ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1867

Ю.К. Акимов, Ван Цжень-ва, А.Н. Сидоров

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ И ОБЪЕМНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОПРОВОДНИКА, РАБОТАЮЩЕГО В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1964

1867

Ю.К. Акимов, Ван Цжень-ва, А.И. Сидоров

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ И ОБЪЕМНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОПРОВОДНИКА, РАБОТАЮЩЕГО В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В ряде работ [1-4] обсуждался вопрос о влиянии поверхностной и объемной рекомбинации на фотоэлектрические свойства фотопроводников. Была найдена [1] зависимость фототока от коэффициента поглощения света и скорости поверхностной рекомбинации для случая, когда приложенное поле перпендикулярно направлению света и движение носителей определяется процессами диффузии. В [2] рассмотрен случай, когда прикладываемое поле параллельно направлению света, при этом движение носителей определялось дрейфом в поле. В данной работе была принята во внимание только объемная рекомбинация. Обе эти задачи решались в одномерном приближении.

Нами рассмотрен практически важный случай освещения фотопроводника (с малой концентрацией равновесных свободных носителей) перпендикулярно направлению сильного электрического поля с учетом поверхностной и объемной рекомбинации и движения носителей в двумерной геометрии (рис. 1). Такие условия реализуются, например, в полупроводниковых детекторах ядерных частиц с толстым слоем объемного заряда (где обычно $W \geq 1$ мм при освещении световыми импульсами с торца), а также в ряде конструкций фотосопротивлений без $p-n$ - перехода (CdS , PbS и др.).

Будем считать, что интенсивность света невелика, так что электроны и дырки свободно разделяются полем E_y . Если пренебречь объемным зарядом свободных носителей, а также носителей, находящихся в ловушках, то можно считать поле E_y постоянным. Предположим, что явления, происходящие на поверхности, можно свести к эффективной скорости поверхностной рекомбинации s , постоянной вдоль оси y . Строго говоря, поверхностная рекомбинация максимальна там, где концентрации электронов и дырок близки друг к другу, и уменьшается по обе стороны от этой области. Предположение о постоянстве s приводит к некоторой несогласованности движения дырок и электронов. Однако при рассмотрении одного типа носителей (как это мы будем делать в дальнейшем) указанное предположение приведет лишь к некоторой ошибке в величине s . К сожалению, строгий учет данного обстоятельства связан со значительными математическими трудностями. По этой же причине в явном виде не рассматриваются инверсионные слои и связанные с ними искажения электрического поля.

Мы также не будем принимать во внимание влияние, оказываемое носителями, генерируемыми поверхностью, на движение фотоносителей. Это предположение соответствует случаю небольшой скорости поверхностной генерации.

Ниже будем рассматривать только движение дырок.

В стационарных условиях ток дырок равен:

$$\vec{j}_p = -qD\cdot\nabla\vec{p} + q\mu p(\vec{E}_x + \vec{E}_y)\ . \qquad (1)$$

Покажем, что для малых интенсивностей света и для больших коэффициентов поглощения k_0 это выражение можно упростить. Если распределение электронно-дырочных пар (генерируемых в единице объема в единицу времени) от поверхности в глубь образца имеет вид: $R(x) = R_0 e^{-k_0 x}$, то ток $\mathcal{J} = q\cdot\int_0^\infty p(x)\,dx\cdot W = \frac{qR_0 W}{k_0}$. (В направлении z считаем толщину образца равной единице измерения.) Для выяснения характера движения носителей в электрическом поле будем пока пренебрегать потерями от поверхностной и объемной рекомбинации.

При движении дырок в поле E_y происходит также их диффузия и дрейф в направлении x, причем максимальное проникновение Δ будет происходить, по-видимому, при $y = W$. Считая ток электронов в этом сечении равным нулю (поскольку они двигаются в противоположном направлении), можем написать оценочное соотношение: $\mathcal{J}_p = \mathcal{J} = q\cdot\mu\cdot p_W\cdot E_y\cdot\Delta$. Отсюда находим: $p_W = \frac{R_0\cdot W}{\Delta\cdot k_0\cdot\mu\cdot E_y}$.

