

З А Д А Ч А № 6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ И ДРЕЙФОВОЙ ПОДВИЖНОСТИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

1. Введение.

Равновесные и неравновесные носители заряда в полупроводниках, их генерация и рекомбинация. В полупроводниках непрерывно протекают встречные процессы генерации (рождения) и рекомбинации (исчезновения) подвижных носителей заряда — электронов и дырок, обусловленные ионизацией и деионизацией атомов основного вещества и примесных центров, а также структурных дефектов (рис. 1). Назовем скоростями генерации (G_n, G_p) и рекомбинации (R_n, R_p) числа электронов или дырок, генерируемых и, соответственно, рекомбинирующих в единицу объема полупроводника за единицу времени. В условиях термодинамического равновесия, без внешних энергетических воздействий, подвижные носители заряда создаются в результате лишь термической ионизации, причем процессы генерации и рекомбинации уравновешивают друг друга:

$$G_{n0} = R_{n0}, \quad G_{p0} = R_{p0}$$

(нулевой индекс обозначает состояние термодинамического равновесия). Равновесные концентрации электронов и дырок обозначим через n_0 и p_0 . Они, разумеется, постоянны во времени и определяются видом полупроводника, составом примесей и другими дефектов, и температурой.

Термодинамическое равновесие может быть нарушено таким энергетическим воздействием извне, которое вызывает дополнительную и тепловую ионизацию генерацию электронов и дырок:

$$G_n = G_{n0} + \delta G_n, \quad G_p = G_{p0} + \delta G_p$$

Тогда и концентрации электронов и дырок увеличатся и составят соответственно

$$n = n_0 + \delta n, \quad p = p_0 + \delta p$$

"Избыточные" (сверх равновесных) концентрации δn и δp называют еще концентрациями неравновесных носителей заряда (со-

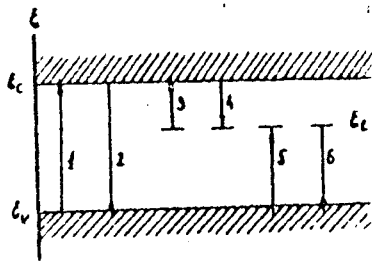


Рис.1. Энергетическая схема генерации и рекомбинации электронов и дырок в полупроводнике. ϵ_c - дно зоны проводимости; ϵ_v - верх валентной зоны; ϵ_t - энергетический уровень электрона, связанного с центром захвата. 1 - генерация электронно-дырочной пары; 2 - межзонная рекомбинация электрона и дырки; 3 - эмиссия электрона с уровня ϵ_t ; 4 - захват свободного электрона на уровень ϵ_t ; 5 - захват связанного электрона (эмиссия дырки); 6 - переход электрона с уровня ϵ_t в валентную зону (захват дырки).

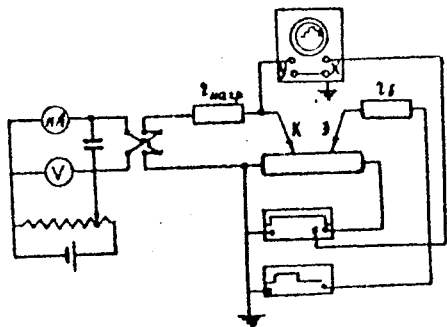


Рис.2. Схема измерений времени жизни и подвижности неравновесных носителей заряда в полупроводнике.

ответственно электронов и дырок). Увеличение числа подвижных носителей заряда повышает вероятность их рекомбинации, и поэтому скорости рекомбинации возрастает по сравнению со скоростями рекомбинации при равновесии:

$$R_n = R_{n0} + \delta R_n, \quad R_p = R_{p0} + \delta R_p.$$

Скорости рекомбинации и времена жизни неравновесных носителей заряда. Величины δR_n и δR_p изменяются скоростями рекомбинации неравновесных электронов и дырок. Они зависят от избыточных концентраций δn и δp и, по определению, равны нулю в равновесных условиях, когда $\delta n = 0$ и $\delta p = 0$. Разлагая эти зависимости в степенной ряд и сохраняя - для достаточно малых δn и δp - только линейные члены, запишем:

$$\delta R_n = \frac{\delta n}{\tau_{n1}} + \frac{\delta p}{\tau_{n2}}, \quad \delta R_p = \frac{\delta n}{\tau_{p1}} + \frac{\delta p}{\tau_{p2}}, \quad (1)$$

