

## ИЗУЧЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

**Цель работы:** Ознакомление с явлением люминесценции полупроводников, изучение спектров фотолюминесценции кристалла сульфида кадмия (CdS) при температуре  $T = 77\text{K}$ .

**Оборудование:** спектрометр на основе дифракционного монохроматора ДФС – 24, конденсоры, оптический криостат, источник света на основе ртутной лампы типа ДРШ – 250, светофильтры, поляриод.

### Люминесценция полупроводников и ее виды

Для всякого нагретого тела, в том числе полупроводника свойственно так называемое тепловое излучение. Если такой полупроводник выведен из состояния термодинамического равновесия, например освещением, сильным электрическим полем, облучением быстрыми частицами, то происходит генерация неравновесных носителей заряда, В результате их рекомбинации наблюдается излучение. Люминесценцией называется излучение, избыточное над равновесным тепловым излучением данного тела.

Расчет интенсивности межзонной люминесценции, определяемой числом актов излучательной рекомбинации неравновесных электронов и дырок в  $1\text{ см}^3$  за 1 с, спектральной формы полосы излучения и времени жизни носителей заряда относительно излучательной рекомбинации проведен Шокли и Ван Русбреком. Теория, развитая ими для простейшего случая, когда полупроводник невырожден, а межзонная (собственная) люминесценция является единственным рекомбинационным каналом, позволяет увидеть основные качественные черты межзонной люминесценции.

В термодинамическом равновесии для интервала частот  $d\nu$  и единицы объема скорость рекомбинации  $\tilde{R}_0(\nu)d\nu$  равна скорости генерации:

$$\tilde{R}_0(\nu)d\nu = \tilde{P}(\nu)\tilde{\rho}(\nu)d\nu, \quad (1)$$

где  $\tilde{P}(\nu) = \alpha c(d\nu/d(\bar{n}\nu))$  - вероятность поглощения фотона частоты  $\nu$ ;  $c$  - скорость света,  $\bar{n}$  и  $\alpha$  - соответственно, показатель преломления и коэффициент поглощения света на этой частоте. Спектральная плотность фотонов в условиях термодинамического равновесия определяется формулой Планка

$$\tilde{\rho}(\nu) = 8\pi\nu^2\bar{n}^3c^{-3}[\exp(h\nu/k_0T) - 1]^{-1}. \quad (2)$$

Из выражения (1.1) с учетом формулы (1.2) легко получить

$$\tilde{R}'_0(\nu)d\nu = 8\pi\bar{n}^2\nu^2\alpha c^{-2}[\exp(h\nu/k_0T) - 1]^{-1}d\nu. \quad (3)$$

Полную скорость рекомбинации в термодинамическом равновесии получают интегрированием выражения (3) по всем частотам:

$$\tilde{R}'_0 = \frac{8\pi k_0^3 T^3}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{\alpha \bar{n}^2 u^2}{\exp(u) - 1} du, \quad (4)$$

где  $u = h\nu/k_0T$ .

В неравновесных условиях, например при освещении кристалла или другом способе инжекции неравновесных носителей заряда, скорость излучательной рекомбинации описывается выражением  $\tilde{R} = np\tilde{R}_0/n_i^2$ , где  $n$  и  $p$  - концентрации электронов и дырок в неравновесных условиях;  $n_i$  - концентрация равновесных носителей в собственном полупроводнике. Общая интенсивность межзонной люминесценции

$$I = \tilde{R} - \tilde{R}_0 = (np - n_0 p_0)\tilde{R}_0/n_i^2. \quad (5)$$

Здесь  $n_0$  и  $p_0$  — концентрации электронов и дырок в условиях термодинамического равновесия.

Спектральная форма полосы излучения определяется выражением (3), в котором следует учитывать частотную зависимость  $\bar{n}$  и коэффициент поглощения  $\alpha$ . В зависимости от характера оптических переходов (прямые или непрямые), а также от уровня легирования спектральная зависимость  $\alpha$  на краю поглощения описывается различными аналитическими выражениями.

