

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКСКЛЮЗИИ
В ОБРАЗЦАХ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ.
ПЕРЕХОДНЫЙ ПРОЦЕСС ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ ПОЛЯ
И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ**

Акопян А. А., Витусевич С. А., Малютенко В. К.

Теоретически и экспериментально изучен переходный процесс при включении электрического поля в образцах с антизапорными контактами. Исследован эффект эксклюзии без внешнего освещения на собственных носителях «чистого» германия при комнатной температуре. Методика исследования позволила рассмотреть случай резко неоднородного пространственного и меняющегося во времени распределения поля и концентрации носителей в объеме образца. Оценены времена, характеризующие переходный процесс.

1. До настоящего времени переходный процесс при включении электрического поля в условиях контактной эксклюзии — эффекте истощения объема полупроводника собственными биполярными парами носителей — исследовался для малых отклонений концентрации носителей от равновесного значения [1-3]. Авторами работы [4] исследовались переходные процессы при эксклюзии фотоносителей в условиях высокого уровня оптического возбуждения. В работах [5-7] экспериментально изучалась эксклюзия в переменном высокочастотном поле, а в [8-10] — теоретически при любых уровнях отклонения концентрации от равновесной. В этих работах рассматривался установившийся процесс, а переходный процесс при включении высокочастотного поля не изучался. В [11] мы исследовали эффект эксклюзии в стационарном режиме без освещения образца. При этом в условиях высокого уровня истощения было обнаружено скачкообразное изменение концентрации носителей в области перехода от истощенной к равновесной концентрации носителей заряда.

Данная статья посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию переходных процессов в условиях сильной эксклюзии. На диод подавался импульс напряжения и изучался переходный процесс — установление стационарного значения тока. Измерялись временная динамика изменения тока, вольтамперные характеристики (ВАХ) и распределения потенциала вдоль образца через различные моменты времени после включения импульса напряжения.

Теоретически, путем решения нестационарного уравнения непрерывности, получены временные зависимости распределений носителей в объеме образца. Рассмотрены два предельных случая: режим постоянного тока через образец и режим постоянного напряжения на образце во время переходного процесса. В первом случае получена временная зависимость напряжения на образце, а во втором — временная зависимость тока через образец. Это позволило построить ВАХ образца в любые моменты времени до окончания переходного процесса. Оценены также времена, характеризующие переходный процесс при включении электрического поля. Экспериментальные результаты, полученные в режиме постоянного напряжения на образце, находятся в хорошем согласии с построенной теорией.

2. Нестационарное уравнение непрерывности для электронов — неосновных носителей в дырочном образце в безразмерных переменных, принятых в [9], имеет вид

$$\frac{\partial z}{\partial t} = - \frac{\partial i_n}{\partial \zeta} - (z - z_0), \quad (1)$$

где z — безразмерная концентрация электронов, z_0 — равновесное ее значение, ζ — безразмерная продольная координата, $t = T/\tau$ — безразмерное время в еди-

