

Эксклюзия и аккумуляция носителей заряда, усиленные омическим контактом

© В.К. Малютенко, Г.И. Тесленко, В.В. Вайнберг

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252028 Киев, Украина

(Получена 29 августа 1997 г. Принята к печати 14 октября 1997 г.)

Теоретически и экспериментально исследовано влияние высокой генерационно-рекомбинационной способности омического контакта (S -контакт) на процессы эксклюзии-аккумуляции в структурах с антизапорным контактом (асимметричных структурах типа $p^+ - p - S$). Показано, что в отличие от традиционно исследуемой симметричной структуры $p^+ - p - p^+$ в рассматриваемой структуре в зависимости от направления тока формируется либо область аккумуляции, либо область эксклюзии. Концентрация неравновесных носителей в слое аккумуляции оказывается значительно выше, а эксклюзионная область длиннее, чем в симметричной структуре. Для Ge при 300 К экспериментально получено 100-кратное превышение концентрации n по отношению к равновесному значению n_0 . Протяженность эксклюзионной области достигала 96% длины образца. Предложены области применения структур с антизапорным и омическим контактами на базе узкозонных материалов.

1. Введение

В полупроводниковом кристалле с антизапорными контактами на торцах (для определенности рассматривается структура $p^+ - p - p^+$) электрическое поле E_x вызывает существенное перераспределение носителей заряда (n, p) в продольном направлении. В результате биполярного дрейфа носителей в поле E_x большая часть базы, по размерам сравнимая с биполярной дрейфовой длиной L_E , обедняется электронно-дырочными парами (эксклюзия). В то же время у одного из p^+ -контактов возникает область их накопления (аккумуляция), размеры которой сравнимы с биполярной диффузионной длиной L_d ($L_E \gg L_d$). Особенно значительным такое перераспределение оказывается в полупроводниках с проводимостью, близкой к собственной ($n_0, p_0 \cong n_i \gg N_a$, где N_a — концентрация нескомпенсированных акцепторов).

Протяженная высокоомная область эксклюзии определяет в основном особенности протекания тока в структуре $p^+ - p - p^+$, поэтому она давно и подробно исследуется (см. обзор [1]). Так, установлено, что концентрация свободных носителей заряда $n = p$ в этой области может быть легко уменьшена на 1–2 порядка по сравнению с равновесным значением $n_0 \cong p_0$. Эффект эксклюзии использован для определения параметров электронно-дырочной плазмы [2], увеличения быстродействия фотоприемников [3], создания нетрадиционных источников излучения [4].

Сведения о параметрах области аккумуляции не столь обширны. По-видимому, это связано с незначительными уровнями обогащения, не представляющими практического интереса по сравнению с явлением инжекции. Недавно в работах [5,6] показано, что в $p^+ - p - p^+$ -структурах "экзотической" геометрии (цилиндрическая и сферическая) следует ожидать значительного увеличения концентрации носителей в слое аккумуляции вблизи

контакта меньшего радиуса. Как легко понять, эффект обусловлен геометрическим фактором.

В настоящей работе рассматривается возможность существенного увеличения концентрации носителей заряда в области аккумуляции при использовании кристалла классической прямоугольной геометрии. Исследуется эффект аккумуляции при наличии в кристалле омического (S) контакта ($p^+ - p - S$ -структура). По определению, на омическом контакте при любом значении тока j вследствие тепловой генерации должна сохраняться равновесная концентрация носителей $n_0 = p_0$. Поэтому при дрейфе носителей по направлению к p^+ -контакту омический контакт станет эффективным источником неравновесных носителей заряда. В работе теоретически и экспериментально исследованы распределения носителей заряда в базе, их концентрация в слое аккумуляции, а также вольт-амперные характеристики (ВАХ) $p^+ - p - S$ -структур. Для сравнения такие же измерения выполнены и на стандартных $p^+ - p - p^+$ -структурах. Эксперименты выполнялись на чистом p -Ge при комнатной температуре. Неизбежные погрешности, возникающие при асимптотических решениях нелинейного уравнения непрерывности, исключены применением численного счета задачи.

