

«ЭФФЕКТЫ ФОНОННОГО УЗКОГО ГОРЛА» ПРИ РАЗОГРЕВЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОСТРУКТУРАХ

Пищалко В. Д., Толстихин В. И.

Построена и исследована теоретическая модель разогрева электронов в AlGaAs/GaAs селективно легированной гетероструктуре с локализованным проводящим каналом при неравновесности фононов и пространственной развязке ввода и вывода энергии в образце. Показано, что последнее обстоятельство оказывает определяющее влияние на транспортные характеристики электронов в канале при условиях фононного узкого горла.

Джоулев разогрев плотного электронного газа играет важную роль в формировании его кинетических свойств в сильных электрических полях [1]. Степень же разогрева (при неизменных уровне вводимой джоулевой мощности и температуре окружающей среды) определяется темпом передачи тепла от электронов к термостату. Этот процесс разбивается на два этапа: 1) неупругое рассеяние горячих электронов на фононах и 2) релаксацию энергии неравновесных фононов в термостат. Эффекты, приводящие к замедлению темпа релаксации энергии горячих электронов на втором этапе, будем называть «эффектами фононного узкого горла» (ЭФУГ).

Один из них возникает тогда, когда неупругое рассеяние электронов происходит на длинноволновых (ДВ) фононах (прежде всего LO-фононах), а вынос энергии в окружающую среду (термостат) обеспечивается коротковолновой (КВ) частью фононного спектра (главным образом акустическими фононами). Так обстоит дело в полупроводниках типа *n*-GaAs, где электроны центральной Γ -долины неупруго рассеиваются в основном благодаря поляризационному взаимодействию с LO-фононами, время распада которых на два LA-фонона обычно значительно больше характерного времени неупругого рассеяния [2]. В результате темп релаксации энергии понижается по мере увеличения разогрева электронов и генерации ими неравновесных LO-фононов [3]. В последнее время этот эффект в условиях однородного по образцу возбуждения LO-фононов и равновесности акустических фононов достаточно подробно исследовался методами математического моделирования [4-6]. Другой возможный ЭФУГ обусловлен как раз невыполнением указанных условий и возникает, когда, во-первых, интенсивная генерация ДВ фононов горячими электронами приводит к неравновесности КВ фононов и, во-вторых, существует пространственная развязка между вводом джоулевой мощности и отводом тепла в окружающую среду. Такая ситуация характерна для многих полупроводниковых приборов и прежде всего полевых транзисторов с локализованным проводящим каналом. Неравновесность КВ фононов в области канала, порождаемая распадом ДВ фононов и поддерживаемая инерцией передачи тепла от области канала к термостабилизированной поверхности образца, приводит к избыточному разогреву электронного газа в канале и модификации его транспортных характеристик в сильных электрических полях, не рассматривавшихся до сих пор. Настоящая работа ставит своей целью восполнить этот пробел.

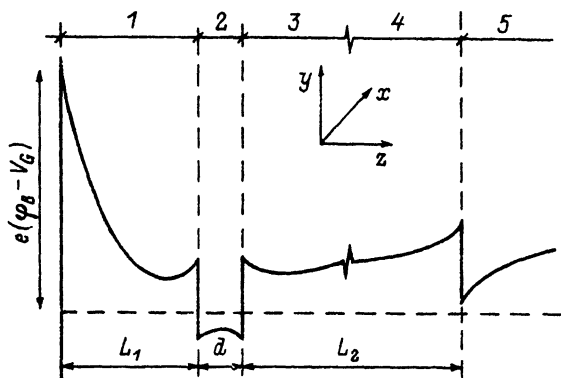


Рис. 1. Зонная диаграмма изотипной двойной гетероструктуры AlGaAs/GaAs.

1, 3 — N^+ -AlGaAs, 2 — n^0 -GaAs, 4 — N^0 -AlGaAs, 5 — i -GaAs.

