

©1995 г.

## РАЗДЕЛЬНЫЙ ТРАНСПОРТ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК ЧЕРЕЗ СИСТЕМУ НЕЛЕГИРОВАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ

*С.С.Кучеренко, Б.С.Рыжкин, А.Я.Шук*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург; Россия

(Получена 16 августа 1994 г. Принята к печати 16 августа 1994 г.)

Развита феноменологическая теория, позволяющая описать раздельный транспорт электронов и дырок сквозь систему произвольных, но идентичных нелегированных квантовых ям. Получены аналитические выражения, описывающие релаксационные процессы при инжекции одного типа носителей в такой слой. Предложена схема эксперимента, позволяющего на основе развитой теории определить характерные времена дрейфа, захвата и выброса носителей, с помощью которых можно описать транспорт носителей в изучаемой системе.

### Введение

Полупроводниковые  $p-i-n$ -гетероструктуры, содержащие в  $i$ -слое систему невзаимодействующих квантовых ям (MQW), в последние годы стали объектом интенсивного исследования [1]. Перенос носителей в такой системе — достаточно сложный процесс, определяемый характерными временами захвата в квантовую яму  $\tau_c$ , выброса из нее  $\tau_e$  и дрейфа между соседними ямами  $\tau_d$ . Эти времена в свою очередь могут иметь сложные зависимости от глубины и ширины ямы [2-4], а также от температуры и электрического поля в  $i$ -слое, изучение которых представляет самостоятельный физический интерес. Процессы переноса носителей через MQW-слой в обратно смещенных  $p-i-n$ -структурах определяют параметры электроабсорбционных модуляторов [5] и приборов типа SEED [6], используемых в устройствах оптической обработки информации.

Как правило, в экспериментах, выполненных для исследования пролета носителей сквозь  $i$ -MQW-слой, в нем оптически возбуждаются электронно-дырочные пары и все характеристики определяются одновременным переносом через слой как электронов, так и дырок. Последнее обстоятельство значительно затрудняет интерпретацию полученных результатов [7]. Для лучшего понимания физики явления и определения параметров  $\tau_c$ ,  $\tau_e$ ,  $\tau_d$  в конкретных MQW-структурах желательно проведение экспериментов, в которых происходит перенос носителей лишь одного типа.

Подобные эксперименты можно реализовать, например, в монополярной системе, содержащей сильно легированные квантовые ямы [8] и используемой, в частности, для создания приемников инфракрасного излучения [9]. Однако свойства легированных и нелегированных квантовых ям заметно различаются, и во многих случаях необходимо представлять себе картину раздельного переноса электронов и дырок в нелегированной MQW-структуре. В [10] были раздельно измерены времена выброса электронов и дырок из асимметричной квантовой ямы GaAs/AlGaAs для различных электрических полей. Эксперименты были выполнены на  $P-i-N$ -гетероструктуре с волноводным  $i$ -слоем, содержащим одну асимметричную квантовую яму. Раздельное измерение  $\tau_e$  для электронов и дырок оказалось возможным именно благодаря большой асимметричности ямы. Большинство упомянутых выше приборов содержат, однако,  $i$ -MQW-слой с симметричными квантовыми ямами.

В данной работе развита феноменологическая теория, позволяющая описать раздельный транспорт электронов и дырок сквозь  $i$ -MQW-слой, состоящий из набора произвольных, но идентичных ям. Получены аналитические выражения, описывающие релаксационные процессы при инжекции одного типа носителей в такой слой. Предложена схема эксперимента, позволяющего на основе развитой теории определить времена  $\tau_c$ ,  $\tau_e$ ,  $\tau_d$ , с помощью которых можно описать транспорт носителей в изучаемой системе.

## 2. Исходные уравнения

Для описания транспорта электронов в MQW-структуре введем величины  $n_k^b$  и  $n_k$ , обозначающие соответственно концентрацию электронов, локализованных в  $k$ -й яме и находящихся в делокализованных состояниях над ней. В терминах упомянутых выше феноменологических времен захвата  $\tau_c$ , выброса  $\tau_e$  и дрейфа  $\tau_d$  кинетика электронных процессов в системе  $M$  квантовых ям описывается уравнениями (см., например, [11]):

$$\partial n_k / \partial t = n_k^b / \tau_e - n_k / \tau_c + (n_{k-1} - n_k) / \tau_d, \quad (1)$$

$$\partial n_k^b / \partial t = n_k / \tau_c - n_k^b / \tau_e \quad (2)$$

( $k = 1, 2, \dots, M$ ). Величина  $n_0(t)$ , входящая в уравнение для  $n_1$ , определяется временной зависимостью скорости генерации электронов в крайней яме — поставщике носителей.

