

14/III-65

C 361
B-19

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2201



АБСОЛЮТНОЕ ЯДЕРНОЕ ПРОБЛЕМ

В.С. Василев

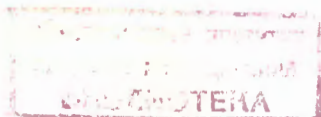
ЭФФЕКТИВНОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ
НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В КРЕМНИИ,
КОМПЕНСИРОВАННОМ ЛИТИЕМ

1965

В.С. Васильев

ЭФФЕКТИВНОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ
НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В КРЕМНИИ,
КОМПЕНСИРОВАННОМ ЛИТИЕМ

Направлено в журнал "Физика
твердого тела"



nr. 3429/2

1. Введение

Рекомбинация неравновесных носителей тока оказывает существенное влияние на работу полупроводниковых приборов. Она определяет время жизни носителей тока как в объеме, так и на поверхности полупроводника. Известно, что эффективное время жизни $\tau_{\text{эф}}$ выражается

$$\frac{1}{\tau_{\text{эф}}} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_{\text{п}}}, \quad (1)$$

где τ_v - объемное время жизни, а $\tau_{\text{п}}$ - время жизни носителей тока на поверхности. Существует много методов для определения времени жизни неосновных носителей тока.

Широкое распространение получили фотоэлектрические методы определения диффузионных длин неравновесных носителей тока^{/1,2,3/}. Если фоточувствительный полупроводник освещается узкой полоской света, то неравновесные носители тока - дырки диффундируют в затемненную часть образца и их концентрация уменьшается по закону

$$p = p_0 e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad (2)$$

где p_0 - концентрация дырок на границе свет-тьень, т.е. при $x = 0$; x - расстояние от центра освещенной полоски до точки, где определяется концентрация; L_p - диффузионная длина фотоинжектированных дырок.

Лошкарев^{/4/} показал, что если на поверхности полупроводника в непосредственной близости от освещенной полоски установлена металлическая иголка (играющая роль коллектора), то она заряжается до потенциала V_{ϕ} пропорционально концентрации неравновесных фотоинжектированных носителей тока

$$V_{\phi} = V_{\phi 0} e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad (3)$$

где $V_{\phi 0}$ - фотопотенциал при $x = 0$. Если (3) логарифмируется, то

$$\ln V_{\phi} = f(x). \quad (4)$$

Фотопотенциал V_{ϕ} измеряется как функции x ; между ℓ и V_{ϕ} и x наблюдается линейная зависимость. По наклону полученной прямой определяется диффузионная длина L . Для вычисления времени жизни неосновных носителей тока, кроме L , необходим и их коэффициент диффузии D , который определяется из уравнения Эйнштейна

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q}, \quad (5)$$

где μ - подвижность носителей, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура и q - заряд электрона. Время жизни неосновных носителей тока τ определяется уравнением

$$\tau = \frac{L^2}{D}. \quad (6)$$

При определении τ должен быть выполнен ряд условий, которые определяют применимость данного метода. Из теоретического анализа^{/3/} видно, что в эксперименте должны выполняться следующие условия:

а) $w < \frac{1}{5} x_{\min}$ и $\ell > 4 x_{\max}$, где x_{\min} и x_{\max} , соответственно, минимальное и максимальное расстояния между осью световой полоски и коллектором, w - ширина световой полоски, а ℓ - ее длина.

б) Скорость поверхностной рекомбинации s должна быть достаточно малой, чтобы измеряемое время жизни определялось объемной, а не поверхностной рекомбинацией.

в) Дрейф неравновесных носителей тока в области коллектора должен отсутствовать.

г) Освещенная часть образца и коллектор должны быть отдалены от его границ на расстояние, не меньшее диффузионной длины.

В работах^{/5,6,7/} даются дальнейшая теоретическая разработка метода и дополнительные условия эксперимента. Так, например, в^{/8,7/} подчеркивается, что в этих измерениях очень большое значение имеет геометрия образца, в зависимости от которой задача приобретает или одномерный, или аксиально-симметричный характер. Добавляются еще два условия:

д) Если в полупроводниковой пластинке толщиной d свет проникает на глубину λ , то в случае, когда скорость поверхностной рекомбинации мала, должно выполняться неравенство $\lambda > d$.

е) Когда $\lambda < d$ и $x \gg d$ фотоинжектированные носители движутся как вдоль образца, так и в поперечном направлении. Ошибка при определении L не превышает 5%, если x_{\min} приблизительно определяется из

$$x_{\min} = 0,85 \frac{d^2}{L} . \quad (7)$$

В случае одномерной задачи ширина световой полоски w не имеет существенного значения, а ее длина l должна быть соизмеримой с шириной измеряемого образца. При увеличении толщины образца вследствие цилиндрического растекания фотоинжектированных носителей задача приобретает аксиально-симметрический характер. Тогда для концентрации p вместо уравнения (2) необходимо использовать следующее уравнение:

$$p = p_0 \frac{1}{\left(\frac{x}{L}\right)^{3/2}} e^{-\frac{x}{L} d} . \quad (8)$$

Соответственно фотопотенциал будет равен

$$V_{\phi} = V_0 \frac{1}{\left(\frac{x}{L}\right)^{3/2}} e^{-\frac{x}{L} d} . \quad (9)$$

В этом случае L определяется графически не из (4), а из функции

$$\ln V_{\phi} + \frac{3}{2} \ln x = f(x) . \quad (10)$$

При использовании формулы (8) необходимо предусмотреть, чтобы выполнялись следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} \frac{1}{8} L \ll x_{\min} > 5w & \quad x_{\max} = \frac{l^2}{15L} - 0,16 ; \\ 5 < \frac{l}{L} < 20 & \quad x > L . \end{aligned} \quad (11)$$

