# Коэффициент захвата горячих электронов на отталкивающие центры в условиях поперечного убегания

© З.С. Качлишвили, Х.З. Качлишвили, Ф.Г. Чумбуридзе

Тбилисский государственный университет,
380028 Тбилиси, Грузия

(Получена 10 октября 1995 г. Принята к печати 18 апреля 1996 г.)

Вычислен коэффициент захвата горячих электронов на отталкивающие центры в условиях поперечного убегания. Учитывается зависимость вероятности захвата как от зоммерфельдовского множителя, так и ее экспоненциальная зависимость от энергии протуннелировавшего электрона. Показано, что последняя зависимость играет важную роль вблизи порога поперечного убегания горячих электронов, тогда как далеко от порога вероятность захвата по модели Бонч-Бруевича можно считать хорошей аппроксимацией.

Исследование захвата горячих электронов на отрицательно заряженные центры проводилось во многих работах (см., например, [1–5]). Как известно, в этом случае при низких температурах главную роль играет вероятность прохожденя через кулоновский барьер. Поскольку наиболее существенные в этих процессах расстояния заметно превышают размер ловушки, вероятность захвата пропорциональна множителю Зоммерфельда и соответствующее сечение захвата дается известным выражением Бонч-Бруевича [1].

Однако в работе [6] показано, что при захвате электрона на отрицательно заряженные центры вероятность захвата $P$, кроме зоммерфельдовского множителя, должна экспонециально зависеть от энергии протуннелировавшего электрона:

$$P \sim \exp\left(-\frac{2\tau_1}{\hbar}W\right), \tag{1}$$

где $W$ — кинетическая энергия, которая должна быть потеряна электроном при захвате, $\tau_1$ — время туннелирования. В этой же работе был вычислен коэффициент захвата в приближении электронной температуры. Показано, что учет отмеченного выше обстоятельства приводит к замене обычного понятия электронной температуры на эффективную элекронную температуру, которая содержит параметр центра, имеющий порядок обратной энергии кванта колебания. В случае, когда электронная температура гораздо меньше этой энергии, результат работы [6] совпадает с результатом Бонч-Бруевича [1]. В работе [7] с учетом вышесказанного вычислен коэффициент захвата в условиях иглообразного распределения горячих электронов. Согласно результатам этих вычислений, для большой кратности заряда центра захвата эффективное сечение Бонч-Бруевича является хорошей аппроксимацией, тогда как в противоположном случае необходимо учесть экспотенциальный множитель (1).

В настоящей работе коэффициент захвата вычислен в условиях поперечного убегания (ПУ) горячих электронов. Как показано в работах [8,9], в сильном электрическом и магнитном полях, в холловском режиме, для некоторых комбинаций механизмов рассеяния импульса и энергии с ростом средней энергии частота столкновения горячих электронов стремится к нулю и за счет резкого увеличения внутреннего поля скачком изменяется вольт-амперная характеристика, и это изменение носит пороговый характер. Для одной комбинации механизмов рассеяния существует порог только по приложенному электрическому, а для другой — как по приложенному электричеству, так и по магнитному полям. Этот эффект и был назван поперечным убеганием [8]. Согласно [8,9], ПУ реализуется в следующих условиях:

$$t > 0, \qquad t + s = 2,$$
$$t > 0, \qquad 3t + s = 2.$$

Здесь $t$ и $s$ — показатели степени в энергетической зависимости длин свободного пробега по импульсу и по энергии:

$$l = l_0 x^{(1+t)/2}, \qquad \tilde{l} = \tilde{l}_0 x^{(1+s)/2},$$

где $x = W/k_0T$. Значения $t$ и $s$ для известных механизмов рассеяния даются, например, в работе [10]. При сильном разогреве, когда

$$\alpha x^{(t+s)/2}/(1 + \eta x^t) \gg 1, \tag{2}$$

функции распределения в усовиях ПУ имеют вид

$$f_{0,1}(x) = A_1 \exp(-\eta x^t/\alpha t), \tag{3}$$

$$f_{0,2}(x) = A_2 \exp[-x/(1+\alpha)]. \tag{4}$$

Здесь $\alpha \equiv (E/E_0)^2$, $\eta \equiv (H/H_0)^2$, $A_1$, $A_2$ — нормировочные множители, $E_0 \equiv \sqrt{3}\, k_0\, T/e\, (l_0\tilde{l}_0)^{1/2}$, $H_0 \equiv (2mc^2k_0T)^{1/2}/el_0$, остальные обозначения общепринятые.

Следует отметить, что из известных механизмов рассеяния энергии и импульса условию $t > 0$, $t + s = 2$ удовлетворяют следующие механизмы рассеяния (см. [10]):

при $t = 3$, $s = -1$; т.е. для импульса — рассеяние на ионах примеси, для энергии — на деформационном потенциале акустических фононов (ДА-рассеяние) как в приближении высоких, так и в приближении низких температур;

при $t = 1$, $s = 1$; т. е. для импульса — рассеяние на дипольных центрах, на пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов (РА-рассеяние) в приближении высоких температур, поляризационное рассеяние на оптических фононах (РО-рассеяние); для энергии — РА-рассеяние в приближении высоких или низких температур или деформационное рассеяние на оптических фононах.

