

и максимум полосы расположен в УФ-области (см. рис. 4). Спектральное разделение вкладов РОВ и НП возможно, например, с помощью полосы 340 нм для НП, которая хорошо выделяется при наличии в воде РОВ (максимум полосы около 420 нм). Правда, при натуральных испытаниях метода могут возникнуть осложняющие обстоятельства: органические вещества биологического происхождения также могут дать полосу флуоресценции с максимумом 330—340 нм, по ширине и форме сходную с полосой флуоресценции НП в воде.

Более сложную задачу представляет разделение спектральных откликов РОВ и нефтяных пленок. Для сырых нефтей в пленке максимум  $\lambda_{\text{п}}^{\text{max}}$  расположен в области 420—490 нм при любой длине волны возбуждения, а спектр по форме и ширине полосы мало отличается от спектров флуоресценции для РОВ. Спектры возбуждения флуоресценции пленок НП и РОВ также сходны по форме и не имеют никаких заметных особенностей. Поэтому решение проблемы спектрального разделения НП в пленке и РОВ связано со значительными трудностями.

Сложность интерпретации экспериментальных результатов по исследованию флуоресценции нефтей заключается в том, что сырые нефти представляют собой композицию углеводородов, кислородистых, азотистых и других соединений, разные нефти отличаются компонентным составом, а нефтяные загрязнения, попадая в воду, образуют различные фракции. Для построения модели флуоресценции нефтей необходимо накопить большой экспериментальный материал. Измеренные в данной работе спектральные характеристики могут быть использованы при разработке методов дистанционной диагностики нефтяных загрязнений.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Методы и техника обнаружения нефтяных загрязнений. Л., 1975. [2] Фадеев В. В., Чубаров В. В.//ДАН СССР. 1981. 261, № 2. С. 342. [3] Таер Абд Дейдан, Пацаева С. В., Фадеев В. В., Южаков В. И.//Тр. XI симп. по лазер. и акуст. зондированию атмосферы. Томск, 1993. С. 77. [4] Левшин В. Л. Фотолуминесценция жидких и твердых веществ. М., 1951. [5] Burlamacchi P., Cecchi G. et al.//Appl. Opt. 1983. 22, N 1. P. 48. [6] Eastwood D.//Modern Fluorescence Spectroscopy. N. Y., 1981. Vol. 4, Ch. 7. P. 251. [7] Пацаева С. В., Филиппова Е. М., Чубаров В. В., Южаков В. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. 32, № 4. С. 76. [8] Пацаева С. В., Фадеев В. В., Филиппова Е. М. и др.//Там же. 1991. 32, № 6. С. 71. [9] Пацаева С. В., Фадеев В. В., Филиппова Е. М. и др.//Там же. 1992. 33, № 5. С. 38.

Поступила в редакцию  
12.07.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 2

#### ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.382

#### ОБ ИЗМЕРЕНИИ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ПО ЗАВИСИМОСТИ ПЕРЕМЕННОЙ ФОТОЭДС ОТ ЧАСТОТЫ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА

О. Г. Кошелев, И. В. Михайлов  
(кафедра физики полупроводников)

Рассмотрен бесконтактный неразрушающий метод определения времени жизни неосновных носителей заряда в базе фотопреобразователя, основанный на измерении конденсаторной фотоэДС. Путем численных расчетов на ЭВМ проведен анализ оптимальных условий применения метода для фотопреобразователей из монокристаллического кремния.