В случае аксиальной симметрии скорости поверхностной рекомбинации v "мала", если выполняется условие

$$1 \ll \sqrt{\frac{x}{L}} \ll \frac{D}{vL} ; \quad (12)$$

скорость поверхностной рекомбинации будет "большой" при выполнении условий

$$\frac{x}{L} \geq 1 \quad \text{и} \quad \frac{v^2}{D^2} x L \gg 1 . \quad (13)$$

В последнем случае L определяется не из (10), а из

$$\ln V_{\phi} + \frac{3}{2} \ln x = f(x) . \quad (14)$$

Правильное определение L зависит от линейности между V_{ϕ} и концентрацией фотоинжектированных носителей. Линейность существует, если выполняется неравенство

$$V_{\phi} < \frac{1}{5} \frac{kT}{q} . \quad (15)$$

При определении L обычно используется модулированный свет. Как подчеркивается в /8/, для стационарности условий необходимо, чтобы времена включения и выключения света t отвечали условиям

$$t > \pi r, \quad t > \frac{x^2}{4D}, \quad t > \frac{x}{\left(\frac{D}{r}\right)^{1/2}}. \quad (16)$$

II. Экспериментальная установка и условия измерений

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки, используемая для определения диффузионных длин фотонинжектированных носителей тока в кремнии, а, следовательно, и их времен жизни. При измерениях соблюдались все вышеотмеченные граничные условия. Большие размеры образцов сводили задачу к аксиально-симметричному случаю. В качестве источника света использовалась 30-ваттная лампа накаливания с вольфрамовой нитью. Это обеспечивало низкую концентрацию неосновных носителей. После шлифовки все образцы травдились в смеси азотной и плавиковой кислот в отношении 2 : 1.

Для правильного определения диффузионных длин неосновных носителей тока в объеме образца не должно существовать электрического поля, так как при наличии поля, кроме диффузии, будет иметь место и дрейф. Для случая, когда к полупроводнику приложено электрическое поле E , как показал Рывкин /8/, между дрейфовой длиной $L_E = \mu r E$, диффузионной длиной L и эффективной длиной диффузии $L_{эф}$ существует следующая связь

$$L_E = L_{эф} - \frac{L^2}{L_{эф}}. \quad (17)$$

Возникновение некоторого электрического поля в этих экспериментах возможно в области коллектора, когда между коллектором и заземленным электродом образца подавалась разность потенциалов в несколько вольт и создавался ток порядка нескольких микроампер. В работе /8/ для подобного случая вычисляется расстояние d , на которое распространяется поле вокруг иголки. Если ток I протекает через иголку в полупроводник с проводимостью σ при температуре T , то возникающее омическое поле E_σ выражается в виде:

$$E_\sigma = \frac{I}{2\pi d^2 \sigma}. \quad (18)$$

При измерениях дрейф носителей тока в этом поле не будет мешать, если диффузионное поле $E_D = \frac{kT}{qL} \gg E_\sigma$, т.е. если выполняется неравенство

$$d \gg \sqrt{\frac{1}{2\pi\sigma} \frac{qL}{kT}} \quad \text{и} \quad d \gg L. \quad (18)$$

Для уменьшения влияния дрейфа, особенно на высокоомном, компенсированном литием кремнии, к иголке прикладывались очень малые напряжения, при которых ток коллектора не превышал 1 мкА. Когда это было возможно, измерения проводились без приложения внешнего напряжения на иголку. Например, при токе $I = 10^{-8}$ А удельная проводимость $\sigma = 10^{-3}$ см.м⁻¹, $L = 0,2$ см и $T = 300^\circ\text{К}$. Из (18) получается, что $d \gg 0,35$ см, или $d = 0,17 L$, т.е. $d \gg L$. Как подчеркивается в [6], при $d = 0,2 L$ влияние дрейфа меняет концентрацию неосновных носителей тока вблизи коллектора приблизительно на 20%.

На рис. 2 показана зависимость $V_\phi = f(E_\phi)$, где E_ϕ — интенсивность света. Максимальная интенсивность света, когда осветительная лампа находилась от образца на расстоянии 30 см, условно принята за 100%. Остальные точки получены при использовании нейтральных светофильтров. Из рисунка видно, что при этих интенсивностях света наблюдается линейная зависимость между V_ϕ и E_ϕ , откуда можно судить о линейности между концентрацией фотонектривированных носителей тока при используемой интенсивности света.

На рис. 3 представлена серия кривых, представляющих собой измерения фототовета V_ϕ при удалении светового зонда от коллектора. Максимальное значение V_ϕ получалось, когда световой зонд находился непосредственно у коллектора. Для каждой кривой начало оси абсцисс смещено. Эти кривые снимались для разных значений времени освещения t_c , которое менялось изменением ширины щели во вращающемся перерывателе света. Этот перерыватель вращался с постоянной угловой скоростью и совершал один полный оборот за 24 мсек.

На рисунке приведены 8 кривых для значений длительности световых импульсов 0,1–8 мсек. Из графиков видно, что после определенного значения t_c (в конкретном случае после $t_c = 2$ мсек) наклон кривых фототовета перестал меняться с увеличением длительности световых импульсов. Отсюда можно заключить, что измерения при больших t_c проводились в стационарном режиме и выполнялись неравенства (18).

При измерениях использовался световой зонд с длиной $l = 1$ см и шириной $w = 40$ мкм. Высокая фоточувствительность материала позволяла работать с такой узкой щелью и слабой интенсивностью света. Усилитель, который был использован в этих измерениях, имел очень низкий уровень шумов.

