

С 344.1м

В-19

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

30/15

2887



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.С. Василев

О ФОТО-Э.Д.С. В р-п И р-і-п
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЕРЕХОДАХ
ПРИ ЗОНДОВОМ ОСВЕЩЕНИИ

1966

2887

4484/1 нр.

В.С. Василев

О ФОТО-Э.Д.С. В р-а И р-а
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЕРЕХОДАХ
ПРИ ЗОНДОВОМ ОСВЕЩЕНИИ

Направлено в "Изв. Болгарской АН"

Общественный институт
научных исследований
БИБЛИОТЕКА

В работе ^{/1/} впервые был использован световой зонд на германиевом p-n переходе для определения времени жизни электронов в p-области и дырок в n-области. В этой работе отмечается, что фотонинжектированные электроны и дырки будут диффундировать на расстояние x от перехода, уменьшаясь экспоненциально $[\exp(-x/L)]$, где $L = (D\tau)^{1/2}$ — диффузионная длина, D — коэффициент диффузии и τ — время жизни соответствующих неравновесных носителей тока.

Аналогичным образом в работе ^{/2/} мы определяли время жизни фотонинжектированных электронов в p-области p-i-n кремниевых детекторов.

В работах ^{/3,4/} мы использовали световой зонд для исследования структуры p-i-n и p-n кремниевых детекторов ядерных излучений. В этих работах экспериментально разработан метод светового зонда для определения толщины слоев в p-n и p-i-n переходах.

В настоящей работе на основе большого экспериментального материала мы поставили перед собой задачу :

а) проанализировать форму кривых для фото-э.д.с., возникающей в цепи детектора, когда световой зонд пересекает p-, i- и n-области и

б) вывести приблизительную аналитическую зависимость для фото-э.д.с. в функции направления движения светового зонда,.

Точное теоретическое решение этой проблемы весьма затруднительно, так как возникающая фото-э.д.с. в p-i-n структуре зависит от:

- фоточувствительности материала;
- интенсивности и состава света;
- квантового выхода и коэффициента поглощения света в материале;
- геометрии образца;
- геометрии светового зонда;
- электродов;

качества $n-i$ и $i-p$ переходов и времени жизни токовых носителей в объеме; состояния поверхности и времени жизни токовых носителей на поверхности; от наличия на детекторе обратного смещения и пр.

Несмотря на сложности рассматриваемой проблемы, так как абсолютные значения для фото-э.д.с. при этом анализе не нужны, при некоторых допущения в одномерном решении легко получается зависимость фото-э.д.с. от положения светового зонда в направлении, перпендикулярном плоским переходам.

1. Теоретическая часть

Как и в нашей работе ^{/5/}, где были проанализированы токи в $p-i-n$ -полупроводниковой структуре при обратных смещениях и без них, будем рассматривать зонную энергетическую схему этой структуры, как показано на рисунке 1. В равновесии в темноте без внешних напряжений алгебраическая сумма всех токов (четыре электронных: $-J_1, J_2, -J_3$ и J_4 и четыре дырочных: $J_3, -J_4, J_7, \text{и } J_8$) будет нуль, т.е.:

$$\sum_{i=1}^8 J_i = 0. \quad (1)$$

В условиях освещения генерируются дополнительные дырки и электроны, и при наступлении нового равновесия (при котором высота $n-i$ и $i-p$ барьеров уменьшается) возникает фото-э.д.с. на электродах. При зондовом освещении фото-э.д.с. будет возникать тогда, когда зонд находится на расстоянии от переходов немного больше соответствующей диффузионной длины L . Будем считать, что сами $n-i$ и $i-p$ переходы узки и контактное поле сосредоточено на них, так что фотонинжектированные носители тока только диффундируют.

Для удобства будем рассматривать световой штрих (зонд) с длиной, соизмеримой с образцом, и шириной d , которая много меньше ширины каждой из областей n , i и p . Электроды находятся на расстоянии многих диффузионных длин от переходов и сами не создают выпрямляющих переходов.

а) световой зонд в n -области на расстоянии x_n от $n-i$ - перехода

Если пренебречь влиянием поверхности, то, как представлено на рисунке 2а, на котором световая полоска зонда находится на расстоянии x_n от $n-i$ -перехода в n -области, для распределения фотонинжектированных дырок в направлении x можно написать:

$$\Delta p(x_n) = \Delta p_0 \exp(-|x_n|/L_p), \quad (2)$$

где $\Delta p_0 = \Delta p(0)$ при $x_n = 0$.

Возникающая фото-э.д.с. V_n будет пропорциональна $\Delta p(x)$, т.е.:

$$V_n = \Delta p(x_n) = \Delta p_0 \exp(-|x_n|/L_p). \quad (3)$$

Как известно из [6,7], $\Delta p_0 = \beta k I \tau$, где I - интенсивность света, β - квантовый выход, k - коэффициент поглощения света и τ - время жизни генерированных дырок (или электронов). В стационарных условиях для определенного зонда и материала Δp_0 будет постоянно и независимо от x . Из наклона прямой $\ln V_n = f(x_n)$ экспериментально определяется диффузионная длина L , откуда и время жизни $\tau = L^2/D$ [1,2], так как известен коэффициент диффузии $D = kT\mu/q$ (k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура, q - заряд электрона и μ - подвижность).

