

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ. ЭФФЕКТ ИК ГАШЕНИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

Лукьянченко А. И.

Предлагаются новые объяснение и описание отрицательной дифференциальной фотопроводимости (ОДФ) и эффекта ИК гашения фотопроводимости [1, 2]. Суть эффекта ОДФ состоит в уменьшении тока, текущего через фотосопротивление (ФС) при освещении его светом в определенном спектральном диапазоне примесного поглощения. Эффектом ИК гашения фотопроводимости называют эффект ОДФ в ФС, освещенном светом в полосе собственного поглощения. Мы не будем разделять эти эффекты, так как они имеют одну физическую природу.

Ранее предлагалась модель, рассматривающая ОДФ как объемное свойство полупроводника, для реализации которого требовалось несколько специфиче-

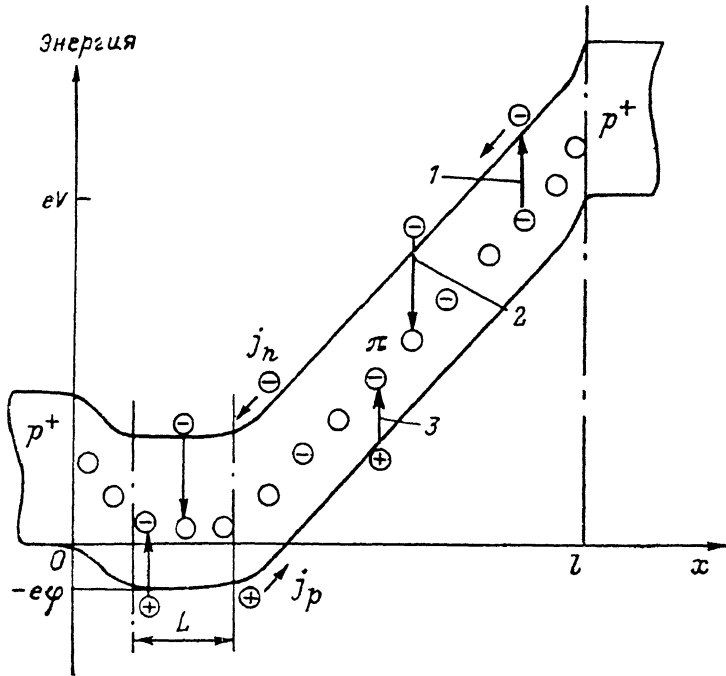


Рис. 1. Зонная диаграмма $p^+-\pi-p^+$ -структуры.

ских уровней в запрещенной зоне [1], предлагалось также объяснение ОДФ в рамках барьерной модели [2]. Необходимость выполнения ряда специфических условий делает маловероятной реализацию указанных моделей ОДФ. Рассматриваемая здесь модель ОДФ может существовать в простейшем однородном полупроводнике с омическими контактами, поэтому вероятность ее реализации существенно выше. В этой модели предполагается, что ОДФ обусловлена эксклюзией основных носителей тока (тип основных носителей определяется по типу контактов) вследствие фотовозбуждения неосновных носителей с ловушек.

Рассмотрим эксклюзионную ОДФ (ЭОДФ) в ФС $p^+-\pi-p^+$ -типа (рис. 1). В запрещенной зоне компенсированного полупроводника (π -область) находятся глубокие акцепторные центры, концентрация которых равна N , некоторые центры, заполненные электронами, являются ловушками для дырок.

Пусть к ФС приложено напряжение V , достаточное для реализации большого коэффициента внутреннего усиления K_v :

$$K_p = \frac{v_p \tau_p}{l} \gg 1. \quad (1)$$

Здесь l — длина π -области, $v_p = \mu_p V/l$ — дрейфовая скорость дырок в π -области, а μ_p — их подвижность, $\tau_p = 1/C_p N f$ — характерное время захвата дырок на ловушки, C_p — коэффициент захвата дырки на ловушку, f — функция заполнения центров электронами. Аналогичное условие выполняется для электронов:

$$K_n = \frac{v_n \tau_n}{l} \gg 1, \quad (2)$$

которое означает, что характерное время захвата электронов на центры $\tau_n = 1/C_n N (1-f)$ гораздо больше характерного времени пролета электронов через π -область l/v_n ($v_n = \mu_n V/l$ — дрейфовая скорость электронов, а μ_n — их подвижность, C_n — коэффициент захвата электрона на центр).

