01;05;06

Дифференциальная проводимость в условиях поперечного убегания горячих электронов при произвольной ориентации электрического и магнитного полей

© З.С. Качлишвили, Н.К. Метревели, Ф.Г. Чумбуридзе

Тбилисский государственный университет, Грузия
E-mail: nanametreveli@yahoo.com
faculty@tsu.ge

Поступило в Редакцию 11 февраля 2002 г.
В окончательной редакции 15 мая 2002 г.

В приближении квазиупругого рассеяния исследуется дифференциальная проводимость в условиях поперечного убегания (ПУ) горячих электронов. Рассмотрен случай, когда магнитное поле направлено под углом к электрическому полю.

Показано, что при любом классическом магнитном поле в условии ПУ дифференциальная проводимость меняет знак, при этом в слабом магнитном поле возможно появление S-образной вольт-амперной характеристики, а в сильном N-образной.

При убегании горячих электронов, как было отмечено в [1], всегда возникает вопрос о сохранении стационарности данного состояния системы. Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо исследовать поведение дифференциальной проводимости. Общей связи между убеганием и поведением дифференциальной проводимости не существует. В [1] показано, что исключение представляет эффект поперечного убегания (ПУ) горячих электронов, там же исследована дифференциальная проводимость в скрещенных электрическом и магнитном полях. Однако, согласно [2,3], ПУ реализуется и тогда, когда магнитное поле приложено под произвольным углом к электрическому полю. Естественно возникает вопрос об исследовании условия сохранения стационарности такого состояния.

В общем случае в приближении квазиупругого рассеяния функция распределения электронов зависит от результирующего внутреннего поля E^2 и от угла β между $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$:

$$f_0 = \exp\left\{-\int \frac{dx}{1+\alpha\theta(x)}\right\}, \tag{1}$$

$$\theta(x) = x^{\frac{t+s}{2}} \frac{1+\eta x' \cos\beta}{1+\eta x'}, \tag{2}$$

где $x = \varepsilon/k_0T$, $\alpha = (E/E_0)^2$, $\eta = (H/H_0)^2$, $E_0 = \sqrt{3}\frac{k_0T}{e(l_0\tilde{l}_0)^{1/2}}$, $H_0 = \frac{(2mc^2k_0T)^{1/2}}{el_0}$, $l = l_0x^{\frac{t+1}{2}}$, $\tilde{l} = \tilde{l}_0x^{\frac{s+1}{2}}$, m — эффективная масса электрона, c — скорость света, t, s — показатели степени энергетической зависимости длин свободного пробега от импульса электрона и от энергии; остальные обозначения общепринятые.

Очевидно, что все макрохарактеристики системы также будут зависеть от этих параметров и возникает необходимость выразить E^2 и β через заданные в эксперименте величины, что даст возможность исследовать поведение дифференциальной проводимости при ПУ. Но реализация этой задачи зависит от граничных условий, соответствующих постановке эксперимента. Известно всего несколько режимов, которые можно реализовать экспериментально [4].

В настоящем сообщении рассматривается один из этих экспериментальных режимов и исследуется вопрос о сохранении его стационарности при ПУ.

Пусть вдоль оси x приложена разность потенциалов, которая создает статическое электрическое поле E_x; вдоль этой же оси течет электрический ток $\mathbf{J}_x \neq 0$. Будем считать, что магнитное поле приложено под углом χ к $E_x \sim J_x$ и находится в плоскости $x0z$: $\mathbf{H}(H_x, 0, H_z)$. Очевидно, что в общем случае у полного электрического поля и у полного тока все три составляющие будут отличны от нуля: $\mathbf{E}(E_x, E_y, E_z)$ и $\mathbf{J}(J_x, J_y, J_z)$. Через χ_0 обозначим угол между $\mathbf{H}$ и $\mathbf{J}$.

Рассмотрим граничные условия, соответствующие одной возможной постановке эксперимента, при котором можно наблюдать ПУ (полупроводниковый образец имеет форму прямоугольного параллелепипеда с образующей, направленной вдоль оси x [4]:

$$E_x \neq 0, \quad E_y \neq 0, \quad E_z \neq 0; \qquad J_x \neq 0, \quad J_y = 0, \quad J_z = 0. \tag{3}$$

E_y — поле Холла, а E_z — т.н. поле продольно-поперечного гальваномагнитного эффекта.

