

01;05;06

## Об особенностях примесного пробоя в условиях поперечного убегания

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

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

Поступило в Редакцию 15 июля 2002 г.

Рассмотрен примесный пробой (ПП, Impurity Breakdown (IB)) в условиях поперечного убегания (ПУ, Transverse Runaway (TR)) и исследовано влияние роста степени компенсации на отношение критических значений ПП и ПУ при разных значениях магнитного поля. Показано, что при росте магнитного поля критические электрические поля, соответствующие ПП и ПУ, должны стремиться друг к другу, а при фиксированном магнитном поле с ростом степени компенсации критическое поле ПП приближается к пороговому полю ПУ.

Полученные результаты интересны при исследовании нелинейных колебаний, которые появляются в окрестности критических полей ПУ и ПП.

В магнитном поле для горячих электронов всегда возникает вопрос об определении внутреннего поля через приложенные электрическое и магнитное поля. Используя граничные условия холловского режима для определения греющего поля, получаем уравнение [1]:

$$E^2 = E_x^2 + E_y^2 = E_x^2 [1 + D^2(E, H, t, s)], \quad (1)$$

где  $E_x$  и  $E_y$  — напряженности соответственно внешнего приложенного и холловского полей,

$$D \equiv \frac{\int_0^{\infty} x^{\frac{t-s+3}{2}} \exp[-F(x)] dx}{\int_0^{\infty} x^{\frac{3-s}{2}} \exp[-F(x)] dx}, \quad F(x) = \int_x \frac{dx}{1 + \alpha\theta(x)},$$

$$\alpha \equiv \left(\frac{E}{E_0}\right)^2, \quad E_0 \equiv \sqrt{3} \frac{k_0 T}{e(l_0 \tilde{l}_0)^{1/2}},$$

$\theta(x) = \frac{x^{\frac{t+s}{2}}}{1+\eta x^t}$  — функция разогрева,  $\eta \equiv \left(\frac{H}{H_0}\right)^2$ ,  $H$  — приложенное магнитное поле,  $H_0 \equiv \frac{(2mc^2k_0T)^{1/2}}{e l_0}$ ,  $t$  и  $s$  — показатели степени в энергетической зависимости длин свободного пробега по импульсу и по энергии соответственно:  $l(x) = l_0 x^{\frac{t+1}{2}}$ ,  $\tilde{l}(x) = \tilde{l}_0 x^{\frac{s+1}{2}}$ ,  $x \equiv \frac{\varepsilon}{k_0 T}$  — безразмерная энергия, остальные обозначения общепринятые.

Уравнение (1) относительно внутреннего поля аналитически решается только в условиях поперечного убегания (ПУ, Transverse Runaway (TR)) [2,3]:  $t > 0$ ,  $t + s = 2$  — для любого магнитного поля и  $t > 0$ ,  $3t + s = 2$  — для слабого магнитного поля  $\eta \ll 0.6$ . В условиях ПУ (1) имеет вид

$$E^2 = \frac{E_x^2}{1 - \Phi \frac{E_x^2}{E^0}}, \quad (2)$$

где для  $t + s = 2$   $\Phi = 1$ , а для  $3t + s = 2$   $\Phi = 2.76\eta$ ,  $E^0 = \frac{E_0}{\sqrt{t}} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{t+3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{2t+3}{2}\right)}$ ,  $\Gamma$  — гамма-функция. При  $E_x \rightarrow \frac{E^0}{\sqrt{\Phi}} \equiv E_{x,TR}$  греющее поле сильно растет (происходит ПУ).

Пусть имеются мелкие и глубокие примеси. Рассматривая примесный пробой (ПП, Impurity Breakdown (IB)) в условиях ПУ, очевидно, можно ожидать пробоя из мелких уровней раньше, чем наступит ПУ. Очевидно также, что  $E_{x,TR}$  не зависит от степени компенсации образца  $C_0$ , тогда как критическое поле примесного пробоя  $E_{x,IB}$  существенно зависит от нее, стремясь к бесконечности при  $C_0 \rightarrow 1$ . Для  $3t + s = 2$  с ростом магнитного поля  $E_{x,TR}$  уменьшается. При наличии глубоких уровней, если даже  $(E_{x,IB})_1 > E_{x,TR}$ , очевидно, что как только наступит ПУ, одновременно начнется примесный пробой, т.е. эффективно уменьшается  $(E_{x,IB})_1$  так, что при ПУ одновременно будет увеличиваться концентрация горячих электронов.