Пусть при включении примесной подсветки увеличивается вероятность возбуждения электронов с ловушек в зону проводимости на δW_n (рис. 1, переходы 1). Рассмотрим, как происходит компенсация этих переходов в стационарном режиме. При условии, противоположном (2), в объеме π -области увеличилась бы концентрация электронов на $\delta n_0 = \delta W_n f / (1-f) C_n$, а рост темпа захвата электронов на центры $\delta n_0 / \tau_n$ (рис. 1, переходы 2) в точности бы компенсировал переходы 1, при этом концентрация дырок существенно не изменилась бы. При выполнении (2) возбуждающиеся с ловушек электроны за короткое время $l/v_n \ll \tau_n$ выносятся из объема π -области к эмиттеру, т. е. к области максимума потенциального барьера ϕ , которым контакт отделен от объема π -области (рис. 1). Поэтому рост концентрации электронов δn в K_n раз меньше δn_0 . Следовательно, темп захвата электронов на центры $\delta n / \tau_n$ оказывается гораздо меньше темпа возбуждения электронов с ловушек $\delta n_0 / \tau_n = \delta W_n N f$, и переходы 1 не могут скомпенсироваться переходами 2. Возбуждение электронов с ловушек может быть скомпенсировано уменьшением захвата дырок на ловушки (уменьшением интенсивности переходов 3 на рис. 1) вследствие уменьшения концентрации дырок p . Уменьшение концентрации дырок по всей длине π -области (экслюзия) и связанное с ним уменьшение тока дырок происходят при выполнении условия (1) вследствие увеличения высоты барьера ϕ из-за роста локализованного на ловушках положительного заряда в π -области.

После включения подсветки электронный ток у эмиттера увеличивается на $\delta j_n = e \delta W_n N f l$, а экслюзия дырок, необходимая для компенсации переходов 1, уменьшает дырочный ток на $\delta j_p \sim -K_p \delta j_n$, т. е. в K_p раз, так как при $K_p \gg 1$ на ловушки захватывается лишь $1/K_p$ часть дырок, пролетающих через π -область (e — единичный заряд). Поэтому ток в цепи уменьшается на величину $\delta j = \delta j_p + \delta j_n \sim -K_p \delta j_n$.

Рассмотрим описанный эффект подробнее. В стационарном режиме в π -области выполняется уравнение Шокли—Рида для перезарядки глубоких центров $[W_n + \delta W_n + (p + \delta p) C_p] (f + \delta f) - [W_p + \delta W_p + (n + \delta n) C_n] (1 - f - \delta f) = 0$. Здесь вариации обусловлены примесной подсветкой: δf — функции заполнения центров электронами, δW_p — вероятности возбуждения дырок, δp — концентрации дырок, W_n и W_p — вероятности возбуждения электронов с ловушек и дырок с центров, а n — концентрация электронов до включения подсветки. Будем полагать, что напряжение V гораздо меньше напряжения полного заполнения ловушек $V_{\text{плз}} = e N f l^2 / 2 \epsilon \epsilon_0$ ($\epsilon \epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость полупроводника), поэтому в объеме π -области можно использовать условие квазинейтральности $\delta p - \delta n - N \delta f = 0$. Кроме того, будем полагать, что π -область относительно высокоомна: $\max [p, n] \ll N f (1-f)$. При этом в уравнении Шокли—Рида можно положить $\delta f = 0$ и получить уравнение для вариаций δp

$$\delta p = -\frac{\delta W_n}{C_n} \left[1 - \frac{1-f}{f} \left(\frac{\delta W_p}{\delta W_n} + \delta n \frac{C_n}{\delta W_n} \right) \right]. \quad (3)$$