где $\tau_{n1}, \tau_{n2}, \tau_{p1}, \tau_{p2}$ - постоянные для данного кристалла величины (имеющие размерность времени). Для справедливости (1) обычно достаточно, чтобы концентрация неравновесных носителей была малой по сравнению с концентрацией равновесных носителей заряда:

$$\delta n, \delta p \ll n_0 + p_0. \quad (2)$$

Во многих полупроводниках, в том числе и в германии, рекомбинация носителей заряда происходит почти исключительно путем поочередного захвата электронов и дырок на примесные центры или структурные дефекты. Непосредственная рекомбинация электронов и дырок (переходы типа 2 на рис.1) практически отсутствует. В этом случае скорость рекомбинации носителей одного знака обычно слабо зависит от концентрации носителей другого знака, так что соотношения (1) переходят в равенства

$$\delta R_n = \frac{\delta n}{\tau_n}, \quad \delta R_p = \frac{\delta p}{\tau_p}. \quad (3)$$

В дальнейшем будут рассматриваться лишь такие процессы избыточной (по отношению к тепловой) генерации, когда ионизируются только атомы основного вещества полупроводника (а не при-

меси). При этом возникает одновременно электроны и дырки, т.е. $\delta G_n = \delta G_p$. На энергетической диаграмме такой процесс изображается как возбуждение электрона из валентной зоны в зону проводимости (переход I на рис. I). Он происходит, например, при поглощении света с энергией квантов, большей, чем ширина запрещенной полосы. Анализ для германия при комнатной температуре показывает, что в условиях одновременной, попарной генерации неравновесных электронов и дырок и соблюдения условия (2) состояние ионизации примесей и дефектов в большинстве случаев остается практически таким же, как и при равновесии. Но если число ионизованных примесных центров в полупроводнике при возбуждении не меняется, то, в условиях сохранения электрической нейтральности, концентрации неравновесных электронов и дырок должны быть равны:

$$\delta n = \delta p. \quad (4)$$

Следовательно, и скорости рекомбинации неравновесных электронов и дырок одинаковы ($\delta R_n = \delta R_p = \delta R$), т.к. иначе при одинаковой скорости генерации ($\delta G_n = \delta G_p = \delta G$) равенство (4) нарушилось бы. Отсюда и из (3) следует, что $\tau_n = \tau_p = \tau$ и

$$\delta R = \frac{\delta n}{\tau}. \quad (5)$$

Можно показать, что постоянная величина τ представляет собой среднестатистическое время существования неравновесных свободных электрона и дырки от момента генерации до рекомбинации. Она называется временем жизни неравновесных носителей и является одним из основных параметров, характеризующих рекомбинационные свойства полупроводника. Время жизни τ в разных полупроводниках и при различных условиях могут принимать значения от 10^{-10} до 10^{-3} сек.

Скорость генерации неравновесных пар можно изменять во времени: $\delta G = \delta G(t)$. Тогда и концентрация неравновесных носителей будет функцией времени: $\delta n = \delta n(t)$. Здесь особенно важны два наиболее простых случая: 1) установившийся процесс и 2) изменение неравновесной концентрации после прекращения генерации. При стационарной генерации неравновесных пар она уравнивается встречным процессом рекомбинации: $\delta G = \delta R$. Следовательно,

но, с учетом (5), стационарная концентрация неравновесных носителей

$$\delta n_{ст} = \delta G \tau.$$

После выключения источника генерации (например, света) концентрация неравновесных пар убывает со скоростью рекомбинации

$$-\frac{d\delta n}{dt} = \frac{\delta n}{\tau},$$

т.е. по закону

$$\delta n(t) = \delta n(0) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),$$

где время t отсчитывается от момента прекращения генерации.

Диффузия и дрейф неравновесных носителей заряда. До сих пор подразумевалось, что генерация неравновесных электронов и дырок производится пространственно-однородно в однородном по своим свойствам полупроводнике, т.е., что $\delta n (= \delta p)$, n_0 и p_0 не зависят от координат. Если генерация осуществляется неоднородно, то и концентрации подвижных носителей заряда будут неоднородны:

$$\delta n = \delta n(\vec{r}, t), \quad \delta p = \delta p(\vec{r}, t).$$

В этом случае возникает упорядоченное диффузионное движение электронов и дырок с плотностями потоков

$$\vec{j}_n^{diff} = -D_n \text{grad} n, \quad \vec{j}_p^{diff} = -D_p \text{grad} p,$$

где D_n и D_p - соответствующие коэффициенты диффузии, имеющие размерность $\text{см}^2/\text{сек}$.