При записи этой системы сделаны некоторые упрощающие предположения. Во-первых, не учтена возможность туннельного ухода носителей из квантовой ямы, что при не слишком тонких разделяющих барьерах (порядка 100 Å и более) является хорошим приближением. Во-вторых, уровень инжекции считается достаточно малым, таким, что электрическое поле в структуре можно считать однородным и характерные времена  $\tau_d$ ,  $\tau_c$  и  $\tau_e$  — не зависящими от номера ямы.

Мы начнем с рассмотрения переходных процессов, сопровождающих мгновенное включение постоянной генерации носителей. При этом  $n_0 = \text{const}(t)$ , а начальные условия к системе (1), (2) имеют вид

$$n_k^b(0) = n_b(0) = 0. \quad (3)$$

Если изучать переходный процесс при выключении долго длившейся генерации, то  $n_0 = 0$ , а начальные условия определяются стационарно установившимися концентрациями

$$n_k(0) = n_0, \quad n_k^b(0) = n_0 \tau_e / \tau_c. \quad (4)$$

### 3. Результаты расчетов

Во всех расчетах мы будем опираться на предположение, что скорость выброса носителей из квантовой ямы значительно меньше скоростей захвата и дрейфа,

$$\tau_e \gg \tau_c, \tau_d. \quad (5)$$

Это предположение достаточно естественно, поскольку в отсутствие туннелирования  $\tau_e$  содержит экспоненциально большой множитель  $\exp(\Delta E/kT)$ , где  $\Delta E$  — энергия ионизации основного квантового состояния в яме.

Легко получить решение системы (1), (2) с начальными условиями (3) для  $n_1(t)$ :

$$n_1(t) = n_0 \left[ 1 - \frac{\tau_c}{\tau_c + \tau_d} e^{-t/\tau_1} - \frac{\tau_d}{\tau_c + \tau_d} e^{-t/\tau_2} \right]; \quad (6)$$

$$n_1^b = n_0 \frac{\tau_e}{\tau_c} \left[ 1 - e^{-t/\tau_2} \right]. \quad (7)$$

Характерные времена, описывающие кинетику электронных процессов в рассматриваемой системе, при выполнении условия (5) даются формулами

$$\tau_1 = \frac{\tau_d}{1 + \tau_d/\tau_c}, \quad (8)$$

$$\tau_2 = \tau_e (1 + \tau_d/\tau_c). \quad (9)$$

Время  $\tau_1$  описывает процессы быстрого ухода из делокализованных состояний за счет дрейфового оттока и захвата в яму, а  $\tau_2$  отвечает процессам, контролируемым тепловыми выбросами из ям. Очевидно, что  $\tau_2 \gg \tau_1$ .

Исходя из общих свойств линейных дифференциальных уравнений, легко показать, что для произвольной  $k$ -й ямы

$$n_k = n_0 + \sum_{j=1}^2 \sum_{p=0}^{k-1} C_j^{(p)} t^p \exp(-t/\tau_j), \quad (10)$$

$$n_k^b = n_0 \frac{\tau_e}{\tau_c} + \sum_{j=1}^2 \sum_{p=0}^{k-1} D_j^{(p)} t^p \exp(-t/\tau_j), \quad (11)$$

где коэффициенты  $C_j^{(p)}$  и  $D_j^{(p)}$  определяются из исходных уравнений (1), (2) и начальных условий (3) или (4). Таким образом, у нас имеется все необходимое для численного расчета кинетики электронных процессов в MQW. Однако для лучшего понимания физики явлений мы предпримем попытку получить ряд результатов в аналитической форме.

#### 4. Приближенные решения

Из общих формул (11) видно, что все процессы в системе описываются двумя характерными временами  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , резко различающимися по величине. Поэтому кинетика изменения концентрации вблизи каждой ямы имеет быструю и медленную компоненты. Мы рассмотрим их порознь.