Выражение (5) позволяет рассчитать общую интенсивность люминесценции, а также определить время жизни неравновесных носителей заряда относительно межзонной излучательной рекомбинации  $\tau_r$ . Интенсивность люминесценции можно записать в стандартном виде  $I = \Delta n / \tau_r$ . При низком уровне возбуждения, когда неравновесные концентрации электронов и дырок  $\Delta n$  и  $\Delta p$  значительно меньше их равновесных значений ( $\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$ ), а также при  $\Delta n = \Delta p$  имеем:

$$\tau_r = \Delta n / (\tilde{R} - \tilde{R}_0) = n_0 p_0 / \tilde{R}_0 (n_0 + p_0) = n_i^2 / \tilde{R}_0 (n_0 + p_0).$$

Для полупроводника с собственной проводимостью ( $n_0 = p_0 = n_i$ )  $\tau_r^i = n_i / (2\tilde{R}_0)$ , вероятность межзонной рекомбинации  $\tilde{B}_i = \tilde{R}_0 / n_i^2$ , а сечение рекомбинации  $\sigma_i = \tilde{B}_i / \nu = \tilde{R}_0 / n_i^2 \nu$ . Здесь  $\nu$  - средняя тепловая скорость носителей.

Таким образом, конкретная форма полосы излучения и положение ее максимума зависят от формы спектральной зависимости  $\alpha$  и  $\bar{n}$  и значения ширины запрещенной зоны, а величины  $I$ ,  $\tau_r^i$ ,  $\tilde{B}_i$  и  $\sigma_i$  определяются также значениями

$$n_i^2 = 4m_c^{3/2} m_v^{3/2} M_c M_v \left( \frac{2\pi k_0 T}{h^2} \right)^3 \exp \left( - \frac{E_g}{k_0 T} \right).$$

Здесь  $M_c$  и  $M_v$  — числа эквивалентных минимумов в  $c$ -зоне и максимумов в  $v$ -зоне;  $m_c$  и  $m_v$  — эффективные массы плотности состояний для электронов и дырок;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны.

Межзонная люминесценция выявляется экспериментально по ряду особенностей: положению максимума, соответствующему ширине запрещенной зоны, форме полосы, описываемой соотношением (3), сверхлинейной зависимости интенсивности от уровня возбуждения при высоких интенсивностях, когда насыщаются примесные каналы рекомбинации. Еще одной отличительной особенностью такой люминесценции является то, что при вы-

соком уровне возбуждения кинетика спада излучения после выключения генерации описывается гиперболическим законом, характерным для бимолекулярной (квадратичной) рекомбинации.

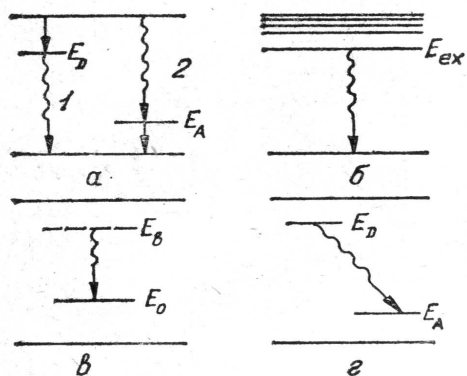


Рис. 1. Схемы электронных переходов для примесной (а), экситонной (б), внутрицентральной (в) и донорно-акцепторной (г) люминесценции

примесным центром, донорным или акцепторным (переходы 1 и 2, показанные на рис. 1, а). Это так называемая примесная люминесценция. Положение максимума такой полосы определяется энергетическим положением примесного центра  $E_{D,A}$ :

$$h\nu_{max} = E_g - E_{D,A}.$$

Если в рекомбинации участвуют примесные центры с энергетическими уровнями, близкими к границам зон, то примесное излучение вместе с собственным образует достаточно широкую полосу так называемого краевого излучения.

**Экситонная люминесценция.** В спектральной области, соответствующей краевому излучению, возможно излучение, обусловленное аннигиляцией свободного или связанного с мелким примесным центром экситона (рис. 1, б). Энергия максимума такой полосы меньше ширины запрещенной зоны на энергию связи экситона  $E_{ex}$ , которая обычно составляет величину от нескольких до нескольких десятков миллиэлектрон - вольт. Экситонная люминесценция может наблюдаться лишь при низких температурах,

Кроме межзонной излучательной рекомбинации существует ряд других электронных переходов, которые могут сопровождаться излучением. Возможные варианты таких переходов показаны на рис. 1.

### Примесная люминесценция.

Излучательным может быть захват свободного электрона или свободной дырки

ограниченных условием  $k_0T < E_{ex}$ , и в достаточно чистых кристаллах. С повышением температуры наблюдается гашение люминесценции из-за термической диссоциации экситонов. В сильно легированных материалах образование экситонов затруднено эффектами экранирования при высоких концентрациях свободных носителей, а также макроскопическими флуктуациями потенциала, связанными с неоднородностями легирования. Одним из признаков экситонного механизма люминесценции является достаточно малая полуширина полосы  $h\Delta\nu \approx 1$  мэВ. Другим признаком является наблюдаемая при низких температурах тонкая структура спектра излучения, характеризующая уровни энергии экситона и описываемая водородоподобной формулой для экситонов Ванье - Мотта.