Для иголки использовалась вольфрамовая проволока диаметром 0,5 мм. Заточка иголки проводилась по обычной технологии, которая использует пропускание токовых импульсов через иголку, соприкасающуюся с поверхностью электролита. Подбирая вели-

чину тока, длительность импульсов и электролит, удавалось получить необходимую форму и степень заостренности иголки.

Оказалось удобнее измерять не фотопотенциал V_{ϕ} , а фототок I_{ϕ} в цепи, поэтому вместо (3) следует написать

$$I_{\phi} = I_0 e^{-\frac{x}{L}} \quad (20)$$

Логарифмируя (20), получаем

$$\ln I_{\phi} - \ln I_0 = -\frac{x}{L}; \quad L = \frac{x}{\ln \frac{I_0}{I_{\phi}}}, \quad (21)$$

где I_0 - фототок при $x=0$. В непосредственной окрестности коллектора есть электрическое поле. В этом случае при экспериментальном определении L нельзя использовать значения фототока I_0 в связи с ограничениями, накладываемыми граничными условиями. Соблюдая граничные условия в каждом конкретном случае надо подобрать такие две точки с абсциссами x_{\min} и x_{\max} , которым соответствуют фототоки I_{\min} и I_{\max} . Тогда для этих точек можно написать

$$\ln I_{\min} = \ln I_0 - \frac{x_{\min}}{L} \quad (22)$$

$$\ln I_{\max} = \ln I_0 - \frac{x_{\max}}{L},$$

откуда

$$L = \frac{x_{\max} - x_{\min}}{\ln \frac{I_{\max}}{I_{\min}}}. \quad (23)$$

Это уравнение использовалось при определении L .

III. Экспериментальные результаты

1. Эффективное время жизни фотоинжектированных электронов в p-кремнии

Основная цель настоящей работы - определение эффективного времени жизни носителей тока в компенсированном литием p-кремнии.

С целью проверки методики было определено эффективное время жизни электронов в p-материале с известным объемным временем жизни. Использовались образцы прямоугольной формы из кремния p-типа размерами $1,3 \times 1,0 \times 0,2$ см³ с удельным

сопротивлением $\rho = 1,15 \text{ ом}\cdot\text{м}$ и $\tau_0 = 155 \text{ мксек}$. После шлифовки и травления на торец образца наносился электрод из никеля, который во время измерения заземлялся. К коллектору прикладывался положительный потенциал в несколько вольт и измерялась диффузионная длина электронов.

На рис. 4 представлена вольт-амперная характеристика типичного образца в темноте. Из этого рисунка видно, что положительный потенциал иглолки соответствует выпрямляющему направлению.

На рис. 5 представлен фототок как функция расстояния между коллектором и световым зондом. Кривая 1 была снята через час после травления; кривая 1' вычислена по формуле (10), а кривая 0 соответствует паспортному времени жизни ($\tau_0 = 155 \text{ мксек}$). При вычислении эффективного времени жизни электронов была использована диффузионная константа $D_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{сек}$, при $T = 300^\circ\text{K}$ /11,12/. Кривая 2 была снята через три часа после травления. Кривая 2' рассчитана из кривой 2 в предположении, что скорость поверхностной рекомбинации значительно увеличилась, что приводит к необходимости пользоваться формулой (14). Из этих графиков видно, что наклон кривой 1' и 2' очень близок к наклону кривой 0. Вычисленные эффективные времена жизни даны в подписях к рисункам.

Из этих измерений видно, что на эффективное время жизни процесс травления оказывает большое влияние. В большинстве случаев наблюдалось, что после травления эффективное время жизни было в 3-4 раза меньше указанного в паспорте. Еще сильное занижение эффективных времен наблюдалось на шлифованных поверхностях образцов,

2. Эффективное время жизни носителей тока в кремнии, компенсированном литием

Технология получения кремния с высоким сопротивлением, предложенная Пеллом /13/, основана на использовании диффузии и дрейфа ионов лития в p -кремнии и широко используется при изготовлении $p-i-n$ детекторов ядерных частиц.

Представляет интерес определение времен жизни носителей в отдельных слоях с $p-i-n$ детектором. Разработано много методов определения времени жизни неосновных носителей тока в n и p -материалах, однако, автору этой статьи не известны литературные данные о временах жизни электронов и дырок в компенсированном, так называемом, " i "-кремнии.

Если в i -материале и на его поверхности не существует рекомбинационных центров захвата и ловушек, более эффективных для одного из типов носителей тока, то можно ожидать, что их времена жизни будут почти одинаковы. Этот материал

имеет очень высокое удельное сопротивление и его можно приближенно рассматривать как кремний с собственной проводимостью. Для такого материала /10,11/ с достаточной степенью точности (при слабом фотовозбуждении из условия для нейтральности кристалла) следует, что времена жизни электронов и дырок можно принять равными, т.е.

$$\tau_e = \tau_d = \tau$$

Для определения эффективных времен жизни электронов и дырок в i -кремнии использовался вышеописанный метод измерения диффузионных длин фотонинжектированных носителей тока.

Русбрек /15/ показал, что в полупроводниковом материале со смешанной проводимостью, коэффициентом диффузии будет являться коэффициент биполярной диффузии

$$D = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{D_d} + \frac{p_0}{D_e}}, \quad (24)$$

где n_0 и p_0 — соответственно равновесные концентрации электронов и дырок. Для полупроводника с собственной проводимостью ($n_0 = p_0$) из (24) получается

$$D_i = 2 \frac{D_d D_e}{D_d + D_e}. \quad (25)$$

Формула (25) была использована при определении диффузионной константы электронов и дырок в i -кремнии. Применяя $D_e = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{сек}$ и $D_d = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{сек}$ как в /11,12/, из (25) получаем $D_i = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{сек}$. Это значение коэффициента биполярной диффузии использовалось при вычислении эффективных времен жизни электронов и дырок в i -кремнии.