На временах, меньших  $\tau_2$ , заполнение ям невелико, существенно меньше стационарного, и выброс из них не играет существенной роли в балансе концентраций. Поэтому кинетика быстрой компоненты  $n_k$  при включении генерации описывается первым из уравнений (1), где можно опустить первый член в правой части. При этом получаем рекуррентное выражение для  $n_k(t)$ ,

$$n_k(t) = \exp(-t/\tau_1) \int_0^t n_{k-1}(t') \exp(t'/\tau_1) \frac{dt'}{\tau_d}. \quad (12)$$

Оно допускает точное решение:

$$n_k(t) = n_0 \left( \frac{\tau_1}{\tau_d} \right)^k \left[ 1 - \exp(-t/\tau_1) \sum_{p=0}^{k-1} \frac{1}{p!} \left( \frac{t}{\tau_1} \right)^p \right]. \quad (13)$$

Таким образом, в результате первого, быстрого, этапа релаксации над каждой ямой устанавливается концентрация электронов, в  $(\tau_c + \tau_d)/\tau_c$  раз меньшая, чем над предыдущей.

Теперь обсудим медленный этап релаксации, характеризуемый временем  $\tau_2$ . При его расчете можно в первом из уравнений исходной системы (1) опустить член  $\partial n_k / \partial t$ , имеющий порядок  $n_k / \tau_2$ . Исключая  $n_k(t)$  из получившейся системы, получаем дифференциальное уравнение для  $n_k^b(t)$  со свободным членом, содержащим  $n_{k-1}(t)$ , имеющее решение

$$n_k^b(t) = \frac{\exp(-t/\tau_2)}{\tau_c + \tau_d} \int_0^t n_{k-1}(t) \exp(t/\tau_2) dt. \quad (14)$$

После подстановки этого решения в (1), где по-прежнему опущена производная, получаем следующее рекуррентное выражение:

$$n_k(t) = n_{k-1}(t) \frac{\tau_1}{\tau_d} + \frac{\tau_1}{\tau_c \tau_2} \exp(-t/\tau_2) \int_0^t \exp(t'/\tau_2) n_{k-1}(t') dt'. \quad (15)$$

Чтобы получить окончательное выражение для  $n_k(t)$ , запишем два члена в правой части (15) в виде операторов:  $n_k = \hat{A} n_{k-1} + \hat{B} n_{k-1}$ . Тогда  $n_k = (\hat{A} + \hat{B})^k n_0 = \sum_{j=0}^k (k! / j!(k-j)!) \hat{A}^j \hat{B}^{k-j} n_0$ . Поскольку  $\hat{A}^j n_0 = (\tau_1 / \tau_d)^j n_0$ , а  $\hat{B}^{k-j} n_0$  можно написать по аналогии с (13), то имеем

$$n_k(t) = n_0 \left\{ \left( \frac{\tau_1}{\tau_d} \right)^k + \sum_{j=0}^{k-1} \frac{k!}{j!(k-j)!} \left( \frac{\tau_1}{\tau_d} \right)^j \left( \frac{\tau_1}{\tau_c} \right)^{k-j} \times \right.$$

$$\times \left[ 1 - \exp(-t/\tau_2) \sum_{p=0}^{k-j-1} \frac{1}{p!} \left( \frac{t}{\tau_2} \right)^p \right] \}. \quad (16)$$

Аналогичным образом может быть рассчитан спад концентрации в ямах после выключения достаточно длительного светового импульса, в ходе которого успели установиться стационарные значения  $n_k = n_0$ . В ходе начального быстрого процесса можно пренебрегать изменением  $n_k^b$  и считать скорость выброса из любой ямы равной постоянной величине  $n_0/\tau_c$ . При этом значения  $n_k$ , устанавливающиеся за время в несколько  $\tau_1$ , определяются из рекуррентного соотношения  $n_k = n_{k-1}\tau_1/\tau_d + n_0\tau_1/\tau_c$  и равны

$$n_k = n_0 \left[ 1 - \left( \frac{\tau_c}{\tau_c + \tau_d} \right)^k \right]. \quad (17)$$

Вместо рекуррентной формулы (15) в данном случае имеем

$$n_k(t) = n_{k-1}(t) \frac{\tau_1}{\tau_d} + \frac{\tau_1}{\tau_c} \left[ \frac{1}{\tau_2} \int_0^t \exp(t'/\tau_2) n_{k-1}(t') dt' + n_0 \right] \exp(-t/\tau_2). \quad (18)$$

