

Проблема промежуточных температур или электрических полей при рассеянии горячих электронов на акустических фононах

© З.С. Качлишвили, Л.Г. Кукутария

Тбилисский государственный университет им И. Джавахишвили,
380028 Тбилиси, Грузия

(Получена 27 ноября 1995 г. Принята к печати 21 апреля 1997 г.)

Получено аппроксимационное выражение для времени релаксации импульса при квазиупругом рассеянии горячих электронов на акустических фононах в зависимости от энергии электронов и температуры решетки. В приближении электронной температуры вычислены подвижность и зависимость электрического поля примесного пробоя от степени компенсации. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом на *n*-Ge.

При рассеянии импульса горячих электронов на акустических фононах существует проблема так называемой "промежуточной" температуры. Это связано со следующим обстоятельством. Время релаксации импульса при квазиупругом акустическом рассеянии можно представить в виде [1,2]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{(16k_0T)^{1/2}}{m^{1/2}l_{ae}} \left(\frac{k_0T}{ms^2}\right)^{1/2} \frac{1}{x^3} \int_0^x \chi^4 \operatorname{ctg} \chi d\chi, \quad (1)$$

где $x = (2ms^2\varepsilon)^{1/2}/k_0T$, ε — энергия электрона, m — эффективная масса электрона, T — температура кристаллической решетки, s — скорость звука, l_{ae} — средняя длина свободного пробега в приближении "высоких" температур.

Хорошо известно, что до сих пор не существует решения интеграла, входящего в (1), для произвольной степени возбуждения акустических колебаний решетки. Его простое решение можно получить лишь в приближениях "высоких" и "низких" температур, когда справедливы законы равномерного распределения фононов или нулевых колебаний решетки [1,2]. Соответствующие функции распределения по энергиям найдены Б. Давыдовым [3] и Р. Стреттоном [4]. Критерии приближения высоких и низких температур налагают ограничения на среднюю энергию электронов, зависящую от величины приложенного электрического поля. Так что в стационарном состоянии, когда энергия, полученная от поля, возвращается системе фононов, можно определить среднюю энергию электрона как функцию электрического поля и тем самым критерии приближений высоких и низких температур представить через напряженность электрического поля [5]:

$$E_1 \gg E \quad \text{и} \quad E_1 \ll E, \quad (2)$$

где, например, для германия $E_1 \approx 0.11T^{5/2}$ В/см [5].

Напряженность электрического поля в области примесного пробоя сильно зависит от степени компенсации образца и слабо — от температуры решетки. Следовательно, в этой области электрического поля асимптотика

функции распределения предопределяется соотношением степени компенсации образца и температуры решетки. Легко убедиться, что область промежуточных температур или электрических полей охватывает довольно широкий интервал, который с повышением температуры сильно растет. В этой области поведение кинетических коэффициентов неизвестно, ибо в ней не справедливы функции распределения ни Давыдова, ни Стреттона. А во многих задачах, в том числе и в прикладных, знать поведение кинетических коэффициентов в указанной области очень важно. Поэтому обычно делаются разные интерполяции между значениями, полученными в приближениях высоких и низких температур. Учитывая также сложную зависимость греющего электрического поля от величины приложенного — при наличии магнитного поля, в режиме заданного направления тока, становится очевидным, насколько важную роль играет проблема промежуточных полей при исследовании кинетических коэффициентов в условиях акустического рассеяния.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования проблемы промежуточных температур (между приближениями высокой и низкой температуры) или электрических полей. С помощью аналитической аппроксимации выражения для времени релаксации импульса (1), в приближении электронной температуры вычислены соответствующая подвижность и электронная температура в зависимости от приложенного электрического поля. Вычислена также зависимость пробивного поля от степени компенсации и на конкретном примере показано, что эту существенно нелинейную зависимость невозможно удовлетворительно описать с помощью приближений высоких или низких температур. Проведенное сравнение с экспериментом показывает хорошее совпадение между теоретическими и экспериментальными результатами.