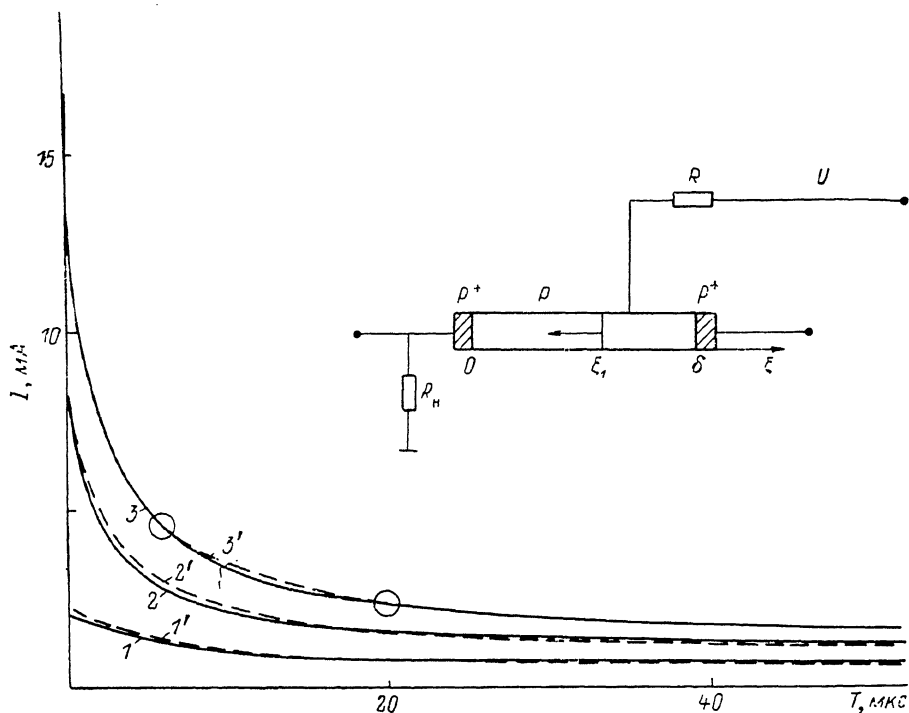


Рис. 1. Зависимость тока от времени в режиме постоянного напряжения при эксклюзии в образце 1 p -Ge с p^+ - p -контактом при различных напряжениях.

Образец 1: $n_i = 2.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, размеры $1.00 \times 0.15 \times 0.27 \text{ см}$. Напряжения, В: 1 — 5, 2 — 20, 3 — 40. 1'—3' — теоретические кривые. На вставке — геометрия образца с движущимся по его поверхности потенциальным зондом.

ницах времени жизни, T — время в обычных размерных единицах, i_n — поток электронов. В безразмерных переменных поток электронов можно записать

$$i_n = - \frac{\partial z}{\partial \zeta} - \frac{2iz}{z + 1/2}. \quad (2)$$

Здесь мы для простоты приняли, что отношение подвижностей электронов и дырок $b=1$. В [11] было показано, что обеднение в дырочном образце при протекании тока в положительном направлении оси ζ возникает у тылового антизапорного контакта и при достаточно сильных токах протягивается через весь образец (см. вставку на рис. 1). При этом концентрация электронов минимальна около тылового антизапорного контакта, а область обеднения хорошо описывается без учета диффузионного члена в потоке электронов, т. е. в дрейфовом приближении. Поэтому задачу о нестационарном распределении носителей в образце при включении поля сразу будем решать в дрейфовом приближении, т. е. положим

$$i_n = - \frac{2iz}{z + 1/2}. \quad (3)$$

Граничное условие, соответствующее антизапорному контакту, есть $i_n=0$ на контакте. С учетом (3) оно принимает вид

$$z|_{\zeta=\delta} = 0. \quad (4)$$

Из приконтактной области электронно-дырочные пары полностью уносятся, а ток переносят остаточные дырки. Таким образом, для описания переходного процесса при включении электрического поля мы будем решать уравнение

$$\frac{\partial z}{\partial t} = \frac{i}{(z + 1/2)^2} \frac{\partial z}{\partial \zeta} - (z - z_0) \quad (5)$$

с граничным условием (4). Решение существенно зависит от условий экспериментального наблюдения переходного процесса. Возможны два предельных режима наблюдения: режим постоянного тока и режим постоянного напряжения на образце. Первым рассмотрим режим постоянного тока через образец.