Под действием внешнего электрического поля в полупроводнике происходит упорядоченное дрейфовое движение электронов и дырок со средними дрейфовыми скоростями \vec{v}_n и \vec{v}_p , пропорциональными напряженности поля \vec{E} :

$$\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E}, \quad \vec{v}_p = \mu_p \vec{E}$$

(здесь учитывается, что электроны движутся против поля, а дырки по полю). Коэффициенты μ_n и μ_p называются подвижностями и имеют размерность $\text{см}^2/\text{в.сек}$. Если электроны и дырки

в полупроводнике невырождены, т.е. описываются статистикой Больцмана^{x)} (что имеет место в германии с концентрациями $n, p < 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре), то коэффициенты диффузии и подвижности связаны между собой соотношением Эйнштейна:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q}, \quad \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q}. \quad (6)$$

(k - постоянная Больцмана, q - абсолютная величина заряда электроны). Дрейфовое движение электронов и дырок образует токи с плотностями

$$\vec{j}_n^{dr} = -n \mu_n \vec{E}, \quad \vec{j}_p^{dr} = p \mu_p \vec{E}.$$

В общем случае упорядоченное движение электронов и дырок складывается из дрейфового и диффузионного потоков:

$$\vec{j}_n = -n \mu_n \vec{E} - D_n \text{grad} n, \quad (7)$$

$$\vec{j}_p = p \mu_p \vec{E} - D_p \text{grad} p.$$

Эти потоки обуславливают протекание электрического тока с плотностью

$$\vec{i} = -q \vec{j}_n + q \vec{j}_p.$$

Из формулы для дрейфовой компоненты плотности тока

$$\vec{i}^{dr} = q(n \mu_n + p \mu_p) \vec{E}$$

видно, что величина

$$\sigma = q(n \mu_n + p \mu_p) \quad (8)$$

есть удельная электропроводность полупроводника (см. Введение к задаче #7).

Условия баланса числа частиц приводят к уравнениям непрерывности для электронов и дырок

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n - \text{div} \vec{j}_n, \quad \frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \text{div} \vec{j}_p. \quad (9)$$

^{x)} (см. Введение к задаче #7).

Расчет показывает, что в однородных полупроводниках с не слишком малой концентрацией равновесных носителей заряда электронейтральность сохраняется и в условиях неоднородной генерации и существования внешнего электрического поля. В германии при комнатной температуре суммарная концентрация равновесных электронов и дырок не меньше, чем $\approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, и он относится к таким полупроводникам. Если избыточные электроны и дырки генерируются парами (т.е. $\delta n = \delta p$), то в каждом участке такого полупроводника $\delta n = \delta p$. Таким образом, неравновесные электроны и дырки не только генерируются (рекомбинируют) попарно, но и на скопления перемещаются в полупроводнике совместно, что объясняется электростатическим притяжением между ними.

Оказывается, что биполярный поток δj неравновесных электронно-дырочных пар может быть представлен в виде суммы дрейфовой и диффузионной компонент, с подвижностью μ и коэффициентом диффузии D , представляющими собой некоторые комбинации μ_n и μ_p , D_n и D_p с концентрациями электронов и дырок. Покажем это для одномерного случая.

Пусть в средней части однородного полупроводникового образца, имеющего форму прямоугольного стержня, создается неравновесные пары с концентрацией $\delta p(x, t)$, однородной по сечению. Образец будем считать достаточно длинным, так что неравновесные носители не достигают его концов, рекомбинируя по пути от области генерации. Тогда концентрации электронов и дырок вблизи концов образца будут равновесными - n_0 и p_0 , а при включении напряжения между концами стержня в этих участках возникнут потоки электронов

$$j_{n0} = -\mu_n n_0 E_0$$

и дырок

$$j_{p0} = \mu_p p_0 E_0.$$

Там, где есть неравновесные электроны и дырки (с концентрацией $\delta n = \delta p$), плотности потоков, согласно (7) и условию $\delta n = \delta p$ будут

$$j_n = -\mu_n n E - D_n \frac{\partial \delta n}{\partial x}$$

8.

$$j_p = \mu_p \cdot p \cdot \epsilon - D_p \cdot \frac{\partial \delta p}{\partial x}$$

Напряженность в этой области, вообще говоря, иная, чем у концов образца. Ограничимся квазистационарным случаем, когда ток во всех сечениях образца одинаков и, следовательно, $i = i_0$. Отсюда

$$j_p - j_{p0} = j_{p0} - j_{n0} \quad \text{т.е.} \quad j_p - j_{p0} = j_n - j_{n0}$$

Разность $j_n - j_{n0}$ есть, очевидно, плотность избыточного, сверх равновесного, потока электронов, а $j_p - j_{p0}$ — равная ей плотность избыточного потока дырок. Обозначим эту плотность через δj :

$$\delta j = -\mu_n \cdot n \cdot \epsilon - D_n \cdot \frac{\partial \delta n}{\partial x} + \mu_n \cdot n_0 \cdot \epsilon_0 +$$

$$\delta j = \mu_p \cdot p \cdot \epsilon - D_p \cdot \frac{\partial \delta p}{\partial x} - \mu_p \cdot p_0 \cdot \epsilon_0$$

