

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ МЕХАНИЗМА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

94

A.И.Мельников

Электрический пробой в полупроводниках был изучен, в основном, с помощью экспериментов с *p-n*-переходами. Установлено, что в узких *p-n*-переходах пробой связан с туннельным эффектом (током Зинера), в широких *p-n*-переходах — с ударной ионизацией [1 – 4]. В переходной области между двумя механизмами пробоя свободные носители, образующиеся в результате туннельного эффекта, также инициируют лавину, как и тепловые носители. Вплоть до настоящего времени о механизме пробоя в переходной области судили по целому ряду косвенных характеристик, позволяющих лишь качественно оценить характер явления [1 – 5]. В настоящей работе впервые предложен метод измерения тока Зинера при наличии развитого лавинного пробоя, который позволяет однозначно определить механизм электрического пробоя. В основе метода лежит исследование статистических характеристик электрического пробоя.

Высокочастотные флюктуации протекающего через *p-n*-переход при пробое тока $i^0 = i_s M$ определяются дробовыми флюктуациями тока насыщения i_s и флюктуациями коэффициента умножения M [6]. Тепловыми флюктуациями в омических сопротивлениях диода, а также генерационно-рекомбинационным шумом на частотах выше 10^4 Гц, по-видимому, можно пренебречь. Согласно [6], при условии $\omega r \ll 1$ формулу для определения спектральной плотности флюктуаций тока диода $S^0(i^0)$ можно записать:

$$S^0(i^0) = \frac{2e i^0}{\left(\frac{\omega T}{2}\right)^2 + \left(\frac{1}{M} + \frac{\Omega^2 r T}{4}\right)^2}, \quad (1)$$

где T и r — время прохождения носителями слоя умножения и пролетного пространства *p-n*-перехода, соответственно, $\Omega \sim \sqrt{i^0}$ — характеристическая частота, определяющая колебательные свойства процесса развития лавины [7]. В знаменателе формулы (1) выражение в первой

скобке учитывает конечное время развития лавины, а во второй скобке — депрессию флюктуаций пространственным зарядом подвижных носителей.

Экспериментальная проверка правильности формулы (1) была выполнена нами на германиевых диффузионных диодах с симметричным $p-n$ -переходом и пробивным напряжением $V_{\text{пр}} = 6 + 45 \text{ в}$ в диапазоне частот $(0,06 + 2) \cdot 10^9 \text{ Гц}$. При расчете величины $S^0(i^0)$ по формуле (1) использовались значения T , τ и Ω , подсчитанные по формулам работы [7]. Учитывая, что у исследованных диодов ток насыщения мал ($i_s < 2 \cdot 10^{-8} \text{ а}$), в рассматриваемом диапазоне частот и токов членом $1/M$ в формуле (1) можно пренебречь ($\omega/2\pi > 10^7 > 1/\pi M T$). Обследование около 50 диодов показало, что при $V_{\text{пр}} > 12 + 15 \text{ в}$ расчетные

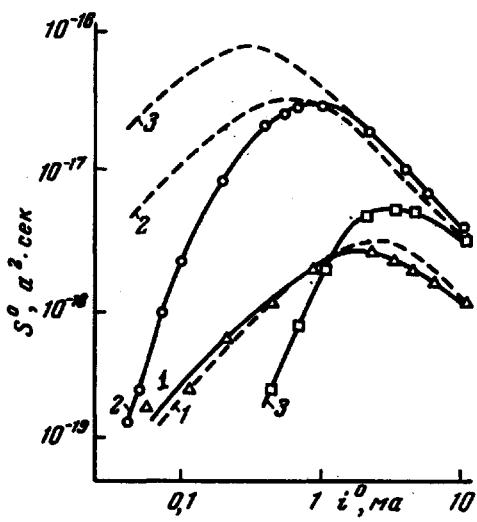


Рис. 1. Зависимость спектральной плотности флюктуаций тока от напряжения пробоя и тока диода, $C = 0,13 \cdot 10^{-12} \text{ ф}, f = 2 \cdot 10^8 \text{ Гц}$.
 — эксперимент,
 - - - расчет для $i_z = 0$:
 1 — $V_{\text{пр}} = 41 \text{ в}$, 2 — $V_{\text{пр}} = 12 \text{ в}$, 3 — $V_{\text{пр}} = 6,5 \text{ в}$

и экспериментальные значения $S^0(i^0)$ совпадают (см. рис. 1, кривая 1) в пределах точностей измерения и пересчета шумов к $p-n$ -переходу (порядка $\pm 25\%$). Для диодов с $V_{\text{пр}} < 12 + 15 \text{ в}$ экспериментальные кривые $S^0(i^0)$ лежат ниже расчетных и при токах $i^0 < i_1^0$ (i_1^0 — ток, соответствующий экстремуму функции $S^0(i^0)$) при уменьшении i^0 спадают не линейно с током i^0 , как это следует из формулы (1), а пропорционально $(i^0)^3$ (см. рис. 1, кривые 2 и 3). Все это указывает на неприменимость формулы (1) к $p-n$ -переходам с $V_{\text{пр}} < 12 + 15 \text{ в}$.