Были определены эффективные времена жизни фотонинжектированных носителей тока в нескольких прямоугольных пластинках с площадью около 2 см^2 и толщинами 1–2 мм, которые были получены из n и p переходов путем сошлифования n и p областей. Измеренные значения эффективных времен жизни в разных пластинках оказались близкими.

На рис. 6 показана снятая на i -пластинке темноватая вольтамперная характеристика, из которой видно, что выпрямление практически не наблюдается.

На рис. 7 кривая 1 представляет изменение фототока I_f с изменением расстояния между коллектором и световой полоской. В этом случае к иглке не был приложен внешний потенциал, но с помощью осциллографа было определено, что контактная разность потенциалов между полупроводником и иглкой заряжает ее до некоторого положительного потенциала. В этом случае иглка являлась коллектором фотонинжектированных электронов.

На рис. 8 представлены те же кривые, снятые на обратной стороне пластинки. На том же рисунке показана кривая 2, снятая с использованием инфракрасного светофильтра (ИКС-2). Из хорошего совпадения между кривыми 1 и 2 можно заключить, что коротковолновая часть спектра не оказывает заметного влияния на ход кривых фотоответа.

При измерении световая полоска всегда перемещалась в сторону никелевого электрода, а коллектор обычно находился в середине пластинки. Экспериментально было проверено, что вид кривой фотоответа не менялся с изменением расстояния между коллектором и электродом, если выполнены граничные условия "г". Это видно из кривых рис. 9, которые сняты через месяц после травления. Видно, что эффективное время жизни электронов $\tau_{\text{э}}$ в течение месяца (при хранении пластинки в сухом воздухе) уменьшилось от 3,4 мсек (рис. 8, кр. 1') до 2,0 мсек.

На i -материале было также проверено влияние шлифовки на наклон кривой фотоответа. Как и ожидалось, наклон кривых уменьшился после шлифовки. Это видно из графиков на рис. 10. После шлифовки образец двукратно кипятился в бидистиллированной деионизированной воде. Фоточувствительность пластинки уменьшилась и для получения стабильного фотоответа необходимо было подавать $+1\text{в}$ на коллектор. На рис. 10а представлена кривая 1 при $+1\text{в}$ на коллекторе, а на рис. 10б при -1в . Кривые 1' и 2' вычислены по (14) в предположении, что скорость поверхностной рекомбинации большая. Интересно отметить, что кривая 1' на рис. 10а точно совпадает с кривой 1' на рис. 8 и вычисленные эффективные времена жизни одинаковы ($\tau_{\text{э}} = 3,4$ мсек).

Из кривой 2' на рис. 10б, когда на иголке был отрицательный потенциал -1в , получается для эффективного времени жизни дырок $\tau_{\text{д}} = 8,5$ мсек, что в два раза больше $\tau_{\text{э}}$.

Приведенные в работе результаты являются предварительными. Какова роль поверхности в рассмотренных процессах пока неизвестно. Для выяснения этого вопроса в настоящее время проводятся эксперименты.

Автор выражает благодарность Б.М. Головину и Б.П. Осипенко за интерес к работе и полезные советы.

Л и т е р а т у р а

1. F.S.Goucher. Phys. Rev., v. 81, No. 3, p. 475 (1951).
2. F.S.Goucher, G.L.Pearson, M.Sparks, G.K.Teal and W.Shockely, Phys. Rev., 81, p. 637 (1951).
3. L.Valdes. Proc. IRE, 40, 1420 (1952).

4. В.Е. Лошкарёв. ЖЭТФ, **18**, 917 (1948).
5. S. Viswanathan and J.F. Battey. J. Appl. Phys., v. 25, p. 99 (1954).
6. Е.И. Рашба, К.Б. Толлиго. УФЖ, т.1, ВИП-1, стр.29 (1956).
7. К.Д. Глинчук, О.Г. Мисежюк, УФЖ, т.1, вып. 1, стр. 44 (1956).
8. "Технология полупроводниковых материалов" Москва, 1961 г. (Перевод с английского, под редакцией канд. физ.матем. наук М.И.Иглицына).
9. С.М.Рывкин. ЖТФ, **24**, 2136 (1954).
10. С.М.Рывкин. "Фотоэлектрические явления в полупроводниках", Москва, (1963).
11. М.И. Иглицын, Ю.А. Концевой и В.Д.Кудня. ЖТФ, т.27, в.7, стр. 1425 (1957).
12. М.В.Ризсе. Phys. Rev., 93, No. 6 (1954).
13. Е.М.Релл. J. Appl. Phys., v. 31, No. 2, p. 291 (1960).
14. Р.Смит. "Полупроводники", перевод с английского, под редакцией В.П. Жузе, Москва (1962).
15. Van Roosbrack. Phys. Rev., 91, 182 (1953).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июня 1965 г.