2. Основные соотношения

Исследуется прямоугольный полупроводниковый кристалл с почти собственной проводимостью ($p_0 - n_0 = N_a \ll n_i$) с длиной базы d ($0 < x < d$), значительно превышающей диффузионную длину L_d . Процессы генерации-рекомбинации на боковых гранях не учитываются. Считается, что биполярные диффузионно-дрейфовые процессы в базе не приводят к возникновению объемного заряда, и этот факт отражается уравнением квазинейтральности в виде

$$p = n + N_a. \quad (1)$$

Контакты, с помощью которых к базе структуры прикладывается внешнее электрическое поле E_x , могут быть двух типов: в стандартной ситуации кристалл ограничен на торцах двумя $p^+ - p$ -переходами (симметричная структура), в другом случае в плоскости $x = d$ имеется омический контакт (несимметричная структура). Переходы типа $p^+ - p$ рассматриваются как резкие потенциальные барьеры, областями пространственного заряда в них пренебрегаем. Предполагается также, что на омическом контакте концентрация носителей сохраняется равновесной при любых токах.

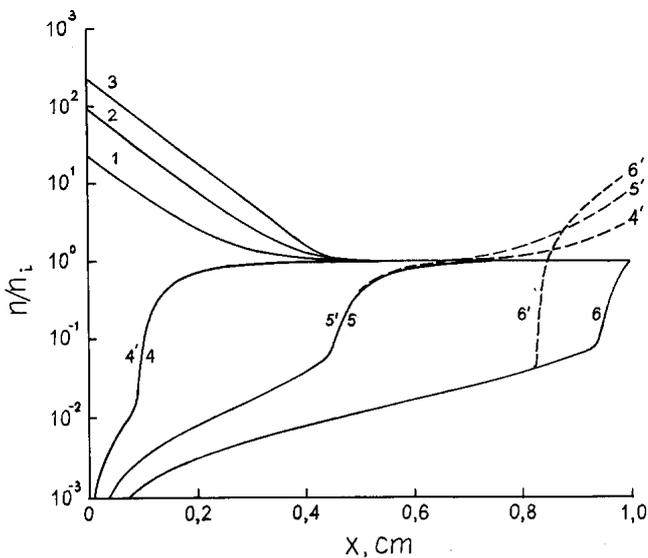


Рис. 1. Расчет продольного распределения концентрации электронно-дырочных пар в структурах $p^+ - p - S$ (сплошные линии 1-6) и в $p^+ - p - p^+$ (штриховые линии 4', 5', 6') при $\tau = 100$ мкс. Плотность тока, mA/cm^2 : 1 — 20, 2 — 100, 3 — 1000; 4, 4' — 10; 5, 5' — 30; 6, 6' — 60.

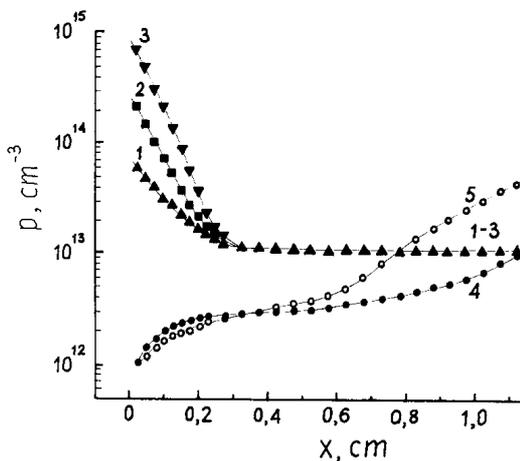


Рис. 2. Экспериментальные данные по продольному распределению концентрации свободных носителей в структурах $p^+ - p - S$ (кривые 1-4, омический контакт справа) и $p^+ - p - p^+$ (кривая 5). Плотность тока, mA/cm^2 : 1 — 31, 2 — 103, 3 — 400, 4 — 23, 5 — 28.

