

ОДНОРОДНЫЙ ЛАВИННЫЙ ПРОБОЙ В КРЕМНИЕВЫХ ДИОДАХ

Зубрилов А. С., Котин О. А., Шуман В. Б.

Получены диодные структуры площадью $\sim 1 \text{ см}^2$, при пробое которых лавинный ток протекает практически по всей площади $p-n$ -перехода. Изучена зависимость наклона линейного участка ВАХ диодов (дифференциального сопротивления) от скважности импульсов обратного тока и их длительности. Величина дифференциального сопротивления диодов определяется величиной ее термической составляющей, начинающей преобладать над изотермической при длительностях импульсов обратного тока более 10 мкс. Распределение температуры в диоде при пробое, или, что то же самое, зависимость термической составляющей дифференциального сопротивления на линейном участке ВАХ диода от длительности импульсов обратного тока может служить характеристикой однородности пробоя.

Впервые однородный пробой, т. е. пробой без микроплазменного шума и с однородным свечением $p-n$ -перехода, наблюдался в кремниевых диодах площадью $3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ [1]. Представление об однородном пробое авторы связывали с однородным током в самом начале лавинного пробоя. Однако позднее было обнаружено наличие микронеоднородностей свечения диодов с площадью $3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$, имеющих «жесткую» ВАХ без микроплазм (МП) [2]. Это связано со статистическими флуктуациями концентрации примеси, не позволяющими получать высокую однородность лавинного тока при его малых плотностях. В то же время совершенствование технологии (повышение однородности поверхностной концентрации примеси при диффузии из полимерных источников [3] и др.) позволяет получить «жесткую» ВАХ на площади $\geq 1 \text{ см}^2$. Для структур большой площади нужен, по-видимому, иной критерий однородности пробоя. Мы будем считать пробой однородным при протекании лавинного тока (с достаточно большой средней плотностью) по всей площади $p-n$ -перехода. Тем самым мы допускаем, что при малых плотностях тока его распределение остается неоднородным, причем с ростом тока неоднородность убывает. В настоящей работе показана возможность однородного лавинного пробоя $p-n$ -перехода площадью $\sim 1 \text{ см}^2$.

Т е о р и я

При большой глубине залегания $p-n$ -перехода и наличии металлических контактов оптические методы контроля [4] однородности пробоя непригодны. По-видимому, единственным путем остается контроль однородности выделения тепла по площади прибора при протекании лавинного тока. Величина перегрева области объемного заряда (ООЗ) лавинным током, протекающим через равномерно распределенные по площади $p-n$ -перехода МП (при однородном нагреве), рассчитывалась в [5]. Однако сделанные при этом упрощения не позволили получить хорошего согласия с экспериментом. Рассмотрим модель распространения тепла в изотропном однородном кремниевом диоде при лавинном пробое $p-n$ -перехода.

1. Диод работает в режиме одиночных импульсов, и за время τ между импульсами в приборе успевает установиться тепловое равновесие.

2. Распределение плотности рассеиваемой мощности в области $p-n$ -перехода при пробое зависит от распределения электрического поля в диоде. Точный

анализ этого распределения в реальной диодной структуре вряд ли возможен. Поэтому мы рассмотрели два предельных случая выделения тепла в области $p-n$ -перехода в течение импульса длительностью τ_n за единицу времени в виде «прямоугольного» и «экспоненциального» импульсов (рис. 1). Распределение температуры в реальном приборе является промежуточным между рассмотренными случаями.

3. Процесс определяется условиями теплоотвода в области $p-n$ -перехода. Тепло распространяется в обе стороны от $p-n$ -перехода. Теплообмен на границах прибора считается пренебрежимо малым. Ошибка, вносимая этим допущением, зависит от длительности импульса и толщины слоев кремния между $p-n$ -переходом и металлическими термокомпенсаторами.