3. В режиме постоянного тока решение можно построить следующим образом. Так как граничное условие (4) требует стационарной концентрации на контакте, сразу после включения электрического поля на контакте устанавливается концентрация $z=0$. При этом в глубь образца распространяется распределение носителей, описываемое стационарным решением уравнения (5). С учетом граничного условия (4) это решение имеет вид

$$\delta - \zeta = \frac{i}{(z_0 + 1/2)^2} \ln \frac{2z_0(z + 1/2)}{z_0 - z} + \frac{2iz}{(z_0 + 1/2)(z + 1/2)}. \quad (6)$$

Такое распределение имеет границу в точке $\zeta_1(t)$, движущуюся к контакту в плоскости $\zeta=0$. На этой границе происходит скачок концентрации от значения $z(\zeta_1)$, задаваемого уравнением (6), до z_0 . Если время движения ступеньки много меньше времени жизни носителей, то ступеньку можно считать вертикальной; при временах движения, приближающихся к времени жизни, форма ступеньки начинает приближаться к стационарной форме, описанной в [11]. В области $\zeta < \zeta_1(t)$ концентрация равновесна, $z=z_0$, и только вблизи переднего контакта она повышается — собирается аккумуляционный слой. Его толщина порядка биполярной диффузионной длины. В случае переднего омического контакта концентрация сохраняет значение z_0 вплоть до самого переднего контакта.

Определим закон движения ступеньки концентрации. Для этого рассмотрим изменение во времени количества электронов N в области с равновесной концентрацией $0 < \zeta < \zeta_1(t)$, пренебрегая толщиной аккумуляционного слоя.

С одной стороны, изменение во времени dN/dt величины N можно описать как разность потоков — втекающего в эту область в точке $\zeta=\zeta_1(t)$ и вытекающего из нее в аккумуляционный слой в точке $\zeta=0$:

$$\frac{dN}{dt} = -i_n(\zeta = \zeta_1) + i_n(\zeta = 0) = \frac{i[z(\zeta_1) - z_0]}{(z_0 + 1/2)[z(\zeta_1) + 1/2]}. \quad (7)$$

С другой стороны, эту же величину можно записать через скорость движения ступеньки $d\zeta_1/dt$ следующим образом:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d\zeta_1}{dt} [z_0 - z(\zeta_1)]. \quad (8)$$

Приравняв (7) и (8), получаем

$$\frac{d\zeta_1}{dt} = - \frac{i}{[z(\zeta_1) + 1/2][z_0 + 1/2]}. \quad (9)$$

Так как $z(\zeta_1)$ — значение концентрации электронов, определяемое стационарным решением (6) около ступеньки и удовлетворяющее поэтому уравнению

$$\frac{dz(\zeta_1)}{d\zeta_1} = \frac{[z(\zeta_1) - z_0][z(\zeta_1) + 1/2]^2}{i}, \quad (10)$$

можно записать

$$\frac{d\zeta_1}{dt} = \frac{d\zeta_1}{dz(\zeta_1)} \frac{dz(\zeta_1)}{dt} = \frac{i}{[z(\zeta_1) - z_0][z(\zeta_1) + 1/2]^2} \frac{dz(\zeta_1)}{dt}. \quad (11)$$

Отсюда с использованием (9) следует

$$\frac{dz(\zeta_1)}{dt} = \frac{[z_0 - z(\zeta_1)] [z(\zeta_1) + 1/2]}{z_0 + 1/2}. \quad (12)$$

Решение (12) с начальным условием $z|_{t=0} = 0$ определяет значение концентрации электронов $z(\zeta_1)$ на дрейфовом решении непосредственно около ступеньки концентрации через время t после включения поля:

$$t = \ln \frac{2z_0 [z(\zeta_1) + 1/2]}{z_0 - z(\zeta_1)}. \quad (13)$$

В [11] показано, что в стационарном случае при $1/2(z_0 + 1/2) < i < (z_0 + 1/2)^2$ максимум концентрации на дрейфовом участке находится в точке окончания дрейфового участка и равен

$$z_2 \approx \frac{i}{z_0 + 1/2} - \frac{1}{2}.$$

Поэтому первый этап переходного процесса заканчивается, когда $z(\zeta_1) = z_2$, через время t_1 после включения поля. Из (13), полагая $z(\zeta_1) \ll z_0$, имеем

$$t_1 \approx \ln \frac{2i}{z_0 + 1/2}. \quad (14)$$

При $i > \delta(z_0 + 1/2)$ в стационарном случае область обеднения протягивается на весь образец (кроме узкого аккумуляционного слоя). В этом случае для t_1 имеем