При этом  $n_k(t) = n_0(\tau_1/\tau_c) \sum_{j=0}^{k-1} (\hat{A} + \hat{B})^j \exp(-t/\tau_2)$ , где операторы  $\hat{A}$  и  $\hat{B}$  были определены ранее. Окончательный ответ имеет вид

$$n_k(t) = n_0 \sum_{j=0}^{k-1} \sum_{p=0}^j \frac{j!}{(p!)^2(j-p)!} \left( \frac{\tau_1}{\tau_c} \right)^{p+1} \left( \frac{\tau_1}{\tau_d} \right)^{j-p} \left( \frac{t}{\tau_2} \right)^p \exp(-t/\tau_2). \quad (19)$$

## 5. Вычисление тока

Теперь на основании расчетов, приведенных в предыдущих разделах, можно вычислить ток внутри структуры, определяющий кинетику тока во внешней цепи  $j(t)$  [12]. Локальное значение плотности тока на участке между  $k$ -й и  $(k+1)$ -й ямами равно  $en_k v$ , где  $v = d/\tau_d$ , а  $d$  — период MQW-структуры. При этом интересующая нас величина есть

$$j(t) = \frac{ev}{M+1} \sum_{k=0}^M n_k(t). \quad (20)$$

Установление стационарного значения плотности тока, так же как и концентраций в ямах, будет характеризоваться переходным процессом, содержащим как быструю, так и медленную компоненты. Не занимаясь детальным расчетом быстрой компоненты, характеризующейся временем  $\tau_1$ , приведем значение тока  $j_1$ , устанавливающегося по прошествии времени в несколько  $\tau_1$ . Подставляя в (20) значения  $n_k$ , получаемые из (13) в пределе  $t \gg \tau_1$ , имеем

$$j_1 = j_0 \frac{\tau_c + \tau_d}{(M+1)\tau_d} \left[ 1 - \left( \frac{\tau_c}{\tau_c + \tau_d} \right)^{M+1} \right], \quad (21)$$

где  $j_0 \equiv en_0v$  — стационарное значение тока. Если временное разрешение измерительной аппаратуры хуже, чем  $\tau_1$ , то при включении света, создающего неравновесную концентрацию  $n_0$  вблизи первой ямы, будет наблюдаться мгновенный рост тока в цепи до значения, даваемого формулой (21). При  $\tau_c < \tau_d$  или в структурах с большим количеством ям это значение равно  $j_0(\tau_c + \tau_d)/\tau_d(M + 1)$ .

Релаксация тока от значения  $j_1$  до стационарной величины  $j_0$  происходит с характерным временем  $\tau_2$ . Количественный вид зависимости  $j(t)$  может быть получен путем подстановки (16) в (20).

На рис. 1, а, с показана медленная компонента нарастания тока для различных значений отношения  $\tau_c/\tau_d$ . Видно, что в соответствии с формулой (21) с ростом этого отношения падает относительная амплитуда медленной компоненты.

Аналогичным образом осуществляется релаксация тока и при выключении генерации. Из формул (17) и (20) нетрудно показать, что в ходе быстрой релаксации ток спадает от величины  $j_0$  до  $j_0 - j_1$ , где  $j_1$