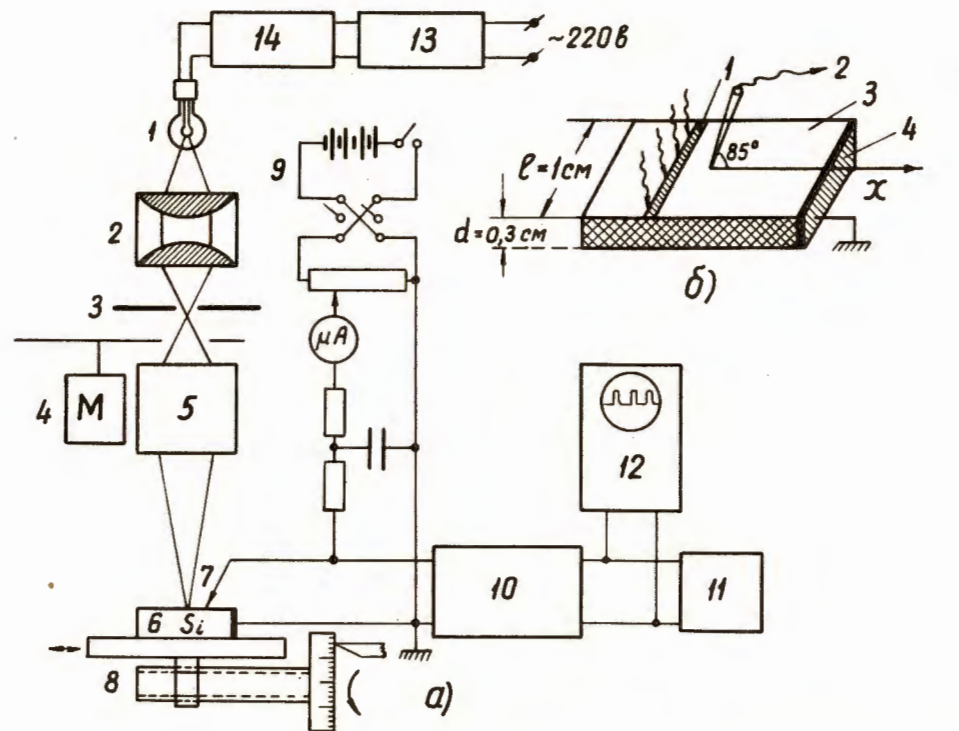


Рис. 1. а) Принципиальная схема экспериментальной установки для определения диффузионных длин фотоинжектированных носителей тока в кремнии: 1-30-ваттная лампа накалкивания; 2-конденсор; 3- шель; 4 - мотор-прерыватель света; 5 - объектив "Юпитер-3"; 6 - измеряемый образец; 7 - иголка-коллектор; 8 - винт для перемещения образца во время измерения; 8 - батарея; 10 - усилитель; 11 - микроамперметр; 12 - осциллограф; 13 - стабилизатор; 14 - выпрямитель.
б) Измеряемый образец с расположением световой полоски и коллектора; 1 - световая полоска с шириной $w = 40$ мкм и длиной $l = 1$ см; 2 - коллектор; 3 - образец из кремния; 4 - никелевый электрод; x - ось абсцисс, совпадающая с направлением перемещения образца относительно световой полоски во время измерения.

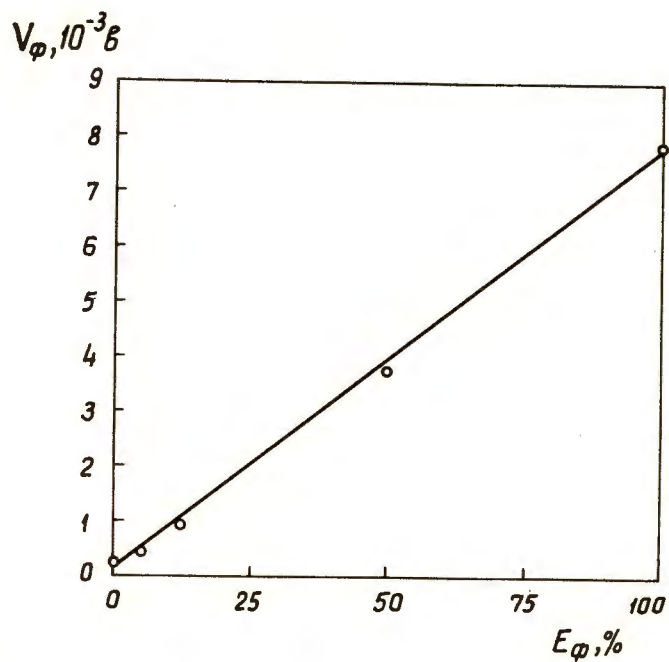


Рис. 2. Зависимость между фотопотенциалом V_{ϕ} и интенсивностью света E_{ϕ} .