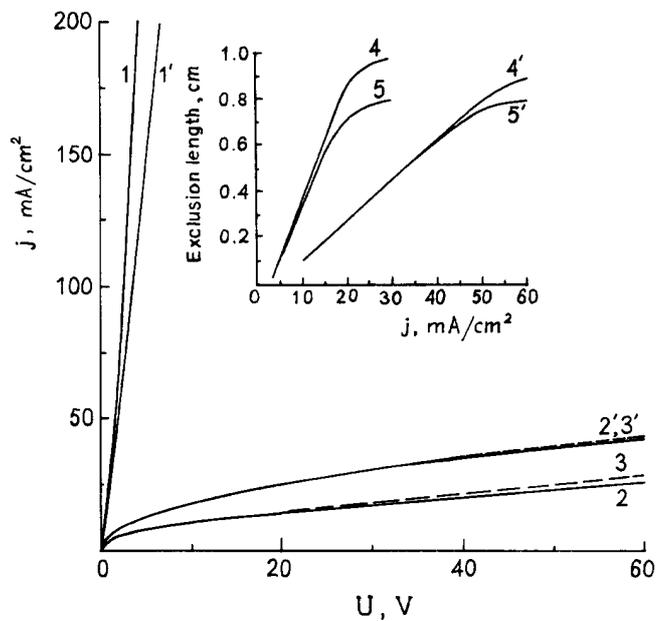


Рис. 3. Расчет вольт-амперных характеристик структур $p^+ - p - p^+$ (3, 3') и $p^+ - p - S$ (1, 1' и 2, 2'). 1, 1' — режим аккумуляции; 2, 2' — эксклюзии. На вставке — зависимость длины эксклюзии от тока для структур $p^+ - p - p^+$ (5, 5') и $p^+ - p - S$ (4, 4'). Кривые 1'-5' — соответствуют $\tau = 100$ мкс ($d/L_d = 12.5$); 1-5 — $\tau = 300$ мкс ($d/L_d = 7.2$).

Пространственное распределение концентрации неосновных носителей заряда $n(x)$ находится из уравнения непрерывности:

$$D \frac{d^2 n}{dx^2} + \mu_E E_x \frac{dn}{dx} = \frac{n - n_0}{\tau}, \quad (2)$$

где

$$D = \frac{n\mu_n D_p + p\mu_p D_n}{p\mu_p + n\mu_n}, \quad \mu_E = \frac{\mu_p \mu_n (p - n)}{p\mu_p + n\mu_n},$$

$$\tau_n = \tau_p = \tau = \text{const.}$$

Уравнение (2) дополнено граничными условиями для симметричной (3') и несимметричной (3'') структур в виде

$$j_n|_{x=0,d} = 0 \rightarrow D \frac{dn}{dx}|_{x=0,d} = \frac{j}{e} \frac{\mu_n n}{p\mu_p + n\mu_n}|_{x=0,d}, \quad (3')$$

$$j_n|_{x=0} = 0, \quad n|_{x=d} = n_0. \quad (3'')$$

Условие (3') отражает малость электронного тока через $p^+ - p$ -контакт, а второе условие (3'') соответствует омическому контакту при $x = d$.

Используется также выражение для плотности полного тока в структуре

$$j = j_n + j_p = en\mu_n E_x + D_n \frac{dn}{dx} + ep\mu_p E_x - D_p \frac{dp}{dx}, \quad (4)$$

из которого следует выражение для поля E_x :

$$E_x = \left[\frac{1}{e} j + (D_p - D_n) \frac{dn}{dx} \right] / (p\mu_p + n\mu_n). \quad (5)$$

Полное напряжение в базе определяется как

$$V = \frac{j}{e} \int_0^d \frac{dx}{p\mu_p + n\mu_n} + \int_0^d \frac{(D_p - D_n) \frac{dn}{dx}}{p\mu_p + n\mu_n} dx. \quad (6)$$

При решении задачи численным методом использованы такие стандартные параметры Ge при температуре 300 К: $\mu_n = 3800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\mu_p = 1800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $D_n = 98 \text{ см}^2/\text{с}$, $D_p = 47 \text{ см}^2/\text{с}$, $n_0 = n_i = 2.34 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $d = 1 \text{ см}$, $\tau = 100$ и 300 мкс . Результаты счета представлены на рис. 1–3.

