

©1995 г.

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПЕРЕНОС ЗАРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ НЕРАВНОВЕСНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В *n*-GaAs

*Э.Е.Подоксик, М.Г.Лукашевич, В.Г.Мацукевич*

Белорусский государственный университет,  
220505, Минск, Беларусь

(Получена 20 мая 1994 г. Принята к печати 12 октября 1994 г.)

Проведен расчет магниторезистивного эффекта теплых неравновесных электронов для полупроводников с изотропной параболической зоной. Результаты расчета сравнивались с измерениями магнитосопротивления *n*-GaAs в случае проводимости неравновесными электронами, полученными в результате ударной ионизации мелких донорных уровней. Хорошее согласие результатов расчета с экспериментом получается при двух предположениях: время релаксации импульса определяется рассеянием на ионах примеси, а время релаксации энергии имеет более сильную зависимость от энергии, чем при рассеянии акустическими фононами.

На вольт-амперной характеристике *n*-GaAs при низких температурах в электрическом поле  $E = E_b$  ( $E_b$  — поле примесного пробоя) наблюдается резкое возрастание тока, обусловленное ударной ионизацией мелкой примеси [<sup>1-3</sup>]. Если концентрация примеси мала, то в электрическом поле происходит переход от прыжкового механизма проводимости по мелким примесям к переносу заряда по разрешенной зоне теплыми неравновесными носителями. Наиболее полно проводимость неравновесного электронного газа в этом случае для сильных электрических и магнитных полей и различных механизмов релаксации импульса и энергии рассмотрена в [<sup>4</sup>]. При этом в сильном электрическом поле  $E_b < E_0 < E < E_1$  было объяснено наличие отрицательного магниторезистивного эффекта. Здесь  $E_0$  определяет поле, начиная с которого становится существенным рассеяние энергии на полярных оптических фононах, а  $E_1$  ограничивает диапазон полей, в которых рассеяние импульса упругое.

В то же время измерение магниторезистивного эффекта в слабых послепробойных полях ( $E_b < E < E_0$ ) показывает, что он еще положителен, хотя величина его меньше, чем в равновесном случае. Цель данной работы — вычисление и сравнение с результатами измерений магниторезистивного эффекта теплых неравновесных электронов в области пробойных и слабых послепробойных полей.

Для вычисления магнитосопротивления (МС) неравновесного электронного газа использована функция распределения для скрещенных электрического и магнитного полей [5]:

$$f(\mathbf{p}) = f_0(\varepsilon) + \mathbf{f}_1(\varepsilon)\mathbf{p}, \quad (1)$$

где  $f_0(\varepsilon)$  и  $\mathbf{f}_1(\varepsilon)$  — симметричная и антисимметричная части функции распределения соответственно,  $\mathbf{p}$  и  $\varepsilon$  — импульс и энергия электрона.

В случае слабого разогрева электронного газа функцию распределения  $f_0(\varepsilon)$  удобно представить в виде [6]

$$f_0(\varepsilon) = \exp(-\varepsilon/kT) \left[ 1 + q(B)E^2(\varepsilon/kT - 3/2) \right], \quad (2)$$

где  $B$  — напряженность магнитного поля,  $q(B)$  — коэффициент, характеризующий изменение средней энергии электронов из-за разогрева в электрическом поле. В случае слабого разогрева  $q(B)E^2 < 1$ . Для квазиупругого рассеяния носителей заряда выражение для  $\mathbf{f}_1(\varepsilon)$  имеет вид [7]

$$\mathbf{f}_1(\varepsilon) = \frac{e}{m^*} \frac{\tau_p}{1 + \Omega^2 \tau_p^2} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \left( \mathbf{E} + \Omega \tau_p \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \right), \quad (3)$$

где  $\tau_p$  — время релаксации импульса,  $\Omega = eB/m^*$  — циклотронная частота.