Неоднородность концентрации примесей, приводящая к неравномерному распределению тока по площади $p-n$ -перехода, не может объяснить расхождение экспериментальных и расчетных кривых $S^0(i^0)$ при $V_{\text{пр}} < 12 + 15 \text{ в}$, так как она наиболее сильно оказывается на участ-

ках с большой плотностью тока, где существенно подавление шумов пространственным зарядом носителей, и не влияет на шумы при малых токах ($i^o < i_1^o$).

Оценка показывает, что в германиевых диффузионных диодах с $V_{\text{пр}} = 10 + 15 \text{ e}$ плотность тока Зинера становится сравнимой с плотностью тока насыщения или превосходит его. Так как ток Зинера i_z инициирует лавину наряду с током насыщения, то его надо учитывать при расчете коэффициента умножения M . Если в формуле (1) под коэффициентом умножения M понимать величину:

$$M = \frac{i^o}{i_s + i_z}, \quad (2)$$

то отмеченное выше расхождение экспериментальных и расчетных данных получает удовлетворительное объяснение. Действительно, при понижении напряжения пробоя ток Зинера растет и при заданном токе диода i^o коэффициент умножения падает, вследствие чего при $i^o < i_1^o$ и малых M ($M \ll 2/\omega T$) в соответствии с формулой (1) величина $S^o(i^o)$ уменьшается пропорционально $i^o M^2 \sim (i^o)^3$. При $i^o > i_1^o$, когда существенно подавление флюктуаций пространственным зарядом подвижных носителей, ток Зинера слабо влияет на величину $S^o(i^o)$.

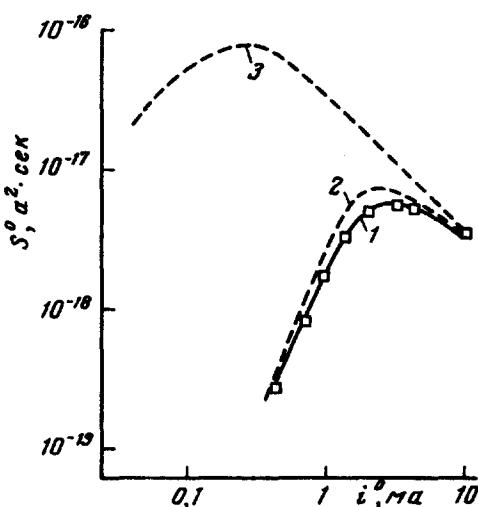


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности флюктуаций тока от тока диода: $f = 2 \cdot 10^8 \text{ Гц}$, $C = 0,13 \cdot 10^{-12} \text{ ф}$, $V_{\text{пр}} = 6,5 \text{ e}$; 1 – эксперимент, 2 – расчет для $i_z \neq 0$, 3 – расчет для $i_z = 0$

Учитывая хорошее совпадение формулы (1) с экспериментом при $V_{\text{пр}} > 12 + 15 \text{ e}$, можно использовать формулы (1) и (2) для определения тока Зинера. Для этого в формулу (1) надо подставить экспериментально найденное значение S^o , взятое при $i^o \ll i_1^o$, а затем найти значение i_z . Так как при изменении тока i^o напряженность электрического поля

изменяется мало, то можно считать, что i_x практически не зависит от тока i^0 . Используя найденное значение i_x , можно построить всю кривую $S^0(i^0)$ (см. рис. 2). Сравнение экспериментальных и расчетных кривых рис. 2 с учетом и без учета тока Зинера подтверждает высказанные выше соображения. По полученным нами с помощью этого метода предварительным данным в германиевых диффузионных $p-n$ -переходах с напряжением пробоя 12 в ($E_{max} = 2,5 \cdot 10^5$ в/см²)¹⁾ плотность тока Зинера порядка $(0,5 + 1) \cdot 10^{-2}$ а/см², при $V_{pr} = 6,5$ в ($E_{max} \approx 3 \cdot 10^5$ в/см²) — порядка $1 + 2$ а/см².

В заключение автор выражает благодарность В.М.Вальд-Перлову и В.В.Вейц за изготовление диодов, А.С.Тагеру за внимание к работе и просмотр рукописи.

Поступило в редакцию
14 ноября 1968 г.

Литература

- [1] A. G. Chynoweth, Mc Kay. Phys. Rev., 106, 418, 1957.
- [2] J. L. Miller. Phys. Rev., 99, 1234, 1955.
- [3] А.П.Шотов. ЖТФ, 26, 1634, 1956.
- [4] A. G. Chynoweth, W. L. Feldmann, C. A. Lee, R. L. Logan, G. L. Pearson, P. Aigrain. Phys. Rev., 118, 425, 1960.
- [5] T. M. Singh. Solid State Electron, 11, 99, 1968.
- [6] А.С.Тагер. ФТТ, 6, 2418, 1964.
- [7] А.С.Тагер. УФН, 90, 631, 1966.

¹⁾ E_{max} — напряженность электрического поля в центре $p-n$ -перехода.