ОБ ИНВЕРСИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В $Ga_{1-x}Al_xAs$ В СИЛЬНЫХ $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ ПОЛЯХ

© *Г.Э.Дзамукашвили*

Тбилисский государственный университет им. И.А. Джавахишвили,
380028 Тбилиси, Грузия
(Получена 13 марта 1995 г. Принята к печати 22 ноября 1995 г.)

Показано, что в материалах, подобных $Ga_{1-x}Al_xAs$, в случае динамического междолинного переноса горячих электронов кроме основного пика инверсии (существующего в сильном электрическом поле E), в поперечном магнитном поле ($\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$) в их распределении появляется побочная область инверсии. Расположение этой области однозначно определяется отношением E/H и составом твердого раствора.

1. В настоящей работе приведены результаты аналитического исследования функции распределения горячих электронов при их баллистическом (динамическом) междолинном переносе в материалах типа $Ga_{1-x}Al_xAs$ в сильных постоянных $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ полях.

Исследовалось решение кинетического уравнения Больцмана, полевая часть которого в однородных постоянных электрическом и магнитном полях с конфигурациями $e\mathbf{E} \parallel \mathbf{z}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$ принимает вид

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{field}} = eE\frac{\partial f}{\partial P_z} + \frac{eH}{m_\Gamma^* c_0}\left(P_z\frac{\partial f}{\partial P_y} - P_y\frac{\partial f}{\partial P_z}\right), \tag{1}$$

где f — функция распределения электронов в долине Γ, P_y, P_z — компоненты импульса, m_Γ^* — эффективная масса электрона в долине Γ, c_0 — скорость света, $eH/m_\Gamma^* c_0 = \omega_c$ — циклотронная частота.

Мы использовали двухдолинную ($\Gamma - X$) модель зоны проводимости полупроводника типа $Ga_{1-x}Al_xAs$ с учетом приближений, использованных в работе [1]: 1) температура кристалла T мала ($k_0T \ll \hbar\omega^*$), так что междолинный перенос идет лишь за счет испускания междолинного фонона с энергией $\hbar\omega^*$; 2) электрическое поле E таково, что выполняется условие $\tau_E < \tau_{op}$, где τ_E — время ускорения электронов в долине Γ до достижения энергии, соответствующей началу междолинных перебросов $\varepsilon_0 = \Delta\varepsilon + \hbar\omega^*$ ($\Delta\varepsilon$ — энергетический зазор между долинами Γ и X), τ_{op} — характерное время внутридолинного рассеяния на оптических фононах. В таких условиях электроны в долине Γ почти

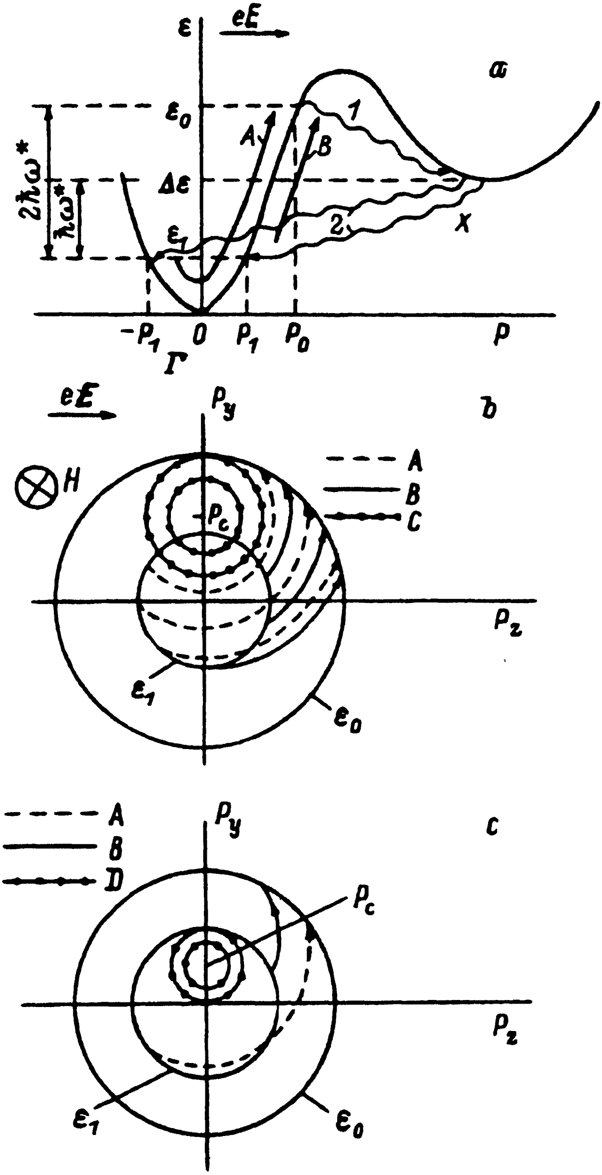

Рис. 1. Схема междолинных переходов электронов (a) и области их движения в импульсном пространстве долины Γ (b) в двухдолинной модели зоны проводимости полупроводника типа GaAs; c — механизм появления электронов типа D.