Плотность тока с учетом (2) и (3) равна

$$\mathbf{j} = \frac{en}{3m^*} \frac{\int_0^\infty \mathbf{f}_1(\varepsilon) \mathbf{p}^3 d\varepsilon}{\int_0^\infty f_0(\varepsilon) p d\varepsilon}. \quad (4)$$

Здесь  $n = \int_0^\infty f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon$ ,  $g(\varepsilon)$  — плотность состояний. В случае слабых магнитных полей ( $\Omega \tau_p \ll 1$ ), используя стандартную процедуру приравнивания холловского тока нулю ( $j_y = 0$ ), из соотношения (4) получим следующее выражение для магнитосопротивления невырожденного электронного газа:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \Omega^2 \tau_{p0}^2 \left\{ \frac{\Gamma(3r + 5/2) \Gamma(r + 5/2) [1 + 3rq(B)E^2] [1 + rq(B)E^2]}{\Gamma^2(r + 5/2) [1 + rq(B)E^2]^2} - \frac{\Gamma^2(2r + 5/2) [1 + 2rq(B)E^2]^2}{\Gamma^2(r + 5/2) [1 + rq(B)E^2]^2} \right\}, \quad (5)$$

где  $\rho_0$  — удельное сопротивление при  $B = 0$ ,  $r$  — показатель степени в зависимости времени релаксации импульса от энергии  $\tau_p = \tau_{p0}(\varepsilon/kT)^r$ ,  $\Gamma(x)$  — гамма-функция.

В случае сильных магнитных полей ( $\Omega\tau_p \gg 1$ ) МС равно

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\Gamma(5/2+r)\Gamma(5/2-r)}{\Gamma^2(5/2)} \left\{ 1 - [rq(B)E^2]^2 \right\} - 1. \quad (6)$$

По аналогии с зависимостью времени релаксации импульса от энергии предположим, что время релаксации энергии описывается степенной функцией:  $\tau_\varepsilon = \tau_{\varepsilon 0}(\varepsilon/kT)^s$ . Тогда коэффициент  $q(B)$  можно определить из уравнения баланса энергии, записанного для электрического поля  $E_b$ , обеспечивающего необходимый разогрев для осуществления ударной ионизации мелкого примесного уровня и перехода к проводимости теплыми неравновесными электронами по разрешенной зоне:

$$\mu e E_b^2 = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\langle \tau_\varepsilon \rangle}, \quad (7)$$

где  $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = \int_0^\infty [f_0(\varepsilon) - f_0^1(\varepsilon)] \varepsilon d\varepsilon$ ,  $f_0^1(\varepsilon)$  — максвелловская функция распределения. Подставляя (2), (3) в (7) и оставляя существенные по  $q(B)E^2$  члены, получим

$$\frac{kTm^*q(B)E^2\Gamma(5/2)}{e^2 E_b^2 \tau_{p0} \tau_{\varepsilon 0} \Gamma(r+3/2)\Gamma(s+3/2)} = [1 + sq(B)E^2] [1 + rq(B)E^2]. \quad (8)$$

Откуда  $q(B)$  равно

$$q(B) = \frac{a/b - s - r \pm \sqrt{(s+r-a/b)^2 - 4sr}}{2srE^2}, \quad (9)$$

где  $a = (3kTm^2\Gamma(3/2))/(2E_b^2\tau_{p0}\tau_{\varepsilon 0}e^2)$ ,  $b = \Gamma(s+3/2)\Gamma(r+3/2)$ . Из (9) видно, что в стационарном неравновесном случае слабого разогрева  $q(B)$  не зависит от магнитного поля, а определяется только механизмами релаксации импульса и энергии.

Коэффициент МС для теплых неравновесных электронов  $b_r^*$  для слабых магнитных полей определим как и для равновесного случая из соотношения [8]

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = b_r(\mu_H B)^2, \quad (10)$$

где  $\mu_H$  — холловская подвижность при  $B \rightarrow 0$ ,  $b_r$  — коэффициент МС для равновесных носителей. Сравнивая (10) и (5), получим для коэффициента МС в случае теплых неравновесных электронов слабых магнитных полей:

$$b_r^* = \frac{\Gamma(3r+5/2)\Gamma(r+5/2) [1 + rq(B)E^2] [1 + 3rq(B)E^2]}{\Gamma^2(2r+5/2) [1 + 2rq(B)E^2]^2} - 1. \quad (11)$$