**Внутрицентровая люминесценция.** Примесная люминесценция может быть связана с внутрицентровыми переходами (рис. 1, в). При таком механизме излучательным является переход электрона между возбужденным и основным состояниями примесного центра. При этом заряд центра не изменяется. Возбужденный уровень может находиться как в разрешенной, так и в запрещенной зонах. Энергия максимума спектра внутрицентровой люминесценции меньше энергии ионизации центра и определяется соотношением

$$h\nu_{max} = |E_0 - E_B|$$

где  $E_0$  и  $E_B$  — энергетические положения основного и возбужденного уровней, соответственно.

В случае глубоких центров полуширина полосы может быть достаточно большой ( $h\Delta\nu \gg k_0T$ ) из-за сильного электрон-фононного взаимодействия, характерного для глубоких центров.

Экспериментальные признаки этого механизма люминесценции следующие:

1. Энергия активации температурного гашения  $\Delta E_T$  такого излучения значительно меньше величины  $h\nu_{max}$  и обычно составляет несколько десятков миллиэлектрон - вольт. Механизм температурного гашения наглядно изо-

бражен с помощью модели конфигурационно-координатных кривых (рис. 2), где показаны величины  $h\nu_{max}$  и  $\Delta E_T$ .

2. При низких температурах ( $T \approx 4$  К) и высокой разрешающей способности спектральной аппаратуры при таком механизме люминесценции иногда удается наблюдать тонкую структуру полосы излучения, связанную с излучательными переходами при участии нескольких возбужденных состояний. С повышением температуры такая структура исчезает вследствие фоновонного размытия, а также термических забросов носителей с возбужденных состояний в разрешенную зону.

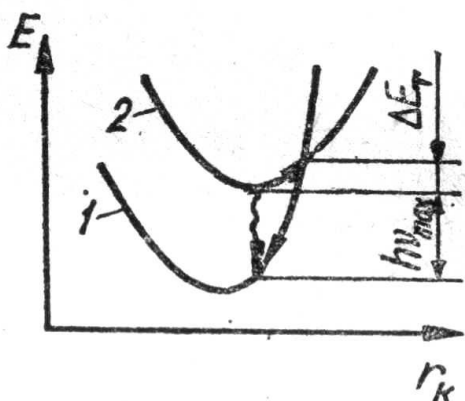


Рис. 2. Энергетическая диаграмма модели конфигурационно – координатных кривых:

1 – основное, 2 – возбужденное состояние;  $r_k$  – конфигурационная координата

### Донорно-акцепторная межпримесная люминесценция.

При достаточно высоких концентрациях доноров и акцепторов в кристалле возможны межпримесные излучательные переходы (см. рис. 1, г). Не останавливаясь на деталях этого механизма, хорошо изученного в соединениях  $A_3B_5$  и  $A_2B_6$ , дадим лишь основные представления, необходимые для понимания особенностей

экспериментального его проявления. Излучение происходит следующим образом. Неравновесный электрон безызлучательно захватывается ионизированным положительно заряженным донором, дырка - ионизированным акцептором, а затем происходит излучательный переход электрона с донора на акцептор. Энергия излучаемого при этом фотона определяется выражением

$$h\nu = E_g - E_D - E_A + \frac{e^2}{\epsilon r} + \Delta E, \quad (6)$$

где  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $r$  - расстояние между донорным и акцепторным центрами, участвующими в переходе;  $\Delta E$  —

характеризует отличие взаимодействия ионизированных донора и акцептора от кулоновского. Величина  $\Delta E$  стремится к нулю для далеких пар.

Вероятность перехода для межпримесной излучательной рекомбинации  $W_{D,A}$  определяется интегралом перекрытия волновых функций электрона и дырки и приближенно описывается экспоненциальной зависимостью от  $r$ :

$$W_{D,A} = W_0 \exp(-2r/a_{D,A}) \quad (7)$$

где  $W_0$  - коэффициент, не зависящий от  $r$ ;  $a_{D,A}$  - радиус боровской орбиты носителя на более мелком уровне центра в составе пары. Для водородоподобной модели примесных центров радиус боровской орбиты увеличивается с уменьшением энергии ионизации примесного центра  $E_{D,A}$  согласно соотношению

$$a_{D,A} = e^2 / (2\varepsilon E_{D,A}) \quad (8)$$

Так как число участвующих в рекомбинации донорно-акцепторных пар возрастает с увеличением  $r$ , а вероятность перехода падает, то зависимость интенсивности межпримесной люминесценции от  $r$ , определяемая произведением этих величин, имеет максимум. Форма спектральной полосы такой люминесценции для хаотически расположенных (нескоррелированных) донорно-акцепторных пар описывается выражением

$$I(h\nu) = \text{const} r^4 \exp(-4/3\pi N_{D,A} r^3) \exp(-2r/a_{D,A}) \quad (9)$$