Решив эту систему уравнений относительно ϵ и δj с учетом соотношений Эйнштейна (6), получим:

$$\epsilon = \frac{\mu_n n_0 + \mu_p p_0}{\mu_n n + \mu_p p} \cdot \epsilon_0 - \frac{D_n - D_p}{\mu_n n + \mu_p p} \cdot \frac{\partial \delta p}{\partial x}, \quad (10)$$

$$\delta j = \frac{n - p}{\frac{n}{\mu_p} + \frac{p}{\mu_n}} \cdot \delta p \cdot \epsilon_0 - \frac{n + p}{\frac{n}{\mu_p} + \frac{p}{\mu_n}} \cdot \frac{\partial \delta p}{\partial x} \cdot a \quad (11)$$

Величина

$$\mu = \frac{n - p}{\frac{n}{\mu_p} + \frac{p}{\mu_n}} \quad (12)$$

называется биполярной подвижностью,

а величина

$$D = \frac{n + p}{\frac{n}{D_p} + \frac{p}{D_n}} \quad (13)$$

коэффициентом биполярной диффузии. Плотность избыточного потока носителей заряда

$$\delta j = \mu \delta p \epsilon_0 - D \cdot \frac{\partial \delta p}{\partial x} \quad (14)$$

Последняя формула, имея такой же вид, как и соотношения (7), показывает, что скопление неравновесных электронно-дырочных пар совершает дрейфовое и диффузионное движение. Из выражений для биполярной подвижности (12) и коэффициента биполярной диффузии (13) следует, что в полупроводнике резко выраженного n -типа, т.е. в случае $n \gg p$, неравновесный поток характеризуется дырочными параметрами: $\mu = \mu_p$, $D = D_p$, а в полупроводнике p -типа ($p \gg n$) — параметрами электронов $\mu = -\mu_n$, $D = D_n$. Знак биполярной подвижности показывает, что дрейфовое движение неравновесного потока в первом случае направлено по полю (как для дырок), а во втором — против поля (как для электронов). Таким образом, в полупроводниках с преобладанием донорной или акцепторной примеси скопление неравновесных электронов и дырок совершает дрейфовое и диффузионное движение, характеризуемое параметрами неосновных носителей заряда. В собственном полупроводнике, где $n = p$, биполярная подвижность обращается в нуль, т.е. область скопления избыточных носителей не перемещается под действием электрического поля.

Скорость дрейфа в электрическом поле. Из результатов предыдущей части легко получить, что уравнения непрерывности (9) для электронов и дырок в случае попарной их генерации приводятся к одному уравнению непрерывности для неравновесных пар:

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = \delta G - \delta R - \text{div } \delta \vec{j} \quad (15)$$

Используя для скорости рекомбинации δR формулу (5), а для плотности потока δj выражение (14) и перенеся "рекомбинационный" член в левую сторону, приходим к следующему уравнению для неравновесной концентрации δp (в одномерном случае):

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} + \frac{\delta p}{\tau} = \delta G(x, t) - \mu \epsilon_0 \frac{\partial \delta p}{\partial x} \quad (16)$$

Записав уравнение в таком виде, мы пренебрегли зависимостью биполярной подвижности μ и коэффициента биполярной диффузии D от δn , что допустимо, если выполняется условие (2)

Пусть напряженность ϵ_0 электрического поля настолько велика, что "дрейфовый" член уравнения (16) оказывается намного больше других слагаемых в правой части (это возможно, конечно, лишь если $\mu \neq 0$, т.е. полупроводник не собственный*)). Пусть, кроме того, генерация неравновесных пар производится лишь в одном сечении образца, например, при $x=0$, по закону $\delta G_0(t)$. Тогда, приближенно, уравнение непрерывности будет иметь вид

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + \frac{\delta n}{\tau} + \mu \epsilon_0 \frac{\partial \delta n}{\partial x} = 0 \quad (17)$$

с граничным условием при $x=0$

$$\mu \epsilon_0 \delta n(0, t) = \delta G_0(t) \quad (18)$$

(направление поля выбирается таким, чтобы дрейф происходил в сторону возрастания x). Легко проверить, что решение уравнения непрерывности (17), удовлетворяющее граничному условию (18), есть

$$\delta n(x, t) = \frac{\delta G_0(t - \frac{x}{\mu \epsilon_0})}{\mu \epsilon_0} \cdot \exp\left(-\frac{x}{\mu \epsilon_0 \tau}\right). \quad (19)$$