Объемный заряд дырок будет создавать поле E_x, которое, очевидно, максимально также при $y = W$. Из уравнения Пуассона легко оценить

$$E_x = \frac{4\pi q}{\epsilon}\cdot p_W\cdot\Delta = \frac{4\pi q}{\epsilon}\cdot\frac{R_0\cdot W}{k_0\cdot\mu\cdot E_y}\ .$$

Отношение диффузионной компоненты тока к дрейфовой в направлении x равно:

$$\frac{\mathcal{J}_{\text{дф.р}}}{\mathcal{J}_{\text{др.р}}} = \frac{q\,D\,p_W\,k_0\,\mu\,E_y}{q\,\Delta\,\mu\,p_W\,\frac{4\pi q}{\epsilon}\,R_0\,W} = \frac{E_y D}{\Delta\cdot\frac{4\pi}{\epsilon}\cdot\mathcal{J}}\ . \qquad (2)$$

Если $\mathcal{J} = 10^{-7}$ а, $E_y \approx 10^5$ в/м и примем $\Delta \approx 10^{-3}$ см, то для кремния $\frac{\mathcal{J}_{\text{дф.р}}}{\mathcal{J}_{\text{др.р}}} \approx 10^2$, т.е. диффузионный ток значительно больше дрейфового. Если же движение носителей в направлении x связано в основном с диффузией, то величину Δ можно приближенно найти из соотношения $\Delta = 2\sqrt{D\,t_{\text{пр}}}$, где время пролета $t_{\text{пр}} = \frac{W}{\mu\ E_y}$.

Для $E_y \approx 10^5$ в/м, действительно, получаем $\Delta \approx 2.10^{-3}$ см. Для получения малых Δ необходимо прежде всего, чтобы $k_0 > \frac{1}{\Delta}$.

Таким образом, в случае малых световых потоков и для больших коэффициентов

поглощения света уравнение (1) можно записать в виде:

$$\vec{j}_p = -qD\frac{\partial p}{\partial x}\vec{i} + q\mu p E_y\vec{k}\ , \qquad (1a)$$

т.е. можно пренебречь дрейфовой компонентой тока в направлении x и диффузионной компонентой тока в направлении y. Тогда стационарное уравнение непрерывности[x/]

$$-\frac{1}{q}\,\mathrm{div}\,j_p - \frac{p}{\tau} = -R_0 e^{-k_0 x} \qquad (3)$$

при указанных допущениях перепишется так:

$$D\cdot\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu E_y\cdot\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{p}{\tau} = -R_0 e^{-k_0 x}\ . \qquad (3a)$$

Естественно принять, что при

$$y = 0 \qquad p(x,0) = 0\ . \qquad (4)$$

При $x = 0$ $D\frac{\partial p}{\partial x}\Big|_{x=0} = s\cdot p(0,y)$ – обычное граничное условие для задач с поверхностной рекомбинацией /3,4/ используем и в нашем случае. Будем считать, что даже при малых k_0 весь свет поглощается в толще образца.

Для упрощения уравнения (3а) делаем подстановку: $p = p'\cdot e^{-\frac{y}{\ell}} - B' e^{-k_0 x}$ и находим, что при $B' = \frac{R_0}{Dk_0^2 - \frac{1}{\tau}}$ и $\ell = \mu E_y \tau$ – длине пролета в поле за время τ – уравнение (3) примет вид:

$$\frac{\partial p'}{\partial y} = k\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2}\ , \qquad (3б)$$

где

$$k = \frac{D}{\mu E_y}\ .$$

Граничные условия также изменятся:

$$\text{при} \qquad y = 0 \qquad p'(x,0) = B' e^{-k_0 x}\ , \qquad (5)$$

$$\text{при} \qquad x = 0 \qquad \frac{\partial p'}{\partial x}\Big|_{x=0} = h[p'(0,y) - Be^{y/\ell}]\ , \qquad (6)$$

где

$$B = B'(1 + \frac{D\cdot k_0}{s}) = B'(1 + \frac{k_0}{h})\ ; \quad h = \frac{s}{D}\ .$$

Написанная система (3б)–(6) представляет собой уравнение в частных производных па-

---

[x/] Относительно члена, связанного с объемной рекомбинацией, см. Приложение 1.