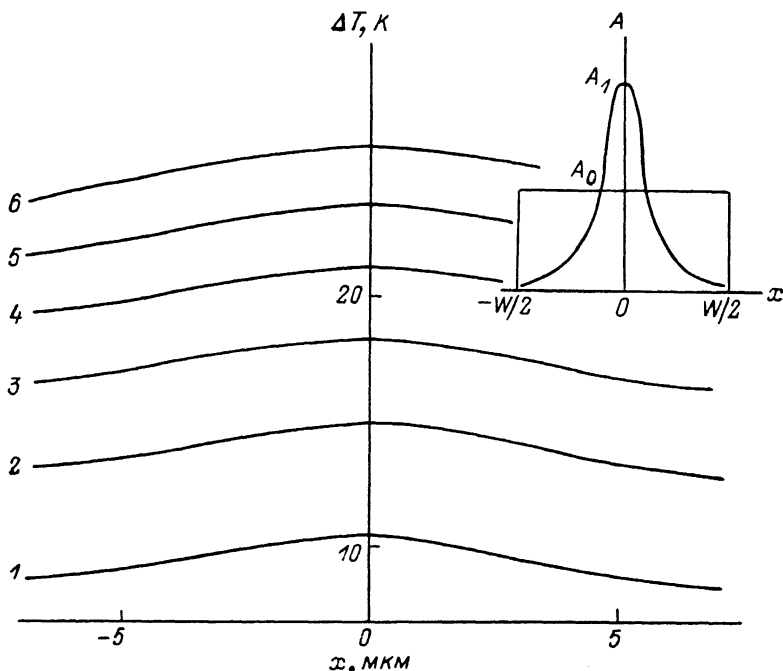


Рис. 1. Распределение температуры в области $p-n$ -перехода диодной структуры при протекании импульса обратного тока.

$S_{p-n} = 0.55 \text{ см}^2$, $U_{b0} = 48.5 \text{ В}$; время после начала импульса, мкс: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 40, 5 — 50, 6 — 60. На вставке — распределение плотности рассеиваемой мощности в области $p-n$ -перехода при лавинном пробое.

Изменение температуры ΔT вследствие перегрева структуры может быть найдено решением уравнения теплопроводности для одномерного и симметричного относительно $x=0$ случая. Распределение температуры в реальной диодной структуре, рассчитанное по формулам, приведенным в [6], показано на рис. 1. Перегрев структуры максимален в плоскости $x=0$. Очевидно, температура этой плоскости и будет определять напряжение пробоя диода, т. е. термическую составляющую его дифференциального сопротивления:

$$R_t = \frac{\beta U_{b0} \Delta T_{x=0}}{\Delta I} \sim \frac{\beta U_{b0} U_b(T)}{S}, \quad (1)$$

где S — площадь, через которую протекает лавинный ток в приборе, β — температурный коэффициент напряжения пробоя U_b , U_{b0} — напряжение пробоя неразогретого $p-n$ -перехода.

Следовательно, уменьшение площади, по которой происходит пробой, приводит к большему перегреву $p-n$ -перехода и увеличению R_t . Вследствие высокой теплопроводности кремния нет существенного различия между моделированием выделения тепла в виде «прямоугольного» и «экспоненциального» импульсов в диодах с напряжением лавинного пробоя до 1 кВ, т. е. с шириной

$003 \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ см. В диодах с напряжением пробоя 1 кВ и выше погрешность теоретического определения температуры перегрева $p-n$ -перехода при протекании лавинного тока достигает 10 %. Такая точность вполне достаточна для понимания тепловых процессов в $p-n$ -переходе при пробое.

Эксперимент

Диоды для исследования ВАХ при лавинном пробое $p-n$ -перехода изготавливались диффузией бора в кремний с $\rho = 0.05 \div 1$ Ом·см на различную глубину [3]. Площадь $p-n$ -переходов S_{p-n} составляла $0.5 \div 1$ см². Обратные ВАХ измерялись при пропускании прямоугольных импульсов тока длительностью от 4 до 60 мкс в режиме генератора тока. Высокая точность измерений пробивного напряжения в конце импульса достигалась благодаря использованию импульсного вольтметра, погрешность которого составляла около 1.5 %. Пример ВАХ диода для различных длительностей и скважностей импульсов приведен на рис. 2. Рассмотрим линейный участок обратной ветви ВАХ в области больших токов. Дифференциальное сопротивление R_d прибора на этом участке минимально. На рис. 2 хорошо заметно изменение наклона линейного участка в зависимости от τ_n и скважности импульсов.

