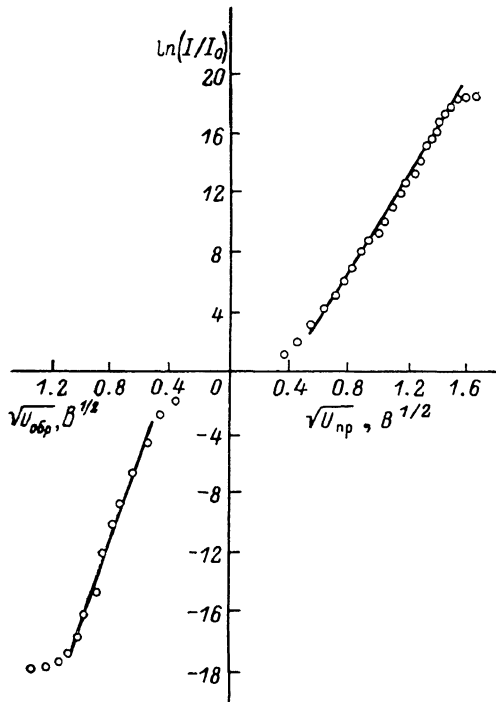


ЗЕЛЕНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ CdS В ПОЛЕ БАРЬЕРА ШОТТКИ

Сейсян Р. П., Якобсон М. А.

Влияние поля барьера Шоттки на отражение, поглощение и рекомбинационное излучение свободных и связанных экситонов исследовалось в [1-5]. В настоящей работе изучается влияние поля барьера Шоттки на «зеленую» люминесценцию CdS. Энергетическое положение исследуемых максимумов излучения при $T=77$ К $h\nu=2.42$ эВ, при $T=4.2$ К $h\nu=2.38$ эВ.

Возбуждение люминесценции изготовленных структур Au—CdS—In осуществлялось со стороны полупрозрачного Au-электрода аргоновым лазером с $\lambda=475.5$ нм мощностью 1 Вт/см². Одновременно с измерением люминесценции



регистрировались вольтамперные характеристики (ВАХ). Использованные нами «газофазные» кристаллы были относительно высокоомными ($\rho \approx 10^6$ Ом·см), концентрация примесей в них не превышала 10^{15} см⁻³. Вольтфарадные характеристики показали, что глубина обедненной области составляет ~ 5 мкм. При гелиевой температуре ВАХ для прямого и обратного смещений таких барьеров практически симметричны и при прямом смещении определяются токами, ограниченными объемным зарядом.

На рис. 1 представлены результаты исследования влияния внешнего сме-

Рис. 1. Изменение интенсивности излучения при $T=77$ К в зависимости от приложенного напряжения в прямом ($U_{пр}$, «+» на Au-электроде) и обратном ($U_{обр}$, «-» на Au-электроде) направлениях.

щения на структуру Au—CdS—In при $T=77$ К. При обратном смещении происходит довольно резкое уменьшение интенсивности излучения с увеличением напряжения, но уже при $U > 1$ В происходит переход к насыщению. При прямом смещении наблюдается возрастание интенсивности излучения с увеличением напряжения, а затем также происходит переход к насыщению. Исследование люминесценции ДАП при $T=4.2$ К показало, что с увеличением напряжения как в прямом, так и в обратном направлениях происходит только гашение люминесценции (рис. 2).

Наши результаты при 77 К отчасти качественно подобны полученным в [5] на низкоомных образцах ($\rho \approx 1$ Ом·см), т. е. при обратном смещении люминесценция гаснет, при прямом — возгорается. В [4] была предложена модель, в соответствии с которой люминесценция возбуждается только за пределами области объемного заряда W , а ее интенсивность определяется поглощением возбуждающего излучения, «растущим экспоненциально с увеличением W . При этом свободные электроны втягиваются в объем полупроводника, в то время как свободные дырки перемещаются к поверхности, где и рекомбинируют

¹ Использованные в данной работе кристаллы были выращены д-ром Флэгелем (Центр-ин-т эл. физики, Берлин, ГДР).