Вычисления показали, что соотношение (1) хорошо аппроксимируется следующим выражением:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{(16k_0T)^{1/2}}{m^{1/2}l_{ae}} \left(\frac{k_0T}{ms^2}\right)^{1/2} \left[\frac{x^2}{5} + \frac{x}{4} \exp(-0.95x) \right]. \quad (3)$$

Действительно, отличие между значениями τ , полученных с помощью (1) и (3), составляет не более 3.5% во всей области изменения x . С использованием (3)

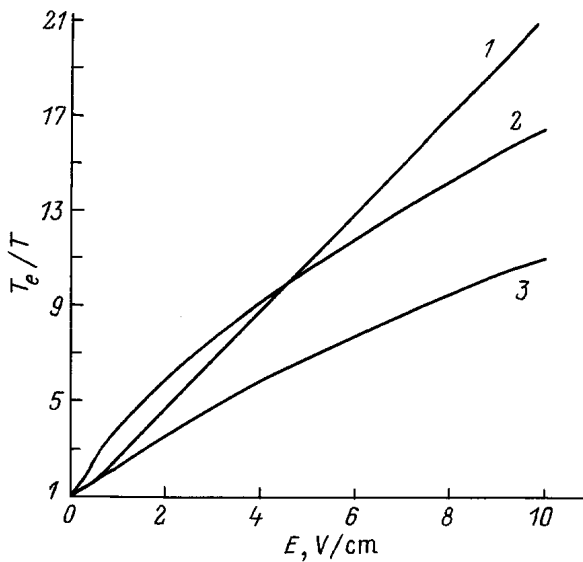


Рис. 1. Зависимости электронной температуры T_e от приложенного электрического поля E при температуре решетки $T = 4.2\text{ K}$: 1 — в приближении высоких температур, 2 — в приближении низких температур, 3 — с использованием выражения (5).

в приближении электронной температуры вычислена подвижность [6]

$$\mu = \frac{4esl_{ae}}{3\pi^{1/2}k_0T} \frac{1}{x_e} [1 - \exp(-1.2/x_e)], \quad (4)$$

где $x_e = (2ms^2/k_0T)^{1/2}(T/T_e)^{1/2}$.

Полученные результаты дают возможность вычислить зависимость электронной температуры T_e/T от приложенного электрического поля. Из уравнения баланса энергии получаем

$$\left(\frac{E}{E_0}\right)^2 = \frac{T_e}{T} \left(\frac{T_e}{T} - 1\right) \frac{x_e}{1 - \exp(-1.2/x_e)} \times \left\{ \frac{3}{2}\sqrt{\pi} + \frac{15}{2^{9/4}x_e} \exp\left[\frac{(0.95x_e)^2}{8}\right] \times W_{-\frac{1}{4}, -\frac{1}{4}}\left[\frac{(0.95x_e)^2}{4}\right] \right\}, \quad (5)$$

где $E_0 = (6ms^2k_0T)^{1/2}/el_{ae}$, а $W_{ik}(z)$ — функция Уиттекера.

Зависимость $T_e(E)/T$ для $n\text{-Ge}$ ($m = 0.22m_0$ и $T = 4.2\text{ K}$) представлена на рис. 1. Здесь же показаны кривые, соответствующие приближениям высоких и низких температур. Легко видеть, что оба приближения занижают значения электрического поля для каждого фиксированного значения электронной температуры. Это сильно отражается на зависимости электрического поля пробоя E_{br} от степени компенсации. Действительно, как видно из рис. 2, где представлены зависимости