$$t_1 \approx \ln \frac{2i}{2i - \delta(z_0 + 1/2)}. \quad (15)$$

Однако по прошествии времени t_1 после включения поля, если t_1 много меньше времени жизни, переходный процесс не заканчивается. После этого за время t_2 , примерно соответствующее времени жизни, принимают окончательный вид аккумуляционный слой и область перехода от истощенной к равновесной концентрации носителей заряда (если последняя имеется в образце в стационарных условиях). Переходная область содержит резкий скачок концентрации на длине, много меньшей биполярной диффузионной длины, и плавное возрастание концентрации на диффузионной длине (см. [11]).

Используя (11) из [11], мы легко получим вольтамперную характеристику образца при $t < t_1$

$$\varphi = \frac{2i\delta}{z_0 + 1/2} + \frac{4i^2}{z_0 + 1/2} (1 - e^{-2t}). \quad (16)$$

Легко видеть, что если $t < \delta/4i$, то напряжение меняется линейно с током, а при $t > \delta/4i$ напряжение зависит от тока квадратично. Это верно, если $\delta < 2i$; если же $\delta > 2i$, то напряжение всегда зависит от тока линейно.

4. Режим постоянного напряжения на образце для рассмотрения сложнее, поэтому ограничимся случаем, когда в стационарном состоянии $i > \delta(z_0 + 1/2)$, т. е. во всем образце после переходного процесса электронов нет (точнее $z \ll \ll 1/2$), а ток переносят дырки, компенсирующие ионизированные акцепторы.

В этом случае во время переходного процесса выполняется равенство

$$\varphi = \frac{2i\zeta_1}{z_0 + 1/2} + 4i(\delta - \zeta_1), \quad (17)$$

где ζ_1 — координата ступеньки концентрации, разделяющей области равновесной и нулевой концентрации электронов. Уравнение (9) для данного случая имеет вид

$$\frac{d\zeta_1}{dt} = - \frac{2i}{z_0 + 1/2} \quad (18)$$

и с учетом (17) переписывается в виде

$$\frac{d\zeta_1}{dt} = - \frac{\varphi}{2\delta z_0 + \delta - 2z_0\zeta_1}. \quad (19)$$

Решение (19) с начальным условием $\zeta_1|_{t=0} = \delta$ имеет вид

$$\zeta_1 = \delta + \frac{\delta}{2z_0} - \sqrt{\frac{\delta^2}{4z_0^2} + \frac{\varphi t}{z_0}}. \quad (20)$$

Отсюда легко получить время прохождения ступеньки концентрации через весь образец

$$t_{\text{пр}} = \frac{\delta^2 (z_0 + 1)}{\varphi}. \quad (21)$$

Формулы (17) и (20) позволяют построить вольтамперную зависимость в различные моменты времени до окончания переходного процесса

$$2i = \frac{\varphi (z_0 + 1/2)}{\sqrt{\delta^2 + 4z_0\varphi t}}. \quad (22)$$

Если $4z_0\varphi t < \delta^2$, то имеет место линейная зависимость между током и напряжением; в этом случае электронно-дырочные пары еще не вынесены из образца

$$\varphi \approx \frac{2i\delta}{z_0 + 1/2}. \quad (23)$$

В случае $4z_0\varphi t > \delta^2$ из образца вынесено уже большое количество электронно-дырочных пар

$$\varphi \approx \frac{16z_0 i^2}{(z_0 + 1/2)^2}. \quad (24)$$

Напомним (см. [11]), что после окончания переходного процесса вольтамперная характеристика омическая и проводимость образца определяется дырками, нейтрализующими ионизированные акцепторы.

5. Экспериментально исследовались при комнатной температуре кристаллы p -Ge с антизапорными контактами, изготовленными сплавлением индия на травленную в H_2O_2 поверхность. На образец подавались импульсы напряжения; измерялись временная динамика изменения тока и ВАХ через различные моменты времени после включения импульса напряжения.