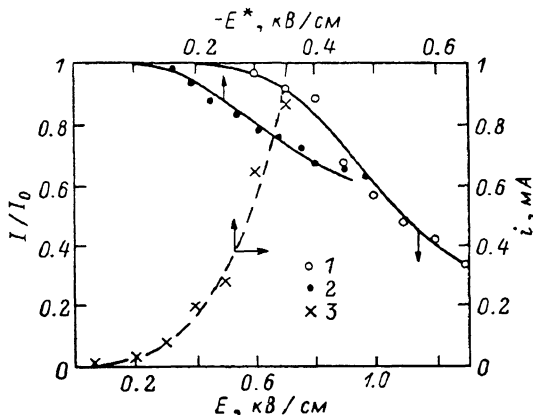
безызлучательно с электронами металла. В результате эффективного удаления носителей рекомбинацией в барьере можно пренебречь. Таким образом, возгорание и тушение люминесценции происходят из области вне слоя объемного заряда и описываются соотношением

$$I/I_0 = \exp[-\alpha(\lambda_{\text{возб}})W]. \quad (1)$$

Здесь I , I_0 — интенсивности люминесценции с приложенным полем и без него, α — коэффициент поглощения на длине волны возбуждения λ . Модуляция полем глубины барьерной области и приводит к возгоранию (прямое смещение) и тушению (обратное смещение) люминесценции при $T=77$ К. Учитывая корневую зависимость $W \sim \sqrt{U}$, можно аппроксимировать тушение и возгорание люминесценции зависимостью $\ln I/I_0 \sim \sqrt{U}$. Из рис. 1 видно, что при прямом и обратном смещениях такая зависимость в некоторых пределах (от 0.1 до 2.0 В) вполне удовлетворительно описывает возгорание и тушение, но с разными коэффициентами наклона в прямом и обратном направлениях. Новым оказывается эффект насыщения, проявляющийся в обоих направлениях. При обратном смещении насыщение указывает на «предпробойную» стабилизацию глубины области объемного заряда. Выход на насыщение в прямом направлении можно связывать с выпрямлением зон.

Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения ДАП при $T=4.2$ К от напряженности приложенного поля.

1 — омические контакты вдоль образца, 2 — структура Au—CdS—In с поперечными контактами. Сплошные кривые сосчитаны по формуле (2), использованные параметры приводятся в тексте; эффективная напряженность поля E^* для структур Au—CdS—In вычислялась из сравнения со структурами с омическими контактами (см. [6]). Штриховая кривая и 3 — обратная ветвь ВАХ.



Иначе влияет поле барьера Шоттки на люминесценцию ДАП при $T=4.2$ К. (Данные по таким исследованиям в литературе отсутствовали). И в прямом, и в обратном направлениях здесь имеется область независимости от приложенного напряжения, за которой следует характерный спад, аналогичный наблюдавшемуся в [6] для люминесценции ЭПК и свободного экситона. В то же время известно, что зеленая люминесценция CdS при $T=4.2$ К принадлежит рекомбинации на ДАП с бесфононным максимумом излучения при $h\nu = 2.38$ эВ. Его положение соответствует $h\nu = \varepsilon_g - (E_D + E_A) + (e^2/\varepsilon_0 r)$, где ε_g — ширина запрещенной зоны, $E_{D,A}$ — энергии донорного и акцепторного уровней соответственно, e — заряд электрона, ε_0 — диэлектрическая проницаемость, r — расстояние между донором и акцептором в паре, а $e^2/\varepsilon_0 r$ — член, характеризующий кулоновское взаимодействие пары. Разрушение ДАП обычно связано с отрывом донорного электрона (энергия ионизации донора $E_D \approx 30$ мэВ). Отсутствие влияния температуры на гашение люминесценции контролировалось по соотношению интенсивности линии излучения I_1 (экситон, связанный с нейтральным акцептором) и ее акустического крыла. Механизм туннельной ионизации в «мертвом» слое можно исключить, так как в экспериментальных условиях нигде не достигалась необходимая величина поля 10^6 В/см. На это также указывают измерения отражения при тех же условиях [6]. Из рис. 2 видно, что наблюдается определенная корреляция между зависимостями интенсивностей люминесценции ДАП и током: росту тока соответствует падение интенсивности люминесценции. Исходя из общей картины явления, можно сделать вывод о том, что гашение ДАП возникает в результате ударной ионизации донора электронами, разогретыми полем. Проведя рассуждения, аналогичные [6], мы аппроксимировали наши результаты зависимостью