1 — переход $\Gamma \to X$, *2* — переходы $X \to \Gamma$; A, B — свободное (баллистическое) движение A- и B-электронов; C, D — электроны, замкнутые в магнитной «ловушке».

без рассеяния достигают энергии ε_0, после чего с характерным временем τ_0 испускают междолинные фононы и переходят в верхние долины, откуда с характерным временем τ_1 вновь возвращаются в долину Γ, где начинается новый цикл ускорения (рис. 1, a). После междолинного рассеяния $X \to \Gamma$ электроны переходят на круговую полосу вдоль изоэнергетической поверхности $\varepsilon_1 = \Delta\varepsilon - \hbar\omega^*$. Если ε^X есть средняя энергия электронов в долинах X, то ширина этой поверхности равна ε^X. Из-за большой эффективной массы электронов в долинах X легко выполняется условие $\varepsilon^X < \hbar\omega^*$, $\varepsilon^X \ll \varepsilon_0$ ($\Delta\varepsilon$ порядка нескольких $\hbar\omega^*$ [2]). Поэтому источник в долине Г можно аппроксимировать δ-функцией Дирака. В этом случае в долине Г явно выделяются две группы электронов (A и B), начинающих движение в импульсном пространстве из полукругов $\varepsilon_1 = \text{const}$, $P_z < 0$ и $\varepsilon_1 = \text{const}$, $P_z > 0$ соответственно. Они имеют разные времена пролета долины Г (см. работу [1]) и дают разные вклады при формировании функции распределения.

Фазовые траектории A- и B-электронов представляют собой части окружностей, центры которых лежат на отрезке прямой (P_x, P_c, 0), $-P_1 < P_x < P_1$, где $P_c = c_0 m_\Gamma^* E/H$. Радиусы этих траекторий увеличиваются с удалением от плоскости $(0, y, z)$ из-за уменьшения радиусов кругов, полученных пересечением поверхностей $\varepsilon_0 = \text{const}$ и $\varepsilon_1 = \text{const}$ плоскостью $y0z$. Радиусы этих кругов равны $P_0' = (P_0^2 - P_x^2)^{1/2}$ и $P_1' = (P_1^2 - P_x^2)^{1/2}$ соответственно. При $P_x = 0$ они максимальны ($P_0' = P_0$ и $P_1' = P_1$) и при $P_x = \pm P_1$ — минимальны ($P_0' = (P_0^2 - P_1^2)^{1/2}$, $P_1' = 0$);

$$P_0 = [2m_\Gamma^*(\Delta\varepsilon + \hbar\omega^*)]^{1/2} = \sqrt{2m_\Gamma^*\varepsilon_0}.$$

Ясно, что кривизна циклотронных траекторий тем больше, чем меньше P_x. В случае

$$P_1' < P_c < (P_0' + P_1')/2 \tag{2}$$

в фазовом пространстве появляются электроны типа C (рис. 1, b). На таких траекториях существует «приход» электронов за счет рассеяния $X \to \Gamma$. Для них нужно учитывать внутридолинное рассеяние на фононах (с частотой ν_Γ). Переброс этих электронов на открытые траектории происходит за счет конечной величины ν_Γ, а их количество определяется параметром ν_Γ/ω_c. Для простоты частоту ν_Γ будем считать независимой от энергии. В случае

$$(P_0' - P_1')/2 < P_c < P_1' \tag{3}$$

в импульсном пространстве кроме электронов групп A, B и C появляется еще группа электронов типа D (рис. 1, c), которые не разогреваются и не принимают участия в процессах междолинных перебросов. Они дрейфуют в образце, и их относительное количество в основном определяется магнитным полем и характером внутридолинного рассеяния. В случае

$$P_c > (P_0 + P_1)/2 = P^* \tag{4}$$

все траектории в плоскости $P_x = 0$ (и в целом в фазовом пространстве) будут открыты. Из условия (4) вытекает, что для любого фиксированного E существует значение магнитного поля H^* такое, что при выполнении условия $H < H^* = 2c_0 m_\Gamma^* E/(P_0 + P_1)$ все фазовые траектории являются открытыми (пересекают поверхность $\varepsilon_0 = \text{const}$). Траектории типов A, B и C (без группы D) одновременно существуют в интервале значений P_c:

$$P_1 < P_c < (P_0 + P_1)/2. \tag{5}$$

Это условие выполняется для магнитных полей $H^* < H < c_0 m_\Gamma^* E/P_1 \equiv H_1$. В данной работе рассматриваем магнитные поля $H < H_1$ $(P_c > P_1)$.