б) световой зонд находится в p -области на расстоянии x_p от i - p перехода

Если световой зонд находится в p -области на расстоянии x_p от i - p перехода (см. рисунок 2б), для распределения фотонинжектированных электронов по x можно написать:

$$\Delta n(x_p) = \Delta n_0 \exp(-|x_p|/L_n), \quad (4)$$

где $\Delta n_0 = \Delta n(0)$ при $x=0$, а L_n - диффузионная длина электронов в p -области. Возникающая фото-э.д.с.

$$V_p = \Delta n(x_p) = \Delta n_0 \exp(-|x_p|/L_n). \quad (5)$$

в) световой зонд находится в i -области непосредственно до n - i перехода

На рис. 2в световой зонд находится непосредственно до n - i перехода. В этом случае, если толщина i -области W отвечает условию $d \ll W \leq L_1$, где L_1 - биполярная диффузионная длина для собственного материала (одинаковая для электронов и дырок в i -области, которая рассматривается как область с собственной проводимостью), в формировании фото-э.д.с. V_i будут участвовать практически все электроны Δn_0

$$\Delta n_0 = \Delta n(0), \quad (6)$$

генерированные узким световым зондом, так как $x_1 = 0$ и те дырки, которые не успевают рекомбинировать в i -области, пересекают i - p переход при $x=W$, т.е.:

$$\Delta p(W) = \Delta p_0 \exp(-W/L_1) \quad (7)$$

$$V_i = \Delta n_{in} = \Delta n(0) + \Delta p(W) = \Delta n_0 + \Delta p_0 \exp(-W/L_1). \quad (8)$$

Так как принимается, что $\Delta n_0 = \Delta p_0$, из [7] следует

$$V_{in} = \Delta m_{in} = \Delta n_0 [1 + \exp(-W/L_1)]. \quad (9)$$

г) световой зонд находится в i -области в непосредственной близости от i -р перехода

В этом случае при $d \ll W \leq L_1$, как показано на рисунке 2г,

$$V_{ip} = m_{ip} = \Delta p(0) + \Delta n(W) = \Delta n_0 [1 + \exp(-W/L_1)] = \Delta m_{in}; \quad (10)$$

так как

$$\Delta p(x_1) = \Delta p_0 \exp(-|x_1|/L_1), \quad (11)$$

где $\Delta p_0 = \Delta p(0)$

и $\Delta n(x_1) = \Delta n_0 \exp(-|x_1|/L_1), \quad (12)$

$$\Delta n(W) = \Delta n_0 \exp(-|W|/L_1).$$

д) световой зонд внутри i -области

Этот случай представлен на рисунке 2д. При выполнении условия $d \ll W \leq L_1$,

как видно из рисунка, $W = x_{in} + x_{ip}$ и

$$\begin{aligned} V_i = \Delta m_i = \Delta n(x_1 = x_{in} = W - x_{ip}) + \Delta p(x_{ip}) = \\ = \Delta n_0 [\exp(-|W - x_{ip}|/L_1) + \Delta p_0 \exp(-|x_{ip}|/L_1)]. \end{aligned} \quad (13)$$

Из условия $\Delta n_0 = \Delta p_0$ следует, что

$$V_i = \Delta m_i = \Delta n_0 [\exp(-|W - x_{ip}|/L_1) + \exp(-|x_{ip}|/L_1)]. \quad (14)$$

При $x_{ip} = 0, W$ $\Delta m_i = \Delta m_{in} = \Delta m_{ip}$.

Формулы (3), (5) и (14) можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} V_n = \Delta p = \Delta n_0 R_n; \\ V_p = \Delta n = \Delta n_0 R_p; \\ V_i = \Delta m_i = \Delta n_0 R_i; \end{aligned} \quad (15)$$

где $R_n = \exp(-|x_n|/L_p)$;

$$R_p = \exp(-|x_p|/L_n)$$

$$и \quad R_i = \exp(-|W - x_{ip}|/L_i) + \exp(-|x_{ip}|/L_i). \quad (18)$$

Из уравнения (15) и (18) видно, что фото-э.д.с.

$$V_{n,i,p}(x) = \Delta n_0 R_{n,i,p}(x). \quad (17)$$

Для каждого конкретного случая можно определить приблизительно Δn_0 ^{хх)}. Если Δn_0 неизвестно, функция $V_{n,i,p}(x)$ определяется от $R_{n,i,p}(x)$. При разных значениях для Δn_0 и известных $R_{n,i,p}(x)$ функция $V_{n,i,p}(x)$ будет деформироваться, но ее характер не будет меняться.

Пример. На рис. 3 представлена графическая зависимость $R_{n,i,p}(x) = f(x)$ ^{ххх)}, вычисленная при $L_p = 0,3$ мм, $L_n = 0,6$ мм и в i -области для $L_i = 1, 2$ и 3 мм (кривые 1, 2 и 3)^{ххх)} при $W = 2$ мм.

Из формул и графиков видно, что форма кривой для фото-э.д.с. в i -области зависит от ее ширины W и L_i . Из рисунка также видно, что при определенном W с уменьшением L_i изгиб кривой вниз в i -области увеличивается. Из функции $R_i(x) = f(x)$ видно, что при определенном L_i с увеличением W изгиб вниз все больше будет увеличиваться и при $W \gg L_i$ переходы $a-i$ и $i-p$ при зондовом освещении не будут связаны между собой и будут участвовать в формировании фото-э.д.с. самостоятельно.

2. Экспериментальные результаты и обсуждения

Принципиальная схема экспериментальных измерений представлена на рис. 4. С помощью микрометрического винта световой зонд перемещался в направлении x , а гальванометром измерялась фото-э.д.с. в зависимости от положения зонда на торце детектора. Было снято больше двухсот кривых при разных условиях: разных толщинах a , i - и p -областей, разных обработках поверхности, в вакууме, при разных интенсивностях света светового зонда, при линейных и круглых зондах, при разных электродах и зондах из монохроматического света с $\lambda = 400 \div 2000$ мкм. Оказалось, что в основном

^{хх)} Из формулы $\Delta n_0 = \beta k I \tau$ видно, что в n , i и p -областях, где время жизни имеет разные значения, получается разница в Δn_0 (для одного и того же зонда при постоянных β , k и I).