$$I/I_0 = [1 + AE^{m+1} \exp(-E_0^2/E)]^{-1}. \quad (2)$$

Здесь E — напряженность электрического поля, величины A и E_0 зависят от параметров материала, m принимает те или иные целочисленные значения в зависимости от механизма рассеяния электронов. На рис. 2 представлены результаты расчета по формуле (2) (сплошная линия) и экспериментальные точки для гашения люминесценции ДАП при приложении поля к структуре.

Было исследовано также влияние на люминесценцию ДАП поля, приложенного к омическим контактам (рис. 2). Для кристалла с барьерными электродами мы получили следующие значения параметров: $A=1.9 \cdot 10^{-3}$, $E_0=290$ В/см, $m=1$; для кристаллов с омическими контактами: $A=1.4 \cdot 10^{-9}$, $E_0=9 \cdot 10^2$ В/см, степень предэкспоненты $m=3$. То, что E_0 оказалась ближе (при $m=3$) к E_0 для экситона [6], согласуется с тем, что энергия ионизации донора близка к энергии ионизации экситона (28 мэВ).

Люминесценция ДАП также очень чувствительна к концентрации примесей N_D и N_A , и этим, в частности, можно объяснить некоторое различие в E_0 для кристаллов с омическими и барьерными контактами.

В заключение можно сказать, что люминесценция в высокоомных структурах Au—CdS—In при $T=77$ К модулируется толщиной области объемного заряда и описывается зависимостью $I/I_0 \sim e^{kV}$, но с разными наклонами в прямом и обратном направлениях. Гашение же люминесценции ДАП при $T=4.2$ К вызвано ударной ионизацией ДАП электронами, разогнанными полем.

Л и т е р а т у р а

- [1] Evangelisti F., Frowa A., Fischbach J. U. — Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, N 15, p. 1001—1005.
- [2] Novikov B. V., Batyrev A. S., Ubushiev E. A., Cherednichenko A. E. — Phys. St. Sol. (b), 1986, v. 135, N 2, p. 597—604.
- [3] Киселев В. А., Новиков Б. В., Чередниченко А. Е. Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников. Л., 1987. 162 с.
- [4] Ашкинадзе Б. М., Рывкин С. М., Ярошецкий И. Д. — ФТП, 1969, т. 3, с. 4, с. 535—540.
- [5] Robert E., Hetrick J., Jeung K. F. — J. Appl. Phys., 1971, v. 42, N 7, p. 2882—2885.
- [6] Карпенко С. Л., Коротаев А. М., Сейсян Р. П., Якобсон М. А., Мюллер Г. О. — ФТП, 1987, т. 21, в. 9, с. 1695—1701.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 21.07.1987
Принято к печати 14.12.1987

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

ПРОФИЛИ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ В КРЕМНИИ, ИМПЛАНТИРОВАННОМ ИОНАМИ ФОСФОРА

Мардежов А. С., Серяпин В. Г., Швец В. А.

Дефектообразование при ионной имплантации кремния влияет на его оптические характеристики. Трансформация и укрупнение дефектов приводят к увеличению показателей преломления и поглощения до величин 4.65 и 1.71 соответственно [1].

В данной работе методом эллипсометрии сделана попытка исследовать динамику формирования профилей показателей преломления $n(z)$ и поглощения $k(z)$ в имплантированных слоях кремния в зависимости от плотности потока ионов. Измерения проводились на пластинах кремния КЭФ-7.5 толщиной 0.036 см, облученных ионами фосфора с энергией 40 кэВ. Доза облучения составляла $5 \cdot 10^{15}$ P⁺/см² для всех образцов, а интенсивность потока ионов менялась от 1.5 до 15 мкА/см². Имплантация во всех экспериментах начиналась при комнатной температуре.