Выразим δp через вариации тока дырок δj_p вблизи от эмиттера $\delta p = \delta j_p / ev_p$ (здесь учтено, что относительная вариация скорости дырок $\delta v_p / v_p \sim \delta p / p K_n$ мала). Представим δn в виде $\delta n = \delta j_n / ev_n$, а $\delta W_p / \delta W_n = \sigma_p / \sigma_n$, где σ_n и σ_p — сечения фотоионизации электронов и дырок для примесной подсветки. Затем, выразив из полученного уравнения δj_p и прибавив к нему $\delta j_n = e \delta W_n N f l$, получим выражение для вариации тока в цепи

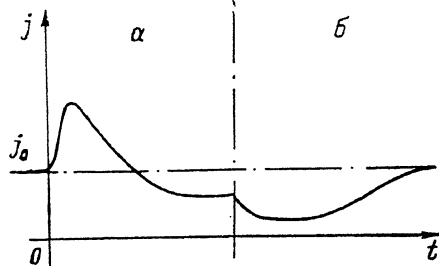
$$\delta j = -K_p e \delta W_n N f l \left(1 - \frac{1-f}{f} \frac{\sigma_p}{\sigma_n} - \alpha \right), \quad (4)$$

где $\alpha \sim 1/K_p + 1/K_n \ll 1$. Из выражения (4) следует, что при примесной подсветке, для которой выполняется условие

$$\sigma_n > \sigma_p \frac{1-f}{f}, \quad (5)$$

наблюдается ЭОДФ, т. е. $\delta j < 0$. При этом условии вариация темпа возбуждения электронов превышает вариацию темпа возбуждения дырок.

При выводе выражений (4) и (5) мы полагали, что эмиттерная область l (рис. 1), в которой происходит основная рекомбинация электронов с дырками,



мала: $L \ll l$. Область L растет с ростом электронного тока j_n и с уменьшением тока дырок j_p , $L^2 \sim 2\epsilon\epsilon_0 T / e^2 N f + D_p \tau_p j_n / j_p$ (область L меньше длины диффузии дырок $\sqrt{D_p \tau_p}$ и электронов, T — температура в энергетических единицах).

Рис. 2. Релаксация тока после включения (а) и выключения (б) примесной подсветки.

j_0 — стационарный ток.

При $L \sim l$ крутизна ЭОДФ уменьшается вследствие перераспределения электрического поля в π -области с ростом L ; в выражении для $V_{пзл}$ вместо l следует подставить $l-L$.

Отметим, что условия (1) и (2) могут легко выполняться в эксперименте; так, при характерных величинах подвижности носителей $\sim 10^3$ см²/В·с, длине ФС $\sim 10^{-2}$ см и характерном времени захвата носителей $\sim 10^{-7}$ с эффект ЭОДФ возникает при $V > 1$ В. Неоднородности в виде низкоомных включений в полупроводнике увеличивают K_p и K_n в меру отношения длины ФС l к характерному расстоянию между включениями. Важно отметить, что ЭОДФ может проявляться только в ФС, в котором наблюдаются долговременные релаксации тока и сопутствующие им эффекты, описанные в работе [3]. На связь ОДФ с долговременными релаксациями тока указывалось в работах [2, 4].

В заключение кратко рассмотрим переходные процессы, протекающие после включения и выключения примесной подсветки. Электронный ток δj_n , возникающий сразу после включения подсветки, приводит к накоплению у эмиттера отрицательного заряда $-\delta j_n t$ и связанного на ловушках положительного заряда в объеме π -области. Эти заряды равны по величине, но из-за пространственного разделения (положительный равномерно распределен по длине ФС, а отрицательный сосредоточен у контакта) на контакте растет поле $\delta E(0, t) = \delta j_n t / 2\epsilon\epsilon_0$, которое приводит к понижению потенциального барьера контакта ϕ , что сопровождается ростом нестационарной инжекции дырок и тока в цепи [3] (рис. 2). Ток возрастает на величину $\delta j_{\max} = K_p \delta j_n$, при которой скорость роста положительного заряда в объеме π -области удваивается, из-за захвата нестационарных дырок на ловушки, и рост поля на контакте прекращается. Время нарастания тока соответствует времени уменьшения барьера ϕ на величину $\sim T/e$ (это время уменьшается с ростом интенсивности подсветки).