раболического типа при третьем роде краевых условий [5]. Однако особенность данного уравнения состоит в том, что независимыми переменными являются две координаты, а не координата и время, как это бывает обычно. Решение данного уравнения имеет вид [5,6]:

$$p'(x,y) = \frac{1}{2\sqrt{\pi k y}} \cdot \int_0^\infty [e^{-\frac{(x-x')^2}{4ky}} + e^{-\frac{(x+x')^2}{4ky}} - 2h\int_0^\infty e^{-h\xi-\frac{(x+x'+\xi)^2}{4ky}} d\xi] \times$$

$$\times f(x')dx' + h\sqrt{\frac{k}{\pi}} \int_0^y [e^{-\frac{x^2}{4k(y-r)}} - h\int_0^\infty e^{-h\xi-\frac{(x+\xi)^2}{4k(y-r)}} d\xi] \frac{\phi(r)}{\sqrt{y-r}}\, dr \; .$$

Здесь $$f(x') = B'e^{-k_0 x'} \; ; \quad \phi(r) = B\cdot e^{\frac{r}{\ell}} \; . \qquad (6)$$

Фактически освещаемая область не простирается до ∞ ; ее толщина равна W, поэтому мы будем искать ток дырок в сечении $y = W$, где он равен полному току. Тогда фототок

$$\mathfrak{I} = q\mu E_y \int_0^\infty p(x,W)\,dx = q\ \mu E_y (e^{\frac{y}{\ell}} \int_0^\infty p'(x,W)\,dx - \frac{B'}{k_0}) \; . \qquad (7)$$

Так как ток всех электронно-дырочных пар без учета рекомбинации равен $q\frac{R_0}{k_0}W$, то измеряемый эффективный квантовый выход

$$\eta = \frac{\mathfrak{I}\cdot k_0}{q\cdot R_0\cdot W} \; . \qquad (8)$$

Вычисление входящих в (8) интегралов проведено в Приложении 2.

В общем виде η имеет следующий вид:

$$\eta = \frac{k_0}{kW(k_0^2 - \frac{1}{D\ r})} \{[-\frac{1}{k_0} + \frac{1}{h}(1+\frac{k_0}{h}) \cdot \frac{e^{(h^2k-\frac{1}{\ell})W} - 1}{\sqrt{\frac{W}{\ell}}} -$$

$$- \frac{\Phi(h\sqrt{kW}) \cdot e^{h^2kW - \frac{W}{\ell}}}{1 - \frac{1}{h^2k\ell}} + \frac{1}{1-\frac{1}{h^2k\ell}} \frac{2h}{\sqrt{\pi}} \sqrt{k\ell} \int_0^{\sqrt{\frac{W}{\ell}}} e^{-z^2} dz] + \qquad (9)$$

$$+ \frac{e^{-\frac{W}{\ell}}}{(k_0-h)} [1-\Phi(h\sqrt{kW})e^{h^2kW} - \frac{e^{-\frac{W}{\ell}} \cdot e^{k_0^2kW} \cdot h}{(k_0-h)\cdot k_0} [1-\Phi(k_0\sqrt{kW})]\} \; .$$

Как обычно, $$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt \; .$$

В пренебрежении поверхностной рекомбинацией ($h = 0$) из (9) получаем: $\eta = \frac{1-e^{-W/\ell}}{W/\ell}$, что совпадает с результатами [2], если учитывать движение

носителей лишь одного знака. Нас в основном будет интересовать влияние эффектов, связанных только с поверхностной рекомбинацией. Их можно выделить, устремив $\ell \to \infty$:

$$\eta = \frac{1}{k\cdot W\cdot k_0} \cdot \{-\frac{1}{k_0} + \frac{1}{h}(1+\frac{k_0}{h})[\frac{2}{\sqrt{\pi}} h\sqrt{kW} - 1 + e^{h^2kW} \times (1-\Phi(h\sqrt{kW})] +$$

$$+ \frac{1}{(k_0-h)} \cdot [1-\Phi(h\sqrt{kW})] e^{h^2kW} - \frac{h}{(k_0-h)k_0} e^{k_0^2kW} [1-\Phi(k_0\sqrt{kW}] \; . \qquad (9а)$$