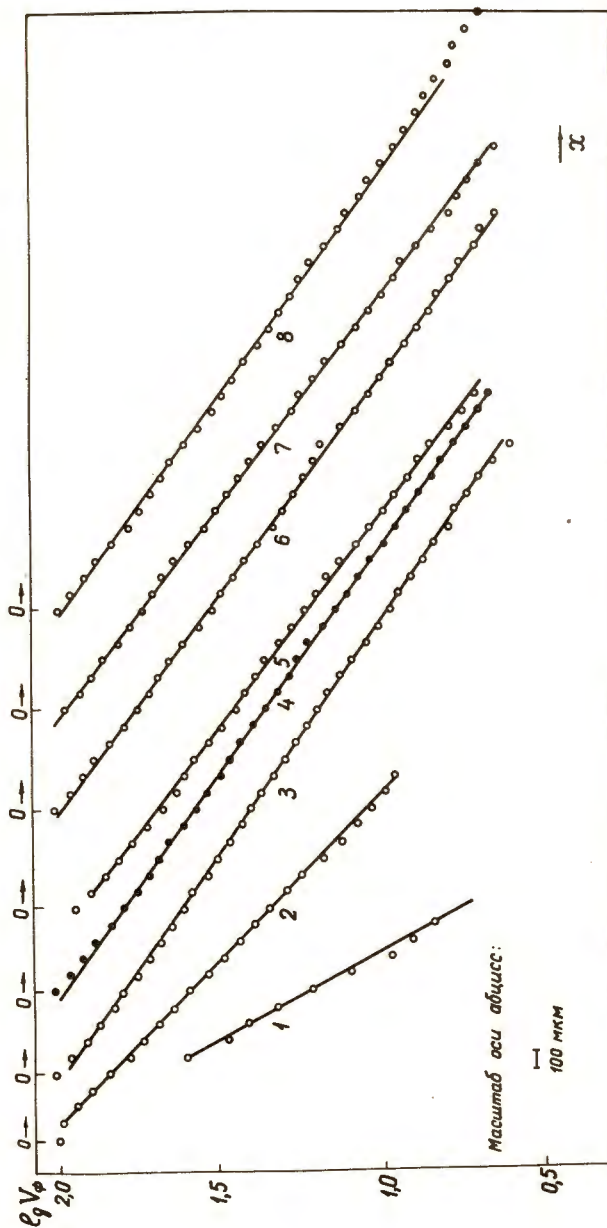


Рис. 3. Изменения логарифма фотопотенциала (в произвольных единицах) при удалении световой полоски от коллектора. Кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 и 8 получены соответственно при времени освещения $t_c = 0,1; 0,8; 2,0; 2,8; 3,5; 4,3; 5,1$ и $6,0$ мсек.

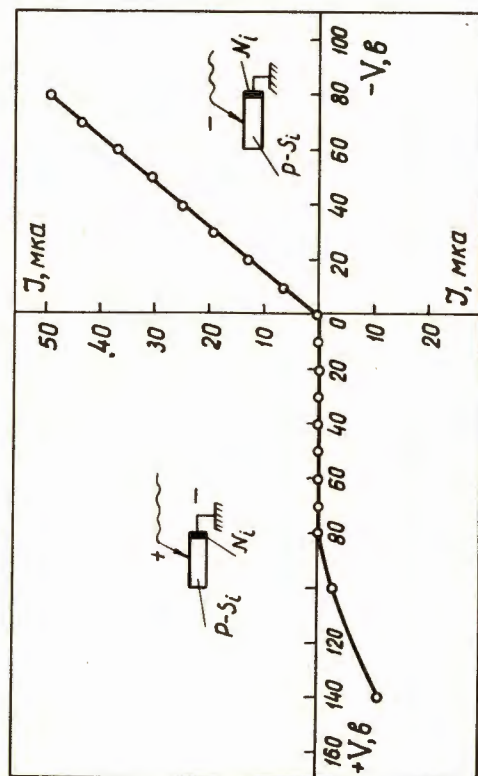


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика, снятая на p-кремнии в темноте.
Знак потенциала V на оси абсцисс соответствует знаку потенциала на коллекторе.

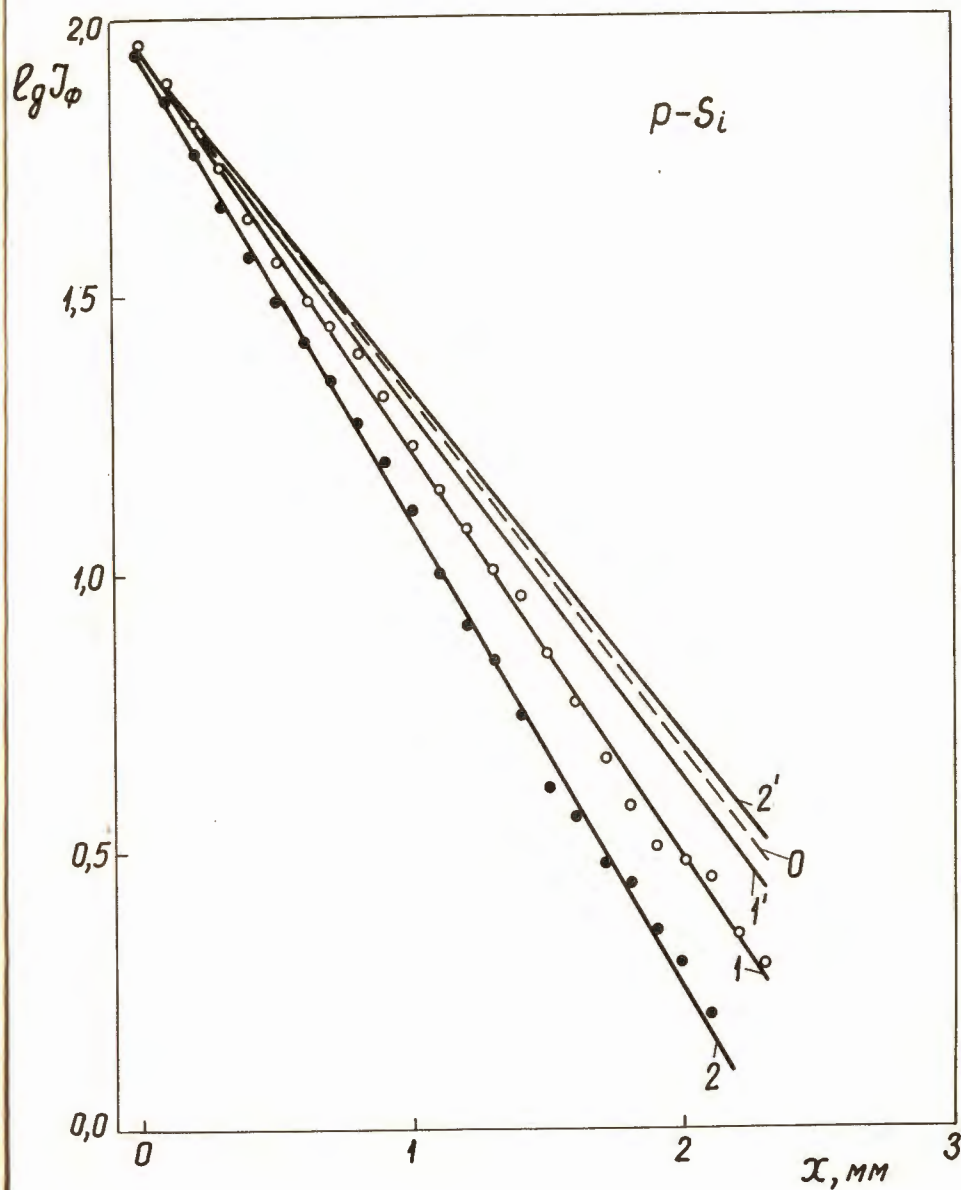


Рис. 5. Зависимость логарифма фотоответа I_{ϕ} (в произвольных единицах) от расстояния между коллектором и световой полоской.