В качестве актуального примера структуры с локализованным проводящим каналом рассматривается AlGaAs/GaAs селективно легированная изотипная двойная гетероструктура, зонная диаграмма которой изображена на рис. 1. Она является весьма перспективной в плане создания полевых транзисторов с повышенной крутизной и низким входным сопротивлением [7], а также интересной с точки зрения проявления ЭФУГ. Здесь мы ограничиваемся исследованием только в стационарных условиях, для чего используем связанную систему не зависящих от времени кинетических уравнений для функций распределения (ФР) электронов и фононов [8], формулировка которой основывается на следующих допущениях.

В некотором интервале напряжений на затворе ($z = -d/2 - L_1$) V_G , соответствующем открытому положению канала, все электроны можно считать локализованными в ограниченном гетеробарьере узкозонном слое ($|z| \leq d/2$), а широкозонные слои слева и справа от него ($|z| > d/2$) — полностью обедненными. Тогда, полагая, что толщина канала $d \sim 0.03 \div 0.05$ мкм [7] достаточно велика для пренебрежения размерным квантованием и в то же время достаточно мала для пренебрежения неоднородностью электронного газа (соответствующие критерии приведены, например, в [9]), кинетическое уравнение для ФР $f_i(\mathbf{k})$ (\mathbf{k} — волновой вектор) электронов i -долины в таяущем однородном F_x запишем в виде

$$eF_x \frac{1}{h} \frac{\partial f_i}{\partial k_x} = \sum_{(j)} S_{ij}^{(2)} + \sum_{(\alpha)} \sum_{(i)} S_{ij}^{(\alpha)}. \quad (1)$$

Здесь e — заряд электрона, $S_{ij}^{(2)}$ — интеграл парных столкновений электронов i - и j -долин, $S_{ij}^{(\alpha)}$ — интеграл парных столкновений электронов с фононами сорта α , учитывающий как внутризонные ($i=j$), так и междолинные ($i \neq j$) процессы; суммирование проводится по долинам j и ветвям фононного спектра α .

В отличие от электронов фононы не локализованы в области канала, но, вообще говоря, неоднородно распределены по образцу. Соответственно кинетическое уравнение для функции распределения фононов $n_\alpha(\mathbf{q})$ (\mathbf{q} — волновой вектор) запишем в виде

$$\frac{\partial \omega_\alpha}{\partial q_z} \frac{\partial n_\alpha}{\partial z} = \sum_{(\beta)} S_{\alpha\beta}^{(2)} + \sum_{(i)} \sum_{(j)} S_\alpha^{(i,j)}, \quad (2)$$

где $\omega_\alpha(\mathbf{q})$ — спектр фононов сорта α , $S_{\alpha\beta}^{(2)}$ — интеграл парных столкновений фононов, $S_\alpha^{(i,j)}$ — интеграл столкновений фононов с электронами, так же как и $S_{ij}^{(\alpha)}$, учитывающий внутримолекулярные и междолинные процессы; суммирование проводится по ветвям фононного спектра β и долинам i, j .

Общий вид фигурирующих в (1), (2) интегралов столкновений хорошо известен, равно как и те предельные случаи, в которых выражения для этих интегралов могут быть существенно упрощены [8]. Особенностью рассматриваемой структуры является высокая объемная концентрация ($> 10^{18} \text{ см}^{-3}$) электронов в канале, что позволяет считать интегралы парных столкновений наибольшими в (1) и аппроксимировать ФР в каждой долине $f_i(\mathbf{k})$ локально равновесной ФР вида [8]

$$f_i(\mathbf{k}) = \left[\exp \left(\frac{\varepsilon_{0i} + \varepsilon_i(\mathbf{k}) - \hbar k_x V_x - \Phi}{T_e} \right) + 1 \right]^{-1}. \quad (3)$$