Время жизни ( $\tau$ ) неосновных носителей заряда (ННЗ) в базе фотопреобразователя солнечной энергии существенно влияет на его КПД, поэтому измерение  $\tau$  является важной практической задачей. Для его определения широко используют метод, основанный на измерении фототока короткого замыкания, создаваемого слабо поглощаемым светом (см., напр., [1]). Для применения такого метода, а также других методов, основанных на инжекции ННЗ током, необходимо, чтобы к  $p$ - $n$ -структуре были предварительно изготовлены контакты. Однако в ряде случаев важно знать  $\tau$  еще до нанесения контактов. Это существенно, например, для оптимизации технологии производства фотопреобразователей и других полупроводниковых приборов, эффективность которых зависит от  $\tau$ . В работе [2] был развит бесконтактный метод, основанный на том, что после выключения импульса света измеряется время релаксации ( $\tau_{\text{свч}}$ ) амплитуды СВЧ-волны, отраженной от  $p$ - $n$ -структуры. Однако чувствительность такого метода ограничивается тем, что доля проникающей в базу энергии СВЧ существенно снижается из-за влияния  $n^+$ - и  $p^+$ -слоев. Кроме того, наличие этих слоев приводит к образованию стоячей СВЧ-волны с узлом, расположенным в плоскости  $p$ - $n$ -перехода. В результате снижается влияние на значение  $\tau_{\text{свч}}$  релаксации ННЗ, генерируемых в базе вблизи  $p$ - $n$ -перехода, по сравнению с влиянием более удаленных ННЗ. В противоположность этому фототок и фотоэдс в первую очередь определяются ННЗ, которые генерируются вблизи  $p$ - $n$ -перехода. Поэтому применение СВЧ-метода к  $p$ - $n$ -структурам, используемым для изготовления фотопреобразователей, может привести к неадекватным заключениям, если вероятность рекомбинации ННЗ в базе зависит от расстояния до  $p$ - $n$ -перехода. Это обстоятельство особенно важно в случае малых значений  $\tau$ , при которых диффузионная длина ННЗ меньше толщины базы.

В работе [3] был предложен другой бесконтактный метод определения  $\tau$ , основанный на измерении зависимости переменной фотоэдс от частоты модуляции ( $f$ ) интенсивности света. Этот метод, опробованный на  $p$ - $n$ -структурах из монокристаллического кремния, лишен упомянутых выше недостатков СВЧ-метода. Сущность метода [3] состоит в следующем. Диодную структуру, помещенную между обкладками конденсатора, поочередно освещают со стороны  $p$ - $n$ -перехода лучами лазеров с длинами волн  $\lambda_1=1,15$  мкм и  $\lambda_2=0,63$  мкм и измеряют зависимости от  $f$  наведенных на конденсаторе фотоэдс с амплитудами  $V(f, \lambda_1)$  и  $V(f, \lambda_2)$ . При умеренных интенсивностях освещения эти напряжения меньше  $kT/q$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $q$  — заряд электрона. При этом комплексное дифференциальное сопротивление  $p$ - $n$ -перехода в обоих случаях одинаково и, следовательно,

$$V(f, \lambda_1)/V(f, \lambda_2) = I(f, \lambda_1)/I(f, \lambda_2), \quad (1)$$

где  $I(f, \lambda_{1,2})$  — амплитудные значения фототоков в режиме короткого замыкания при заданных значениях  $f$  и  $\lambda$ . Если толщина базы ( $d$ ) много больше диффузионной длины ( $L$ ) ННЗ и глубины проникновения света, то на низких частотах ( $f_0$ ), соответствующих условию  $2\pi f_0 \tau \ll 1$ ,

$$I(f_0, \lambda) = \frac{qN(\lambda)\alpha(\lambda)L}{1 + \alpha(\lambda)L}, \quad (2)$$

где  $\alpha(\lambda)$  и  $N(\lambda)$  — соответственно коэффициент поглощения полупроводника и переменная составляющая потока квантов света через  $p$ - $n$ -переход при заданном значении  $\lambda$ . Если, кроме того, выполняются неравенства

$$\alpha(\lambda_1)L \ll 1, \quad \alpha(\lambda_2)L \gg 1,$$

то  $I(f_0, \lambda_1) = qN(\lambda_1)\alpha(\lambda_1)L$ ;  $I(f_0, \lambda_2) = qN(\lambda_2)$ . При  $f > f_0$  значение  $I(f, \lambda_1)$  уменьшается пропорционально  $(1 + \omega^2\tau^2)^{-1/2}$ , где  $\omega = 2\pi f$ , тогда как  $I(f, \lambda_2)$  практически не зависит от  $f$ . Таким образом,

$$\frac{V(f, \lambda_1)}{V(f, \lambda_2)} = \frac{N(\lambda_1)\alpha(\lambda_1)L}{N(\lambda_2)(1 + \omega^2\tau^2)^{1/2}}. \quad (3)$$