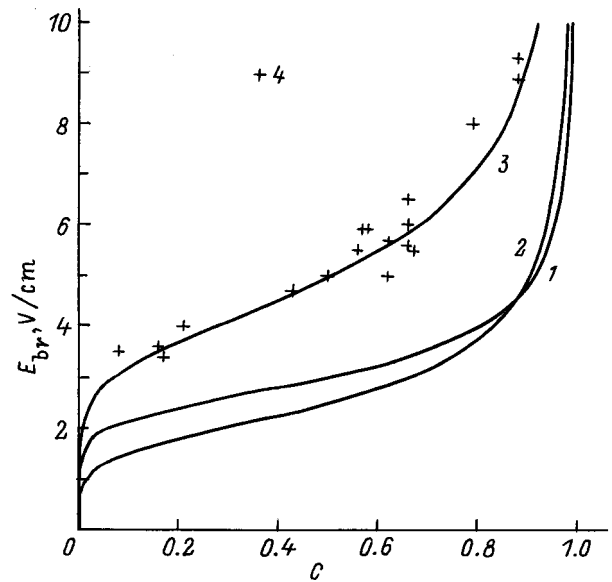


Рис. 2. Зависимость примесного пробоя электрического поля E_{br} от степени компенсации C : 1 — в приближении высоких температур, 2 — в приближении низких температур, 3 — с использованием выражений (5), и (6); 4 — экспериментальные результаты [10,11].

$E_{br}(C)$, при одной и той же степени компенсации C в указанных приближениях занижены значения пробивных полей. При вычислении коэффициента теплового захвата было использовано выражение для дифференциального сечения захвата, полученное в [7] на основе результатов откорректированной теории Лэкса [8]. Коэффициент ударной ионизации вычислялся с помощью дифференциального сечения, полученного в рамках обобщенного метода Борна [9]:

$$\sigma = \pi a_0^2 \left(\frac{N_e}{\varepsilon_i^2}\right) \left(\frac{\eta - 1}{\eta}\right)^{3/2} \frac{b}{\eta - 1 + \varphi}, \quad (6)$$

где ε_i — энергия ионизации примеси в единицах $Ry = m_0e^4/2\hbar^2$, $\eta = \varepsilon/\varepsilon_i$, a_0 — боровский радиус водородоподобного центра, N_e — число электронов в оболочке, из которой происходит ионизация, $b = 9.3$ и $\varphi = 2.5$ [9].

На рис. 2 также представлены экспериментальные результаты из работ [10,11]. Как видно из рисунка, эксперимент хорошо описывается с помощью кривой 3 по всей области электрических полей, в том числе и в области промежуточных полей.

Список литературы

[1] Э. Конуэлл. *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях* (М., Мир, 1970).
 [2] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).
 [3] Б.И. Давыдов. *ЖЭТФ*, 7, 1069 (1937).

- [4] R. Stretton. Proc. Roy. Soc. A, **246**, 406 (1958).
- [5] З.С. Качлишвили. ФТП, **2**, 580 (1968).
- [6] З.С. Качлишвили, Л.Г. Кукутария. Тр. ТГУ, **313**, 93 (1992).
- [7] Т.О. Гегечкори, В.Г. Джакели, З.С. Качлишвили. Сообщ. АН СССР, **163**, 565 (1981).
- [8] В.Н. Абакумов, И.Н. Яссиевич. ЖЭТФ, **71**, 657 (1976).
- [9] Л.А. Вайнштейн, И.И. Собельман, Е.А. Юков. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М., Наука, 1979).
- [10] В.Ф. Банная, Л.И. Веселова, Е.М. Гершензон, В.Р. Гринберг. ФТП, **5**, 155 (1971).
- [11] В.Ф. Банная, Л.И. Веселова, Е.М. Гершензон, В.А. Чунков. ФТП, **7**, 1972 (1973).

Редактор Т.А. Полянская

The problem of "intermediate" temperatures (fields) in the scattering of hot electrons on acoustic phonons and the kinetic processes

Z.S. Kachlishvili, L.G. Kukutaria

Tbilisi State University,
380028 Tbilisi, Georgia

Abstract The analytical expression for the momentum relaxation time as a function of hot electrons energy and crystal lattice temperature throughout their variation regions is obtained in the case of the scattering of electrons on acoustic phonons. The electron mobility as a function of the electric field and the dependence of the break-down field on the compensation level for *n*-Ge are calculated in the electron temperature approximation. Results obtained agree well with the experiment.