Здесь ε_{0i} и $\varepsilon_i(\mathbf{k})$ — энергия минимума и спектр i -долины, V_x , Φ и T_e — скорость направленного движения, уровень Ферми и эффективная температура (в энергетических единицах), единые для всех долин. При описании фононной системы в условиях немалой вводимой джоулевой мощности интенсивные столкновения КВ фононов между собой и их слабое взаимодействие с электронами позволяют аппроксимировать $n_\alpha(\mathbf{q})$ для каждой КВ ветви также локально равновесной ФР вида [8]

$$n_\alpha(\mathbf{q}) = \left[\exp \left(\frac{\hbar \omega_\alpha(\mathbf{q}) - \hbar q_z u_z}{T_p} \right) - 1 \right]^{-1}, \quad (4)$$

где u_z — скорость направленного движения фононов в сторону теплоотводящих поверхностей $z = -d/2 - L_1$ и $z = d/2 + L_2$. Эти аппроксимации игнорируют взаимное увлечение электронов и КВ фононов [10], которое для рассматриваемой структуры несущественно как из-за ограничения движения электронов в направлении дрейфа фононов гетеробарьерами, так и вследствие слабого взаимодействия дрейфующих в канале электронов с КВ фононами. Что же касается ДВ фононов, как раз сильно взаимодействующих с электронами в канале, то, пренебрегая их дисперсией, т. е. полагая $\omega_\alpha(\mathbf{q}) \approx \omega_{\alpha 0} = \text{const}(\mathbf{q})$, сведем кинетическое уравнение (2) к уравнению локального (как в координатном, так и в импульсном пространствах) баланса темпов их генерации и распада. Темп генерации ДВ фононов, связанной со взаимодействием с электронами, описывается второй суммой в правой части (2), в которой при учете явного вида ФР электронов (3) каждое слагаемое преобразуется к виду [8]

$$S_\alpha^{(i,j)} = \nu_{\alpha e}^{(i,j)}(\mathbf{q}) [n_{\alpha e}(\mathbf{q}) - n_\alpha(\mathbf{q})]. \quad (5)$$

Здесь $\nu_{\alpha e}^{(i,j)}(\mathbf{q})$ — соответствующая частота фонон-электронных столкновений, а $n_{\alpha e}(\mathbf{q})$ определяется соотношением

$$n_{ae}(\mathbf{q}) = \left[\exp \left(\frac{\hbar\omega_a(\mathbf{q}) - \hbar q_x V_x}{T_e} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (6)$$

и имеет смысл ФР фононов, находящихся в состоянии локального равновесия с движущимся вдоль канала электронным газом. Способ преобразования интегралов фонон-электронных столкновений к виду (5) не связан с какими-либо априорными упрощающими предположениями относительно характера этих столкновений (в частности, никак не предполагается их квазиупругость). Общие выражения для получающихся в его рамках частот столкновений фононов с электронами однодолинного модельного полупроводника приведены в монографиях [11, 8]. Обобщение на случай многодолинного полупроводника типа n -GaAs тривиально и здесь не приводится. Заметим лишь, что представление $S_{ae}^{(i,j)}$ в виде (5), (6) справедливо не только для ДВ, но вообще для любых фононов. Темп распада ДВ фононов на КВ фононы, учитываемый первой суммой в правой части (2), будем, следуя [3-6], описывать выражением

$$S_{ae}^{(2)} = -\nu_{ae} \operatorname{cth} \left(\frac{\hbar\omega_{ae}}{4T_p} \right) [n_a(\mathbf{q}) - n_{ap}], \quad (7)$$

в котором ν_{ae} — характерная частота процесса, а $n_{ap} = [\exp(\hbar\omega_{ap}/T_p) - 1]^{-1}$ — планковская ФР ДВ фононов, находящихся в локальном равновесии с КВ фононами. В результате, разрешая балансные уравнения, для ФР ДВ фононов имеем

$$n_a(\mathbf{q}) = \frac{\nu_{ap} n_{ap} + \nu_{ae}(\mathbf{q}) n_{ae}(\mathbf{q})}{\nu_{ap} + \nu_{ae}(\mathbf{q})}, \quad (8)$$

где $\nu_{ap} = \sum_{(\beta)} \nu_{a\beta}$, $\nu_{ae}(\mathbf{q}) = \sum_{(i,j)} \nu_{ae}^{(i,j)}(\mathbf{q})$ и суммирование в первом случае проводится по продуктам распада, а во втором — по долинам.