В результате накопления электронов у эмиттера и захвата их на центры увеличиваются число ловушек и рекомбинационный ток дырок в эмиттерной

области. При этом уменьшается скорость роста отрицательного заряда у контакта, что влечет за собой медленное уменьшение нестационарной инжекции дырок и тока (рис. 2).

В стационарном режиме приращение рекомбинационного тока дырок в области эмиттера равно δj_n . Сразу после выключения подсветки в эмиттерной области начинает скапливаться положительный заряд $\delta j_n t$, вызванный рекомбинационным током дырок. Это приводит к отрицательному выбросу тока в цепи при выключении подсветки, обусловленному нестационарной эксклюзией [3] (рис. 2).

Таким образом, релаксация ЭОДФ имеет немонотонный вид. Именно такая релаксация наблюдается в экспериментах [4].

Список литературы

- [1] Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М., 1962. 557 с.
- [2] Шейнман М. К., Шик А. Я. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 2. С. 209—233.
- [3] Лукьянченко А. И., Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 7. С. 1199—1204.
- [4] Милнс А. Тримеры с глубокими уровнями в полупроводниках. М., 1977. 562 с.

Получено 1.08.1988

Принято к печати 27.12.1988

ФТП, том 23, вып. 5, 1989

ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЦЕНТРОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ БЕЗДИСЛОКАЦИОННОГО γ -Si

Колковский И. И., Лукаков П. Ф., Шуша В. В.

При выращивании бездислокационных кристаллов кремния в его объеме, как правило, формируются так называемые ростовые микродефекты различных типов (A, B, C, D) [1-3], роль которых в процессах радиационного дефектообразования не совсем ясна, что и определило цель данной работы.

Исследовались пластины кремния, вырезанные из одного слитка, выращенного методом бестигельной плавки с переменной скоростью роста v_p от 1 до 6 мм/мин [4]. При $v_p=1$ мм/мин в кристалле образовались микродефекты A -типа размером $r=20-30$ мкм в концентрации $N \approx 1 \cdot 10^4$ см⁻³ (I группа образцов). Кристаллы, полученные при $v_p=3$ мм/мин (II группа), содержали микродефекты A -типа ($r=1-3$ мкм, $N=1 \cdot 10^5-1 \cdot 10^6$ см⁻³) и B -типа ($r=0.1-0.3$ мкм, $N=1 \cdot 10^6-3 \cdot 10^6$ см⁻³), а при $v_p=6$ мм/мин (III группа) — D -типа ($r \approx 0.01$ мкм, $N \approx 1 \cdot 10^{11}$ см⁻³). Микродефекты различных типов выявлялись методом селективного травления, все они были однородно распределены по площади пластин, кроме микродефектов A - и B -типа во II группе исследуемых пластин, где наблюдалась свирл-картина. Независимо от скорости роста все пластины имели близкие значения удельного сопротивления ($\rho \approx 100$ Ом·см) и времени жизни носителей заряда ($\tau_0 \approx 100$ мкс). Экспериментальные результаты получены из измерений в исходных и облученных γ -квантами ^{60}Co ($T_{\text{обл}} \leq 50$ °C) образцах (пластинах) методом модуляции проводимости в точечном контакте или по спаду фотопроводимости.

На рисунке показано радиальное распределение по пластине величины коэффициента $K_\tau = (\tau_\phi^{-1} - \tau_0^{-1}) \Phi^{-1}$ радиационного изменения τ (τ_ϕ — его значение после облучения) для образцов исследуемых групп. Как видно, в кристаллах I и III групп K_τ практически одинаков и не зависит от типа присутствующих микродефектов и местоположения точки измерения на пластине. Он здесь совпадает с величиной K_τ для зонного кремния, содержащего росто-