функции распределения по p_z вблизи значений импульса порядка p_0 . Это отражает память системы о том, что влет происходит с фиксированной величиной p_z .

5. Стриминг в гетероструктуре с резкими границами

Функция распределения электронов, усредненная по всем слоям ГС в зависимости от модуля импульса для системы, в которой в качестве рабочей области использовалась пилообразная ГС (рис. 3, *a*), разительным образом отличается от функции распределения для системы с однородной рабочей областью и состоит из двух ярко выраженных пиков при энергиях $\mathcal{E} \sim 0.9\hbar\omega_0$ и $\mathcal{E} \sim 1.9\hbar\omega_0$ ($p/p_0 \cong 0.95$ и $p/p_0 \cong 1.38$). При движении электронов в такой ГС происходит как бы обмен электронов между областями энергий $0.9\hbar\omega_0$ (где электрон пребывает после испускания оптического фонона) и областью энергий в окрестности $\mathcal{E} = 1.9\hbar\omega_0$ (куда электрон попадает после пересечения границы ГС и где он находится непродолжительное время до испускания оптического фонона). Поэтому соотношение пиков *A* и *B* (на рис. 3, *a*) определяется временем нахождения электрона в активной и пассивной областях. Более того, электроны, которые после влета или после испускания оптического фонона получают большую компоненту p_t , даже дольше находятся при больших энергиях в области слабого поля, чем электроны с малыми p_t . Это означает, что потеря упорядоченного

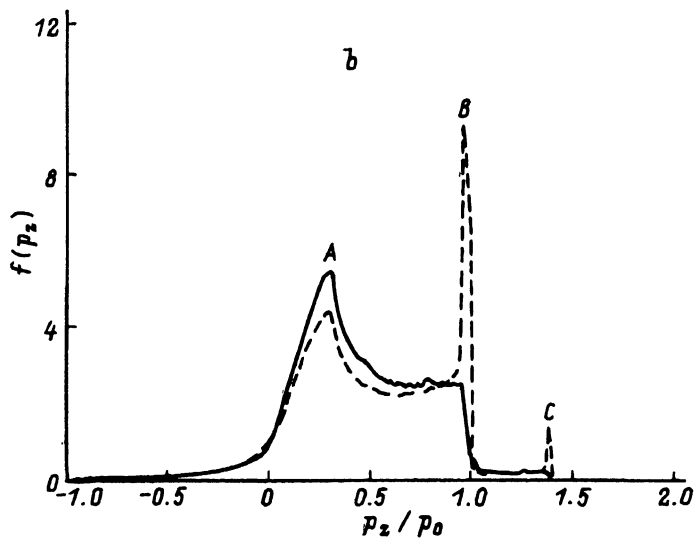
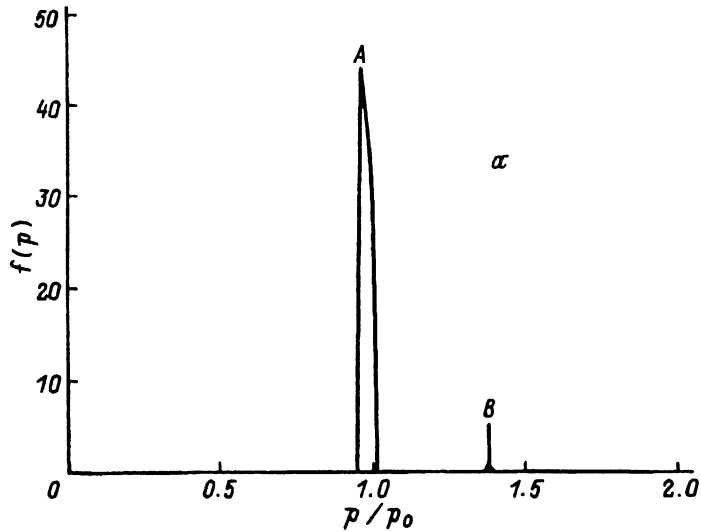


Рис. 3. Функция распределения в ступенчатой ГС, усредненная по толщине ГС. Сплошная линия — инжектор с разбросом по углам; пунктир — инжектор с $p_x = p_y = 0$. *a* — зависимость функции распределения $f(p) = \int p^2 f(p) d\Omega$ от модуля импульса p ; *b* — зависимость функции распределения $f(p_z) = \int f(p) dp_x dp_y$ от проекции импульса p_z .