Таким образом, решение системы кинетических уравнений (1), (2) для ФР электронов, КВ и ДВ фононов представляется в параметризованном виде, содержащем зависимость от следующих макроскопических характеристик электронов и фононов: электронного уровня Ферми Φ , температуры электронов T_e и КВ фононов — T_p , скоростей их направленного движения v_x и u_z . Связь этих характеристик с концентрацией электронов в канале N и напряженностью тянущего электрического поля F_x , рассматриваемых как задаваемые извне параметры,¹ определяется балансными уравнениями, получаемыми обычным способом из (1), (2) [11, 8]. Для электронов в канале после суммирования по долинам они могут быть записаны в виде

¹ Реально для структуры, зонная диаграмма которой изображена на рис. 1, задаваемым извне параметром следует считать не концентрацию электронов в канале N , а напряжение на затворе V_G . Однако между этими величинами имеется однозначная (и достаточно простая в условиях обеднения легированных слоев) связь, определяемая из решения одномерного уравнения Пуассона. Считая ее известной, будем оперировать концентрацией электронов как более естественным для рассматриваемой задачи параметром.

$$N = \sum_{(i)} \int_0^{\infty} d\varepsilon_i N_{s_i}(\varepsilon_i) \left[\exp \left(\frac{\varepsilon_{0i} + \varepsilon_i(\mathbf{k}) - \varepsilon_{v,i} - \Phi}{T_e} \right) + 1 \right]^{-1}, \quad (9)$$

$$eF_x = \frac{1}{N} \sum_{(\alpha)} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{q} \hbar q_x v_{\alpha c}(\mathbf{q}) [n_{\alpha c}(\mathbf{q}) - n_{\alpha}(\mathbf{q})] \equiv \frac{1}{N} R_x, \quad (10)$$

$$eF_x V_x = \frac{1}{N} \sum_{(\alpha)} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{q} \hbar \omega_{\alpha}(\mathbf{q}) v_{\alpha c}(\mathbf{q}) [n_{\alpha c}(\mathbf{q}) - n_{\alpha}(\mathbf{q})] \equiv \frac{1}{N} P, \quad (11)$$

где в (9) $N_{s_i}(\varepsilon_i)$ и $\varepsilon_{v,i}$ — плотность состояний и энергия направленного движения электронов i -долины, а в (10) и (11) суммирование ведется по всем ветвям фононного спектра, причем в соответствии с принадлежностью к ДВ или КВ ветви под $n_{\alpha}(\mathbf{q})$ понимается функция распределения (8) или (4). Предполагая, что анизотропия функции распределения КВ фононов мала, т. е. их перенос к теплоотводящим поверхностям $z = -d/2 - L_1$ и $z = d/2 + L_2$ является диффузионным, балансное уравнение для фононов после исключаящего из рассмотрения обмен энергией между ДВ и КВ фононами суммирования по ветвям запишем в виде уравнения теплопроводности с локализованным источником тепла и ньютоновскими граничными условиями [12]:

$$\frac{d}{dz} \left[\kappa_p(T_p) \frac{dT_p}{dz} \right] = P \delta \left(\frac{z}{d} \right),$$