3. Эксперимент

Эксперимент выполнялся при комнатной температуре на длинных ($d \gg L_d$) образцах p -Ge с концентрацией нескомпенсированных акцепторов $N_a \cong 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($n_i \gg N_a$). Измерялись ВАХ и продольное распределение носителей заряда в базе. Антизапорный контакт создавался сплавлением In в атмосфере водорода при температуре 500°C , омический — сплавлением чистого Sn. Для уменьшения влияния поверхностных генерационно-рекомбинационных процессов свободные грани подвергались травлению в H_2O_2 . Эффективное время жизни носителей заряда τ по нашим измерениям не превышало 100 мкс . К образцам прикладывалось электрическое поле (режим постоянного напряжения) в виде прямоугольных импульсов длительностью 500 мкс . Отсутствие джоулевого нагрева специально контролировалось. Размеры образцов: $11.4 \times 5.7 \times 2.8 \text{ мм}$.

Распределение электронно-дырочных пар $n(x)$ вдоль базы структур исследовалось стандартным методом зондирования в инфракрасной (ИК) области спектра за краем собственного поглощения материала ($\lambda = 2 \div 10 \text{ мкм}$) в направлении, перпендикулярном линиям тока. Ширина ИК зонда не превышала 200 мкм , шаг сканирования — 250 мкм . Прошедшее сквозь кристалл излучение регистрировалось охлаждаемым Ge: Au-фотоприемником. Принималось, что сигнал в режиме сильной эксклюзии при $U = 30 \text{ В}$ около $p^+ - p$ -контакта соответствует полному вытягиванию неосновных носителей (электронов) $\Delta n = \Delta p = n_0$.

4. Результаты и их обсуждение

Обратимся к расчетам пространственного распределения неосновных носителей заряда $n(x)$, представленным на рис. 1. Результаты для симметричной структуры (кривые 4', 5', 6', дрейф носителей к контакту $x = d$) подтверждают особенности, известные из асимптотических решений задачи. Область аккумуляции, возникающая у $p^+ - p$ -контакта при $x = d$, локализуется

на длине порядка L_d . У противоположного контакта при $x = 0$ возникает область эксклюзии, в которой неосновные носители практически отсутствуют. Длина области эксклюзии¹ растет пропорционально току (см. вставку к рис. 3), размеры области аккумуляции практически неизменны. При перемене знака поля E_x область аккумуляции возникает у контакта $x = 0$ (на рисунке не показана). Интересно отметить, что, как следует из природы антизапорных контактов, полное число носителей заряда в кристалле в условиях эксклюзии–аккумуляции сохраняется. Это следует из уравнения баланса

$$\int_0^d [n(x) - n_0] dx = 0, \quad (7)$$

полученного из уравнения непрерывности (2) с граничными условиями (3'). Отсюда в частности, легко оценить уровень предельной концентрации электронно-дырочных пар в слое аккумуляции $n(d)/n_0 \cong d/L_d$. Применительно к нашему случаю следует ожидать $n(d)/n_0 \cong 10$, что и соответствует результатам точного счета (рис. 1, кривая 6').