Рассмотрим подробнее случай коротких волн $(k_0 \gg h)$, решение для которого, является, по-видимому, наиболее точным:

$$\eta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{a} - \frac{1}{a^2} + \frac{e^{a^2}}{a^2} [1-\Phi(a)] \; , \qquad (9б)$$

где $$a = h\sqrt{kW} = \frac{s\cdot W}{D} \cdot \sqrt{\frac{k_bT}{qv}} \; .$$

Мы видим, что для коротких волн η не зависит от длины волны. Зависимость $\eta = f(\frac{1}{a}) = f(\frac{sW}{D})^{-1}\sqrt{\frac{qv}{k_bT}}$ показана на рис. 2. Видно, что при малых v и больших s эффективный квантовый выход (фототок) пропорционален корню квадратному из напряжения, приложенного к образцу, и обратно пропорционален s ; по мере увеличения напряжения зависимость становится несколько более слабой.

В противоположном случае длинных волн (малые k_0), малых скоростей поверхностной рекомбинации и высоких напряженностей поля $(h\sqrt{kW} \ll 1)$, а также в предположении, что выполнено условие (2) (что здесь возможно лишь при очень малых токах), получим:

$$\eta = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot h\sqrt{kW} \; , \qquad (1-\eta) \sim \frac{1}{\sqrt{v}} \; . \qquad (9в)$$

На рис. 3,4 построены графики зависимости квантового выхода от k_0 согласно (9а) ($\frac{k_0}{h} = x$; $h^2kW = a^2$). На рис. 4 даны кривые для кремния. Для перехода от k_0 к λ были использованы результаты работы [7]. В случае коротких волн для наблюдаемых на кремнии скоростей поверхностной рекомбинации $s \approx 10^3$ м/сек и $W = 0{,}1$ см получаем $\eta = 0{,}3$, т.е. влияние поверхностной рекомбинации на величину фототока может быть значительным. Если измерять эффективный квантовый выход в области коротких длин волн, то по формуле (9б) можно найти скорость поверхностной рекомбинации s.

В заключение отметим следующее. Изменение генерационного поверхностного тока с напряжением (в том случае, когда поверхностная генерация имеет место, а фототок отсутствует) будет соответствовать уравнению (9б) (см. рис. 2), так как равномерную поверхностную генерацию можно рассматривать как возбуждение светом при $k_0 \to \infty$. Поэтому эта компонента обратного тока примерно пропорциональна корню квадратному из величины приложенного напряжения.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Член, связанный с генерацией и рекомбинацией носителей в объеме, имеет вид /8/:

$$G = \frac{np - n_i^2}{r_{p_0}(n + n_1) + r_{n_0}(p + p_1)} .$$

При малых уровнях освещенности и относительно слабой рекомбинации в объеме $(n, p \ll n_1, p_1)$ можно написать: $G = -G_0 + an + bp$,

где $$G_0 = \frac{n_i^2}{r_{p_0} n_1 + r_{n_0} p_1}, \quad a = \frac{G_0^2}{n_i^2} r_{p_0}, \quad b = \frac{G_0^2}{n_i^2} r_{n_0} .$$

Если предположить, что $r_{p_0} \ll r_{n_0}$ и принять во внимание, что член G_0 связан с термической генерацией носителей, дающей вклад в темновой обратный ток, который в уравнения не входит, то результирующая рекомбинация равна bp. Таким образом, $\frac{1}{r} = \frac{G_0^2}{n_i^2} r_{n_0}$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Разбиваем выражение (7) на отдельные интегралы:

1) $$\int_0^\infty I_1\,dx = \frac{1\,B'}{2\sqrt{\pi k W}} \int_0^\infty\int_0^\infty f(x')\,dx' \left[e^{-\frac{(x-x')^2}{4kW}} + e^{-\frac{(x+x')^2}{4kW}} \right] dx ;$$

$$\int_0^\infty e^{-\frac{(x \pm x')^2}{4kW}} dx = \sqrt{\pi k W}\left(1 \mp \Phi\left(\frac{x'}{2\sqrt{kW}}\right)\right);$$