для $z = -d/2 - L_1$

$$\kappa_p = (T_p) \frac{dT_p}{dz} = + \eta_1(T_p) (T_p - T_0), \quad (12)$$

для $z = d/2 + L_2$

$$\kappa_p = (T_p) \frac{dT_p}{dz} = - \eta_2(T_p) (T_p - T_0). \quad (12a)$$

Здесь $\kappa_p(T_p)$ — зависящий от температуры КВ фононов коэффициент теплопроводности единицы объема кристалла, учитывающий, с одной стороны, все КВ ветви фононного спектра (ДВ фононы в силу отсутствия у них групповой скорости не дают вклада в перенос тепла), а с другой — все механизмы рассеяния КВ фононов, в том числе и друг на друге. Заметим, что в отсутствие электронов вне канала и при незначительном количестве дефектов кристаллической решетки именно парные столкновения между КВ фононами определяют величину κ_p в (12), а сам факт теплопроводности возникает лишь при учете отличия функции распределения КВ фононов от локально равновесной [13]. При записи (12) также использованы обозначения: $\eta_{1,2}(T_p)$ — для скоростей релаксации температуры КВ фононов на поверхностях $z = -d/2 - L_1$, $d/2 + L_2$, T_0 — для температуры окружающей среды (термостата) и учтено, что ввод тепла в фононную систему ограничен лишь областью канала, тонкого по сравнению с характерными размерами образца. Последнее обстоятельство, отражаемое наличием δ -функции в правой части уравнения фононной теплопроводности, позволяет получить решение краевой задачи (12) в квадратурах при произвольных температурных зависимостях κ_p и $\eta_{1,2}$. Обозначая через T_{p0} , T_{p1} и T_{p2} значения T_p соответственно в области канала $|z| < d/2$ и на поверхностях $z = d/2 - L_1$, $d/2 + L_2$, имеем

$$\eta_1(T_{p1})(T_{p1} - T_0) = \frac{1}{L_1} \int_{T_{p1}}^{T_{p0}} dT_p \chi_p(T_p),$$

$$\eta_2(T_{p2})(T_{p2} - T_0) = \frac{1}{L_2} \int_{T_{p2}}^{T_{p0}} dT_p \chi_p(T_p), \quad (13)$$

$$\eta_1(T_{p1})(T_{p1} - T_0) + \eta_2(T_{p2})(T_{p2} - T_0) = dP.$$

Поскольку темп релаксации энергии электронов на фононах, вычисляемый с использованием ФР (3), (4) (при $u_z \rightarrow 0$) и (8), зависит лишь от макроскопических параметров электронного газа Φ , V_x , T_e и температуры КВ фононов T_{p0} в области канала, (9)—(11) совместно с (13) составляют замкнутую систему уравнений для определения Φ , V_x , T_e и T_{p0} в зависимости от концентрации электронов в канале N и напряженности тангущего поля F_x . Таким образом, приведенные соотношения дают исчерпывающее решение задачи о разогреве электронов в условиях «фононного узкого горла». Для определения возникающей при этом модификации транспортных характеристик электронов в сильном поле, что и составляет предмет настоящей работы, необходимо перейти к численным расчетам.

Они проводятся при следующих предположениях (см., например, [14]). Для электронов используется двухдолинная Γ — L -модель, причем спектр электронов в каждой из долин считается изотропным и квадратичным. Из механизмов электрон-фононного взаимодействия учитываются в Γ -долине: деформационное акустическое рассеяние, поляризационное акустическое и оптическое рассеяния и деформационное междолинное Γ — L -рассеяние; в 4 эквивалентных L -долинах: деформационное акустическое и оптическое (внутридолинное и междолинное L — I и L — Γ) рассеяния. Принимается во внимание экранировка электрон-фононного взаимодействия (в статическом приближении). Параметры зонной структуры и электрон-фононного взаимодействия в GaAs заимствуются из [15]. При вычислении определяемых согласно (10), (11) темпов релаксации импульса и энергии электронов на фононах (соответственно R_x и P) используется в приближении малой анизотропии функции распределения электронов, но учитывается произвольный уровень вырождения электронного газа. Что же касается фигурирующих в R_x и P ФР фононов, то для LO -фононов, на которых происходит поляризационное оптическое рассеяние в Γ -долине, используется функция (8). Такой же функцией распределения описываются и ДВ фононы, на которых происходит внутридолинное деформационное оптическое рассеяние в каждой из L -долин. Характерное время распада ДВ фонона на два КВ фонона принимается равным 7 пс для $T_p = 300$ К [2]. Все остальные участвующие во взаимодействии с электронами фононы (акустические и междолинные) описываются функцией распределения (4) с единой эффективной температурой T_p , причем для акустических фононов считается, что $\hbar\omega_a \ll T_p$, т. е. имеет место равнораспределение. Решение уравнения фононной теплопроводности (13) берется для зависимости $\chi_p(T_p) = \chi_p(T_0)(T_0/T_p)$, характерной для GaAs в актуальном диапазоне температур T_p , T_0 [12], и предельного случая граничных условий $\eta_1 \rightarrow 0$, $\eta_2 \rightarrow \infty$, хорошо аппроксимирующего реальную ситуацию, а именно отсутствие сколько-нибудь значительного теплового потока на тонкий поверхностный слой металлизации (затвор) и наличие эффективного тепловода через подложку.