Иная картина возникает в несимметричной структуре. Прежде всего распределение носителей становится асимметричным относительно знака E_x . При дрейфе по направлению к омическому контакту область эксклюзии распространяется на большую по сравнению с симметричной структурой длину — практически на весь кристалл, а аккумуляция отсутствует (рис. 1, кривые 4, 5, 6). Таким образом, во всем объеме базы концентрация носителей становится ниже равновесной. Полное число носителей в кристалле, как это легко видеть, с ростом E_x уменьшается. При противоположном направлении дрейфа, наоборот, отсутствует область эксклюзии, так как омический контакт "удерживает" концентрацию носителей заряда в базе на уровне равновесного значения n_0 . В результате вблизи p^+ -контакта формируется область аккумуляции с концентрацией носителей более высокой, чем в симметричной структуре (кривые 1–3), и полное число носителей в кристалле с ростом E_x увеличивается. Используя соотношения (2) и (3'), из уравнения баланса в этом случае получаем²

$$\int_0^d n(x) dx = n_0 d + \frac{j\tau}{e(1 + \mu_p/\mu_n)}. \quad (8)$$

Экспериментальные распределения носителей заряда, представленные на рис. 2, качественно подтверждают изложенные выше результаты. Действительно, в несимметричной структуре в слое аккумуляции концентрация носителей заряда оказывается в 15 раз выше, чем

¹ Длина эксклюзии определяется как расстояние от $p^+ - p$ -перехода до точки, соответствующей резкому уменьшению поля E_x на границе истощенной области [7].

² Выражение (8) для полного числа неравновесных носителей в базе справедливо только для "длинных" структур $d \gg L_d$.

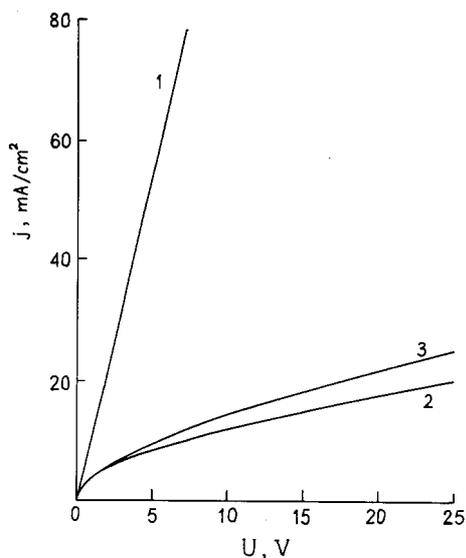


Рис. 4. Экспериментальные вольт-амперные характеристики структур $p^+ - p - S$ (1, 2) и $p^+ - p - p^+$ (3).

в симметричной (см. кривые 3 и 5) при одинаковом напряжении $U = 30\text{ В}$. Изменение концентрации у омического контакта практически отсутствует, что, в частности, свидетельствует о его хорошем качестве.

Отметим, что превышение концентрации по отношению к равновесному значению $dn/n_0 \approx 10^2$, достигнутое в эксперименте в несимметричной структуре, можно считать достаточно существенным, чтобы подумать о практическом применении эффекта аккумуляции. Если же говорить о возможности управления концентрацией носителей заряда вблизи антизапорного контакта, то, как следует из рис. 2, этот диапазон составляет почти 3 порядка.

Рассмотрим теперь особенности ВАХ (см. рис. 3, 4). Так, если в симметричной структуре для обоих направлений тока выполняется известный закон $j \sim \sqrt{V}$, являющийся следствием возникновения и расширения области эксклюзии, то в несимметричной структуре форма ВАХ чувствительна к знаку приложенного поля E_x . При дрейфе носителей к омическому контакту в базе формируется область эксклюзии, что дает закон $j \sim \sqrt{V}$. При этом ВАХ структуры с S -контактом характеризуется меньшим значением тока, чем в случае симметричной структуры, так как полное число носителей уменьшается с ростом тока, а область эксклюзии оказывается более протяженной (см. кривые 4, 5 на вставке к рис. 3). Особенно заметным эффект оказывается в структурах с более короткой базой (с меньшим значением d/L_d). Так, по нашим оценкам, длина эксклюзии в асимметричной структуре достигает 0.96 см по сравнению с 0.8 см в симметричной при $d/L_d = 7.2$; $j = 30\text{ мА/см}^2$. При обратном направлении тока значительная часть кристалла остается невозмущенной, слой аккумуляции уменьшает полную проводимость длинного кристалла.