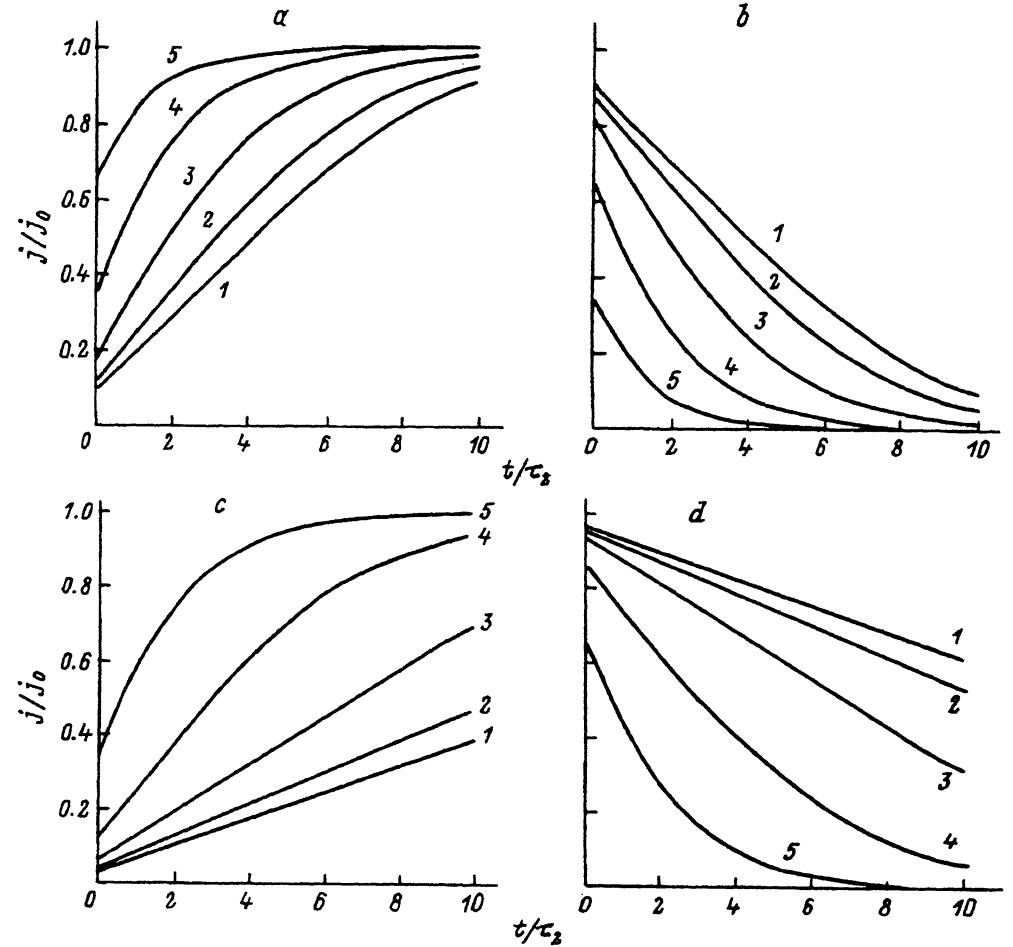


Рис. 1. Медленная компонента нарастания (а,с) и спада (b,d) фототока ( $j/j_0$ ) для структур с  $M = 10$  (а,b) и  $M = 30$  (с,d).

$\tau_c/\tau_d$ : 1 — 0.1, 2 — 0.333, 3 — 1, 4 — 3, 5 — 10.

дается выражением (21). Дальнейший медленный спад (19) приводит к изменению тока по закону пропорциональности  $\exp(-t/\tau_2)$  (с точностью до степенных по  $t$  членов), устанавливаемому из формул (20) и (19) (рис. 1, *b, d*). Как и следовало ожидать, соответствующие кривые нарастания и спада фототока взаимно дополняют друг друга.

## 6. Схема эксперимента

Транспорт носителей одного знака сквозь  $i$ -MQW-слой обратной смещенной  $P-i-N$ -гетероструктуры может быть реализован в структурах типа изображенной на рис. 2 [13]. В этом случае в качестве поставщика носителей (инжектора) выступает потенциальная яма 1, заключенная в  $i$ -слое и непосредственно примыкающая к  $i$ -MQW-слою и к одному из широкозонных сильно легированных эмиттеров. Структура должна освещаться излучением, поглощаемым в инжекторе и непоглощаемым в MQW-части  $i$ -слоя и в широкозонных эмиттерах. При этом генерируемые дырки (рис. 2, *a*) и электроны (рис. 2, *b*), разогретые электрическим полем, быстро выносятся в эмиттер с помощью туннельных и надбарьерных переходов. Затем фототок структуры определяется дрейфом электронов (рис. 2, *a*) и дырок (рис. 2, *b*) сквозь  $i$ -MQW-слой и описывается закономерностями, исследованными в данной работе.

В рассматриваемой схеме эксперимента граничное условие для системы уравнений, описывающих кинетику фототока,  $n_0(t)$ , определяется законом установления стационарной концентрации над ямой-инжектором и может сильно отличаться от идеализированной ступенчатой функции, использованной нами. Однако, наши результаты нетрудно обобщить на случай произвольной  $n_0(t)$  в силу линейности рассматриваемой задачи. Если формулу (16) для реакции на резкое включение возбуждения записать в виде  $n_k(t) = n_0 f(t)$ , то для