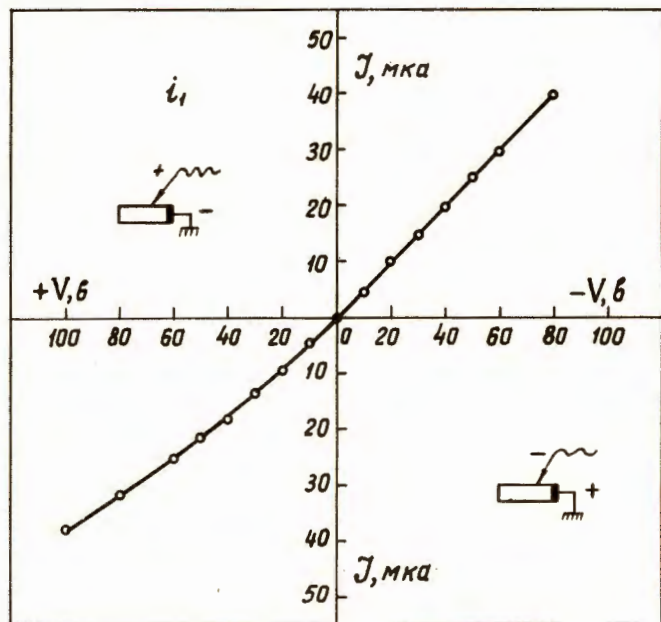


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика, снятая на i_1 -кремнии в темноте.

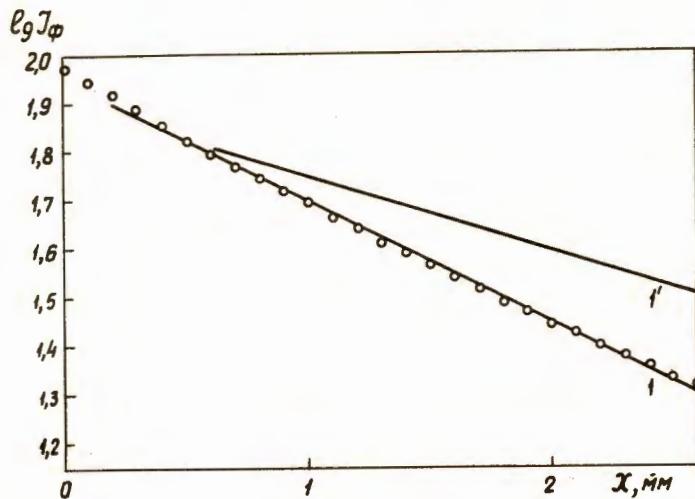


Рис. 7. Логарифм фотоответа I_ϕ как функция расстояния между коллектором и световой полоской на пластинке i_1 . Кривая 1 получена экспериментально, а кривая 2 вычислена из кривой 1 при использовании формулы (10). Из кривой 1 получается: $L_{i_1} = 1,8$ мм, $\tau_{i_1} = 1,8$ мсек; из кривой 1' - $L_{i_1'} = 2,8$ мм, $\tau_{i_1'} = 4,6$ мсек.

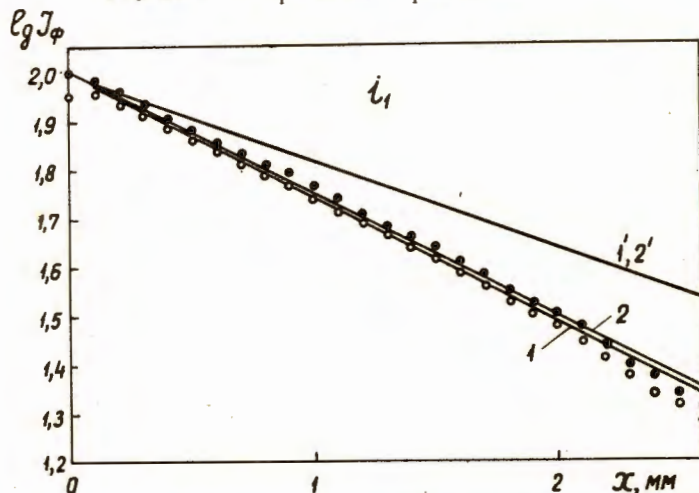


Рис. 8. Логарифм фотоответа I_ϕ как функция расстояния между коллектором и световой полоской, снятые на обратной стороне пластинки i_1 . Кривые 1 и 2 получены экспериментально, а кривые 1' и 2' вычислены из кривых 1 и 2 при использовании формулы (10). Из кривых 1 и 2 получается: $L_{i_1,2} = 1,7$ мм, $\tau_{i_1,2} = 1,8$ мсек; из кривых 1' и 2' получается $L_{i_1',2'} = 2,4$ мм, $\tau_{i_1',2'} = 3,4$ мсек.