Анализ (11) показывает, что коэффициент МС в этом случае меньше, чем в равновесном:  $b_r^* < b_r$ . В пределе  $q(B) \rightarrow 0$  величина неравновесного коэффициента МС равна равновесному  $b_r^* = b_r$ . В случае сильных

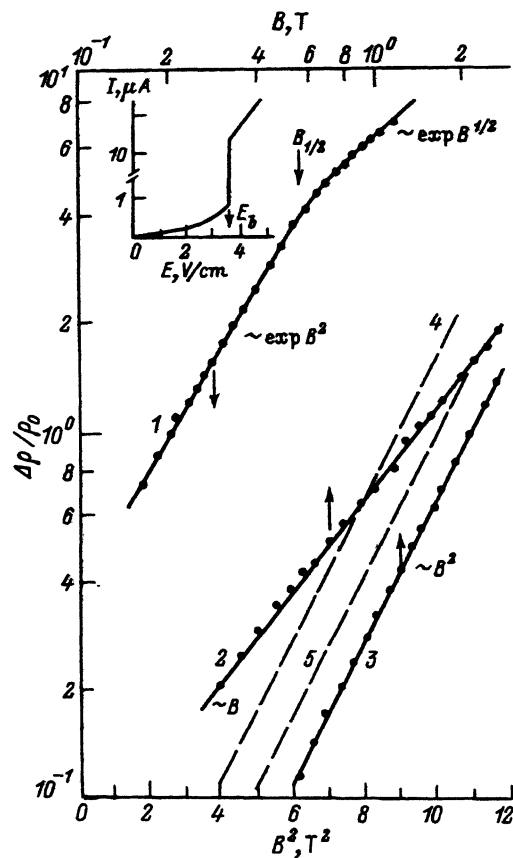
магнитных полей из (6) следует, что МС не зависит от напряженности магнитного поля. Характерно, что, так же как и коэффициент МС, величина насыщения магнитосопротивления для теплых носителей оказывается меньше равновесной.

Для сравнения результатов расчета с экспериментальными данными оценим  $\tau_{e0}$  в условиях равномерного распределения. Согласно [9] среднее время релаксации энергии и импульса связаны соотношением

$$\frac{1}{\langle \tau_e \rangle} = \frac{2m^* v_s^2}{kT \langle \tau_p \rangle}, \quad (12)$$

где  $v_s$  — скорость звука в кристалле. Время релаксации импульса  $\tau_{p0}$  вычислялось по формуле Брукса-Херринга [10], так как ударная ионизация мелкой примеси приводит к появлению дополнительных ионов, рассеяние на которых преобладает при низких температурах.

На рисунке показаны магнитополевые зависимости поперечного МС при  $T = 4.5$  К для образца эпитаксиального  $n$ -GaAs с концентрацией электронов  $n_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$  в допробойном, предпробойном и послепробойном электрических полях. Вольт-амперная характеристика показана на вставке. Измерения проводились на постоянном токе в постоянном магнитном поле. В слабом допробойном электрическом поле МС экспоненциально зависит от индукции магнитного поля



Зависимости магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho_0$  от магнитного поля  $B$  в  $n$ -GaAs ( $N_d - N_a = 9.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) при  $T = 4.5$  К и различных напряженностях электрического поля  $E$ , В/см:

1 — 0.2, 2 — 3, 3 — 7. Теоретические зависимости: 4 — для равновесных носителей, 5 — для теплых электронов при рассеянии энергии на акустических колебаниях решетки. На вставке — вольт-амперная характеристика.

(кривая 1) и во всем интервале исследованных магнитных полей хорошо описывается в рамках прыжкового механизма переноса заряда [11]. Так, при магнитной длине  $\lambda > a_B / (N_d a_B^3)^{1/6}$ , где  $\lambda = (\hbar / eB)^{1/2}$  и  $a_B$  — боровский радиус основного состояния,  $\Delta\rho / \rho_0 \sim \exp[c_1 B^{2.06 \pm 0.02}]$ , а при  $\lambda < a_B / (N_d a_B^3)^{1/6}$  магнитосопротивление  $\Delta\rho / \rho_0 \sim \exp[c_2 B^{0.57 \pm 0.01}]$ , что хорошо согласуется с теоретическими зависимостями. Отметим, что характерное поле перехода от одной экспоненты к другой  $B_{1/2}$  с учетом его протяженности  $B_{1/2}^{\text{exp}} = 2.4$  Тл также согласуется с расчетом  $B_{1/2}^{\text{th}} = 2.25$  Тл.