Это позволяет вычислить  $\tau$  на основании рассматриваемых измерений. В частности,  $\tau$  можно определить по граничной частоте модуляции ( $f_k$ ), при которой отношение  $V(f, \lambda_1)/V(f, \lambda_2)$  уменьшается в два раза по сравнению с его значением при  $f \ll f_0$ . В области применимости формулы (3)

$$\tau = \sqrt{15}/(2\pi f_k). \quad (4)$$

В работе [4] такие измерения проводились на кремниевых  $p$ - $n$ -структурах толщиной 4—0,6 мм. Было показано, что формула (4) позволяет определить  $\tau$  с ошибкой, меньшей 10%, если  $d > 3,6L$ . Однако для реальных фотопреобразователей это условие часто не выполняется. В этом случае для определения  $\tau$  необходимо проведение численных расчетов на ЭВМ.

Настоящая работа проводилась с целью анализа области применимости предложенного в работе [3] метода к  $p$ - $n$ -структурам из монокристаллического кремния, освещаемого различными лазерами. Толщина базы  $p$ - $n$ -структуры полагалась равной 0,3 мм, характерной для фотопреобразователей и ряда других полупроводниковых приборов. При расчетах использовалась следующая формула, полученная в рамках линейной модели рекомбинации [5]:

$$I = \frac{qN\alpha L}{\alpha^2 L^2 - 1} \left\{ \alpha L - \frac{\sigma B + A + (\alpha L - \sigma) \exp\{-\alpha d\}}{\sigma A + B} \right\}, \quad (5)$$

где  $A = \text{sh}(d/L)$ ,  $B = \text{ch}(d/L)$ ,  $\sigma = SL/D$ ,  $S$  — скорость поверхностной рекомбинации НЗ на тыльной стороне базы,  $D$  — их коэффициент диффузии. Вместо  $L$  подставляется параметр  $L(1 + j\omega\tau)^{-1/2}$ , где  $j = \sqrt{-1}$ . (При этом  $I$  также становится комплексной величиной.) Вычислялись зависимости  $|I|$  от частоты модуляции света при различных значениях  $\tau$ ,  $S$ ,  $\alpha$  и  $D$ .

В качестве примера на рис. 1 приведены зависимости  $|I|$  (в относительных единицах) от  $f$ , вычисленные при  $D = 25 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $S = 0$ . Штриховые кривые (1а—1г) относятся к  $\tau = 10 \text{ мкс}$ , а сплошные (2а—2г) — к  $\tau = 0,1 \text{ мкс}$ . Для кривых с индексами «а, б, в, г»  $\alpha$  ( $\text{см}^{-1}$ ) = 1,5 ( $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$ , гелий-неоновый лазер), 30 ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ , неодимовый лазер), 330 ( $\lambda = 0,88 \text{ мкм}$ , арсенид-галлиевый лазер) и 3200 ( $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ , гелий-неоновый лазер). Стрелками отмечены значения  $f_k$  ( $f_{k1}$  и  $f_{k2}$ ), соответствующие формуле (4) при тех же значениях  $\tau$ . Рассмотрим сначала штриховые кривые, для которых параметр  $\alpha L$  изменяется в