На рис. 1 представлена временная зависимость тока при подаче на образец импульса напряжения. Образец имел размеры $1.00 \times 0.15 \times 0.27$ см при диффузионной длине около 0.16 см и времени жизни носителей $\tau \approx 4.2 \cdot 10^{-4}$ с (концентрация легирующей примеси $2.7 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$). В точках, обозначенных кружками, были найдены параметры, описывающие кривую \mathcal{I} формулой (22). С помощью этих параметров были построены теоретические кривые зависимости тока от времени, они показаны штриховыми линиями. Согласно экспериментальным и теоретическим кривым вполне удовлетворительное.

На рис. 2 представлены нестационарные ВАХ для этого образца. Они сняты для различных моментов времени после начала импульса напряжения. На них видны характерные участки нестационарной ВАХ, описываемые законом (24), четко видны точки окончания переходного процесса, почти полностью определяемого переходом ступеньки в стационарное положение, и перехода ВАХ на стационарный линейный ход. На этом рисунке также показаны штриховыми линиями рассчитанные для кривых \mathcal{I} , \mathcal{B} , \mathcal{I} теоретические ВАХ, полученные с помощью формулы (24) и с использованием параметров, определенных с помощью кривой \mathcal{I} (рис. 1), как указывалось выше. Достаточно сильное расхождение кривых \mathcal{I} и \mathcal{I}' объясняется погрешностью определения времени начала импульса напряжения, наиболее существенной при малых временах от начала импульса.

На рис. 3 представлена зависимость напряжения выхода нестационарной ВАХ на стационарную от времени после начала импульса. Эти зависимости получены: кривая 1 — из ВАХ, представленных на рис. 2, а 2 — из ВАХ, полученных для более короткого образца ($0.45 \times 0.10 \times 0.22$ см) с концентрацией легирующей примеси $4 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$. Штриховыми кривыми приведены теоретические зависимости [уравнение (21)], нормированные с соответствующими экспериментальными кривыми в точках, отмеченных кружочками. Этот рисунок

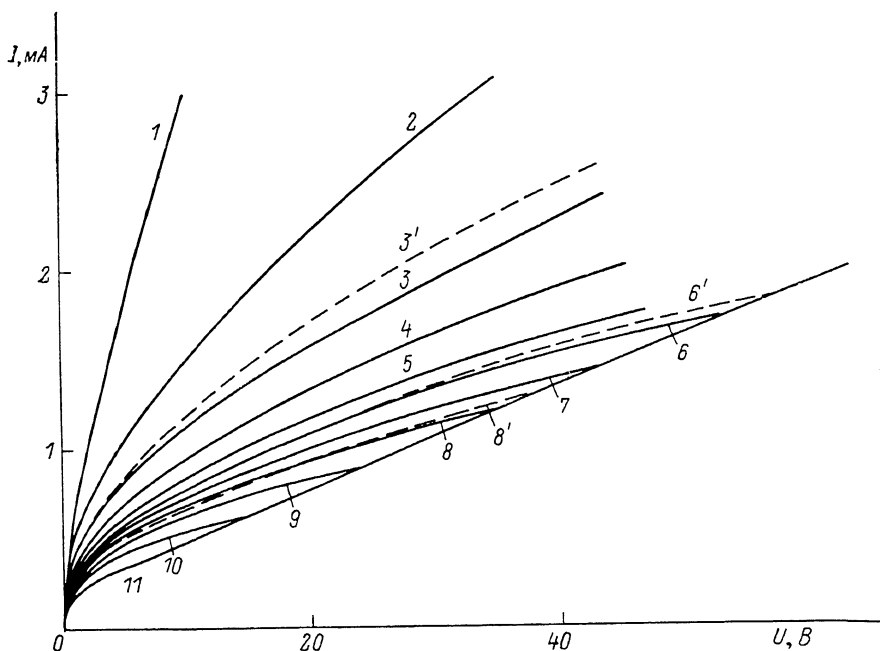


Рис. 2. Нестационарные ВАХ образца 1, записанные в различные моменты времени после начала импульса напряжения.