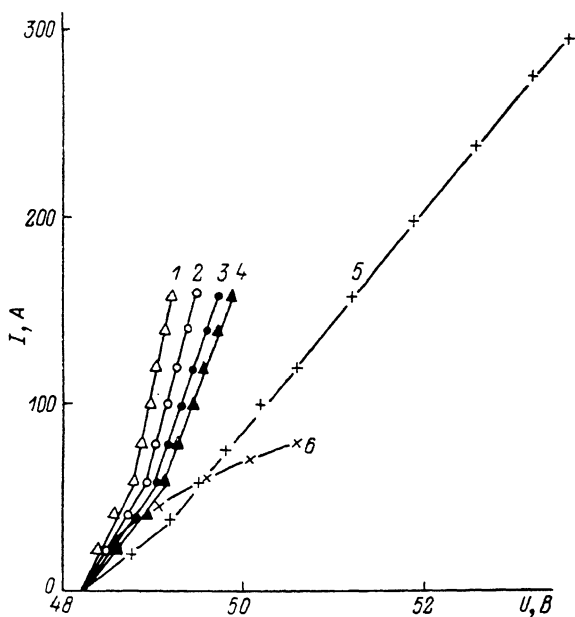


Рис. 2. Обратная ветвь ВАХ диодной структуры при различных длительностях и скважностях импульсов тока.

$S_{p-n} = 0.55$ см², $U_{b0} = 48.5$ В; τ_n , мкс: 1 — 6; 2 — 10, 3 — 15, 4 — 20, 5 — 60 ($f = 1$ Гц), 6 — 10 ($f = 100$ Гц).

На рис. 3 даны экспериментальные зависимости величин R_d и их термических составляющих от τ_n . Величина изотермического сопротивления, которая может быть найдена по формуле

$$R_s = \frac{dU}{dI} = R_d |_{\tau_n \rightarrow 0}, \quad (2)$$

соответствует сумме омического сопротивления базы и сопротивления пространственного заряда, оцененного в [7]. Из экспериментальных зависимостей рис. 3 видно, что $R_i > R_s$ уже при $\tau_n \geq 10$ мкс. На рис. 3 дана также рассчитанная по формуле (1) зависимость $R_i(\tau_n)$. Формы экспериментальных кривых повторяют форму теоретической; их различие объясняется экспериментальной погрешностью и тем, что в данных приборах работают различные площади. Из формулы (1) следует, что

$$S = \frac{R_i^{теор}}{R_i^{эксп}} S_{p-n}. \quad (3)$$

В образцах, характеристики которых приведены на рис. 3, происходит практически однородный лавинный пробой. Напомним, что ранее диод в области пробоя рассматривался в виде совокупности параллельно включенных невзаимодействующих МП. Линейность ВАХ в широком диапазоне обратных токов объяснялась возрастанием диаметра МП с ростом напряжения, а рост R_d с увеличением длительности импульсов обратного тока — уменьшением количества одновременно включенных МП и увеличением R_s [8]. Величина терми-

ческой составляющей дифференциального сопротивления МП $R_i \ll R_s$, так как в случае микроплазменного пробоя изменение температуры в диодной структуре незначительно [8, 9] и велика составляющая R_s , соответствующая сопротивлению растекания [7]. Полученные результаты свидетельствуют о том, что для объяснения обратной ВАХ диода не требуется привлечения модели параллельно включенных МП [8]. Анализ результатов [8] также показывает, что в исследованных в этой работе образцах при плотности тока 12 А/см^2 работало около 70 % площади $p-n$ -перехода. Статистический разброс напряжений пробоя однородных областей $p-n$ -перехода [10] и технологическая неоднородность исходного легирования приводят к их постепенному включению с ростом приложенного к структуре напряжения и уменьшению R_d . В соответ-