Результаты расчета представлены на рис. 2—5 в виде зависимостей перегрева КВ фононов в области канала ($T_{p0} - T_0$), темпа релаксации энергии электронов

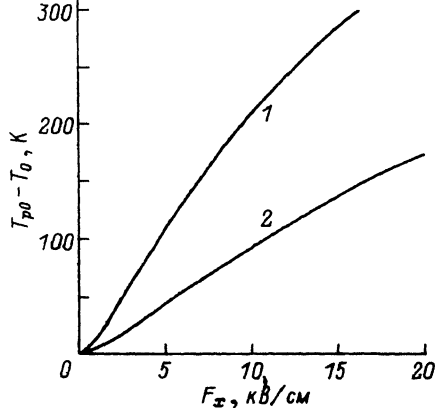


Рис. 2. Зависимость величины перегрева решетки в канале ($T_{p0} - T_0$) от напряженности тянущего электрического поля F_x при объемной плотности электронов $N = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и температуре термостата T_0 .

T_0 , К: 1 — 300, 2 — 77.

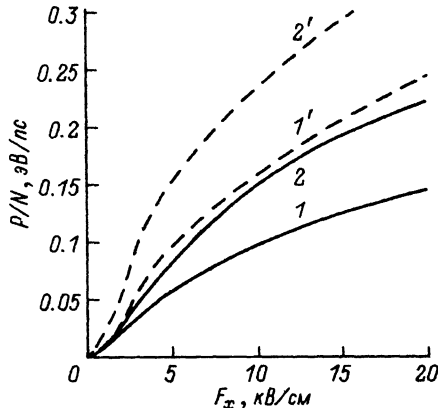


Рис. 3. Зависимость стационарного темпа релаксации энергии электронов на фононах в расчете на одну частицу P/N от напряженности тянущего электрического поля F_x при объемной плотности электронов в канале $N = 2 \cdot 10^{18}$ (1, 2) и $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (1', 2') и температуре термостата T_0 .

T_0 , К: 1, 1' — 300, 2, 2' — 77.

в расчете на одну частицу P/N , дрейфовой скорости электронов V_x от напряженности тянущего поля F_x и концентрации электронов N . При этом используются следующие типичные параметры рассмотренной структуры [7]: $d = 0.03 \text{ мкм}$, $L_1 = 0.1$, $L_2 = 50 \text{ мкм}$, а величина коэффициента решеточной теплопроводности GaAs при $T_0 = 300 \text{ К}$ принимается равной $\kappa_p = 3 \text{ Вт/см} \cdot \text{К}$ [15].