При граничных условиях (3) и при наличии классически сильного ($\eta \gg 1$) и слабого ($\eta \ll 1$) магнитного полей, согласно [5], справедливы следующие соотношения: при $\eta \ll 1$, $E_z/E_y \cong b_1\sqrt{\eta}\cos\chi \ll 1$, а при $\eta \gg 1$, $E_z/E_y \cong b_2\cos\chi/\sqrt{\eta} \ll 1$. Здесь $b_1 \leqslant 1$ и $b_2 < 1$ для всех известных механизмов рассеяния. С учетом этих замечаний получаем:

$$\chi_0 = \chi; \quad \cos\beta = \cos\theta\cos\chi; \quad E^2 = E_x^2(1 + \mathrm{tg}^2\,\theta), \ \ \mathrm{tg}^2\,\theta = E_y^2/E_x^2. \quad (4)$$

Написав общее выражение для плотности тока

$$\mathbf{J} = -en\left\{\mu_1\mathbf{E} + \mu_2\,\frac{[\mathbf{EH}]}{H} + \mu_3\,\frac{\mathbf{H}(\mathbf{EH})}{H^2}\right\}, \quad (5)$$

где первый член — ток в направлении электрического поля, второй — холловский ток, а третий — ток, фокусированный магнитным полем. μ_1, μ_2, μ_3 — коэффициенты подвижности для соответствующих токов.

С учетом (4) и граничных условий (3) для проводимости получаем:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \frac{\mu_1}{\mu_0} \cdot \frac{\left(1 + \frac{\mu_2^2}{\mu_1^2}\right)}{\left(1 + \frac{\mu_2^2}{\mu_1^2}\cos^2\chi\right)}, \quad (6)$$

где σ_0 и μ_0 — проводимость и подвижность в слабом электрическом поле соответственно.

В условиях ПУ (т.е. при $x \to \infty$) Холловский угол θ стремится к $\pi/2$ [6] и, таким образом, неравновесная функция распределения (1) становится такой же, как в скрещенных полях, которая в компактном виде представляется как:

$$f_0(x) = N\exp\left(-\frac{\eta^\xi}{\alpha}\,\frac{x^\xi}{\xi}\right), \quad \xi \neq 0, \quad (7)$$

N — нормировочный множитель, $\xi = \xi_1 = 1 - \frac{t+s}{2}$ и $\xi = 0$ — в слабом магнитном поле, $\xi = \xi_2 = 1 + \frac{t-s}{2}$ и $\xi = 1$ — в сильном магнитном поле.

Выражение (6) представляет собой обобщение проводимости в условиях наличия магнитного поля, приложенного под углом к электрическому полю. При $\chi = \pi/2$ (6) переходит к проводимости, соответствующей скрещенным полям, а при $\chi = 0$ эффект магнитного поля исчезает, что физически вполне понятно.

С использованием (6) вычисление дифференциальной проводимости проведено по схеме из работы [1] и получен следующий результат:

$$\frac{\sigma_d}{\sigma} = \frac{2\gamma - s - 1}{5 - 2\gamma - s}. \tag{8}$$

В слабом магнитном поле $2\gamma = t + 3$ и

$$\frac{\sigma_d}{\sigma} = \frac{2 + t - s}{2 - t - s}. \tag{8а}$$

В сильном магнитном поле $2\gamma = 3 - t$ и

$$\frac{\sigma_d}{\sigma} = \frac{2 - (t + s)}{2 + t - s}. \tag{8б}$$

Резюмируя полученные результаты, можно заключить: в обоих случаях в слабом и сильном магнитном полях при поперечном убегании $(t + s = 2)$, σ_d меняет знак, при этом в первом случае (8а) проходит через бесконечность, во втором случае (8б) — через нуль. Следовательно, в слабом магнитном поле возможно возникновение S-образной вольтамперной характеристики, а в сильном магнитном поле — N-образной. Согласно [6], для комбинации механизмов рассеяния, удовлетворяющих условию $t + s = 2$, ПУ возникает в любом отличном от нуля магнитном поле. Поэтому полученные результаты не вызывают сомнения.

В конце работы следует сделать следующее замечание: простая формула для σ_d/σ в виде (8) получена из громадного его выражения с использованием необходимого условия возникновения ПУ $(\alpha \to \infty)$ и при этом произведено сокращение на $\cos\chi \neq 0$. Отсюда очевидно, что полученные результаты (8), (8а) и (8б) справедливы лишь в сильном электрическом и магнитном полях, направленных под углом друг к другу.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра (G-394).

Список литературы

[1] *Качлишвили З.С., Метревели Н.К., Чумбуридзе Ф.Г.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 5. С. 48.
[2] *Качлишвили З.С., Чумбуридзе Ф.Г.* // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 5. С. 1834.
[3] *Качлишвили З.С., Махарадзе Н.М., Чумбуридзе Ф.Г.* // Сообщ. АН Грузии. 1989. Т. 134. С. 69.
[4] *Басс Ф.Г.* // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 275.
[5] *Kachlishvili Z.S.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1976. V. 33. P. 15–51.
[6] *Качлишвили З.С.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. В. 5. С. 1955.