01;05;06

Влияние фононного разогрева на поперечное убегание горячих электронов

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

Тбилисский государственный университет

Поступило в Редакцию 2 июня 1999 г.

Исследуется влияние фононного разогрева на эффект поперечного убегания, поскольку в стандартных условиях реализации этого эффекта может нарушиться равновесное распределение фононов. Показано, что разогрев фононов задерживает поперечное убегание горячих электронов.

В работе [1,2] было показано, что для некоторой комбинации механизмов рассеяния энергии, импульса горячих электронов и определенного порогового значения приложенного электрического (магнитного) поля холловское поле (следовательно, и внутреннее) стремится к бесконечности. Отсюда очевидны перспективы использования этого эффекта, который был назван поперечным убеганием (ПУ) [1]. В [3] было показано, что эффект ПУ не связан с каким-либо приближением. Однако в [1–3] исследование проведено в условиях равновесия фононной подсистемы. Очевидно, что в стандартных условиях эксперимента по ПУ (или практического использования указанного эффекта), если не предпринять соответствующие меры, может нарушиться термодинамическое равновесие фононов. Поэтому естественно возникает вопрос: какое влияние может оказать разогрев фононов на ПУ? В настоящем сообщении приводятся результаты такого рассмотрения, а исследование проводится в приближении электронной температуры по схеме работы [3].

Рассмотрим однородный полупроводник в скрещенных сильном электрическом и магнитном полях $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$. Для нахождения неравновесных функции распределения горячих электронов и фононов следует решать систему кинетических уравнений Больцмана для электронов и фононов. Эта весьма сложная задача существенно упрощается в приближении, когда функции распределения для электронной и фононной подсистем являются соответственно максвеловской и планковской с одной и той же эффективной температурой, равной электронной температуре T_e. В этом случае вместо системы уравнений баланса энергии имеется одно уравнение для определения T_e [4]:

$$(\mathbf{jE}) = P(\theta), \tag{1}$$

где

$$P(\theta) = P_{f1}(T)\theta^{\alpha}(\theta - 1) \tag{2}$$

представляет собой энергию, передаваемую от длинноволновых фононов (ДФ) тепловому резервуару (коротковолновым фононам $l = f$, $\alpha = 2$) или границам образца ($l = h$, $\alpha = 3/2$), а $\theta = T_e/T$. Плотность тока в общепринятых обозначениях имеет вид:

$$\mathbf{j} = -en\left\{\mu_1\mathbf{E} + \mu_2\frac{[\mathbf{EH}]}{H}\right\}. \tag{3}$$

Таким образом, мы считаем, что энергия горячих электронов передается разогретым ДФ, а импульс рассеивается на дефектах решетки. Тогда длину свободного пробега электронов по импульсу можно записать в виде [5]:

$$l(y) = l_0 y^{\frac{1+t}{2}}\theta^r, \tag{4}$$

где $y = \varepsilon/k_0T_e$, а значения параметров t и r для всех известных механизмов рассеяния приведены в [5].

С учетом (4) подвижности μ_1, μ_2 можно записать в виде

$$\frac{\mu_1}{\mu_0} = \frac{\theta^{\frac{2r-1}{2}}}{\Gamma(\frac{t+5}{2})}\mathcal{J}_1, \qquad \frac{\mu_2}{\mu_0} = \frac{\theta^{2r-1}}{\Gamma(\frac{t+5}{2})}\sqrt{\eta}\mathcal{J}_2, \tag{5}$$

где

$$\mathcal{J}_1 = \int\limits_0^\infty \frac{e^{-y} y^{\frac{t+3}{2}} dy}{1 + \eta y^t \theta^{2r-1}}, \qquad \mathcal{J}_2 = \int\limits_0^\infty \frac{e^{-y} y^{\frac{2t+3}{2}} dy}{1 + \eta y^t \theta^{2r-1}}, \tag{6}$$

$\eta = (H/H_0)^2$, $H_0 \equiv (2mk_0T)^{1/2}c/el_0$, c — скорость света, μ_0 — подвижность в слабом электрическом поле.

Пусть вдоль оси X приложено электрическое поле E_x и течет ток J_x, а магнитное поле направлено вдоль оси Z. Определяя холловское поле в режиме холостого хода ($J_y = 0$), уравнение баланса энергии (1) принимает вид

$$\frac{en\mu_0}{\Gamma\left(\frac{t+5}{2}\right)} \theta^{\frac{2r-1}{2}} \mathcal{J}_1 \left\{ 1 + \eta\theta^{2r-1} \left(\frac{\mathcal{J}_2}{\mathcal{J}_1} \right)^2 \right\} = P_{f1}(T)\theta^\alpha(\theta - 1). \tag{7}$$

Представляет интерес выяснить вопрос о том, существует ли комбинация механизмов рассеяния, для которых решение уравнения (7) обращается в бесконечность как функция одного из параметров E_x, H. Заметим, что при $\theta \to \infty$ функция распределения не нормируема, т. е. происходит убегание горячих электронов.

Аналитическое решение (7) возможно только в приближении сильного ($\eta y^t \theta^{2r-1} \gg 1$) и слабого ($\eta y^t \theta^{2r-1} \ll 1$) магнитных полей.

Вычисляя интегралы $\mathcal{J}_1$ и $\mathcal{J}_2$ в указанных приближениях и учитывая условие возникновения убегания по приложенному электрическому полю (при $\mathbf{H} = \mathrm{const}$) $\partial\theta/\partial E_x \to \infty$, получаем уравнение для асимптотических значений θ. Из этого уравнения следует, что θ обращается в бесконечность при некоторых конечных значениях E_x. Найдены соответствующие механизмы рассеяния. Рассматривая раздельно наличие теплового резервуара ($\alpha = 2$) и границы образца ($\alpha = 3/2$), из полученных выражений следует, что в сильном магнитном поле во всех случаях существуют решения асимптотического уравнения лишь для не реальных механизмов рассеяния. В слабом же магнитном поле в одном случае решение не существует, а в другом случае существует, однако для реальных механизмов рассеяния условия убегания не выполняются.

Из полученных результатов заключаем, что разогрев фононов задерживает поперечное убегание горячих электронов.

Список литературы

[1] *Качлишвили З.С.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. С. 1955.
[2] *Качлишвили З.С., Чумбуридзе Ф.Г.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 87. С. 1834.
[3] *Качлишвили З.С., Чумбуридзе Ф.Г.* // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. С. 688.
[4] *Гасымов Т.М., Гуревич Л.Э.* // ФТТ. 1967. Т. 9. С. 106.
[5] *Gegechkori T.O., Kachlishvili Z.S.* // Phys. Stat. Sol (a). 1977. V. 43. P. 513.