Условию же $t > 0$, $3t + s = 2$ удовлетворяют следующие механизмы рассеяния:

$t = 1$, $s = -1$; т. е. для импульса — рассеяние на дипольных центрах, РА-рассеяние в приближении высоких температур или же РО-рассеяние; для энергии — ДА-рассеяние как в приближении высоких, так и низких температур.

Для $t > 0$ и $t + s = 2$ с учетом (1) и (3) коэффициент захвата можно записать в виде

$$C_n = \frac{2\sqrt{2m}\,t}{\Gamma(3/2t)}(k_0T)^{\nu_0-1/2}\left(\frac{\alpha t}{\eta}\right)^{-3/2t} \times \int \frac{x^{\nu_0}\Psi(k_0Tx)\exp(-\eta x^t/\alpha t-\gamma_0 x)}{\exp(\gamma/x^{1/2})-1}\,dx, \quad (5)$$

где $\gamma \equiv 2\pi z e^2/\varepsilon\hbar v_0$, $z$ — заряд отталкивающего центра в единицах заряда электрона, $\varepsilon$ — диэлектрическая проницаемость вещества, $v_0$ — скорость, $\nu_0$ — параметр порядка единицы, $\Psi$ — медленно изменяющаяся функция энергии ($\nu_0$ и $\Psi$ вошли из выражения Бонч-Бруевича для эффективного сечения [1]), $\gamma_0 = 2\tau_1 k_0 T/\hbar$, $\Gamma(x)$ — гамма-функция. Интеграл (5) вычисляется методом перевала, с учетом того что в условиях, нас интересующих, $\gamma \gg 1$. Отбрасывая 1 в знаменателе (5), для величины $C_n$ получаем

$$C_n = \frac{4\sqrt{\pi m}\,t}{\Gamma(3/2t)}(k_0T)^{\nu_0-1/2}\left(\frac{\alpha t}{\eta}\right)^{-3/2t} \times \gamma\,\frac{\exp[\varphi_1(x_{01})]}{\sqrt{|\varphi_1''(x_{01})|}}\,x_{01}^{\nu_0}\,\Psi(k_0Tx_{01}), \quad (6)$$

где

$$\varphi_1(x) = \gamma x^{-1/2} - \gamma_0 x - \frac{\eta x^t}{\alpha t}, \quad (7)$$

а $x_{01}$ является решением следующего уравнения:

$$\gamma/2 = x^{3/2}\left(\gamma_0 + \frac{\eta}{\alpha}x^{t-1}\right). \quad (8)$$

Выражая внутреннее электрическое поле через приложенное $E_x$, получаем [8]

$$\alpha = \alpha_x \Big/ \left\{1 - \frac{\Gamma^2[(2t+3)/2t]t}{\Gamma^2[(t+3)/2t]}\alpha_x\right\}, \quad (9)$$

где $\alpha_x = (E_x/E_0)^2$. Вблизи порога ПУ

$$E_x \lesssim E_0\Gamma\left(\frac{t+3}{2t}\right)\Big/\Gamma\left(\frac{2t+3}{2t}\right)t$$

условие (2) также выполняется хорошо и решение уравнения (8) имеет вид $x_{01} = (\gamma/2\gamma_0)^{2/3}$, а для коэффициента захвата имеем

$$\frac{C_n}{C_{n1}^0} = \frac{(\alpha/\eta)^{3/2t}}{\sqrt{(t-1)(\eta/\alpha)(\gamma/2\gamma_0)^{(2t+1)/3} + \frac{3}{4}\gamma}} \times \exp\left[-\left(\frac{\gamma}{2\gamma_0}\right)^{2t/3}\frac{\eta}{\alpha t}\right], \quad (10)$$

где $\alpha$ дается выражением (9), а

$$C_{n1}^0 = \frac{4\sqrt{\pi m}}{\Gamma(3/2t)}t^{(2t-3)/2t}(k_0T)^{\nu_0-1/2}\left(\frac{\gamma}{2\gamma_0}\right)^{(4\nu_0+5)/6} \times \Psi\left[k_0T\left(\frac{\gamma}{2\gamma_0}\right)^{2/3}\right]\exp\left[-3\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{2/3}\gamma_0^{1/3}\right]. \quad (11)$$

Далеко от порога при выполнении неравенств

$$\gamma_0 \ll \frac{\Gamma^{t-1}(5/2t)t^{(t-1)/t}}{\Gamma^{t-1}(3/2t)}\left(\frac{\eta}{\alpha_x}\right)^{1/t} \ll 1, \quad (12)$$

$$\alpha_x \ll \left(\frac{2t+1}{2}\right)^{2t+1}\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{2t}\eta, \quad (12a)$$