Отсюда следует, что концентрация избыточных пар δn в точке x "воспроизводит" все изменения скорости генерации $\delta G_0(t)$, но с запаздыванием по времени, равным $t' = \frac{x}{\mu \epsilon_0}$. Зная x и определив опытным путем это запаздывание, можно найти подвижность μ . Измерение времен запаздывания t' и концентраций δn в разных точках x дает возможность определить еще время жизни τ . Генерацию неравновесных носителей удобнее всего производить в виде импульсов прямоугольной формы:

*). Обычно достаточно, чтобы ϵ_0 было не меньше $5 \cdot 10^4$ в/см.

$$\delta G(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < t_1, \\ \text{const} & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2, \\ 0 & \text{при } t > t_2. \end{cases}$$

Тогда и изменение концентрации в точке x в зависимости от времени будет иметь форму прямоугольного импульса с амплитудой

$$\delta n = \delta n_0 e^{-\frac{x}{\mu \epsilon_0 \tau}}, \quad (20)$$

где δn_0 - концентрация избыточных пар в точке генерации $x=0$.

Обнаружение и генерация неравновесных носителей при помощи точечного металлического зонда. Для определения экспериментальным путем биполярной подвижности μ и времени жизни τ нужно уметь находить неравновесные концентрации носителей в разных точках полупроводникового образца. Можно, однако, измерять не избыточную концентрацию $\delta n(x, t)$, а какую-либо пропорциональную ей величину, т.е. достаточно выполнить относительные измерения δn . С этой целью чаще всего используется метод "точечного зонда" - контакта металлического острия с полупроводником. На таких контактах обычно обнаруживается эффект выпрямления. При использовании его для измерений существенно, что ток в запиорном направлении при неизменном напряжении ("смещении") на контакте пропорционален концентрации неосновных (равновесных плюс неравновесных) носителей заряда в узкой приконтактной области полупроводника. Полярность запиорного напряжения в случае полупроводника p -типа - плюс на металле и минус на полупроводнике, а в случае полупроводника n -типа - минус на металле и плюс на полупроводнике. Измеряя ток, текущий через зонд в запиорном направлении, можно определить - в относительных единицах, т.к. коэффициент пропорциональности обычно неизвестен, - концентрацию неосновных носителей (тем самым и концентрацию неравновесных пар) в окрестности контакта. Точечный зонд, включенный в запиорном направлении, обычно называют коллектором.

Если через металлический точечный контакт с полупроводником течет ток в пропускном направлении, то в его окрестности

в полупроводнике появляются неравновесные носители (как часто говорят, происходит их "инжекция"). Таким образом, точечный металлический зонд может служить не только для обнаружения (индикации), но и для создания (генерации) избыточных электронов и дырок. Точечный зонд, включенный в пропускном направлении, имитирует эмиттером.

Заметим, что благодаря малой площади точечного контакта металлического зонда с полупроводником электрическое поле, обусловленное напряжением на зонде, сосредоточено в непосредственной близости от контакта и не влияет на движение носителей в объеме кристалла^{х)}.

2. Схема измерений.

Измерения проводятся на монокристаллических образцах германия электронной и дырочной проводимости. Образец прямоугольного сечения включается в цепь, изображенную на рис.2. Два металлических точечных контакта - эмиттер и коллектор - касаются поверхности образца на некотором расстоянии друг от друга. На эмиттер от генератора подается напряжение в пропускном направлении в виде периодически повторяющихся импульсов прямоугольной формы. Этими импульсами напряжения в объеме кристалла через эмиттер инжектируются неравновесные носители заряда. Для того, чтобы пакет введенных носителей не успевал деформироваться из-за диффузии и двигался вдоль образца с определенной скоростью по направлению к коллектору, на образец от другого генератора подается напряжение, также в виде импульсов прямоугольной формы и той же периодичности, с длительностью 300 мксек - значительно превышающей длительность импульса эмиттера, положительного знака в случае электронного образца и отрицательного - в случае дырочного. На коллектор по-

х) Электрическое поле вблизи точечного контакта определяется формулой $E = \rho I / 2\pi r^2$, где r - расстояние, I - ток через контакт, ρ - удельное сопротивление материала. При $I = 1 \text{ мА}$ и $\rho = 10 \text{ ом}\cdot\text{см}$ поле на расстоянии 0,05 мм от контакта равно 60 В/см, а на расстоянии 0,5 мм - всего 0,60 В/см.