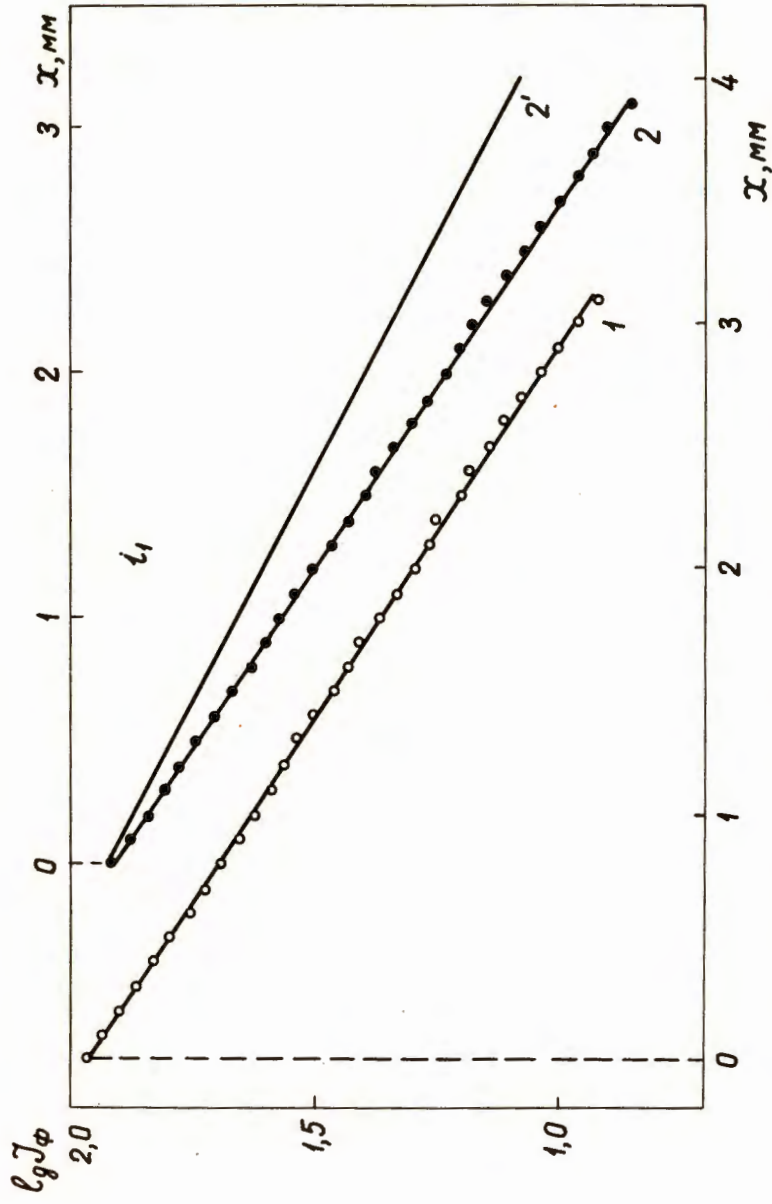


Рис. 8. Логарифм фототока I_{ϕ} как функция расстояния между коллектором и световой полоской для пластинок i_1 . Кривая 1 снята, когда коллектор находился в середине пластины, а кривая 2 — когда он был расположен в два раза ближе к никелевому электроду. Вышла полная идентичность между кривыми 1 и 2. Кривая 2' вычислена из кривой 2 с помощью формулы (10). Из нее получается $L_{z,1} = 1,8$ мм, $r_{z,1} = 2,0$ мсек.

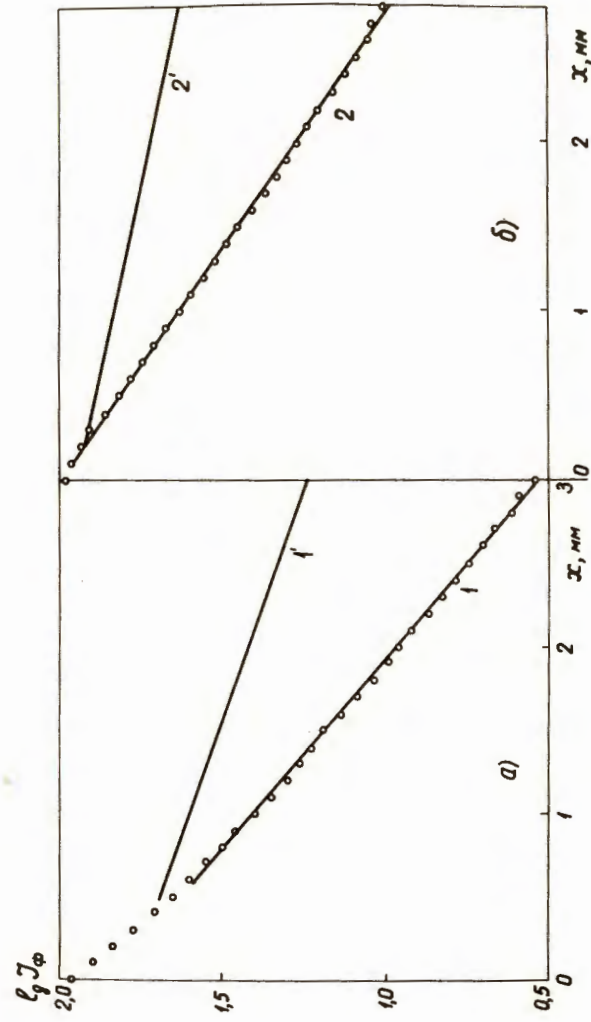


Рис. 10. Зависимости логарифма фототока I_{ϕ} от расстояния между коллектором и световой полоской, снятые непосредственно после шлифовки пластины из i -кремния. Из этих кривых получаются:
 а) для электронов — $L_{z,1} = 1,0$ мм, $r_{z,1} = 0,8$ мсек; $L_{D,1} = 2,4$ мм, $r_{D,1} = 3,4$ мсек;
 б) для дырок — $L_{D,2} = 1,2$ мм, $r_{D,2} = 0,8$ мсек; $L_{D,2'} = 3,8$ мм, $r_{D,2'} = 8,6$ мсек.