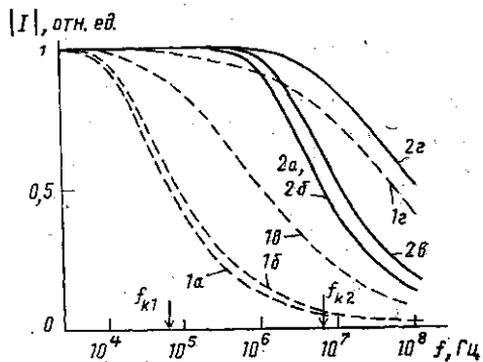


Рис. 1

пределах от  $2,4 \cdot 10^{-2}$  (кривая 1а) до 51 (кривая 1г). Если использовать источники света с  $\lambda_1=1,15$  мкм и  $\lambda_2=0,63$  мкм, то значение  $f_k$  определяется в основном зависимостью  $I(f, \lambda_1)$  (кривая 1а). Это значение  $f_k$  больше  $f_{k1}$  примерно на 10%. Смещение  $f_k$  относительно  $f_{k1}$  возрастает, если  $\lambda_1 < 1,15$  мкм или (и)  $\lambda_2 > 0,63$  мкм. В частности, если  $\lambda_2=0,88$  мкм ( $\alpha L=5,3$ ), то при расчете  $f_k$  нельзя пренебречь зависимостью  $I(f, \lambda_2)$  (кривая 1б). В случае  $\tau=0,1$  мкс поправка к значению  $f_k$ , связанная с зависимостью  $I(f, \lambda_2)$ , становится существенной уже при  $\lambda_2=0,63$  мкм (кривая 2г). Физически эта поправка обусловлена влиянием времени диффузии ННЗ до  $p-n$ -перехода из слоя в базу, в котором происходит их генерация светом при  $\lambda=\lambda_2$ .

На рис. 2, а приведены зависимости  $f_k$  от  $\tau$  при  $D=25$  см<sup>2</sup>/с,