дается постоянное напряжение в запорном направлении; при этом сопротивление его точечного контакта с образцом достигает 1(х) килоом и преодолевает ток через включенное в его цепь нагрузочное сопротивление $r_{нагр} = 3 \text{ килоом}$. С нагрузочного сопротивления напряжение подается на вход вертикального отклонения импульсного осциллографа, горизонтальная развертка которого синхронизирована с генератором импульса поля. Постоянное поле, создаваемое запорным смещением на коллекторе и достигающее в непосредственной близости от него большой величины^{х)}, затягивает движущиеся в объеме неосновные носители в цепь коллектора. Обратный ток коллектора увеличивается, падение напряжения на нагрузочном сопротивлении растет. Картина, фиксируемая осциллографом, в случае электронного образца, представлена на рис.3, где верхняя часть (а) иллюстрирует форму напряжения у коллектора в отсутствие неравновесных носителей (импульс эмиттера подается с некоторой задержкой относительно импульса поля, для точной фиксации его начала), а нижняя часть^{б)} - при наличии неравновесных носителей. Появление последних (в отличие от самого импульса эмиттера) обнаруживается коллектором только спустя некоторое время, необходимое для того, чтобы неравновесные носители, введенные эмиттером в момент t_1 , достигли коллектора (t_2).

После выключения импульса эмиттера (t_4) неравновесные носители по той же причине изменяют сопротивление коллектора еще в течение некоторого времени, пока последние из них не достигнут коллектора (t_5). Момент t_6 соответствует выключению импульса поля. Для случая дырочного образца картина будет той же, только оба импульса будут иметь отрицательную полярность. Амплитуда дополнительного сигнала значительно превосходит амплитуду обычного сигнала на коллекторе, поэтому можно заключить, что большая часть импульсного тока коллектора обусловлена именно неравновесными носителями заряда. При увеличении расстояния между эмиттером и коллектором время движения носителей $t' = t_5 - t_4$ растет, а амплитуда дополнительного

х) См. примечание на предыдущей странице.

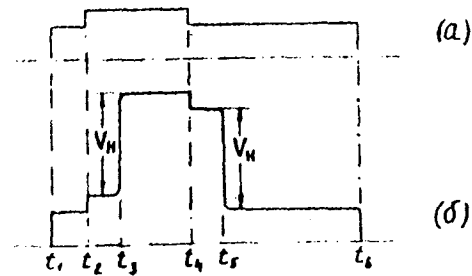


Рис. 3. Форма импульсного напряжения на коллекторе (а) — в отсутствие и (б) — при наличии неравновесных носителей. t_2 , t_3 и t_4 , t_5 — соответственно моменты включения и выключения импульсов поля в эмиттере; $t' = t_3 - t_2 = t_5 - t_4$ — время прохождения носителями участка эмиттер-коллектор; V_n — амплитуда сигнала неравновесных носителей.

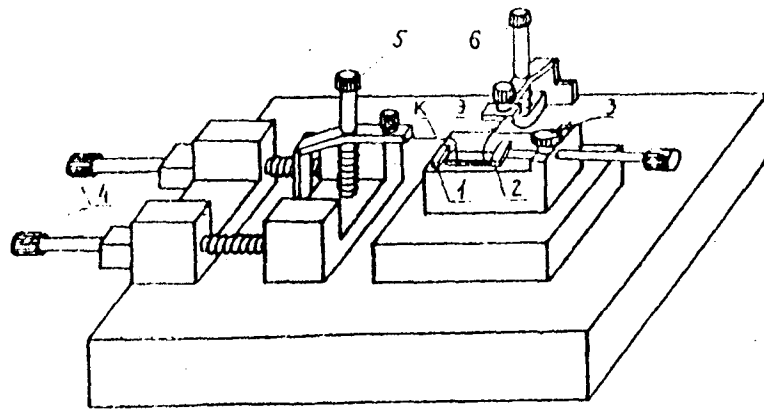


Рис. 4. Микроманипулятор.

сигнала V_n (рис. 3) уменьшается. Так как амплитуда V_n сигнала пропорциональна концентрации неравновесных пар, доходя до коллектора, то их время жизни можно определить по формуле (20) графически, заменяя в ней величину δn пропорциональной ей величиной V_n в произвольных единицах, например, в мм или клетках сетки осциллографа. Логарифмируя полученное таккой заменой выражение, имеем:

$$\ln V_n = \ln V_n^0 - \frac{t'}{\tau}$$

где $V_n^0 \sim \delta n_0$. Время t' перехода носителей между эмиттером и коллектором определяется по меткам времени на экране осциллографа. Угловым коэффициентом прямой, полученной при графическом построении зависимости $\ln V_n$ от t' , дает величину

$$\tau = \left| \frac{\Delta t}{\Delta \ln V_n} \right|.$$

3. Детали установки.