направления движения в направлении оси z не приводит к потере упорядоченного распределения по энергии. Функция распределения по модулю импульса (энергии) оказывается инвертированной для структур с достаточно большим числом ступенек, что является следствием сохранения упорядоченности по энергии. Поэтому инверсия по энергии в рассматриваемой ГС выражена очень сильно.

Функция распределения $f(p_z)$ по внешнему виду похожа на функцию распределения в однородном полупроводнике.

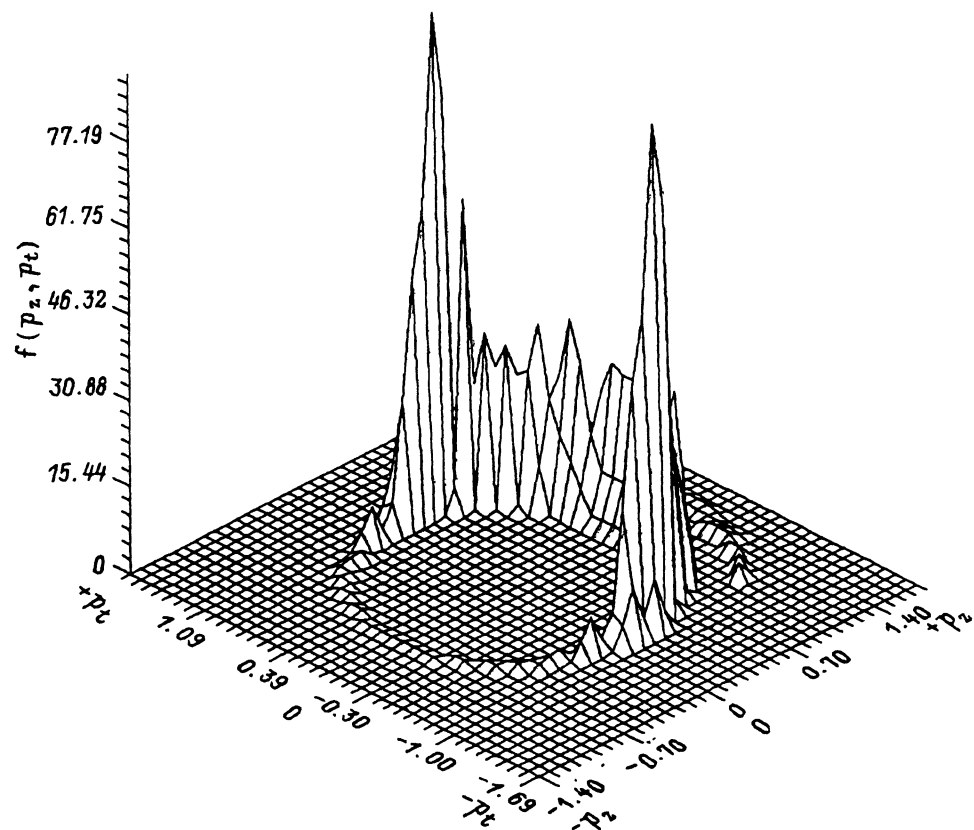


Рис. 4. Функция распределения $f(p_t, p_z) = \int f(\mathbf{p}) p_t d\varphi$, усредненная по толщине ГС. Электроны сосредоточены в основном в передней полусфере импульсного пространства с энергией $\mathcal{E} \sim 0.9\hbar\omega_0$, причем их средняя скорость в направлении p_z невелика из-за больших компонент p_x и p_y .

Для сравнения на рис. 3 пунктирной линией показаны функции распределения по модулю импульса и проекции импульса на направление внешнего поля, соответствующие случаю, когда электрон влетает в гетероструктуру с $p_t = 0$. На функцию распределения по p_z при этом появляется довольно большой пик при $p_z \cong p_0$, а функция распределения по модулю импульса при этом практически не меняется.

Недостатком рассмотренной структуры является появление здесь широкого источника электронов, возникающих после испускания оптического фонована. Функция распределения $f(p_t, p_z) = \int f(\mathbf{p}) p_t d\varphi$ приведена на рис. 4. На ней видно наличие двух явно выраженных пиков. Это означает, что электроны наиболее интенсивно заселяют пояс с $p_z \cong 0$ на монохроматической сфере $\mathcal{E} \cong 0.9\hbar\omega_0$. Действительно, при попадании электрона после испускания оптического фонована в область энергий вблизи крыши электрон может почти равновероятно получить любое направление импульса, причем модуль импульса рассеянных электронов $p \cong p_0$. Естественно, это приводит к тому, что функция распределения электронов в импульсном пространстве оказывается здесь достаточно широко размазанной по энергетической сфере,

поэтому здесь не происходит группировки электронов в компактной области импульсного пространства, что было бы весьма заманчиво для различных целей.