^{ххх)} R - безразмерная величина.

^{хххх)} Такие значения для L_i получены автором в работе ^{7/8/} на пластинке из i - кремния.

форма кривых при узких зондах (ниже 100 мкм) не зависят от геометрии зонда, т.е. одинакова как для линейных, так и для круглых зондов.

Для образцов с толщиной i -области $W \leq 3$ мм наблюдаются в основном кривые для фото-э.д.с., подобные представленным на рис. 5 и 6. На рис. 7 показана типичная кривая для образцов с широкими i -областями ($W = 4 \div 8$ мм). Как видно из рисунка, $n-i$ и $i-p$ переходы четко разделены и между ними уже наблюдается значительный спад в фото-э.д.с., который следует из теории.

Из большинства образцов на $n-i$ переходах фото-э.д.с. имела меньшее значение, чем на $i-p$ -переходе (см. рис. 6 и 7). Мы предполагали, а потом и доказали, что причина наблюдаемой асимметрии связана с образованием над i -областью слоя с электронной проводимостью (n -тип). Время жизни носителей тока в этом слое много меньше, чем в глубине. Этот слой "частично" закорачивает $n-i$ и $p-i$ области, снижая роль i -области, уменьшая эффективность собирания фотогенерированных носителей на $n-i$ переходе.

Образование такого n -слоя на кремниевой поверхности после травления мы исследовали в работе^{8/} по изменению контактного потенциала на воздухе со временем.

Если действительно причина уменьшения значений фото-э.д.с. на $n-i$ переходе - поверхность, то при использовании для светового зонда монохроматического света с разной длиной волны-для длинноволнового света эта асимметрия должна уменьшаться, так как свет проникает глубже и роль поверхности уменьшается.

На рисунке 8 снята спектральная характеристика одного $p-i-n$ кремниевого детектора на спектрофотометре СФ-4, типичная для всех исследуемых образцов.

На рисунке 9 представлены три кривые для фото-э.д.с. одного и того же $p-i-n$ кремниевого детектора с толщиной i -области $W = 8,3$ мм. Кривая 1 снята при использовании для зонда обычного света, кривая 2 - для светового зонда с длиной волны $\lambda = 1250$ мкм, а кривая 3 - для светового зонда с $\lambda = 800$ мкм. Из рисунка видно, что при использовании светового зонда с очень короткой длиной волны света, который сильно поглощается на поверхности, эффективность собирания на $n-i$ переходе уменьшается. При зонде с длинным светом (в инфракрасной области), который проникает глубоко в объем, на $n-i$ переходе фото-э.д.с. очень мало отличается от ее значения на $i-p$ переходе (кривая 2). При обычном свете, как и должно ожидать-ся (кривая 1), кривая для фото-э.д.с. занимает некоторое среднее положение. Из этих экспериментов можно заключить, что над i -областью на воздухе образуется тонкий слой n -проводимости.

Наблюдаемые небольшие различия в значениях фото-э.д.с. при $n-i$ и $i-p$ переходах на кривой 2, по всей вероятности, имеют объемный характер. Из них видно, что $i-p$ переход "более сильный" по сравнению с $n-i$ переходом.

На рис. 10 представлены две кривые для одного и того же образца. Кривая 2 получена сразу после травления, когда на поверхности образовался n -слой, а кривая 1 - после шлифовки, когда на поверхности образовался слой более p -типа. Подобные кривые с образованием на поверхности p -пленки наблюдаются и после обработки детекторов в бихромате калия.

После соответствующих обработок измерялась контактная разность потенциалов (КРП) относительно золотого электрода методом вибрационного конденсатора, описанным в ^{8/}. Для травленной поверхности КРП = $\frac{1}{q}(\phi_{Au} - \phi_{Si}) = 0,53$ в, а для шлифованной поверхности КРП = 0,19 в. Если примем, что работа выхода золотого эталона $\phi_{Au} = 4,8$ эв, тогда для работы выхода травленной кремниевой поверхности получается $\phi_{Si} = 4,3$ эв, а для шлифованной $\phi_{Si} = 4,8$ эв, этот факт говорит о том, что на поверхности после травления образуется загиб энергетических зон вниз (более n -тип), а после шлифовки - вверх (более p -тип) и разница в контактных потенциалах для этих обработок составляет около 0,3 в.

З а к л ю ч е н и е

1. Получены уравнения для фото-э.д.с., возникающей на $p-i-n$ полупроводниковой структуре при зондовом освещении.
2. Разработанная теория экспериментально качественно подтверждена при разных толщинах i -области с различной геометрией и интенсивностью светового зонда.
3. При использовании монохроматического света удалось показать влияние поверхности на фото-э.д.с. и формирование после травления слоя n -типа над i -областью.
4. Показано, что при образовании на поверхности слоя более p -типа (после шлифовки и обработки в бихромате калия) максимум фото-э.д.с. перемещается над $n-i$ переходом.
5. Отмечается, что этим методом с успехом можно использовать для исследования образования пленок над i -областью и определить тип их проводимости по местонахождению максимума фото-э.д.с.