Микроманипулятор служит для удобного крепления образца и точного перемещения эмиттера и коллектора в различных направлениях. Схема его показана на рис. 4. Исследуемый образец зажимается между контактами 1 и 2. Контакт 1 — пружинящий, контакт 2 закрепляется в нужном положении винтом 3. Эти же контакты являются токоподводящими для импульса поля (при сборке схемы выходная клемма 2 присоединяется к клемме полевого импульса генератора, а клемма 1 — к "земле" генератора). Эмиттер 3, представляющий собой вольфрамовую проволочку с диаметром острия в несколько микрон, может перемещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях с помощью микрометрических винтов. Коллектор 4 перемещается в небольших пределах с помощью винтов 4. Вертикальное перемещение коллектора осуществляется винтом 5, эмиттера — винтом 6.

Расстояние между эмиттером и коллектором меняется обычно в пределах 3–10 мм. Располагаются они на линии, параллельной сторонам образца, возможно ближе к середине грани.

Генератор импульсов дает возможность получить одновременно импульсы эмиттера и поля прямоугольной формы, положительной и отрицательной полярности, регулируемой амплитуды. Длительность импульса эмиттера может меняться в пределах от 2 до 60 мксек, длительность импульса поля фиксирована и равна 300 мксек.

Импульс эмиттера подается с задержкой относительно импульса поля, равной 20 мксек, импульсом поля осуществляется и запуск горизонтальной развертки осциллографа.

Генератор смонтирован в металлическом кожухе, на передней панели которого выведены необходимые клеммы и регулировочные элементы схемы. В этом же кожухе смонтирована и схема смещения коллектора, соответствующие регулировки которой также выведены на переднюю панель. Напряжение смещения подбирается таким, чтобы постоянный ток коллектора был равен 0,2-1,0 ма.

Для стабилизации тока эмиттера на выходе импульса эмиттера включено областное сопротивление r_{σ} -10 ком (рис.2). Так как сопротивление контакта эмиттера в проходном направлении равно примерно 1 ком, то ток эмиттера практически определяется величиной r_{σ} и не меняется при передвижении его вдоль образца (что было бы неизбежно без него, т.к. каждая точка вдоль образца имеет различный потенциал, обусловленный импульсом поля). Потенциал эмиттера относительно образца не превышает нескольких вольт, и ток эмиттера меняется в пределах нескольких десятых миллиампер. Импульс синхронизации подается с соответствующих выходных клемм генератора на клемму "Вход синхронизации" осциллографа.

Расположение эмиттера и коллектора. Так как на экране осциллографа видны одновременно импульсы поля и эмиттера, то желательно создать условия, когда амплитуда сигнала на коллекторе, обусловленного импульсом поля, минимальна. Тогда, регулируя усиление осциллографа, можно получить амплитуду дополнительного импульса в достаточно большом масштабе и, следовательно, точнее ее измерить. С этой целью коллектор обычно помещают ближе к "нулевому" концу образца, т.е. в той его части, где величина напряжения импульса поля минимальна. В течение каждого цикла измерений коллектор остается на месте, т.е. даже небольшое изменение его обратной характеристики меняет концентрацию затягиваемых его полем носителей. Изменение времени движения носителей достигается перемещением эмиттера вдоль образца. Благодаря стабилизации тока эмиттера можно считать, что концентрация вводимых в объем носителей не меняется с его перемещением. Для того, чтобы максимальное число инжек-

тированных эмиттером носителей попадало на коллектор, необходимо, чтобы оба контакта располагались на линии, параллельной "линии поля". Это осуществляется с достаточной точностью, если контакты одинаково удалены от боковых граней образца.

Работа с осциллографом. На вход усилителя импульсного осциллографа подается напряжение с нагрузочного сопротивления $r_{нагр}$, включенного последовательно с коллектором (рис.2). Измерения проводятся с идущей разверткой, запускаемой импульсом поля генератора. Длительность развертки выбирается 50 мксек, с метками времени 2 мксек. В случае больших времен $t' = t_s - t_4$ (рис.3) можно использовать ту же развертку с задержкой, что дает возможность рассматривать часть картины в случае, когда общая продолжительность импульсов превышает 50 мксек.

Обычно измерения времени движения носителей от эмиттера к коллектору ведутся по заднему фронту импульса, т.к. носители, введенные в момент окончания импульса эмиттера, с самого начала движутся только в продольном тянущем поле. Интервал времени $t' = t_s - t_4$ и есть время движения. Амплитуда V_N точки t_s над импульсом поля есть амплитуда импульса избыточных носителей и измеряется в мм или клетках сетки осциллографа.

4. Порядок измерений.

Исследуемый образец закрепляется между контактами 1 и 2 микроманипулятора. Приступающему к работе необходимо:

1. Собрать измерительную схему, подобрав полярности импульсов эмиттера и поля, а также знак смещения на коллекторе соответствующими тому или иному типу проводимости исследуемого образца.