Таким образом, в случае мелких примесей с ростом степени компенсации  $E_{x,IB}$  будет смещаться в сторону  $E_{x,TR}$  в обоих случаях ( $t + s = 2$ ,  $3t + s = 2$ ), а во втором случае ( $3t + s = 2$ ) с ростом магнитного поля  $E_{x,IB}$  и  $E_{x,TR}$  будут двигаться навстречу друг другу. Что касается глубоких уровней,  $(E_{x,IB})_1$ , эффективно уменьшаясь, будет сливаться с  $E_{x,TR}$ .

Эти выводы имеют особое значение при исследовании нелинейных колебаний в условиях ПП и ПУ горячих электронов. Действительно, как показали исследования последних лет [4], примесный пробой компен-

сированного полупроводника является благоприятствующей базой для реализации регулярных и хаотических колебаний. При этом оказалось, что магнитное поле играет важную роль как внешний параметр для управления нелинейной динамикой. С другой стороны, согласно нашим последним исследованиям [5], в условиях ПУ дифференциальная проводимость меняет знак, проходя через бесконечность, что указывает на возможность появления нелинейных автоколебаний. При этом колебательная неустойчивость, как правило, реализуется в окрестности критических полей ПП и ПУ. В таком случае возникает вопрос: как изменится характер колебательного процесса (как при ПП, так и при ПУ), когда вариацией магнитного поля или степени компенсации сближаются величины соответствующих критических полей. Этот и другие, связанные с ним, вопросы — тема дальнейших исследований. Но пока надо выяснить, как ведут себя указанные критические поля в зависимости от магнитного поля и степени компенсации образца. В настоящем сообщении приводятся эти результаты.

Поскольку мы рассматриваем ПП в условиях ПУ, для определения  $E_{x,IB}$  как для мелких, так и для глубоких уровней опять-таки надо воспользоваться уравнением (2). Это очевидно, ибо пробой осуществляется внутренним полем. Так что для приложенного пробивного поля имеем

$$E_{x,IB} = \frac{E_{IB}}{\sqrt{1 + \Phi \frac{E_{IB}^2}{E_0^2}}}. \quad (3)$$

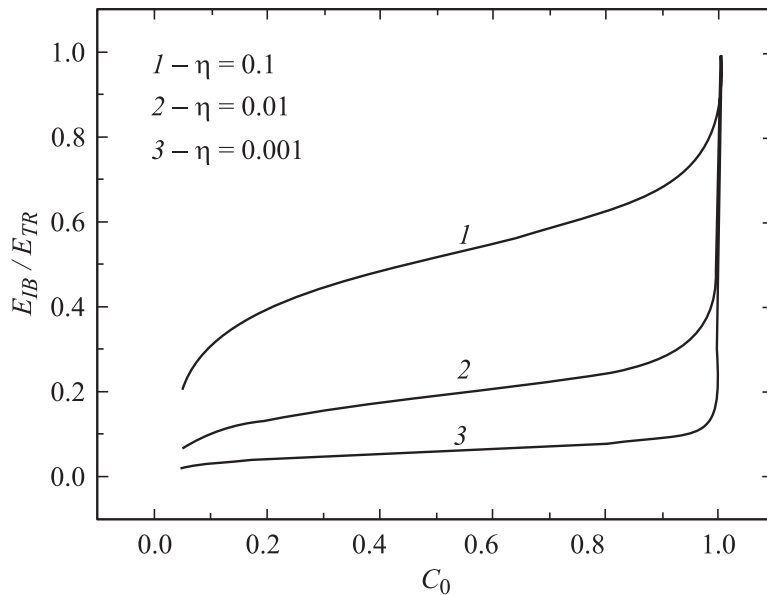
С учетом (2) для отношения пробивного и порогового приложенного электрических полей получаем

$$\frac{E_{x,IB}}{E_{x,TR}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\Gamma^2 \left(\frac{t+3}{2}\right)}{\Phi(H)\alpha_{IB}\Gamma^2 \left(\frac{2t+3}{2}\right)t}}}, \quad (4)$$

где  $\alpha_{IB} \equiv \left(\frac{E_{IB}}{E_0}\right)^2$ . Значения  $\alpha_{IB}$  для разных степеней компенсации  $C_0$  определяется из условия примесного пробоя (см., например, [6]):

$$\frac{C_0}{1 - C_0} \cdot \frac{B_T(\alpha_{IB})}{A_I(\alpha_{IB})} = 1, \quad (5)$$