Л и т е р а т у р а

1. F. S. Goucher, G. L. Pearson, M. Sparks, G. K. Teal and W. Shockley. Phys. Rev., 81, N4, 637 (1951).
2. В.С. Васильев. Препринт ОИЯИ, 2280, Дубна, 1985.

3. В.С. Васильев, Б.М. Головин, Б.П. Осипенко, А. Червонко. Препринт ОИЯИ, 1894, Дубна, 1964; ПТЭ № 4, 206 (1965).
4. В.С. Васильев, Л.А. Пермякова. Препринт ОИЯИ, 2702, Дубна, 1966.
5. В.С. Васильев. Препринт ОИЯИ, 2888, Дубна, 1966.
6. С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Москва, 1963.
7. Р. Смет. Полупроводники, перевод с английского, под редакцией В.П. Жузе, Москва, 1962.
8. В.С. Васильев. Препринт ОИЯИ, Р-2201, Дубна, 1966.
9. В.С. Васильев, Л.А. Пермякова. Препринт ОИЯИ, 2748, Дубна, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 августа 1966 г.

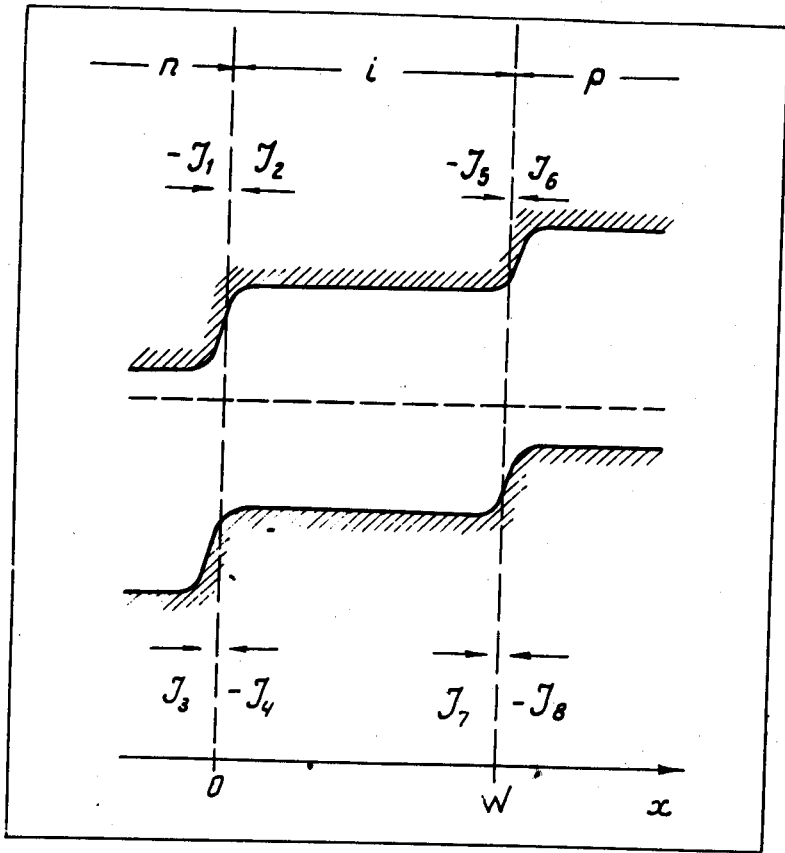


Рис. 1. Энергетическая диаграмма n-i-p полупроводниковой структуры в равновесии.