Задержка, мкс: 1 — 1, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 30, 5 — 40, 6 — 50, 7 — 60, 8 — 70, 9 — 90, 10 — 140, 11 — 400—1200. 3', 6', 8' — теоретические кривые.

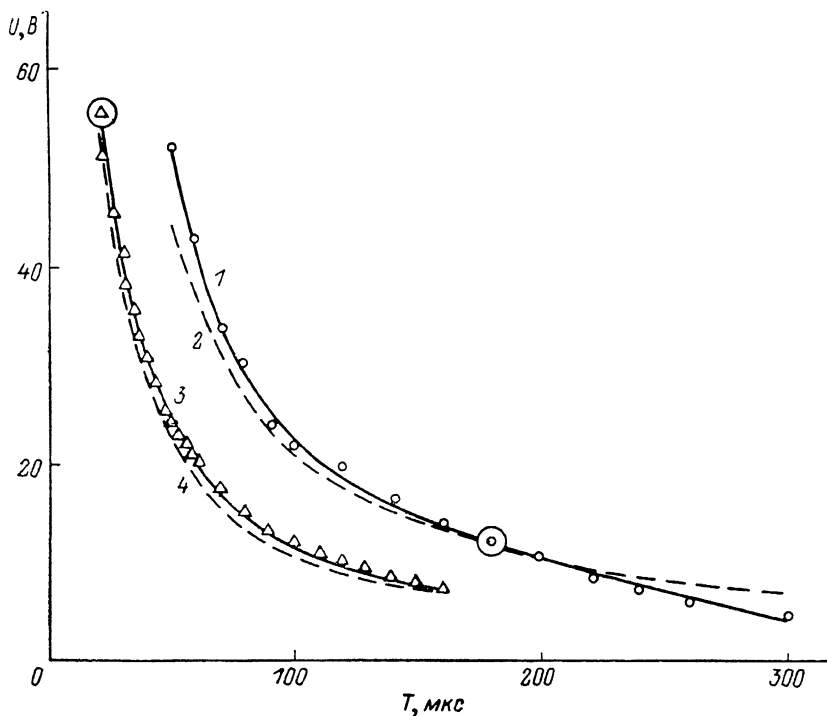


Рис. 3. Зависимости напряжения перехода нестационарной ВАХ на стационарную от времени после начала импульса напряжения.

Сплошные кривые — экспериментальные, штриховые — расчет. Номер образца: 1, 2 — 1, 3, 4 — 2. Образец 2: p-Ge с p^+ - p -контактом, $n_0 = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, размеры $0.45 \times 0.10 \times 0.22 \text{ см}$.

подтверждает сделанный ранее вывод о том, что переходный процесс заканчивается в основном за время t_1 .

Для исследования распределения концентрации носителей заряда при эксклюзии были проведены зондовые измерения величины потенциала по длине