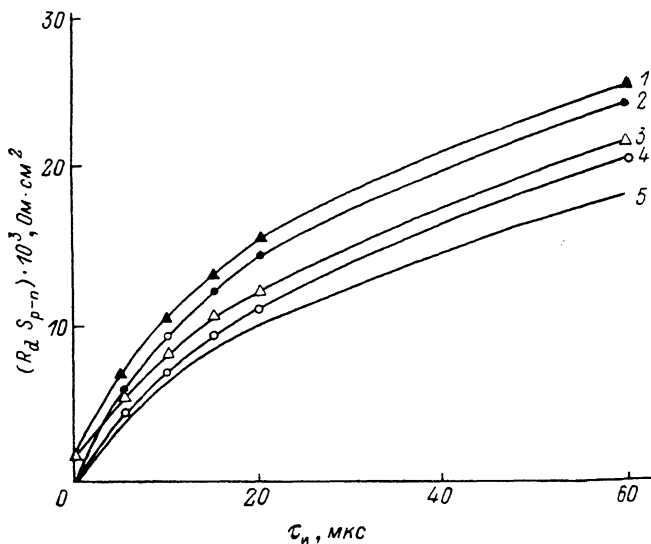


Рис. 3. Зависимость дифференциальных сопротивлений единицы площади (1, 3) и их термических составляющих (2, 4, 5) двух диодных структур с одинаковым напряжением пробоя от длительности импульсов обратного тока.

$U_{d0} = 80.9 \text{ В}$, $I = 100 \text{ А}$; 5 — теоретическая кривая.

ствии с (3) на участке ВАХ с наименьшим R_d лавинный ток протекает практически через всю область $p-n$ -перехода. При дальнейшем увеличении приложенного к структуре напряжения ВАХ остается линейной, а относительная неоднородность тока по площади диода уменьшается. Наклон участков ВАХ при этом определяется условиями тепловыделения при протекании лавинного тока. Уменьшение скважности импульсов обратного тока приводит к постепенному перегреву структуры и увеличению R_d (рис. 2). Величина перегрева $p-n$ -перехода от предыдущего импульса может быть оценена при $t = \tau_n + \tau$ [6].

Таким образом, сравнение зависимости $R_d(\tau_n)$ на линейном участке ВАХ диода с рассчитанной по формуле (1) может служить характеристикой однородности пробоя. В изготовленных нами образцах при плотности тока $\geq 10 \text{ А/см}^2$ работала практически вся площадь $p-n$ -перехода, что полностью исключает возможность микроплазменного механизма их пробоя при большой плотности тока.

Авторы благодарят В. Е. Челнокова за обсуждение результатов и ценные замечания и выражают признательность Е. Г. Гук и Г. С. Потаповой за помощь при изготовлении образцов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Batdorf R. L., Chynoweth A. G., Dacey G. C., Foy R. W. // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. N 7. P. 1153—1160.
- [2] Goetzberger A., McDonald B., Haitz R. H., Scarlett R. M. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 6. P. 1591—1600.

- [3] Гуж Е. Г., Ельцов А. В., Шуман В. Б., Юрре Т. А. Фоторезисты-диффузанты в полупроводниковой технологии. Л., 1984. 120 с.
- [4] Mühlbauer A., Sedlak F., Voss P. // J. Electrochem. Soc. 1975. V. 122. N 8. P. 1113—1117.
- [5] Грехов И. В., Крюкова Н. Н., Лебедев В. В. // ФТП. 1967. Т. 1. В. 12. С. 1849—1853.
- [6] Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., 1964. 488 с.
- [7] McIntyre R. J. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 6. P. 983—995.
- [8] Акимов П. В., Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. // Радиотехн. и электрон. 1975. Т. 20. В. 2. С. 373—380.
- [9] Haitz R. H. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1968. V. ED-15. N 6. P. 350—361.
- [10] Шокли В. // УФН. 1962. Т. 77. В. 1. С. 161—196.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 29.07.1987
Принята к печати 28.11.1988