Если будем считать, что τ_0^{-1} является самым большим параметром (что на самом деле имеет место в реальных образцах), то столкновительный член кинетического уравнения принимает вид

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}} = \frac{N_X \nu_1}{2\pi P_1} \delta \left(P^2 - P_1^2\right) - \nu_\Gamma f, \tag{6}$$

где N_X — концентрация электронов в долине X, $P_1 = \sqrt{2m_\Gamma^* \varepsilon_1}$, $\varepsilon_1 = \Delta\varepsilon - \hbar\omega^*$,

$$\nu_1 = D_{\Gamma X}^2 (m_\Gamma^*)^{3/2} \sqrt{\varepsilon_1}/\sqrt{2}\,\pi\hbar^3\rho\omega^* = \tau_1^{-1}$$

— характерная частота перехода $X \to \Gamma$, $D_{\Gamma X}$ — деформационный потенциал, ρ — плотность образца. Последнее слагаемое в выражении (6) появляется только на траекториях типа C.

2. Решение уравнения для электронов, движущихся на открытых траекториях A и B имеет вид

$$f_0 = f^A(P_x, P_y, P_z) = f^B(P_x, P_y, P_z) =$$

$$= \frac{N_X \nu_1}{4\pi P_1 eE \left\{P_1^2 - P_x^2 - \left[\frac{\omega_c}{2\nu_E}(P_1^2 - P_x^2 - P_y^2 - P_z^2) + P_y^2\right]\right\}^{1/2}}, \tag{7}$$

на замкнутых траекториях

$$f^{A,B} = f_0 \frac{\exp\left[-\frac{\nu_\Gamma}{\omega_c}(\varphi - \varphi_{1,2})\right]}{1 - \exp(-2\pi\nu_\Gamma/\omega_c)}, \tag{8}$$

$$\varphi_1 = \arccos \frac{P_1^2 - P_x^2 - P_y^2 - P_z^2 - 2P_c^2 + 2P_c P_y}{2P_c\left[P_z^2 + (P_y - P_c)^2\right]^{1/2}}, \quad \varphi_2 = 2\pi - \varphi_1,$$

$\nu_E = eE/P_0 = \tau_E^{-1}$ — пролетная частота электронов в долине Γ, $0 < \varphi_1 < \pi$; угол φ отсчитан от оси $0y$ против часовой стрелки.

С помощью выражений (7) и (8) исследована функция распределения и построены ее зависимости от отдельных компонентов импульса. Исследования проводились в интервале полей $10 < E < 40$ кВ/см, $10 < H < 40$ кЭ (когда выполняется условие $H < H_1$) в широком диапазоне составов твердого раствора, когда $\Delta\varepsilon$ изменяется в пределах от $\Delta\varepsilon = \hbar\omega^*$ ($Ga_{0.62}Al_{0.38}As$) до $\Delta\varepsilon = 16\hbar\omega^*$ (GaAs). Помимо изменения $\Delta\varepsilon$ в расчетах предусмотрено изменение параметров зоны проводимости, таких как m_Γ^*, $D_{\Gamma X}$, $\hbar\omega^*$, ρ и т. д., поскольку эти параметры зависят от состава твердого раствора [2]. Расчеты проводились численно методом Монте-Карло.