6. Стриминг в варизонной гетероструктуре с чередованием слоев разных градиентов

Представляется интересным рассмотреть ситуацию, когда в ГС можно реализовать более узкий источник электронов, возникающих в пассивной области после испускания оптического фотона и приводящий к сужению функции распределения. Для этой цели предлагается использовать ГС с профилем, изображенным на вставке к рис. 5. В этой структуре имеет место чередование плавного нарастания и крутого спада зависимости дна зоны (минизоны) проводимости от координаты. Подбором электрического поля эта зависимость перейдет в ступенчатую функцию с конечным наклоном крутой части ступеньки (рис. 5). Движение электрона теперь происходит следующим образом. Электрон почти свободно движется в толстом слое, соответствующем плоской части ступеньки, обладая при этом сравнительно большой энергией. Энергия влета в толстый слой подбирается так, чтобы на вылете из этого слоя энергия электрона была почти равна энергии оптического фотона. При попадании в тонкий слой с крутым спадом потенциала энергия электрона быстро достигает энергии оптического фотона, и электрон попадает в активную область, поскольку поле в толстом слое велико. При дальнейшем движении в тонком слое электрон излучает оптический фотон за короткое время τ_0 и оказывается в состоянии с малым значением энергии и соответственно малым значением импульса. Ввиду малой величины энергии электрона, которой он обладает после излучения оптического фотона, возникает узкий источник электронов в пассивной области, что способствует сужению функции распределения в поперечном к полю направлении. Поскольку электрон находится при этом в области сильного поля, он набирает

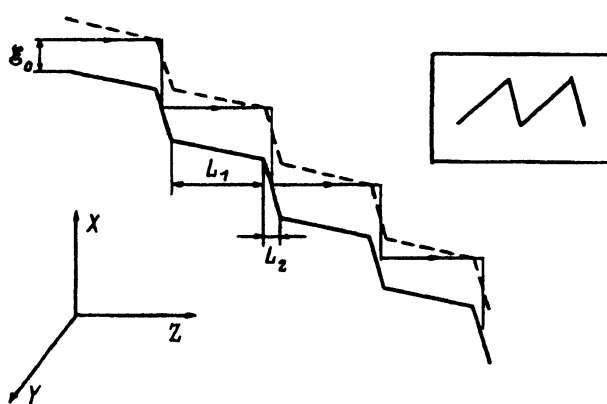


Рис. 5. Зависимость дна зоны проводимости (или минизоны) от координаты для ГС с двумя сильно различающимися наклонами. Сплошная линия — дно зоны проводимости при внешнем смещении; штриховая — энергия оптического фотона; линия со стрелками — самосогласованная траектория движения электрона в ГС. На вставке — дно зоны проводимости (или минизоны) в отсутствие внешнего напряжения.