в котором  $r$  и  $h\nu$  связаны соотношением (6). Если концентрация пар  $N_{D,A}$  удовлетворяет неравенству  $2\pi a_{D,A} N_{D,A} r^2 \ll 1$ , то максимум спектра излучения, определяемый из условия  $dI/dr = 0$ , находится при  $r_{max} = 2a_{D,A}$ .

Для близких пар следует учитывать эффекты корреляции в расположении примесей, связанные с тем, что при изготовлении кристалла, когда температура достаточно высока, разноименно заряженные ионизированные примеси притягиваются, а одноименно заряженные отталкиваются. Численные оценки показывают, что эффекты корреляции существенны лишь для при-

месей, расположенных на расстояниях, сравнимых с постоянной решетки, и тем больше, чем ниже температура замерзания примесей  $T_{D,A}$ . При описании формы полосы излучения учет эффектов корреляции сводится к введению в выражение (9) множителя  $\exp(e^2/r\epsilon k_0 T_{D,A})$ . Этот множитель отличается от единицы только для самых близких пар, находящихся в соседних узлах кристаллической решетки.

Таким образом, необходимым условием донорно-акцепторной люминесценции является перекрытие волновых функций донора и акцептора, что возможно при высоких концентрациях донорно-акцепторных пар, либо при скоррелированном их расположении, а также в случае, когда хотя бы один из уровней в составе пары является мелким. Если оба уровня, входящие в пару, мелкие, то интенсивность такой люминесценции в принципе может быть высокой. Однако при этом спектральный диапазон, в котором наблюдается межпримесная люминесценция, близок к энергии собственного рекомбинационного излучения и донорно-акцепторная люминесценция вместе с собственной могут составлять широкую бесструктурную полосу краевого излучения. Экспериментально донорно-акцепторный механизм люминесценции можно выявить по следующим характерным ее особенностям.

1. При рекомбинации через ближние донорно-акцепторные пары в спектре излучения проявляется тонкая структура связанная с дискретным изменением значений  $\gamma$  в соответствии с формулой (6). Энергетические расстояния между отдельными пиками тонкой структуры можно рассчитать, зная тип и параметры кристаллической решетки данного соединения. Классическим примером такой структуры являются экспериментально наблюдаемые спектры фотолюминесценции фосфида галлия (GaP). Выявление тонкой структуры возможно лишь при низких температурах ( $T \approx 1 - 4$  К) и использовании спектральных приборов с высокой дисперсией.



2. Положение максимума полосы излучения зависит от интенсивности возбуждения. С ростом уровня возбуждения из-за низкой вероятности переходов в дальних парах рекомбинационный канал с их участием насыщается, и излучение происходит в основном с участием ближних пар. Это проявляется в смещении максимума полосы в высокоэнергетическую область спектра при высоких уровнях возбуждения: согласно формуле (6), ближним парам (малые  $r$ ) соответствуют большие значения  $h\nu$ . Однако этот признак не является однозначным доказательством межпримесной люминесценции. Смещение максимума полосы с ростом уровня возбуждения может происходить также в случае, если обычная примесная полоса является сложной и состоит из неразрешаемых двух или более полос. Другим возможным случаем является краевое рекомбинационное излучение с участием «хвостов» зон в сильнолегированных полупроводниках. Так что при выяснении механизма излучательной рекомбинации необходим набор нескольких признаков.

3. Кинетика донорно-акцепторной люминесценции неэкспоненциальна.

4. Спектры донорно-акцепторной люминесценции, измеренные в различные моменты времени после выключения возбуждения, отличаются. Непосредственно после выключения в рекомбинации участвуют в основном ближние пары. Из-за низкой вероятности межпримесных переходов далекие пары высвечиваются позже. В результате с ростом времени после выключения возбуждения полоса люминесценции смещается в длинноволновую (низкоэнергетическую) область и становится более узкой.