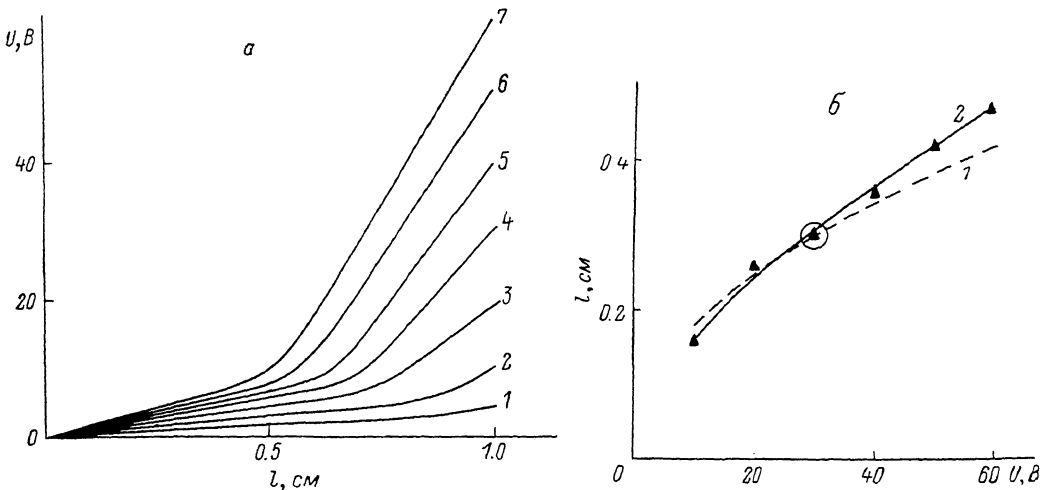


Рис. 4.

a — распределения потенциала вдоль образца 1, записанные через 10 мс после начала импульса напряжения при различных величинах амплитуды напряжения; амплитуда напряжения, В: 1 — 5, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 30, 5 — 40, 6 — 50, 7 — 60. *б* — зависимость длины истощенной области от величины амплитуды импульса напряжения для времени задержки 10 мкс; образец 1: 1 — теоретическая кривая, 2 — экспериментальная.

образца. На вставке к рис. 1 показана геометрия образца с движущимся по его поверхности потенциальным зондом. Положение зонда фиксировалось с помощью резистивного датчика перемещений. Сигналы потенциала подавались

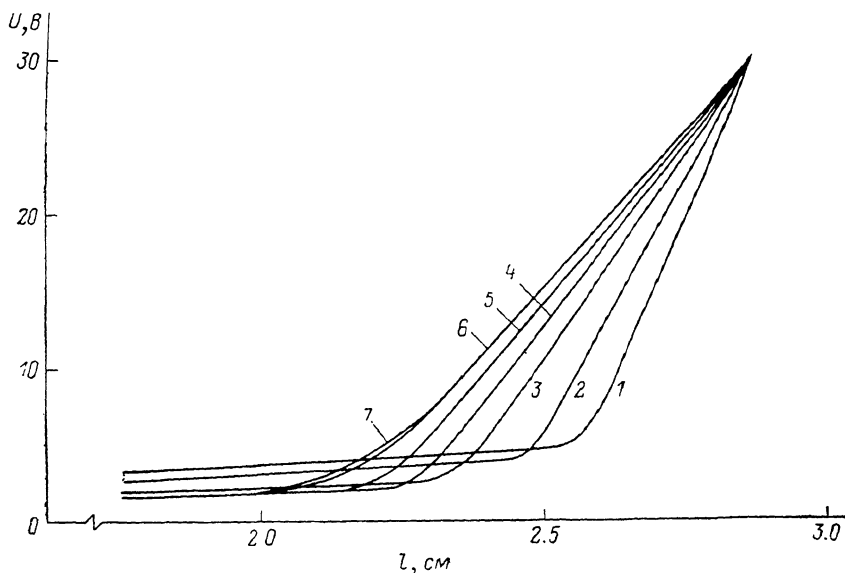


Рис. 5. Распределения потенциала вдоль образца 3 при напряжении на образце 30 В. Задержка после начала импульса напряжения, мкс: 1 — 30, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 150, 5 — 200, 6 — 250, 7 — 400—1500. $n_i = 2.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, размеры $2.88 \times 0.23 \times 0.32 \text{ см}$.

на стробоскопический осциллограф. Это позволяло на самописце вести автоматическую запись распределений потенциала по координате.

На рис. 4, *a* представлены распределения потенциала в образце, ВАХ которого, приведенные на рис. 2, записаны через 10 мкс после начала импульса

напряжения при различных амплитудах импульса. На этом рисунке четко видно, что в образце имеется две области: область истощения с быстрым падением потенциала и область равновесной концентрации, где потенциал меняется медленно. Эти области разделены изломом в ходе распределения потенциала, характерным для скачкообразного изменения концентрации, называемым далее ступенькой концентрации. Местоположение ступеньки концентрации определялось по координате, соответствующей точке пересечения продолжения линейных участков распределения потенциала. Зависимость длины истощенной области от амплитуды импульса напряжения демонстрируется кривой 2 на рис. 4, б. Штриховой кривой показана теоретическая зависимость, построенная по формуле (20). (Кривые предполагались совпадающими в точке, указанной кружочком).