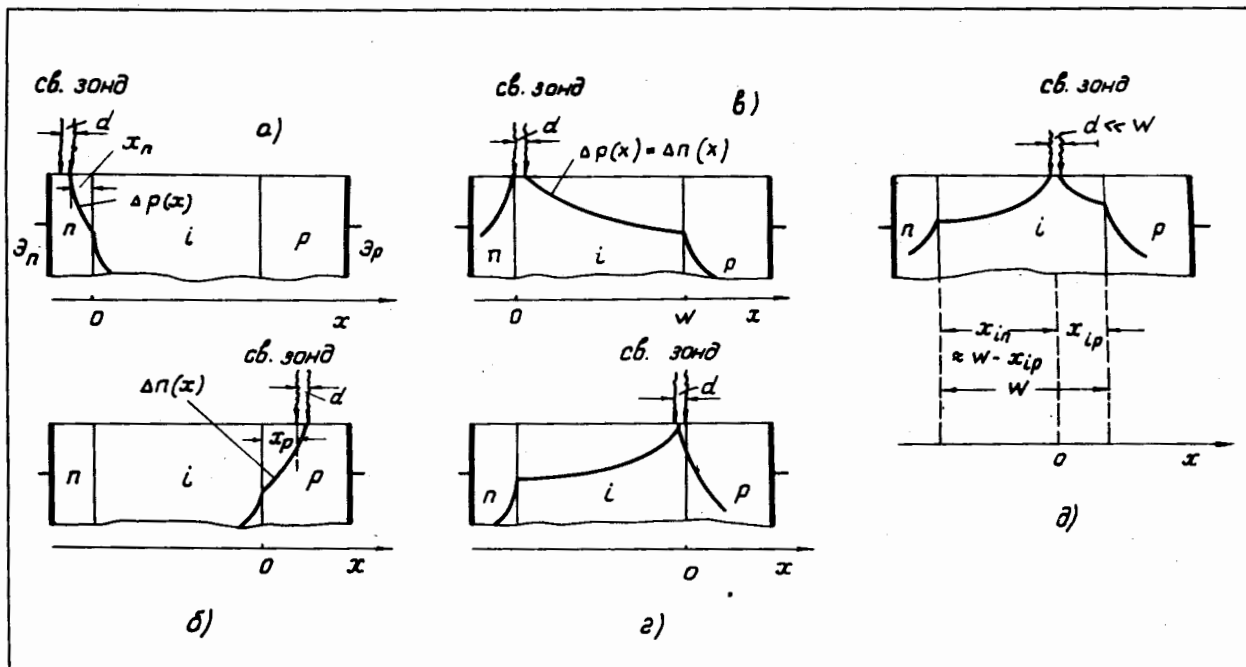


Рис. 2. $p-i-p$ структура при зондовом освещении: а) световой зонд в p -области на расстоянии x_n от $p-i$ перехода; \mathcal{E}_n , \mathcal{E}_p - электроды; d - ширина светового зонда; б) световой зонд в p -области на расстоянии x_n от $i-p$ перехода; в) световой зонд в i -области непосредственно до $p-i$ перехода; г) световой зонд в i -области непосредственно до $i-p$ перехода; д) световой зонд внутри i -области.

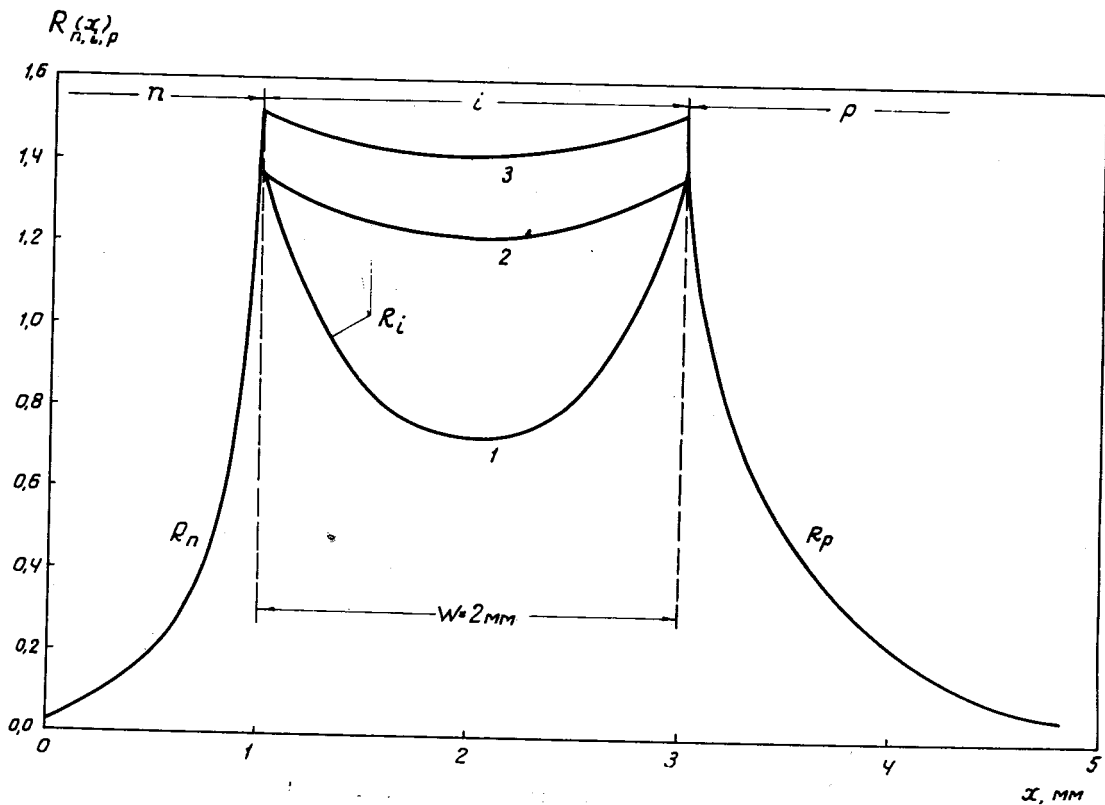


Рис. 3. Теоретические значения функции $R_{n,i,p}(x) = f(x)$ в n -области для $L_n = 0,8 \text{ мм}$, в p -области для $L_p = 0,8 \text{ мм}$ и в i -области (кривые 1, 2 и 3) для $L_i = 1,2$ и 3 мм .

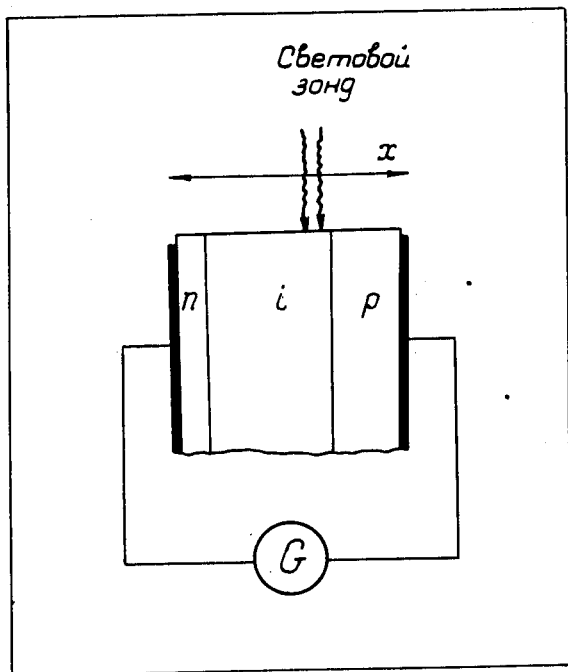


Рис. 4. Принципиальная схема измерения фото-э.д.с.