2. Включить генератор и осциллограф. Поставить шкалу "длительность развертки" в положение "250 мксек".

3. Коснуться коллектором поверхности образца, установить необходимый ток в его цепи.

4. Коснуться образец эмиттером, расположив его на расстоянии 2-3 мм от коллектора. Если характерной картины на экране осциллографа (рис.3) не наблюдается, то переменить полярности всех подаваемых на образец напряжений. Регулируя амплитуду импульсов поля и эмиттера, величину смещения на коллекторе, усиление осциллографа, добиться максимальной четкости сигнала не-

равновесных носителей, с амплитудой 20-30 мм. Переключить шкалу "длительность развертки" в положение "50 мксек" и включить метки времени "2 мксек". Отрегулировать длительность импульса эмиттера так, чтобы импульс неравновесных носителей был в пределах экрана.

А. Измерение времени жизни.

Передвигая эмиттер вдоль образца (поднимая его, а не везя!), следить по осциллографу за изменением времени движения носителей и через каждые 2-4 мксек записывать время и соответствующую амплитуду сигнала. Если с перемещением эмиттера задний фронт сигнала неравновесных носителей уходит с экрана, переключить шкалу "развертки" в положение "хду.с задержкой" и, отрегулировав длительность задержки, продолжать измерения.

По данным измерений строится график зависимости $\ln V_n$ от t' и по углу наклона получившейся прямой определяется $\tau = |\Delta t / \Delta \ln V_n|$. Измерения следует провести три раза, при разных положениях коллектора. Из построенных кривых определяется $\tau_{ср}$.

Б. Определение подвижности неосновных носителей.

Биполярная подвижность μ скопления неравновесных носителей (см. Введение), движущегося в электрическом поле напряженности E_0 , выражается формулой

$$\mu = \frac{V_{др}}{E_0},$$

где $V_{др}$ - скорость дрейфа. Если расстояние, проходимое этим скоплением, равно l , а время перехода t , то

$$V_{др} = \frac{l}{t}$$

$$\mu = \frac{l}{E_0 t} = \frac{l^2}{V \cdot t}, \quad (21)$$

где V - разность потенциалов на участке длиной l . Как уже отмечалось (см. Введение), в полупроводнике с отчетливо выраженным n - или p -типом проводимости биполярная подвижность неравновесных электронов и дырок совпадает с подвижностью неосновных носителей. В данной работе измерения

проводятся именно на таких образцах германия.

Импульсный метод является удобным методом прямого измерения дрейфовой подвижности неосновных носителей. Эти измерения сводятся к точному определению времени движения носителей t , расстояния l и разности потенциалов V между эмиттером и коллектором.

Расстояние l измеряется с помощью бинокулярной лупы (цена деления ее равна 0,1 мм). Время движения носителей определяется таким же путем, как и в измерениях времени жизни. Однако, каждый раз нужно убедиться в том, что время движения не зависит от амплитуды тока эмиттера. Такая зависимость имеет место при больших токах эмиттера и связана с изменением сопротивления образца на участке эмиттер-коллектор за счет больших концентраций неравновесных носителей.

Сами измерения проводятся в следующем порядке.

1. Установить с помощью лупы определенное расстояние между эмиттером и коллектором, измерить время, уменьшая до минимума ток эмиттера.

2. С помощью осциллографа измерить падение напряжения между эмиттером и коллектором, создаваемое импульсом поля. Для этого, отключив провода эмиттера и коллектора от генератора и используя эмиттер и коллектор в качестве зондов, последовательно подать с них напряжения $V_э$ и $V_к$ на вертикальный вход осциллографа. В первом случае измеряется в мм амплитуда $V_э$ точки эмиттера, во втором - амплитуда $V_к$ точки коллектора относительно земли. Разность потенциалов между эмиттером и коллектором $V = V_э - V_к$.

Калибровка амплитуды импульсов производится согласно описанию осциллографа.

Измерения произвести для трех различных расстояний при двух величинах поля. Из вычисленных по формуле (21) значений μ найти среднее.

ПРИМЕЧАНИЕ: Если шкалы бинокулярной лупы нехватает для измерения расстояния между контактами, то можно поступить следующим образом: поставить контакты в пределах шкалы, измерить расстояние, затем передвинуть лупу так, чтобы начало шкалы совпало с эмиттером, снова отодвинуть последний и измерить

второе расстояние. Сумма двух расстояний дает общее расстояние между эмиттером и коллектором.

Все измерения производятся на двух образцах германия - n- и p-типа.

Л И Т Е Р А Т У Р А:

С.М.Ривкин "Фотоэлектрические явления в полупроводниках",
Физматгиз, М., 1963 г.