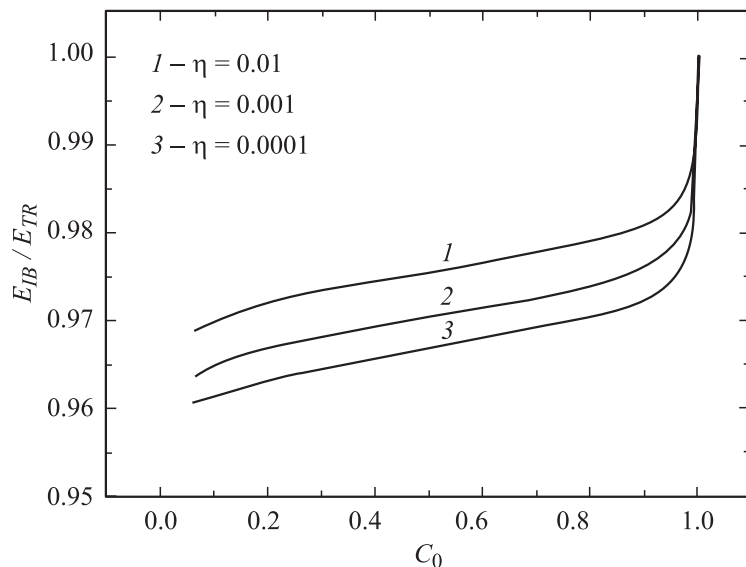
где  $A_I(\alpha_{IB})$  — коэффициент ударной ионизации, который вычисляется с использованием дифференциального сечения, полученного Дравиным [7], а  $B_T(\alpha_{IB})$  — коэффициент рекомбинации, который вычисляется



**Рис. 1.** Зависимости отношения электрического поля примесного пробоя (Impurity Breakdown, IB) на пороговое поле поперечного убегаия (Transverse Runaway, TR) от степени компенсации при разных значениях магнитного поля для случая  $3t + s = 2$ : импульс рассеивается на диполях  $t = 1$ , а энергия — на деформационных акустических фононах  $s = -1$  ( $T = 20$  К).

с использованием эффективного сечения захвата, полученного в [8] с помощью исправленной теории Лекса [9]. Подчеркнем, что из уравнения (5) для каждой степени компенсации и магнитного поля определяется значение  $\alpha_{IB}$  и с помощью уравнения (4) находится соответствующее отношение критических полей.

Для случаев  $3t + s = 2$  ( $t = 1, s = -1$ ) и  $t + s = 2$  ( $t = 3, s = -1$ ) построены кривые зависимости соотношения (4) от степени компенсации образца при разных значениях магнитного поля (рис. 1, 2). Как видно из рисунков, с увеличением степени компенсации критическое поле ПП стремится к пороговому значению поля ПУ и стремится тем быстрее, чем сильнее магнитное поле.



**Рис. 2.** Та же самая зависимость для случая  $t + s = 2$ : импульс рассеивается на ионах  $t = 3$ , а энергия — на деформационных акустических фононах  $s = -1$  ( $T = 20\text{ К}$ ).

Резюмируя полученные результаты, заключаем, что они противоречат общеизвестному факту о стремлении к бесконечности приложенного пробивного поля при  $C_0 \rightarrow 1$ . С увеличением степени компенсации приложенное пробивное поле стремится к пороговому полю ПУ, и в асимптотике при  $C_0 \rightarrow 1$  приложенные пробивное и пороговое поля сливаются. При сливании этих полей внутреннее поле стремится к бесконечности, что физически вполне понятно, ибо реальным пробивным полем в рассмотренном режиме является внутреннее поле. При наличии же глубоких уровней, несмотря на то что с ростом степени компенсации  $(E_{x,IB})_1$  увеличивается и отходит от порогового поля ПУ, как только величина  $E_x$  станет порядка  $E_{x,TR}$ , внутреннее поле будет стремиться к бесконечности (ПУ) и сразу произойдет пробой.

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

## Список литературы

- [1] Качлишвили З.С., Чумбуридзе Ф.Г. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 12. С. 36.
- [2] Качлишвили З.С. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. В. 5. С. 1955.
- [3] Качлишвили З.С., Чумбуридзе Ф.Г. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 5. С. 1834.
- [4] Джандиери К.М., Качлишвили З.С. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. В. 5. С. 340; Джандиери К.М., Качлишвили З.С. // ФТП. 2001. Т. 15. В. 8. С. 909–912.
- [5] Качлишвили З.С., Метревели Н.К., Чумбуридзе Ф.Г. // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 5. С. 48.
- [6] Заварицкая Э.И. // Труды ФИАН. 1966. Т. 37. С. 41–101.
- [7] Drawin H.W. // Zs. Phys. 1961. V. 164. P. 513–522.
- [8] Gegechkori T., Jakeli V., Kachlishvili Z. // Phys. st. sol. (b). 1982. V. 112. N 2. P. 379–390.
- [9] Абакумов В.Н., Ясиевич И.Н. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. В. 2. С. 657–663.