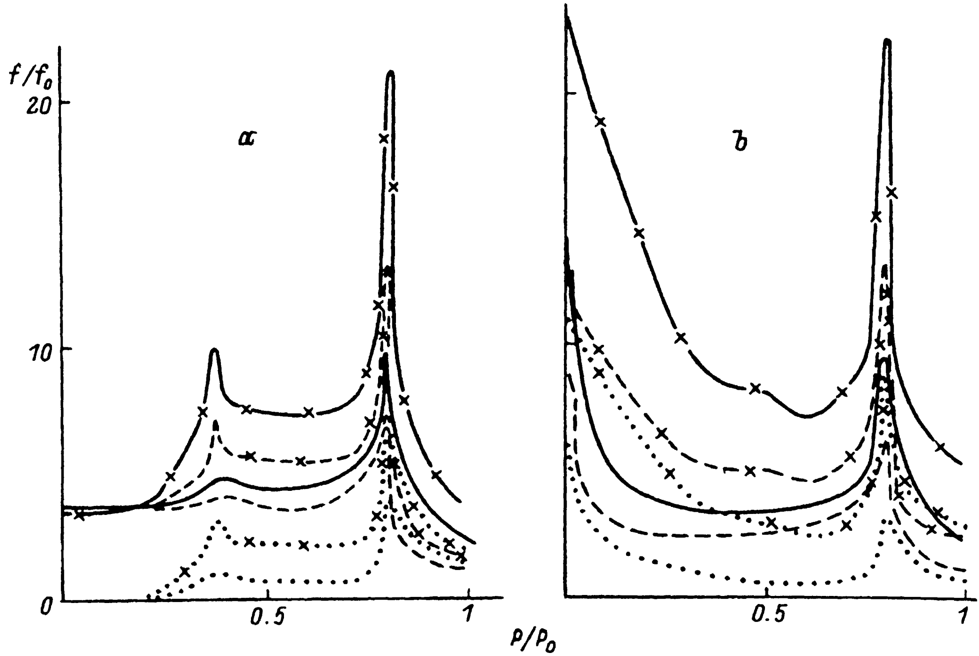

Рис. 2. Зависимость функции распределения в долине Г $f(P)$, нормированной на $f_0 = N_X/4\pi P_0^3$, от модуля импульса P в полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ для $\Delta\varepsilon = 4.45\hbar\omega^*$ ($Ga_{0.7}Al_{0.3}As$) при $\nu_E/\omega_c = 0.6$ (*a*) и $\nu_E/\omega_c = 0.4$ (*b*).

Штриховые линии — f^A, пунктирные — f^B, сплошные — $f = f^A + f^B$. Значение $\nu_\Gamma/\omega_c = 0.1$ — для линий, отмеченных крестиками, и $\nu_\Gamma/\omega_c = 0.3$ — для линий без этих отметок.

3. Исследования показывают, что функция распределения инвертирована как по энергии, так и по направлениям P_z и P_y (по компоненту P_x она симметрична).

В данной работе приведена часть результатов по исследованию функции распределения, зависящей от модуля импульса (функции (7) и (8) интегрируются по телесному углу). На рис. 2 показана функция распределения для промежуточного значения $\Delta\varepsilon$, в частности, когда $\Delta\varepsilon = 4.45\hbar\omega^*$ ($Ga_{0.7}Al_{0.3}As$). Здесь она построена для двух значений параметра $\nu_E/\omega_c = P_c/P_0 = c_0 m_\Gamma^* E/P_0 H$ (или же для двух разных соотношений величин E и H), а также для двух ν_Γ (применяемых тоже в качестве параметра).

Установлено, что кроме основного пика инверсии, существующего в сильном электрическом поле в области энергии $\varepsilon_1 = \Delta\varepsilon - \hbar\omega^*$ [3], в магнитном поле появляются побочные пики (области дополнительной инверсии), энергетическое расположение которых однозначно определяется соотношением величин E и H. В частности, при фиксированном электрическом поле с увеличением магнитного поля область побочной инверсии перемещается в сторону малых энергий. Это вызвано накоплением электронов в окрестностях центров циклотронного вращения, а сам центр вращения с увеличением магнитного поля, перемещается в сторону малых энергий. В сильном магнитном поле ($H \simeq H_1$) возможно появление дополнительного пика вблизи нулевой энергии, а по величине он может стать соизмеримым с основым пиком. В такой ситуации инверсия уменьшается, а неравновесность системы исчезает.

Все вышеописанные ситуации выражены тем сильнее, чем меньше ν_Γ. Это объясняется тем, что при малых значениях ν_Γ происходит накопление большого количества электронов на траекториях типа C, что приводит к увеличению влияния магнитного поля на распределение.

Что касается отдельных вкладов A- и B-электронов в указанные процессы, то они существенно различаются. Когда $\Delta\varepsilon \gg \hbar\omega^*$, при большом и среднем значениях отношения ν_E/ω_c B-электроны вообще не появляются вблизи нулевой энергии. Это при том, что в этой области распределение A-электронов велико. В остальной области энергий с уменьшением $\Delta\varepsilon$ различие между f^A и f^B уменьшается.

Список литературы

[1] А.А. Андронов, Г.Э. Дзамукашвили. ФТП, **19**, 1810 (1985).
[2] S. Adachi. J. Appl. Phys., **53**, R1 (1985).
[3] Г.Э. Дзамукашвили. ФТТ, **32**, 676 (1990).

Редактор Т.А. Полянская

On inversion of hot electrons in $Ga_{1-x}Al_xAs$ in high E $\perp$ H fields

G.E. Dzamukashvili

I.A.Dzhavakhishvili Tbilisi State University, 380028 Tbilisi, Georgia