### **Характеристики люминесценции. Спектр излучения**

Основными стационарными характеристиками люминесценции являются спектры излучения (положение максимума и полуширина полосы, спектральная и интегральная интенсивности люминесценции), внутренний и внешний квантовые выходы, спектры возбуждения. Кинетической характеристикой является время релаксации люминесценции. Измерения всех этих

величин используют в различных методах контроля параметров полупроводниковых материалов и устройств. Важную информацию получают также из экспериментального исследования температурной зависимости интенсивности и люкс-яркостной характеристики.

Спектр излучения - это зависимость спектральной интенсивности люминесценции от энергии излучаемого фотона или длины волны излучения. Для межзонной люминесценции при прямых переходах эта зависимость имеет максимум при энергии, несколько большей энергии, соответствующей краю поглощения. Форма полосы излучения при таком механизме описывается выражением (3), в котором необходимо задать зависимость  $\alpha$  от энергии излучаемых фотонов.

В непрямозонных материалах, где излучательная рекомбинация происходит при участии фононов, спектр люминесценции изменяется. Так, при испускании фонона спектр смещается в сторону более низких энергий на значение удвоенной энергии испускаемого фонона  $\hbar\omega$ , а в интенсивность люминесценции вводится поправочный множитель

$$B^* = \frac{\bar{n}(h\nu_e)h\nu_e}{\bar{n}(h\nu_a)h\nu_a} \left( \frac{\Delta E - \hbar\omega}{\Delta E + \hbar\omega} \right)^2 \exp\left( \frac{\hbar\omega}{k_0T} \right).$$

Здесь  $h\nu_e$  и  $h\nu_a$  - энергии, соответствующие краю поглощения при испускании и поглощении фонона;  $\Delta E$  - разность энергии начального и промежуточного состояний, которые могут существовать при рекомбинационных переходах. Промежуточными состояниями могут быть, например, экситонные уровни.

Рассмотренный случай относится к однофононным переходам. Однако имеются экспериментальные данные, свидетельствующие о возможности многофононных переходов в рамках правил отбора. В этих случаях спектр расширяется; при этом возможна тонкая структура, связанная с так называемыми фононными повторениями. Положение и форма спектров межзонного

излучения дают дополнительные сведения к данным по поглощению при определении механизма переходов и типа фононов, участвующих в переходах.

В случае примесной люминесценции параметры спектра излучения зависят от характеристик примесного центра. Максимум излучения расположен при  $h\nu_{max} = E_g - E_{A,D}$ , а форма полосы определяется, как и при межзонной люминесценции, спектральной зависимостью равновесной скорости рекомбинации, однако для перехода на примесный центр. При этом также учитывается конкретный вид спектральной зависимости  $\alpha$ .

Для примера приведем выражение для спектра примесной люминесценции [2] при прямых переходах между зоной проводимости и мелким акцепторным уровнем. В этом случае спектр примесного поглощения описывается выражением

$$\alpha = \frac{N_{\bar{A}} A_1 (h\nu - E_g + E_A)^{1/2}}{\left[1 + 2m_e a_A^2 (h\nu - E_g + E_A) / \hbar^2\right]^4}$$

где  $N_{\bar{A}}$  - концентрация ионизированных акцепторов;  $A_1$  - константа, приведенная в работе [2];  $a_A$  - радиус боровской орбиты для акцептора;  $m_e$  - эффективная масса электрона.

Форма спектра примесного излучения при  $h\nu \gg k_0T$  выражается формулой

$$I(h\nu) = \frac{A^* N_{\bar{A}} \bar{n}^{-2} (h\nu)^2 a_A^3}{\exp\left[\frac{(E_g - E_A)}{k_0T}\right]} \tilde{G}(\xi)$$

$$\text{при } \tilde{G}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \xi^{3/2} \int_0^\infty \frac{e^{-\xi y} y^{1/2} dy}{(1+y)^4}.$$

Здесь  $A^*$ -константа;  $\xi = \hbar^2 (2k_0T m_e a_A^2)^{-1}$ ;  $y = 2m_e a_A^2 (h\nu - E_g + E_A) / \hbar^2$ .

При участии в излучательной рекомбинации одного или более фононов ширина спектра увеличивается (фононное размытие), возникают фононные

повторения. Существует ряд методик разделения бесфононных переходов и переходов с участием фононов, например по исследованию кинетики спада люминесценции.

Спектр межпримесной люминесценции описывается выражением (6) и представляет собой для дальних пар (большие  $r$ ) широкую бесструктурную полосу, для ближних пар – серию линий, соответствующих дискретным значениям  $r$  для примесей замещения, которыми обычно являются доноры и акцепторы в составе пар.