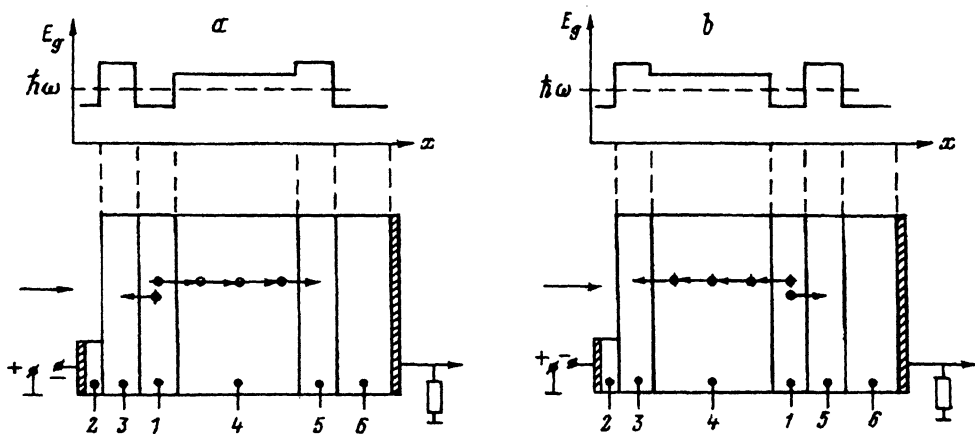


Рис. 2. Схематическое изображение возможной экспериментальной структуры на основе системы AlGaAs для измерения транспортных свойств электронов (*a*) и дырок (*b*) при их пролете сквозь MQW-слой.  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\hbar\omega$  — энергия квантов излучения.

1 —  $n^0$ -GaAs, 2 —  $p^+$ -GaAs, 3 —  $P^+$ -AlGaAs, 4 —  $n^0$ -MQW-слой, 5 —  $N^+$ -AlGaAs, 6 —  $n^+$ -GaAs.

произвольного  $n_0(t)$

$$n_k(t) = \int_0^t \left[ dn(t')/dt' \right] f(t - t') dt'. \quad (22)$$

Резюмируя, можно сказать, что, исследуя кинетику установления стационарного тока в MQW-структурах, можно получить информацию о характерных временах электронных процессов в такой системе. Время установления тока определяется характерным временем  $t_e$ , пропорциональным времени выброса из ям, а отношение амплитуд быстрой и медленной компонент тока определяется отношением характерных времен захвата в яму и дрейфового переноса между ямами. Согласно формуле (9), знание этих двух параметров позволяет непосредственно определить время  $\tau_e$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Сороса (гранты R55000 и R5C000).

#### Список литературы

- [1] D.A.B. Miller. Int. J. High Speed Electron., **1**, 19 (1990).
- [2] С.В. Козырев, А.Я.Шик. ФТП, **19**, 1667 (1985).
- [3] J.A. Brum, G. Bastard. Phys. Rev. B, **33**, 1420 (1986).
- [4] P.W.M. Blom, C.Smit, J.E.M.Haverkort, J.H. Wolter. Phys. Rev. B, **47**, 2072 (1993).
- [5] G.D. Boyd, D.A.B. Miller, D.S. Chemla, S.L. McCall, A.C. Gossard, J.H. English. Appl. Phys. Lett., **50**, 1119 (1987).
- [6] D.A.B. Miller. Opt. Quant. Electron., **22**, S61 (1990).
- [7] A.M. Fox, D.A.B. Miller, G. Livescu, J.E. Cunningham, W.Y. Jan. IEEE J. Quant. Electron., **27**, 2281 (1991).
- [8] H. Schneider, K. van Klitzing. Phys. Rev. B, **38**, 6160 (1988).
- [9] B.F.Levine. J. Appl. Phys., **74**, R1 (1993).
- [10] J.A.Cavailles, D.A.B. Miller, J.E. Cunningham, P. Li Kam Wa, A. Miller. IEEE J. Quant. Electron., **28**, 2486 (1992).
- [11] D.C. Hutchings, C.B. Park, A. Miller. Appl. Phys. Lett., **59**, 3009 (1991).
- [12] С.М. Рывкин. Фотозлектрические явления в полупроводниках (М., 1963).
- [13] Д.М. Бутусов, Г.Г. Гоцадзе, Б.С. Рывкин, Р.А. Сурис. ФТП, **24**, 1062 (1990).

Редактор Л.В. Шаронова

### Separate transport of electrons and holes through the system of undoped quantum wells

*S.S.Kucherenko, B.S.Ryvkin, A.Ya.Shik*

A.F.Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021, St.-Petersburg, Russia

A phenomenological theory describing the separate transport of electrons and holes through the system of arbitrary but identical undoped quantum wells is developed. Analytical expressions are obtained to describe relaxation processes under the unipolar carrier injection in this system. An experimental scheme is suggested which allows to determine characteristic times of the carrier capture, escape and drift on the base of the theory developed.