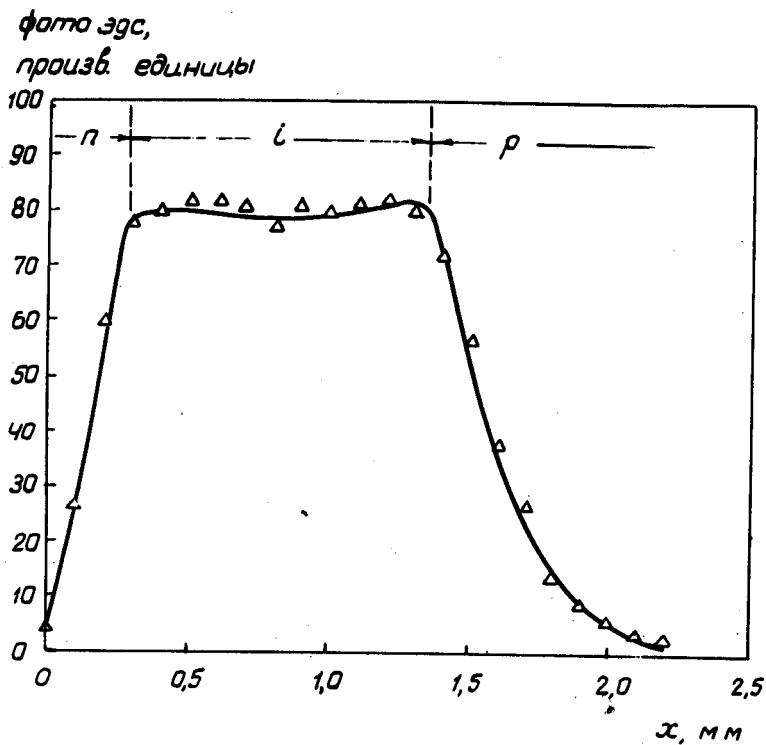


Рис. 5. Фото-эдс. тонкого р - i - n кремниевого детектора в зависимости от положения светового зонда.

фото эдс,
произв. единицы

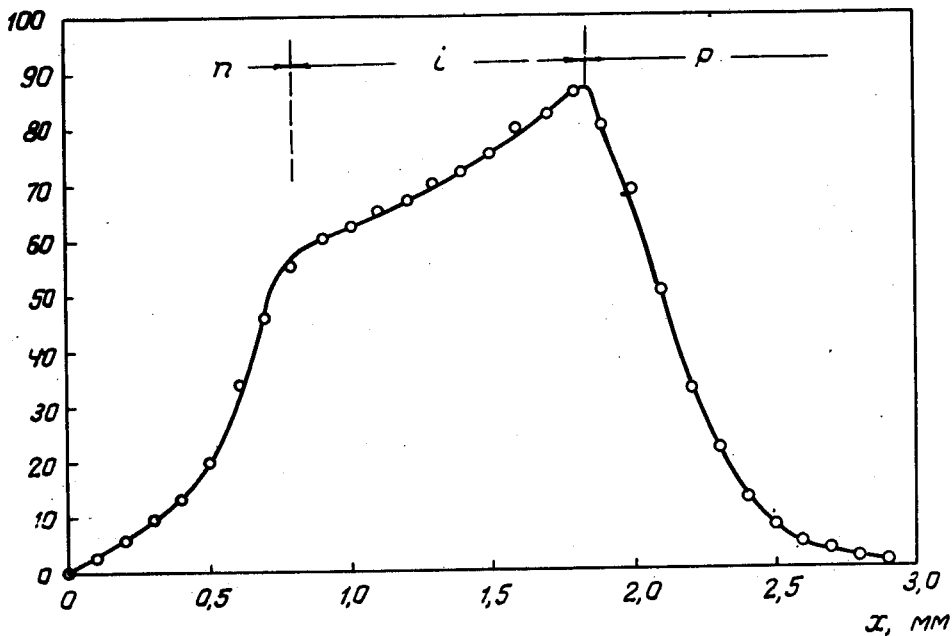


Рис. 6. Фото-э.д.с. тонкого р - i - n кремниевого детектора в зависимости от положения светового зонда.