На рис. 5 показана динамика движения ступеньки в образце длиной 3 см. Видно, что по мере продвижения ступеньки в глубь образца и увеличения истощенной области поле в ней уменьшается. Угол между двумя прямыми на этом графике определяет величину скачка поля и концентрации на границе областей истощения и равновесной концентрации. С увеличением области истощения резкость излома уменьшается, что связано с увеличением концентрации перед ступенькой в истощенной области, согласно уравнению (6), и диффузионным распылением ступеньки; оба эти процесса приводят к нелинейному ходу потенциала в области вблизи ступеньки. Экспериментально наблюдалось также сильное влияние скорости поверхностной генерации носителей на боковых гранях кристалла, причем с увеличением этой скорости ширина ступеньки увеличивается. Кривые 6 и 7 показывают дальнейшее уменьшение ступеньки, связанное с тем, что переходный процесс не заканчивается после прекращения движения ступеньки (кривая 6), а продолжается до времени, примерно соответствующего времени жизни (кривая 7), в течение которого происходит диффузионное размывание ступеньки.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что при исследовании неоднородных структур с антизапорными контактами и интерпретации экспериментальных данных, а также при конструировании приборов, работающих в импульсном режиме, необходимо учитывать происходящие в таких структурах переходные процессы.

Авторы выражают благодарность З. С. Грибникову за внимательное прочтение и обсуждение статьи.

Л и т е р а т у р а

- [1] Arthur J. B., Bardsley W., Brown M. A. C. S., Gibson A. F. — Proc. Phys. Soc., 1955, v. B68, N 421B, p. 43—50.
- [2] Bray R. — Phys. Rev., 1955, v. 100, N 4, p. 1047—1055.
- [3] Баранов Л. И. К теории переходных процессов в полупроводниках при возникновении отклонений концентрации носителей заряда от равновесной. — Изв. вузов СССР, Физика, 1965, № 2, с. 5—19.
- [4] Вейнгер А. И., Касымова Р. С., Норкулова Х. Р., Парицкий Л. Г. Кинетика эксклюзии при высоком уровне оптического возбуждения. — ФТП, 1985, т. 19, в. 3, с. 400—406.
- [5] Романов В. А., Жадько И. П., Сердега Б. К., Святогор Л. В. Фотопроводимость германия в высокочастотном электрическом поле. — Письма ЖЭТФ, 1971, т. 14, в. 1, с. 9—13.
- [6] Аюпян А. А., Грибников З. С., Романов В. А., Сердега Б. К. Особенности электропроводности $p^+ - i - p^+$ -структуры в германии при больших высокочастотных напряжениях. Проблемы диэлектрической электроники. Ташкент, 1974, с. 113—122.
- [7] Романов В. А., Сердега Б. К. Биполярная электропроводность германия в высокочастотном электрическом поле. — ФТП, 1975, т. 9, в. 4, с. 665—668.
- [8] Аюпян А. А., Грибников З. С. Высокочастотная эксклюзия носителей в образцах с антизапорными контактами. — ФТП, 1974, т. 8, в. 3, с. 495—498.
- [9] Акоруян А. А., Gribnikov Z. S. — Phys. St. Sol. (a), 1974, v. 22, N 1, p. 269—280.
- [10] Аюпян А. А., Грибников З. С. Высокочастотная электропроводность биполярного полупроводника с антизапорными контактами. — ФТП, 1974, т. 8, в. 9, с. 1663—1674.
- [11] Аюпян А. А., Витусевич С. А., Малютенко В. К. Теоретическое и экспериментальное исследование эксклюзии в образцах конечной длины. Стационарные вольтамперные характеристики. — ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1783—1788.