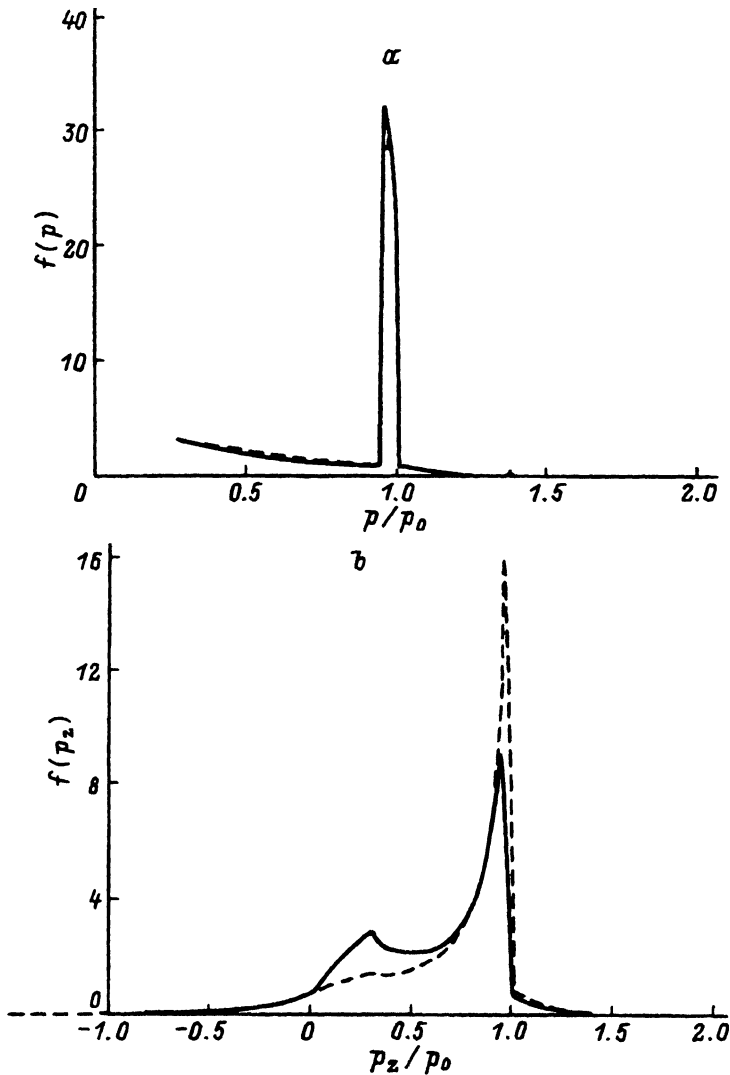


Рис. 6. Функция распределения в ГС с двумя сильно различающимися наклонами, усредненная по толщине ГС. Сплошная линия — инжектор с разбросом по углам, пунктир — инжектор с $p_x = p_y = 0$. а — зависимость функции распределения $f(p) = \int p^2 f(p) d\Omega$ от модуля импульса p ; б — зависимость функции распределения $f(p_z) = \int_{p_x, p_y} f(p) dp_x dp_y$ от проекции импульса p_z .

энергию и на вылете из тонкого слоя энергия электрона опять равна энергии влета электрона в предыдущий толстый слой со слабым полем. При этом импульс электрона при влете в толстый слой имеет компоненту $p_z \cong p_0$. Это позволяет сохранить баллистический режим движения электрона на протяжении достаточно большого числа слоев.

В этом случае зависимость энергии электрона от координаты также представляет собой периодическую функцию с периодом, равным периоду структуры. При этом большая часть энергии связана с

p_z -компонентой импульса, которую электрон получил при ускорении в слое с сильным полем. Именно этим и объясняется более узкая функция распределения по сравнению с предыдущей структурой. Результаты моделирования представлены на рис. 6.

Функция распределения по модулю импульса для этого случая представлена на рис. 6,а. Так же, как и в предыдущем случае, имеет место сильная инверсия по модулю импульса (энергии) (см. сильный пик А при $\mathcal{E} \cong \hbar\omega_0$). Однако пик В при $\mathcal{E} = 2\hbar\omega_0$ здесь практически отсутствует, поскольку в данной ситуации этот пик обеспечивается электронами, которые пролетают сквозь узкий слой с сильным полем без испускания оптического фонона. В отличие от случая резкой ступеньки здесь возникает пьедестал функции распределения при низких энергиях, что обусловлено конечным временем набора энергии электронами в слое с сильным полем. По этой же причине исчезает и пик В.

Функция распределения от p_z для этой ГС не только вытянута вдоль направления внешнего поля, но на ней виден резкий пик при $p_z = p_0$. Это объясняется тем, что электрон при движении в толстом слое много