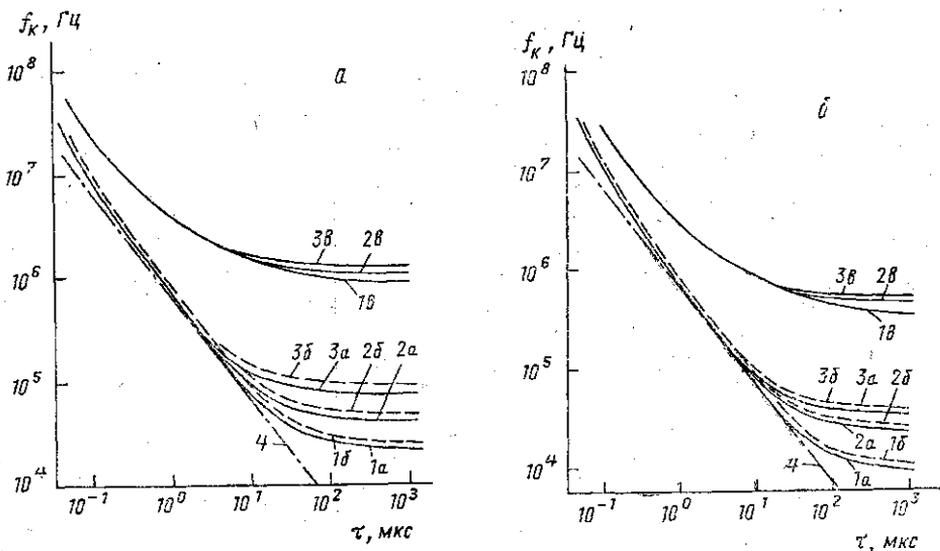


Рис. 2

$\alpha(\lambda_2)=3200$  см<sup>-1</sup>,  $\alpha(\lambda_1)$  (см<sup>-1</sup>)=1,5 (1а—3а), 30 (1б—3б) и 330 (1в—3в). Для кривых с номерами 1, 2, 3  $S=0$ ;  $10^3$  и  $10^4$  см/с соответственно. Штрих-пунктирная кривая 4 вычислена по приближенной формуле (4). На рис. 2, б приведены аналогичные зависимости, но вычисленные при  $D=10$  см<sup>2</sup>/с. Для приведенных на этих рисунках кривых можно выделить три области, соответствующие малым, промежуточным и большим значениям  $L$ . Значение параметра  $d/L$  (при  $d=0,3$  мм) на границе между 1-й и 2-й областью равно примерно 15, а между 2-й и 3-й областью — 3. В первых двух областях измерения  $f_k$  позволяют однозначно определить  $\tau$  независимо от значения  $S$ . При этом в области малых  $L$  нужно использовать результаты численных расчетов, так как не выполняется условие  $\alpha(\lambda_2)L \gg 1$ . В промежуточной области при  $\alpha(\lambda_1) < 30$  см<sup>-1</sup> выполняются условия применимости формулы (4), поэтому при таких  $\alpha$  ее можно использовать для определения  $\tau$ . В 3-й области точность методики снижается, так как зависимость  $f_k(\tau)$  ослабевает из-за влияния тыльной стороны базы. В этом случае однозначное определение  $\tau$  возможно, лишь если известно значение  $S$ , в частности, когда на тыльной стороне базы нанесен сильнолегированный изотипный слой, так что  $S=0$ .

Приведенные данные свидетельствуют о возможности использования рассмотренного бесконтактного метода для определения  $\tau$  тонких диодных структур из кремния (с толщиной 0,3 мкм), широко используемых для изготовления фотопреобразователей.

#### ЛИТЕРАТУРА

[1] Павлов Л. П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М., 1987. [2] Аношин Ю. А., Базин В. М., Даревский А. С. // Гелиотехника. 1989. № 3. С. 3. [3] Mupakata S., Nonaka N., Itoh H. // Japan J. Appl. Phys. 1984. 23. N 6. P. L354. [4] Nonaka N., Mupakata S. // Japan J. Appl. Phys. 1987. 26, N 12. P. 2033. [5] Васильев А. М., Ландсман А. П. Полупроводниковые фотопреобразователи. М., 1971.

Поступила в редакцию  
21.06.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 2

УДК 539.216.2

#### МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ С ОРИЕНТАЦИЕЙ (210)

Е. Н. Ильичева, А. В. Клушина, Н. Н. Усманов, Н. Б. Широкова, А. Г. Шишков  
(кафедра общей физики)

На основе изучения доменной структуры и процессов намагничивания эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов с ориентацией (210) получены сведения о фазовых состояниях квазиодноосных магнитных пленок, ось легкого намагничивания которых отклонена от нормали на угол  $\theta$ . К основным магнитным фазам пленки (210) относятся однодоменное состояние, ориентированная полосовая доменная структура и решетка наклоненных цилиндрических магнитных доменов гексагонального типа. В координатах магнитного поля ( $H_x$ ,  $H_z$ ) приведены диаграммы областей существования этих фаз и описаны условия взаимных переходов в процессе перемагничивания пленки (210).

Эпитаксиальные феррит-гранатые пленки с ориентацией (210), имеющие сильно выраженную ромбическую магнитную анизотропию, как показано в работе [1], можно условно считать квазиодноосными пленками, ось легкого намагничивания (ОЛН) которых отклонена от нормали на угол  $\theta$ . В работе [1] было изучено перемагничивание этих пленок, показана связь компонент тензора магнитной восприимчивости с периодом полосовой доменной структуры (ПДС) и с углом  $\theta$ . Установлено, что зарождение, смещение и коллапс доменов зависят от давления поля смещения  $H_z$  и плоскостного поля  $H_x$  на стенки наклоненных цилиндрических магнитных доменов (НЦМД).

В настоящей работе рассматриваются основные типы доменной структуры в пленках с ориентацией (210), определены области существования этих структур и найдены режимы различных фазовых превращений. Экспериментально изучены эпитаксиально осажденные пленки состава  $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  с ориентацией (210) толщиной 13 и 18,7 мкм, имеющие в размагниченном состоянии периоды ПДС  $P_0 = 29,5$  и 26 мкм соответственно. Как показано в [1], пленки имеют спонтанную намагниченность  $M_s = 5$  Гс, поле ромбической анизотропии  $(H_k)_r = 1400$  Э и угол наклона ОЛН  $\theta \approx 30^\circ$ . Доменная структура пленок (210) выявляется с помощью магнитооптического эффекта Фарадея.