фото эдс,
произв. единицы

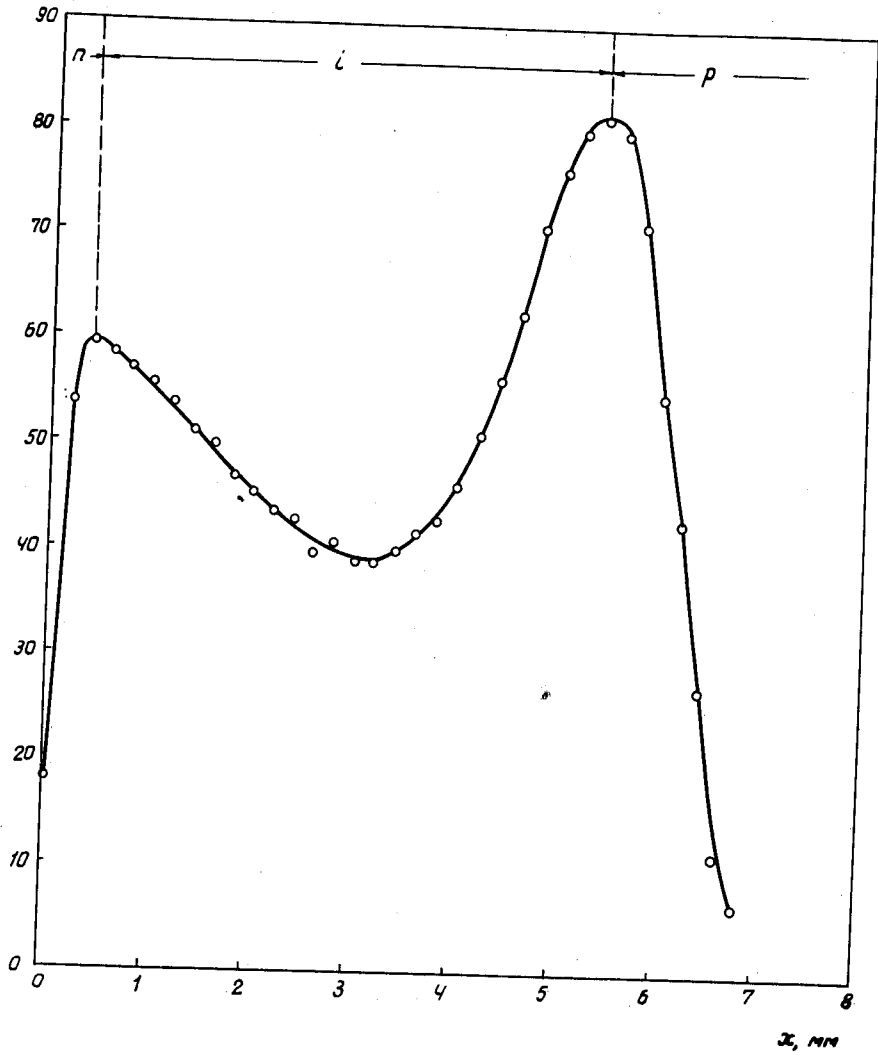


Рис. 7. Фото-эдс. толстого p - i - n кремниевого детектора в зависимости от положения светового зонда.

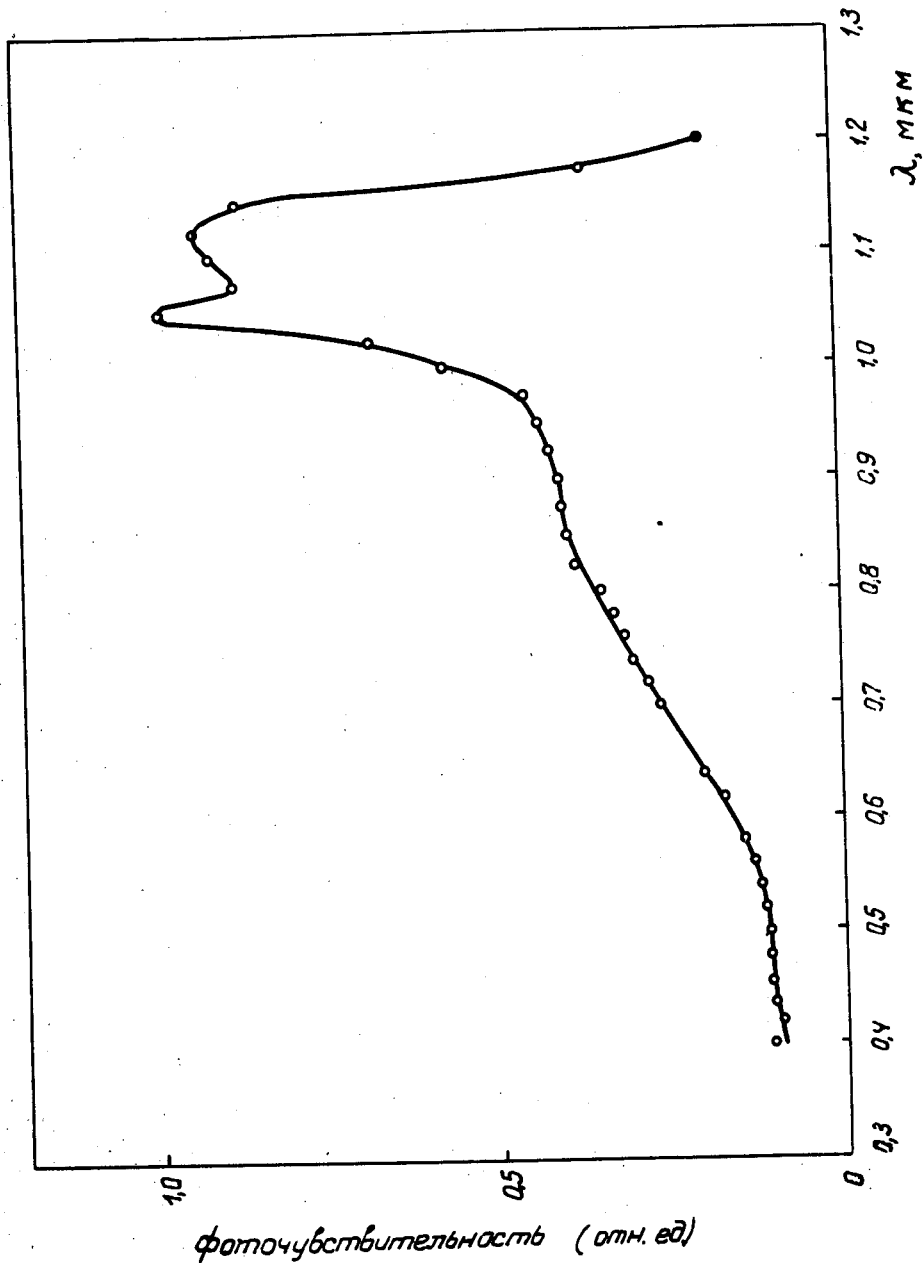


Рис. 8. Спектральная характеристика р - i - а кремниевого детектора.