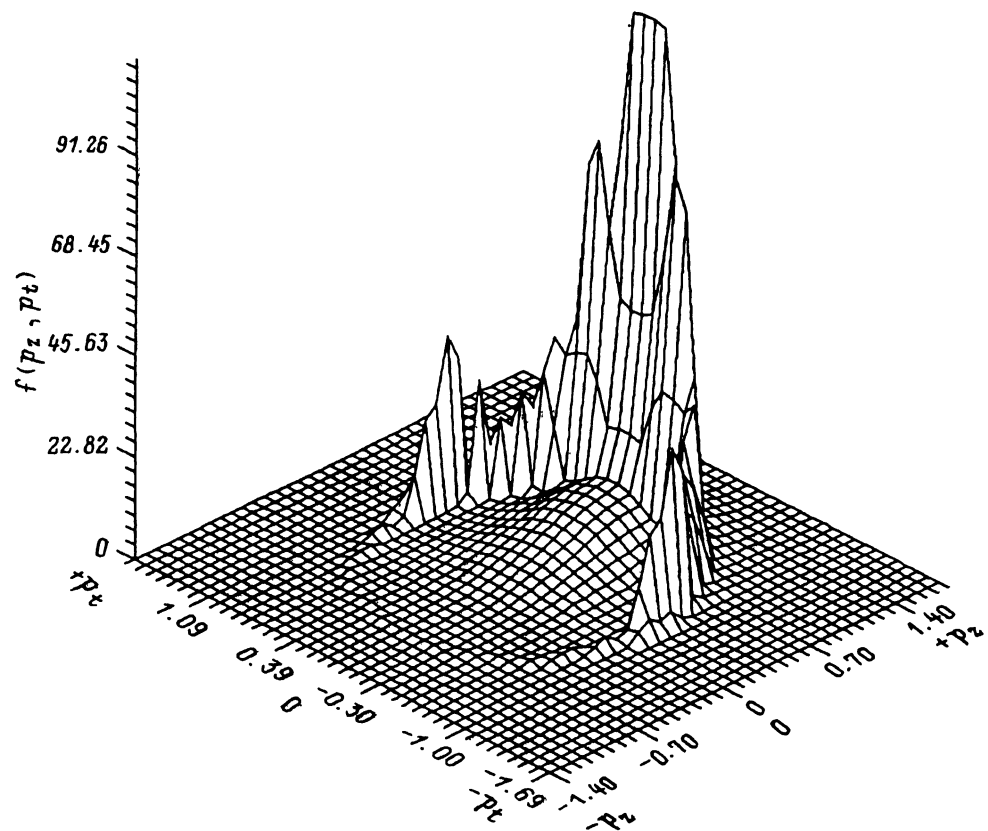


Рис. 7. Функция распределения $f(p_t, p_z) = \int f(\mathbf{p}) p_t d\varphi$, усредненная по толщине ГС. Функция распределения сосредоточена в сравнительно компактной области импульсного пространства вокруг точки $p_x = p_y = 0$ и $p_z = (0.9 \cdot 2m^* \hbar\omega_0)^{1/2}$, что свидетельствует о явно выраженном стриминге и высокой средней скорости ансамбля.

времени проводит в состоянии $p_z = p_0$, так как в узком слое электрон набирает энергию, стартуя из области $p = 0$, и достигает значения p_z чуть меньшего p_0 при вылете из этого слоя.

Зависимость $f(p_t, p_z)$ приведена на рис. 7. На этом рисунке ясно видно, что электроны сосредоточены в сравнительно компактной области импульсного пространства вокруг $p_z = p_0$ и слегка размазаны по моноэнергетической сфере. Это обстоятельство является благоприятным для возникновения группировки электронов при пролете тонких ГС.

Для сравнения пунктирной линией показаны функции распределения, соответствующие случаю, когда при влете $p_t = 0$. При этом пик на функции распределения по p_z существенно выше, чем для случая $p_t \neq 0$. Функция же распределения по модулю импульса здесь практически не меняется.

В описываемой ситуации имеет место пространственное разделение двух областей: области, где электрон теряет энергию за счет испускания оптического фона и быстро набирает ее вновь (область L_2 на рис. 5), и области, где электрон движется почти свободно, имея при этом $p_z \cong p_0$ (область L_1 на рис. 5). Такое согласованное движение электрона позволяет ему пролетать довольно толстые ГС (много слоев) без существенного увеличения поперечного импульса, т. е. здесь появляется механизм самосжатия функции распределения, который позволяет поддерживать функцию распределения достаточно узкой и обеспечить баллистический пролет электроном достаточно большого числа слоев ГС.

7. Заключение

Проведенное моделирование показывает, что в ГС с пилообразным профилем дна зоны (минизоны) в зависимости от координаты возможно получение инвертированных распределений электронов. По сравнению со случаем стриминга в пленках, изготовленных из однородного материала, инверсия в специально подобранных типах ГС носит ярко выраженный характер, при этом возникает инверсия в распределении электронов по энергии, которая отсутствует в однородных материалах без магнитного поля.

Появление инверсии в сравнительно толстых ГС позволяет надеяться на возможность получения ОДП и генерации электромагнитного излучения в системах, изготовленных из таких структур.