### **Люминесценция полупроводников. Спектры излучения кристаллов CdS**

Люминесценция большинства соединений  $A_2B_6$  при комнатной и низких температурах интенсивна в широкой спектральной области, что связано, в основном, с различными, локальными нарушениями кристаллической решетки. Это могут быть как собственные дефекты, так и примеси, специально введенные или неконтролируемо присутствующие в кристаллах, а также различные их комплексы.

Механизмы фотопереходов, обуславливающих основные рекомбинационные полосы свечения в спектрах кристаллов соединений  $A_2B_6$ , а также параметры соответствующих центров свечения достаточно хорошо изучены (см., например, [3]). В то же время природа многих центров свечения в  $A_2B_6$ , роль примесных атомов и собственных дефектов в их образовании до настоящего времени окончательно не установлены.

Одним из распространенных методов решения этого вопроса является изучение оптических свойств, при легировании кристаллов различными примесями, выступающих в роли доноров или акцепторов.

В кристаллах соединений  $A_2B_6$  выделяются люминесценция, обусловленная свободными и связанными экситонами, а также люминесценция, обусловленная излучательными переходами с участием собственно-дефектных и

примесных центров. Среди кристаллов  $A_2B_6$  наиболее изученными с точки зрения люминесцентных свойств являются кристаллы CdS. В этих кристаллах различные группы линий и полос люминесценции условно обозначают в соответствии с их цветовым восприятием: голубое, зеленое, оранжевое, красное и инфракрасное излучения. Голубое свечение CdS обусловлено излучательной аннигиляцией свободных и связанных экситонов, остальные виды свечения – примесными атомами и дефектами кристаллической решетки.

В спектрах фотолюминесценции «чистых» (специально нелегированных) кристалло CdS при температуре жидкого азота ( $T = 77$  К) можно наблюдать сравнительно узкие линии излучения в спектральной области  $\lambda\lambda$  483 ÷ 488 нм (голубое свечение), серию эквидистантных полос, убывающих по интенсивности в длинноволновую сторону, в спектральной области  $\lambda\lambda$  500 ÷ 550 нм (зеленое свечение), а также широкие полосы в оранжевой ( $\lambda\lambda$  580 ÷ 640 нм), красной ( $\lambda\lambda$  700 ÷ 880 нм) и ближней инфракрасной ( $\lambda\lambda$  900 ÷ 2000 нм) областях спектра.

Голубое свечение CdS при  $T = 77$  К обусловлено излучательной аннигиляцией свободных  $A_{n=1} - B_{n=1}$  – экситонов. Согласно общепринятой точке зрения зеленое свечение CdS при  $T = 77$  К вызвано излучательной рекомбинацией свободного электрона с дыркой, локализованной на водородоподобном акцепторе. Наряду с излучением кванта света такая рекомбинация может сопровождаться испусканием продольных оптических (LO - фононов), что приводит к наличию в спектре люминесценции помимо бесфононной головной полосы излучения ее фононных повторений, соответствующих испусканию 1, 2-х и т.д. фононов. Поскольку вероятность многофононного процесса убывает с ростом числа фононов, интенсивность фононных повторений головной полосы убывает с ростом длины волны излучения.

Широкие полосы свечения CdS в оранжевой, красной и ближней инфракрасной областях спектра обусловлены межпримесными донорно – ак-

цепторными переходами (оранжевая и красная полосы), а также излучательным захватом свободного электрона на глубокий акцептор, так называемый г-центр фоточувствительности (ИК – 1 полоса  $\lambda\lambda$  900 ÷ 1060 нм) и внутри-центровыми переходами (ИК – 2 полоса  $\lambda\lambda$  1600 ÷ 2000 нм) [4].

### Экспериментальная установка

В данной работе предлагается изучить спектр низкотемпературной ( $T = 77$  К) фотолюминесценции кристалла сульфида кадмия в спектральном диапазоне 400 – 700 нм, соответствующем видимой области спектра электромагнитного излучения.

Измерение спектров фотолюминесценции CdS осуществляется на установке, собранной на базе спектрометра ДФС – 24.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис 3. В качестве источника возбуждения фотолюминесценции CdS используется ртутная лампа сверхвысокого давления типа ДРШ – 250 (1). Излучение от источника возбуждения через светофильтры СЗС8 и УФС1 (3), фокусируется объективом на образец, помещённый в оптический криостат с жидким азотом (4). Свет люминесценции, испускаемый образцом, направляется на входную щель спектрометра (5) с помощью светосильного объектива (2). Поляриод (3), помещённый перед входной щелью спектрометра, позволяет исследовать поляризацию излучения, испускаемого образцом.