тогда $$\int_0^\infty I_1\,dx = \frac{B'}{k_0} .$$

2) $$\int_0^\infty I_2\,dx = -\frac{h}{\sqrt{\pi k W}} \cdot \int_0^\infty B' \cdot e^{-k_0 x'} dx' \int_0^\infty e^{-h\zeta} \int_0^\infty e^{-\frac{(x+x'+\zeta)^2}{4kW}} d\zeta =$$

$$= h\int_0^\infty B' \cdot e^{-k_0 x'} \int_0^\infty e^{-h\zeta}\, \Phi\left(\frac{x'+\zeta}{2\sqrt{kW}}\right) d\zeta - \int_0^\infty B' e^{-k_0 x'} dx' .$$

Далее удобно рассматривать $\int_0^\infty (I_1 + I_2)\,dx$.

Для вычисления интеграла введем новые переменные интегрирования

$$x + \zeta = \frac{v}{a} ; \quad k_0 x + h\zeta = u + v ,$$

где a – произвольная константа для выполнения размерности. v будет меняться от 0 до ∞, а u от $-v\left(1 - \frac{k_0}{a}\right)$ до $-v\left(1 - \frac{h}{a}\right)$ или наоборот.

Якобиан преобразования к новым переменным: $\Delta = -\frac{1}{(h - k_0) \cdot a}$,

тогда

$$B'h \int_0^\infty e^{-v}\, \Phi\left(\frac{v}{2a\sqrt{kW}}\right) dv \int_{-v\left(1-\frac{k_0}{a}\right)}^{-v\left(1-\frac{h}{a}\right)} e^{-u}\, du \cdot |\Delta| =$$

$$= \frac{B'h}{(k_0 - h)} \left(\frac{1}{h} \cdot e^{h^2 kW} \left[1 - \Phi(h\sqrt{kW})\right] - \frac{1}{k_0} \cdot e^{k_0^2 kW} \left[1 - \Phi(k_0\sqrt{kW})\right] \right) =$$

$$= \int_0^\infty (I_1 + I_2)\,dx .$$

3) $$\int_0^\infty I_3\,dx = Bh\sqrt{\frac{k}{\pi}} \cdot \int_0^W \frac{\phi(r)\,dr}{\sqrt{W - r}} \int_0^\infty e^{-\frac{x^2}{4k(W-r)}} dx = hkB\ell \left(e^{\frac{W}{\ell}} - 1\right).$$

4) $$\int_0^\infty I_4\,dx = -h^2 \sqrt{\frac{k}{\pi}} \int_0^W \frac{\phi(r)\,dr}{\sqrt{W - r}} \int_0^\infty e^{-h\zeta} d\zeta \int_0^\infty e^{-\frac{(x+\zeta)^2}{4k\sqrt{W-r}}} dx \quad B =$$

$$= \frac{B}{h} \cdot e^{\frac{W}{\ell}} \int_0^\infty \left[1 - \Phi(\sqrt{a})\right] e^{a\left[1 - \frac{1}{n^2 k\ell}\right]} da ;$$

$$a = h^2 k(W - r).$$

Берем интеграл по частям и получаем:

$$\int_0^\infty (I_3 + I_4)\,dx = \frac{B}{h} e^{W/\ell} \left[\frac{e^{h^2 kW - \frac{W}{\ell}} - 1 - \Phi(h\sqrt{kW}) \cdot e^{h^2 kW - \frac{W}{\ell}}}{1 - \frac{1}{h^2 k\ell}} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{1 - \frac{1}{h^2 k\ell}}\, h\sqrt{k\ell} \cdot \Phi\left(\sqrt{\frac{W}{\ell}}\right) \right].$$

Используемые в работе обозначения:

E_x, E_y – напряженности электрического поля по соответствующим осям;

j_p, j_n – токи и плотности токов для дырок и электронов;

s – скорость поверхностной рекомбинации;

D, μ – коэффициенты диффузии и подвижности;

k_0, λ – коэффициент поглощения света и длина волны;

p – концентрация дырок;

$$R_0 = \eta(1-R)k_0 N_\phi \quad , \quad \text{где}$$

N_ϕ – число фотонов сек, падающих на 1 см^2,

R – коэффициент отражения;