С другой стороны, возникновение самосогласованного с периодом структуры движения электрона обеспечивает баллистический режим движения электрона (с соответствующим превышением скорости над скоростью насыщения) в сравнительно толстых ГС, что интересно с точки зрения повышения быстродействия приборов, в которых рабочие области могут быть изготовлены из ступенчатых ГС подходящего профиля.

Для использования инверсии для получения излучения из рассматриваемых ГС необходимо обеспечить возможность излучательных переходов электронов между инвертированными состояниями, например встраиванием за счет зонной инженерии внутри структуры квантовых ям с нужными переходами между уровнями. Такой подход может оказаться плодотворным как для понимания работы лазера, так и для создания новых приборов на ГС, в которых используется инверсия, создания внутри пилообразной ГС.

Работа выполнена при финансовой поддержке Межотраслевой научно-технической программы «Физика твердотельных наноструктур» (проект № 1-030) и международного научного фонда (проект N NOL000).

Список литературы

- [1] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис. ФТП, **5**, 797 (1971).
- [2] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис. ФТП, **6**, 148 (1972).
- [3] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Science, **264**, 553 (1994).
- [4] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Electron. Lett., **30**, 865 (1994).
- [5] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, C. Sirtori, S.N.G. Chu, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **65**, 2901 (1994).
- [6] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **66**, 4 (1995).
- [7] T. Kurosawa, H. Maeda. J. Phys. Soc. Japan, **31**, 668 (1971).
- [8] А.А. Андронов, В.А. Валов, В.А. Козлов, Л.С. Мазов. ФТТ, **22**, 1275 (1980).
- [9] А.А. Андронов, В.А. Козлов, Л.С. Мазов, В.Н. Шастин. Письма ЖЭТФ, **30**, 585 (1979).
- [10] В.А. Козлов, Л.С. Мазов, И.М. Нefeldов, М.Р. Заболотских. Письма ЖЭТФ, **37**, 142 (1983).
- [11] А.А. Андронов, И.В. Зверев, В.А. Козлов, Ю.Н. Ноздрин, С.А. Павлов, В.Н. Шастин. Письма ЖЭТФ, **40**, 69 (1984).
- [12] Ю.А. Иванов, Ю.В. Васильев. Письма ЖЭТФ, **9**, 613 (1983).
- [13] S. Komiyama, S. Kuroda, I. Hosaka, J. Akasaka, N. Iizuka. Optical and Quant. Electron., **23**, 133 (1991).
- [14] E. Gornic, K. Unterrainer, C. Kremser. Optical and Quant. Electron., **23**, 267 (1991).
- [15] V.A. Kozlov. Physica Scripta, **19**, 215 (1987).
- [16] A.A. Andronov, V.A. Kozlov, S.A. Pavlov, S.G. Pavlov. Optical and Quantum Electronics, **23**, 201 (1991).
- [17] F. Capasso, W.T. Tsang, G.F. Williams, IEEE Trans. Electron Devices **30**, 381 (1983).
- [18] F. Capasso, H.M. Cox, A.L. Hutchinson, N.A. Olsson, S.G. Hummel, Appl. Phys. Lett. **45**, 1193 (1984).
- [19] А.А. Андронов, В.А. Козлов. Письма в ЖЭТФ, **17**, 124 (1973).
- [20] T.J. Kurosowa. Phys. Soc. Japan, suppl 424 (1966).
- [21] W. Fawcett, A.D. Boardman, S. Swain. J. Phys. Chem. Solids, **39**, 1963 (1970).
- [22] V.A. Kozlov, I.M. Nefeldov. Phys. Stat. Sol. (B) **109**, 393 (1982).
- [23] C. Yacobi, L. Reggiani. Rev. Modern. Phys. **55**, 645 (1983).

Редактор В.В. Чалдышев

Inverted distribution of electrons in stepwise heterostructures

V.A. Kozlov, A.B. Kozyrev

Institute for Microstructure Physics, Russian Academy of Sciences,
603600 Nizhny Novgorod, Russia

A study has been made of electron transport in stepwise heterostructures under electric fields corresponding to the streaming condition. We have found that for particular profiles of heterostructures an inverted distribution can arise. The inversion in this case exceeds that in the case of homogeneous semiconductor films. This fact is promising in making active media on the base of these heterostructures. A purposeful choice of heterostructure profile makes it possible to provide the ballistic motion of electrons in comparatively thick heterostructures. This can be used for enhancement of response time in semiconductor devices.