Прежде чем перейти к обсуждению полученных результатов, укажем на качественно вполне очевидные эффекты влияния фонованного узкого горла на электронные транспортные характеристики в сильных электрических полях. Они связаны с избыточным перегревом электронов и проявляются

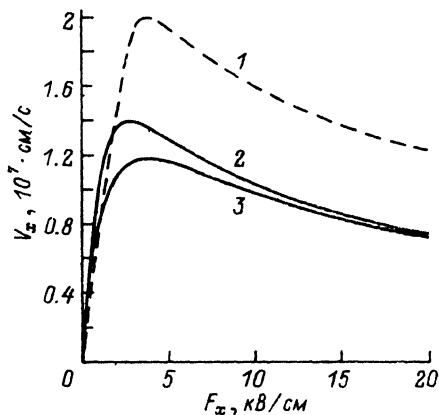


Рис. 4. Зависимость скорости направленного движения электронов V_x от напряженности тянущего электрического поля F_x при объемной плотности электронов в канале $N = 2 \cdot 10^{18}$ (2, 3) и $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (1) и разным временем распада LO-фононов τ_{LO} .

$T_0 = 300 \text{ К}$. τ_{LO} , пс: 1, 2 — 0, 3 — 7.

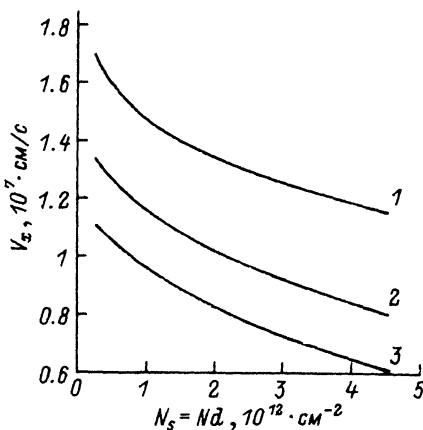


Рис. 5. Зависимость скорости направленного движения электронов V_x от их поверхностной концентрации N_s при различной напряженности тянущего электрического поля F_x .

$d = 0.03 \text{ мкм}$; F_x , кВ/см: 1 — пороговое поле, 2 — 10, 3 — 20.

в виде: (i) некоторого увеличения подвижности и дрейфовой скорости в допороговом участке характеристики $V_x(F_x)$, обусловленном снижением частоты рассеяния Γ -электронов на LO -фононах при росте T_e ; (ii) уменьшения пиковой скорости вследствие повышения частоты междолинного $\Gamma-L$ -рассеяния с ростом T_e ; падения дрейфовой скорости в запороговой области характеристики $V_x(F_x)$ из-за усиления рассеяния L -электронов на КВ фононах с ростом T_p . Заметим, что эффекты (i) и (ii) должны проявляться и без учета разогрева КВ фононов (см. [3-6]), тогда как последний из указанных эффектов связан именно с разогревом КВ фононов.

Зависимость величины $(T_{p0} - T_0)$ от F_x приводится на рис. 2. Видно, что перегрев КВ фононов в полях $F_x \sim 10$ кВ/см может составлять ~ 100 К и в этих условиях предположение о равновесности КВ фононов [3-6] является слишком грубым. Снижение стационарного темпа релаксации энергии разогретых тянущим полем электронов при обусловленной узким горлом неравновесности фононов (ДВ и КВ) показано на рис. 3. Заметим, что так как динамический темп релаксации энергии электронов на ДВ фононах $(dE/dt)_{ДВ}$ связан со стационарным темпом релаксации на ДВ фононах $P_{ДВ}$ соотношением

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ДВ} = -P_{ДВ} - \sum_{(a)} \frac{1}{(2\pi)^3} \int dq \hbar \omega_a(q) \frac{\nu_{ae}(q)}{\nu_{ap} + \nu_{ae}(q)} \frac{\partial n_a(q)}{\partial t},$$