решение уравнения (8) можно представить как $x_{02} = (\alpha\gamma/2\eta)^{2/(2t+1)}$, а коэффициент захвата имеет вид

$$\frac{C_n}{C_{n2}^0} = \left(\frac{\alpha}{\eta}\right)^{\frac{4\nu_0 t-t-3}{2t(2t+1)}}\Psi(k_0Tx_{02})\exp\left\{-\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{\frac{2}{2t+1}}\left(\frac{\alpha}{\eta}\right)^{\frac{2t}{2t+1}} \times \left[\gamma_0 + \left(\frac{\alpha}{\eta}\right)^{-\frac{3}{2t+1}}\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{\frac{2(t-1)}{2t+1}}\frac{2t+1}{2t}\right]\right\}. \quad (13)$$

Здесь

$$C_{n2}^0 = \frac{4}{\Gamma(3/2t)}\left(\frac{2\pi m}{2t+1}\right)^{1/2}\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{\frac{2\nu_0+2-t}{2t+1}}, \quad (14)$$

$$\alpha \simeq \alpha_x\left[1 + \alpha_x t\Gamma^2\left(\frac{2t+3}{2t}\right)\Big/\Gamma^2\left(\frac{t+3}{2t}\right)\right]. \quad (14a)$$

Отметим, что неравенства (12) и (12a) всегда можно сделать совместимыми с помощью вариации поля и с учетом большого значения численного коэффициента $[(2t+1)/2]^{2t+1}(\gamma/2)^{2t}$.

Если $\gamma_0 = 0$, выражение (13) совпадает с выражением, полученным в [5] с использованием эффективного сечения Бонч-Бруевича [1].

В случае $t > 0$ и $3t + s = 2$, используя метод перевала, для коэффициента захвата получаем

$$\frac{C_n}{C_{n3}^0} = (1+\alpha)^{-3/2}\left(\frac{1+\alpha}{1+(1+\alpha)\gamma_0}\right)^{(4\nu_0+s)/3}\Psi(k_0Tx_{03}) \times \exp\left\{-3\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{2/3}\left[\frac{1+\gamma_0(1+\alpha)}{1+\alpha}\right]^{-1/3}\right\}. \quad (15)$$

Здесь

$$C_{n3}^{0} = 8\left(\frac{2m}{3}\right)^{1/2}(k_0T)^{\nu_0-1/2}\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{(2\nu_0+1)/3}, \quad (15a)$$

$$L = L_x\left[1+2.76\left(\frac{H}{H_0}\right)^2\right]\left[1-2.76\left(\frac{H}{H_0}\right)^2\alpha_x\right]^{-1}, \quad (16)$$

$$x_{03} = \left(\frac{\gamma}{2}\right)^{2/3}\left(\frac{1+\alpha}{1+(1+\alpha)\gamma_0}\right)^{2/3}. \quad (17)$$

Как и в первом случае, вблизи порога поперечного убегания горячих электронов в эффективном сечении захвата экспоненциальный множитель (1) играет важную роль, тогда как далеко от порога убегания эффективное сечение Бонч-Бруевича можно считать хорошей аппроксимацией.

## Список литературы


[1] В.Л. Бонч-Бруевич. ФТТ, **6**, 2047 (1964).
[2] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. ФТТ, **7**, 75 (1965).
[3] В.Л. Бонч-Бруевич, З.С. Качлишвили. Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия, № 5, 580 (1974).
[4] Х.З. Качлишвили, А.Г. Миронов. Тр. ТГУ, **291**, 37 (1989).
[5] Д.П. Бхаттачария, З.С. Качлишвили. ФТТ, **2**, 2017 (1977).
[6] В.М. Абакумов, В. Карпус, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич. ФТП, **22**, 262 (1988).
[7] Х.З. Качлишвили, З.С. Качлишвили. Sol. St. Commun.
[8] З.С. Качлишвили. ЖЭТФ, **78**, 1955 (1980).
[9] З.С. Качлишвили, Ф.Г. Чумбуридзе. ЖЭТФ, **87**, 1834 (1984).
[10] З.С. Качлишвили. Phys. St. Sol (a), **33**, 15 (1976).


*Редактор Т.А. Полянская*

## The ratio of capture of hot electrons by repulsive centers under transverse runaway conditions

*Z.S. Kachlishvili, Kh.Z. Kachlishvili, F.G. Chumburidze*

Tbilisi State University, 380028 Tbilisi, Georgia

**Abstract** A calculation has been made of the ratio of capture of hot electrons by repulsive centers under transverse runaway conditions. The capture probability dependence both on the Sommerfeld factor and on the posttunnelling electron energy was considered, the latter being shown to play an important role near the transverse runaway threshold, while far away from that the Bonch-Bruevich model for the capture probability gives a good approximation.