η – абсолютный квантовый выход;

W – толщина освещаемой области;

q – заряд электрона;

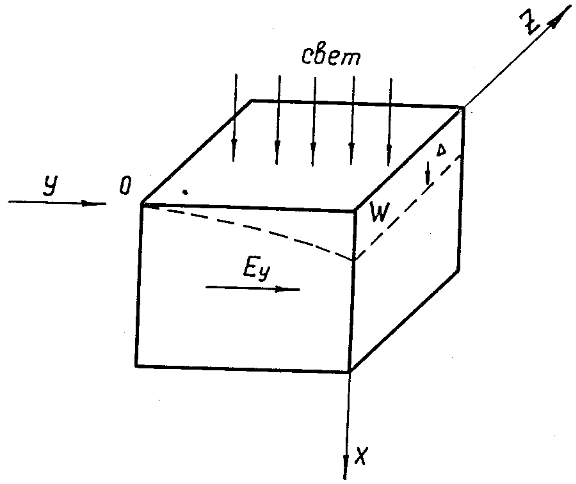
ϵ – диэлектрическая проницаемость;

τ – время жизни.

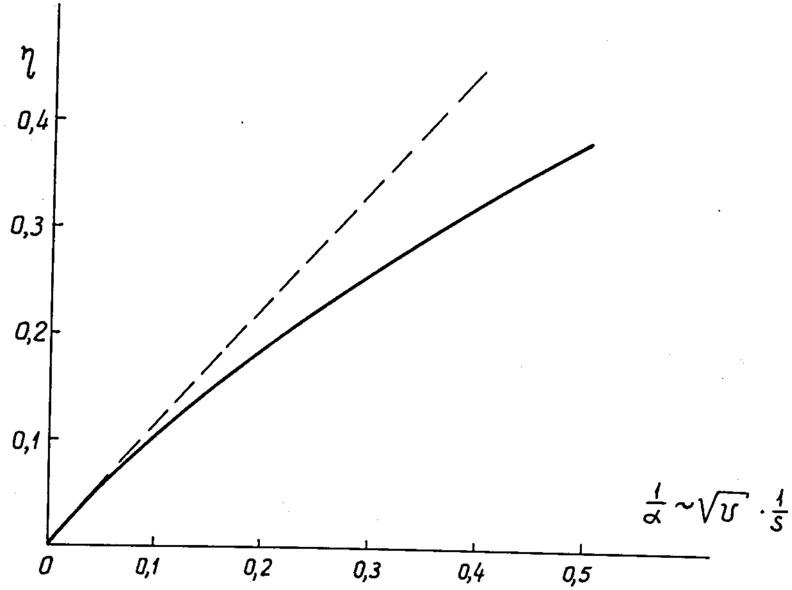
Литература

1. De Vore. Phys. Rev., 102, 86 (1956).
2. A.M.Goodman. Journ. Appl. Phys., 30, 144 (1959).
3. Р. Смит. Полупроводники. ИЛ, 1962.
4. Р. Бьюб. Фотопроводимость твердых тел. ИЛ, 1962.
5. А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. Уравнения математической физики. Гостехиздат, 1953.
6. Х.С. Карслоу. Теория теплопроводности. ОГИЗ, 1947.
7. W.S.Dash, R.Newman. Phys. Rev., 99, 1151 (1955).
8. C.T.Sah. JRE Trans. ED-9, 94 (1962).