В результате ВАХ становится слегка сверхлинейной. Естественно ожидать, что сверхлинейность ВАХ более значительна в структуре с более короткой базой (рис. 3, кривые 1 и 1').

5. Заключение

Эффекты эксклюзии-аккумуляции в полупроводнике с почти собственной проводимостью, снабженном антизапорными контактами, проявляют качественно новые особенности, если один из антизапорных контактов заменен омическим. В зависимости от направления дрейфа носителей заряда омический контакт выступает как область эффективной генерации или рекомбинации носителей заряда. В результате в $p^+ - p - S$ -структуре удастся реализовать либо режим аккумуляции, либо режим эксклюзии. В первом случае (дрейф к p^+ -контакту) в образце возникает область аккумуляции с более высокой, чем в случае двух антизапорных контактов, концентрацией носителей. Такая ситуация может оказаться полезной при создании модуляторов и излучателей ИК диапазона. Особенно актуально использование S -контакта как метода "накачки" в узкозонных полупроводниках (InSb, HgCdTe) при высоких температурах, когда традиционный способ инжекции с помощью $p-n$ -перехода становится неэффективным из-за высокой скорости тепловой генерации носителей.

В режиме эксклюзии в образце возникает протяженная область обеднения и лишь в узком, прилегающем к омическому контакту, слое сохраняется равновесная концентрация носителей. Такой режим глубокого истощения может быть рекомендован к использованию в полупроводниковых радиационных холодильниках [8].

Работа частично финансировалась Украинским научно-технологическим центром (грант № 394).

Список литературы

- [1] V.K. Malyutenko. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, S390 (1993).
- [2] А.Г. Коллюх, В.К. Малютенко, А.М. Рыбак. *ЖПС*, **50**, 801 (1989).
- [3] T. Ashley, G.T. Elliot. *Electron. Lett.*, **21**, 451 (1985).
- [4] С.С. Болгов, Б.Р. Варданын, В.К. Малютенко, В.И. Пипа, А.П. Савченко, А.Е. Юнович. *ФТП*, **28**, 658 (1994).
- [5] А.А. Акопян, С.А. Витусевич, В.К. Малютенко. *ФТП*, **28**, 21 (1994).
- [6] А.А. Акопян, В.К. Малютенко, Г.И. Тесленко. *ФТП*, **28**, 1479 (1994).
- [7] A.M. White. *Infr. Phys.*, **25**, 729 (1985).
- [8] P. Berdahl. *Sol. Energy Mater.*, **14**, 437 (1986).

Редактор Т.А. Полянская

Edxclusion–accumulation of charge carriers enhanced by the ohmic contact

V.K. Malyutenko, G.I. Teslenko, V.V. Vainberg

Institute of Semiconductor Physics,
NAS of Ukraine,
252028 Kiev, Ukraine

Abstract The influence of high generation–recombination activity of the ohmic (S) contact on the exclusion–accumulation processes arising in the structures with the h – l -contact (asymmetric p – p^+ – S -structures) has been studied experimentally and theoretically. It is shown that unlike the well-known p^+ – p – p^+ symmetric structure, it is possible in the case under consideration to form in a crystal either the accumulation (A) or exclusion (E) region. Then the excess carrier concentration (Δn) in the A region proves to be much higher and the length of the E -region is longer than those in the symmetric structure. The concentration level in A -region is competitive with the p – n -junction injection level. For Ge at $T = 300$ K a two–order of magnitude increase of Δn in regard to the equilibrium value (n_0) has been achieved experimentally. The E -region may become as long as 96% of the sample length. Applications of the structure with one h – l -junction and an ohmic rear contact based on narrow-gap semiconductors are discussed.

E-mail: malyut@plasma.semicond.kiev.ua

Fax: (044) 2655797(Malyutenko)