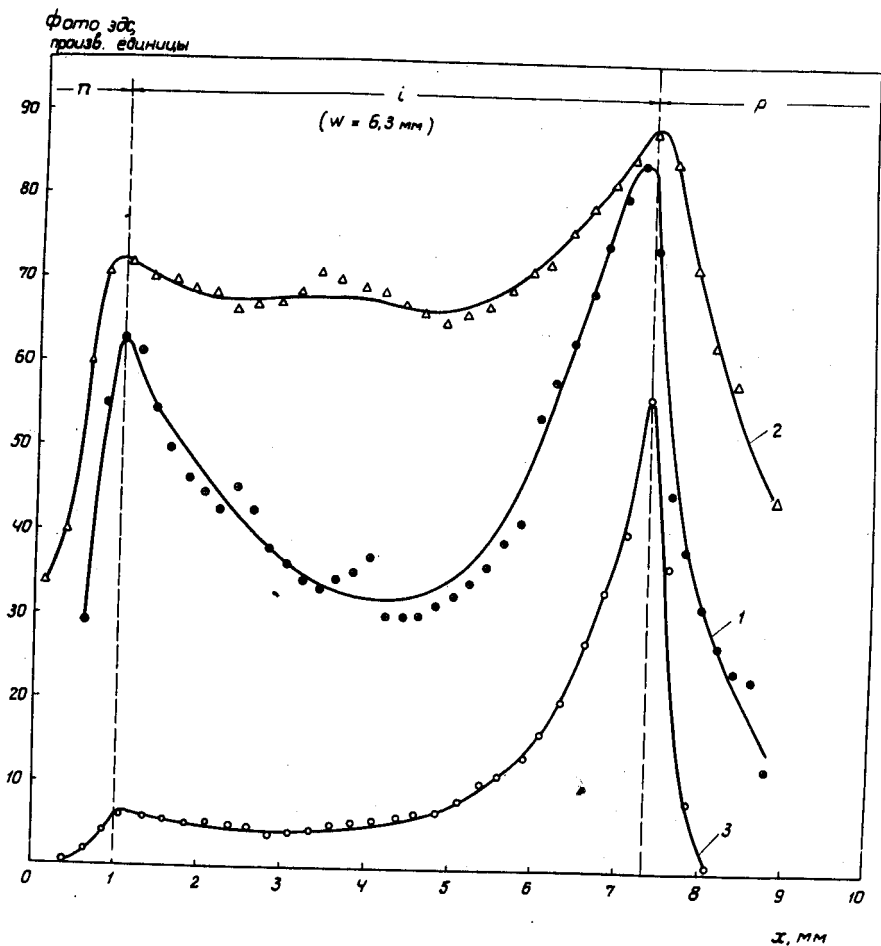


Рис. 9. Фото-э.д.с. толстого кремниевого детектора в зависимости от положения светового зонда; кривая 1 - при использовании для зонда обычного белого света; кривая 2 - свет с $\lambda = 1250 \text{ мкм}$ и кривая 3 - свет с $\lambda = 600 \text{ мкм}$.

Фото-эдс.
произв. единицы

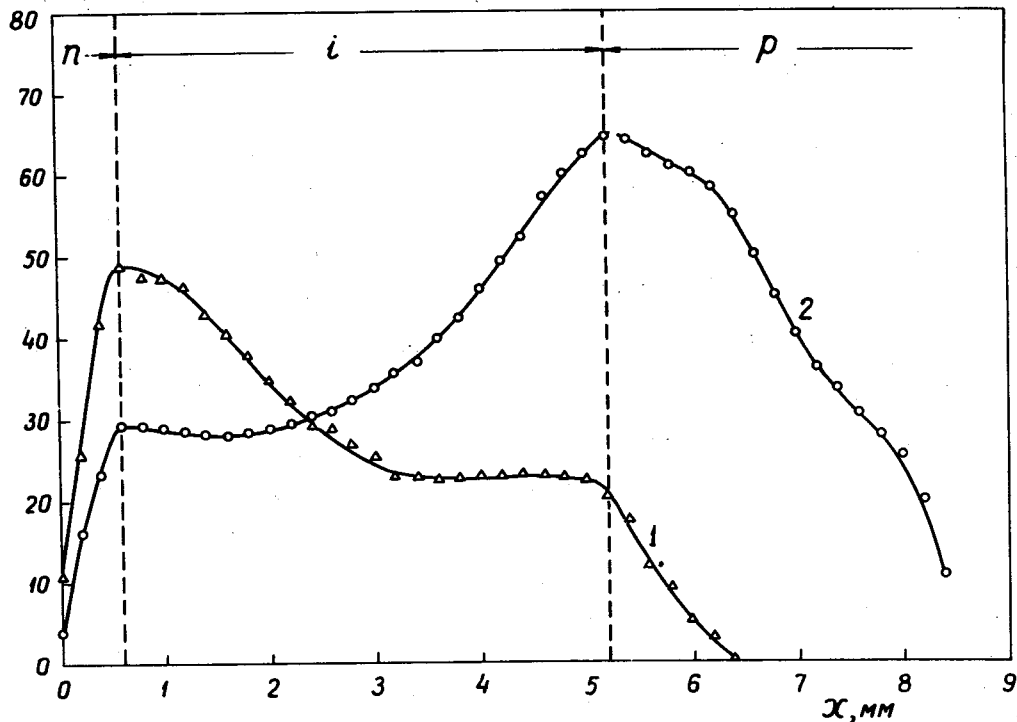


Рис. 10. Фото-эдс. одного $p-i-n$ детектора в зависимости от положения светового зонда; кривая 2 - снята на травленной поверхности; кривая 1 - на шлифованной.