Фотоэлектрическая регистрация спектров люминесценции осуществляется с помощью приёмного блока, состоящего из светонепроницаемого кожуха с объективом (7) и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-79 (6). Электрический сигнал, возникающий в фотоприёмнике, усиливается усилителем постоянного тока (10) и записывается на диаграммной ленте самопишущего потенциометра типа КСП-4 (8).

Питание ртутной лампы осуществляется блоком питания (11), включающим в себя силовой трансформатор, дроссель и пусковое устройство для поджига ртутной лампы. Питание ФЭУ-79 осуществляется высоковольтным стабилизированным источником постоянного напряжения (9).

Управление режимом работы спектрометра осуществляется с помощью пульта управления (12).

### ЗАДАНИЕ

1. Ознакомиться с кратким описанием спектрометра ДФС-24, прилагаемым к экспериментальной установке.
2. Включить в сеть источник питания (9) и усилитель (10), предварительно установив переключатель чувствительности усилителя на грубый предел. Дать приборам прогреться в течении 30 минут.
3. Включить в сеть блок питания (11), осуществить поджиг ртутной лампы ДРШ-250, нажав кнопку «Пуск» блока питания.
4. Включить в сеть самопишущий потенциометр КСП-4 (8).  
Дать прибору прогреться в течении 5 минут.
5. Налить в оптический криостат с образцом (4) жидкий азот, используя для этого сосуд из пенопласта, предварительно заполненный жидким азотом из металлического сосуда Дьюара (эта процедура должна выполняться под контролем лаборанта!).
6. Сфокусировать излучение ртутной лампы (1) на образец (4), предотвращая при этом попадание зеркально отражённого от образца возбуждающего излучения на входную щель спектрометра (установка образца на оптическую ось спектрометра производится лаборантом до наполнения криостата жидким азотом).
7. Открыть затвор приёмного блока, убедиться в отсутствии светового сигнала, постепенно увеличивая чувствительность усилителя. Установить ручку «чувствительность» усилителя в среднее положение.

8. Установить небольшие значения ширины входной и выходной щелей спектрометра и открыть затвор входной щели.

**Внимание!** Во избежание перегрузки системы регистрации за счёт случайного попадания на фотоприёмник (ФЭУ-79) зеркально отражённого от образца света, ширину щелей необходимо увеличивать постепенно, начиная от самых малых значений.

9. Включить пульт управления спектрометром (12), установить показания счётчика длин волн на отметке 515 нм нажатием на клавиши «развёртка спектра - быстро», «прямо - обратно».

10. Открыть затвор приёмного блока, убедиться в наличии светового сигнала. Постепенно увеличивая чувствительность усилителя и ширину щелей (спектральная ширина щелей задаётся преподавателем!), добиться показаний самопишущего потенциометра, соответствующих, приблизительно, середине его шкалы.

11. Осуществить запись спектра излучения CdS на большой скорости развёртки. Выбрать чувствительность усилителя такой, чтобы наиболее интенсивная полоса излучения укладывалась практически на всю шкалу самопишущего потенциометра.

12. Выбрать необходимую скорость развёртки спектра (задаётся преподавателем!), и записать спектр фотолюминесценции исследуемого образца.

13. Определить спектральное положение максимумов линий и полос люминесценции, определить их полуширины в эВ.

14. Идентифицировать наблюдаемые полосы люминесценции образца кристалла CdS путем сопоставления данных.

15. По положениям максимумов соседних полос краевого «зелёного» излучения определить энергию LO – фонона  $\hbar\omega_{LO}$  в кристаллах CdS.

16. Составить краткий отчет о работе по стандартной форме.

### **Контрольные вопросы.**



1. Дайте определение люминесценции.
2. Назовите основные виды люминесценции.
3. Назовите и объясните особенности межпримесной донорно – акцепторной люминесценции.
4. Перечислите основные свойства экситонной люминесценции.
5. Опишите лабораторную установку для измерения спектров фотолюминесценции.
6. Изложите порядок настройки установки и порядок выполнения измерений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г.П. Пека, В.Ф. Коваленко, В.Н. Куценко. Люминесцентные методы контроля параметров полупроводниковых материалов и приборов. Киев, Техніка, (1986), 152 с.
2. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. – М.: Мир, (1976), 428 с.
3. Физика соединений  $A_2B_6$ . Под ред. А.Н. Георгобиани, М.К. Шейнкмана. Наука, М., (1986), 320 с.
4. В.И. Гавриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко. Оптические свойства полупроводников (справочник). Киев, Наукова думка, (1987), 607 с.