Увеличение приложенного к образцу электрического поля приводит к трансформации магнитополевой зависимости МС и уменьшению его величины. Так, в непосредственной близости к полю пробы наблюдалось практически линейное увеличение сопротивления с ростом магнитного поля (кривая 2).

Для случая переноса заряда неравновесными электронами в послепробойных электрических полях МС квадратично зависит от напряженности магнитного поля (кривая 3). Однако определенная из результатов измерений величина неравновесного коэффициента МС оказывается значительно меньше соответствующей величины для равновесных электронов при рассеянии на ионах примеси. Кривая 4 показывает магнитополевую зависимость МС при рассеянии носителей ионами примеси в равновесном случае. Наиболее близкие величины к экспериментальным значениям коэффициента МС теплых неравновесных электронов получаются при вычислении по формуле (11) в предположении рассеяния импульса на ионах примеси, а энергии — на акустических колебаниях решетки (кривая 5). Хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными данными может быть достигнуто путем использования более сильных зависимостей времени энергетической релаксации электронов от энергии. Так, теоретическая кривая 5 совпадает с экспериментальной 3 при  $s = -3/2$ , т.е. когда время релаксации энергии изменяется с ростом энергии более сильно, чем для случая релаксации энергии на деформационном потенциале акустических колебаний решетки ( $s = -1/2$ ). Последнее может вызываться определенным вкладом дополнительных механизмов релаксации энергии для наиболее быстрых электронов.

Как и в равновесном случае, насыщения МС теплых электронов [см. выражение (6) для  $\Omega\tau_p \gg 1$ ] экспериментально не наблюдается (кривая 3). Вычисление средней температуры неравновесного электронного газа с использованием (2) дает величину  $T_e = 6$  К, что свидетельствует о хорошем выполнении условия слабого разогрева и применимости приближения теплых электронов.

Таким образом, дополнительный учет механизмов рассеяния энергии с различными скоростями релаксации позволяет объяснить уменьшение (по сравнению с равновесным случаем) величины магниторезистивного эффекта при переходе в электрическом поле от прыжкового механизма проводимости к проводимости теплыми неравновесными электронами по зоне проводимости.

- [1] D.J. Oliver. Phys. Rev., **127**, 1045 (1962).
- [2] И. Асаки, Т. Хара. *Тр. 9 Межд. конф. по физике полупроводников* (Л., 1969) с. 833.
- [3] О.В. Емельяненко, Д.И. Наследов, Д.Д. Недеогло. ФТТ, **15**, 1712 (1973).
- [4] Е.М. Гершензон, Л.Б. Литвак-Горская, Р.И. Рабинович, Е.З. Шапиро. ЖЭТФ, **90**, 248 (1986).
- [5] Ж. Канцлерис, Г. Твардаускас. Лит. физ. сб., **25**, 81 (1985).
- [6] В. Денис, Ж. Кнцлерис, З. Мартунас. *Электронны в полупроводниках. Тепловые электроны* (Вильнюс, 1983) т. 4.
- [7] H.F. Budd. Phys. Rev., **131**, 1520 (1963).
- [8] Р. Смит. *Полупроводники* (М., 1982).
- [9] Б. Ридли. *Квантовые процессы в полупроводниках* (М., 1986).
- [10] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).
- [11] Б.М. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).

Редактор Т.А. Полянская

## Low-temperature transfer of a charge in *n*-GaAs by non-equilibrium electrons in magnetic field

*Ae.E.Podoksik, M.G.Lukashevich, V.G.Matzukevich*

Belarus State University, 220050, Minsk, Belarus

Calculation of magnetoresistance of warm nonequilibrium electrons for semiconductors having the isotropic parabolic band has been performed. Theoretical results are being compared with those of measurements of *n*-GaAs magnetoresistance under conductivity by warm nonequilibrium electrons due to impact ionization of the shallow donor impurities.