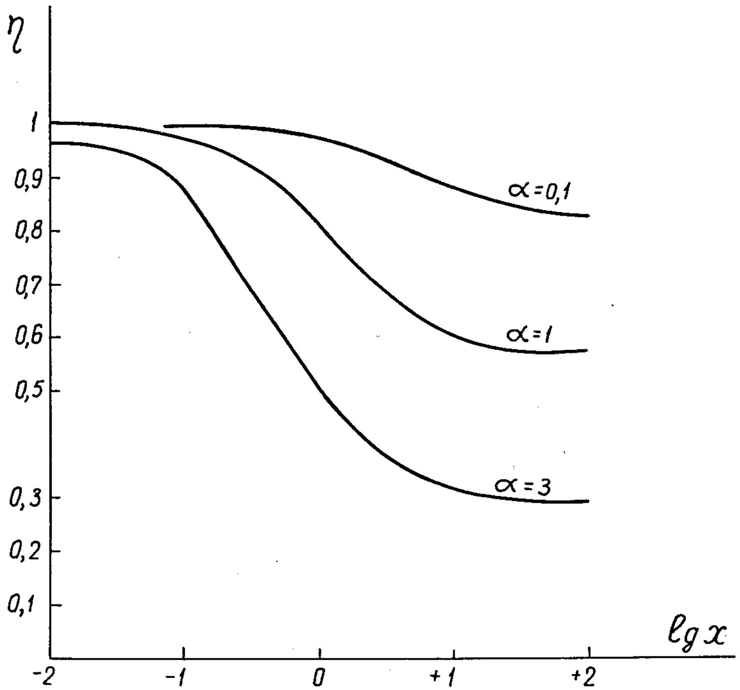
Рукопись поступила в издательский отдел
2 ноября 1964 г.



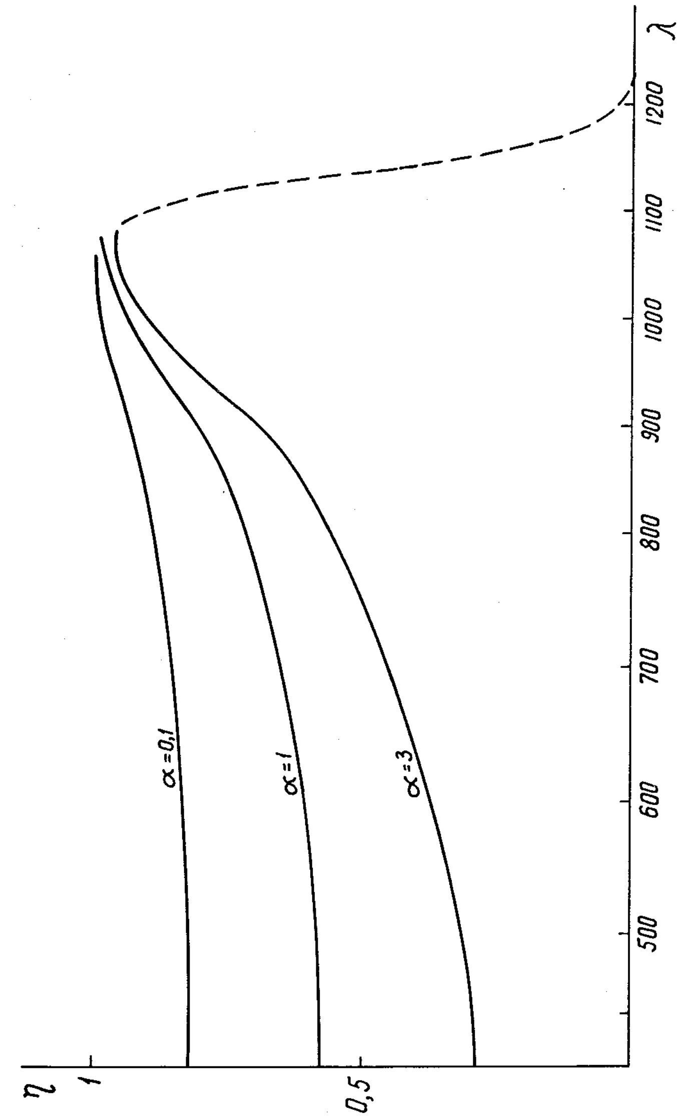
Р и с. 1. Модель для расчета.



Р и с. 2. Зависимость η от приложенного к образцу напряжения и скорости поверхностной рекомбинации в области больших коэффициентов поглощения падающего света (штрих соответствует зависимости $\eta \sim \sqrt{v}$).



Р и с. 3. Зависимость $\eta = f(k_0)$ для разных $\alpha = (\frac{s \cdot W}{D}) \cdot \sqrt{\frac{k_b T}{qv}}$.



Р и с. 4. Зависимость $\eta = f(\lambda)$ для кремния при разных α.