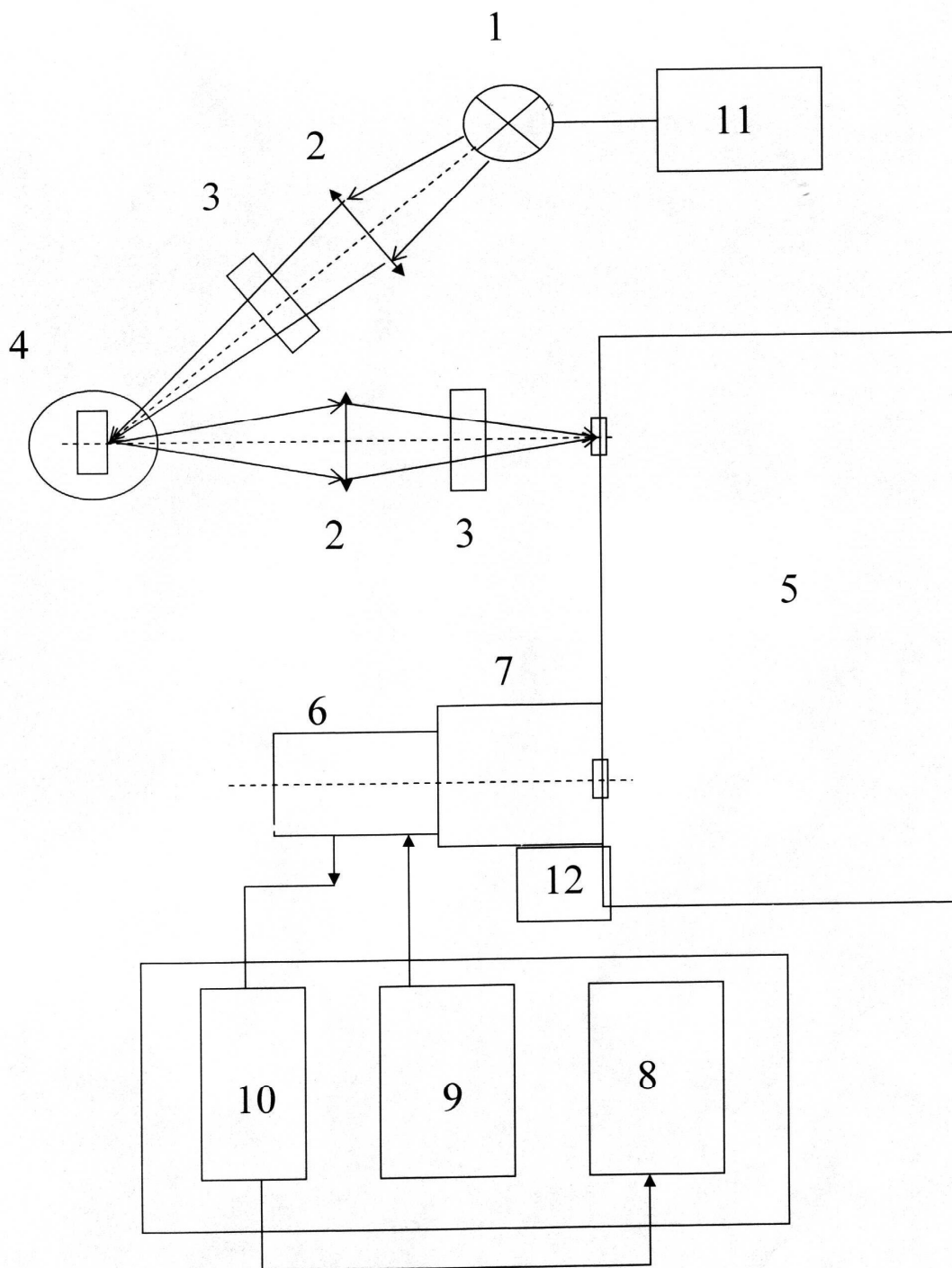


Рис.3. Блок-схема экспериментальной установки для измерения спектров фотолюминесценции.

1 – Ртутная лампа ДРШ – 250; 2 – Объективы; 3 – Светофильтры УФС1 и СЗС8; 4 – Криостат с образцом; 5 – Спектрометр ДФС – 24; 6 – ФЭУ – 79; 7 – Кожух с объективом; 8 – Самопишущий потенциометр типа КСП – 4; 9 – Источник питания ФЭУ; 10 – Усилитель; 11 – Блок питания; 12 – Пульт управления спектрометром ДФС – 24.