где суммирование ведется по ДВ ветвям фононного спектра, то в динамическом режиме после окончания действия греющего импульса, когда вследствие распадных процессов $\partial n_a(q)/\partial t < 0$, темп релаксации энергии еще более снижается по сравнению со статическим случаем [14, 16]. Модификация статической характеристики $V_x(F_x)$, обусловленная понижением темпа релаксации энергии и избыточным перегревом электронов в условиях фононного узкого горла, видна из рис. 4. Результаты расчета вполне соответствуют сформулированным выше качественным эффектам. Здесь следует обратить внимание на тот факт, что основной вклад в модификацию транспортных характеристик электронов рассматриваемой структуры дает разогрев КВ фононов, обусловленный пространственной развязкой областей ввода и вывода энергии в фононную подсистему. Для этого достаточно сравнить кривые 1, 2 и 3, соответствующие отсутствию неравновесности фононной системы вообще, термализации КВ и ДВ фононов (время распада равно нулю) и последовательному учету неравновесности фононной системы (время распада равно 7 пс для $T_0 = 300$ К). Величина изменения дрейфовой скорости (в заданном греющем поле) вследствие ЭФУГ определяется соотношением между темпом ввода энергии в фононную систему и темпом теплоотвода из нее. Поскольку первый связан с генерацией фононов электронами и, следовательно, зависит от их концентрации в канале, а второй обусловлен уходом фононов через поверхности образца и вообще не зависит от электронов, то ясно, что роль ЭФУГ повышается с ростом числа электронов в канале. Эти соотношения иллюстрируются приводимой на рис. 5 зависимостью дрейфовой скорости электронов от их концентрации. Видно, что изменения скорости при модуляции концентрации могут быть весьма значительными.

Таким образом, построенная в настоящей работе теоретическая модель разогрева электронов в условиях фононного узкого горла и проведенные на ее основе численные расчеты показывают, что эффекты неравновесности фононной системы при пространственной развязке областей ввода и вывода энергии могут оказывать существенное влияние на транспортные характеристики носителей заряда в полупроводниковых микроструктурах.

В заключение авторы благодарят В. И. Рыжия и участников руководимого им семинара за полезное обсуждение результатов работы.

- [1] Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970. 384 с.
- [2] Von der Linde D., Kuhl J., Klinderberg H. // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 54. N 12. P. 1505—1508.
- [3] Kocevar P. // *Physica*. 1985. V. 134B. N 1. P. 155—163.
- [4] Pötz W., Osman M. A., Ferry D. H. // *Sol. St. Electron.* 1988. V. 31. N 3-4. P. 673—676.
- [5] Rieger M., Kocevar P., Lugli P., Bordone P., Reggiani L., Goodnick S. M. // *Phys. Rev. B*. 1989. V. B39. N 11. P. 7866—7875.
- [6] Mickevičius R., Reklaitis A. // *J. Phys. Cond. Matter*. 1989. V. 1. N 10. P. 9401—9412.
- [7] Inone K., Nishii K., Bando K., Tezica A., Matsuno T., Onuma T. // *SPIE*. 1987. V. 797. N 2. P. 327—334.
- [8] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 288 с.
- [9] Кальфа А. А., Тарев А. С. // *ФТП*. 1987. Т. 21. В. 8. С. 1353—1363.
- [10] Gurevich Yu. G., Mashkevich O. L. // *Phys. Reports*. 1989. V. 181. N 6. P. 327—394.
- [11] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975. 400 с.
- [12] Могилевский Б. М., Чудновский А. Ф. Теплопроводность полупроводников. М., 1972. 536 с.
- [13] Ахиезер А. И., Пелетминский С. В. Методы статистической физики. М., 1977. 368 с.
- [14] Пищалко В. Д., Толстихин В. И. // *Электрон. техн. Сер. 2. Полупроводниковые приборы*. 1989. № 3. С. 30—36.
- [15] Adachi S. // *J. Appl. Phys.* 1985. V. 58. N 3. P. R1—R29.
- [16] Кумекос С. Е., Перель В. И. // *ЖЭТФ*. 1988. Т. 94. В. 1. С. 346—356.

Физико-технологический институт
РАН
Москва

Получена 17.06.1991
Принята к печати 23.10.1991