

ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ И ИЗОТРОПНАЯ ТОЧКА λ_0 В КРИСТАЛЛАХ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$

Автор: Гарчу Сергей, ст. гр. TLC – 085.

*Научный руководитель: Машиник Алиса, ст. преп.
Технический Университет Молдовы.*

Абстракт: Исследована спектральная зависимость $\Delta n = n_o - n_e$ в длинноволновой и коротковолновой области от изотропной длины волны монокристаллов $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{Se}_2$. В спектрах интерференции тонких кристаллов обнаруживаются до 15 узких линий пропускания (поглощения) и предложено их использование в качестве гребенчатых фильтров.

Ключевые слова: двулучепреломление, интерференция, световая волна, кристалл, показатель преломления, поляризация, запрещенная зона.

1 Введение: Соединения $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{Se}_2$ кристаллизуется в халькопиритной структуре с пространственной группой $I42d - D_{2d}^{12}$. На базе $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{Se}_2$ успешно разрабатываются оптоэлектронные приборы и преобразователи солнечной энергии. Обладают анизотропией спектров пропускания (поглощения) в области начала фундаментального поглощения. Спектры поглощения в поляризации $E||c$ и $E\perp c$ имеют различные спектральные характеристики. Это обусловлено тем, что кристалл обладает различной спектральной характеристикой показателя преломления n_o для поляризаций $E||c$ и n_e для поляризации $E\perp c$. При определенной длине волны λ_0 спектральные характеристики показателей преломления пересекаются. При этой длине волны анизотропия свойств отсутствует.

2 Двулучепреломление в кристаллах

При прохождении световых волн через тонкие кристаллы с плоскопараллельными поверхностями световые волны, отраженные от первой и второй поверхности интерферируют при выполнении условий интерференции:

$$2\pi n d \lambda^{-1} = N\pi + \pi/2$$

Определив длину волны двух рядом стоящих максимумов (минимумов) спектров интерференции пропускания или отражения λ_a , λ_b и используя известную толщину кристалла d можно вычислить показатель преломления. Измерения спектров пропускания или отражения проводятся отдельно для поляризации $E||c$ и $E\perp c$ из которых определяется показатели преломления $n_{||}$, n_{\perp} , соответственно.

$$n_{||} = 1/2d(\lambda_{a||}^{-1} - \lambda_{b||}^{-1}) \quad \text{для } E||c \text{ поляризации,}$$

$$n_{\perp} = 1/2d(\lambda_{a\perp}^{-1} - \lambda_{b\perp}^{-1}) \quad \text{для } E\perp c \text{ поляризации,}$$

где n показатели преломления, d -толщина кристалла, λ_a и λ_b длина волны смежных максимумов в спектрах интерференции пропускания кристаллов.

На рис.1 представлены спектры пропускания кристаллов для $x=0.2$, $x=0.5$ и $x=1.0$ твердых растворов $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{Se}_2$ в скрещенных поляризаторах. На рисунке стрелками указана длина волны λ_0 изотропной точки. В спектрах наглядно видны интенсивные полосы, обусловленные интерференцией световых волн, распространяющиеся в поляризациях $E||c$ и $E\perp c$. Из этих спектров определена величина Δn и её спектральная зависимость, рис.2.

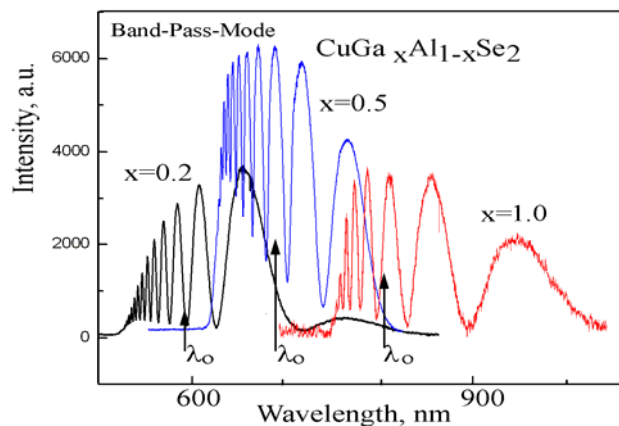


Рис.1. Спектры пропускания твердых растворов

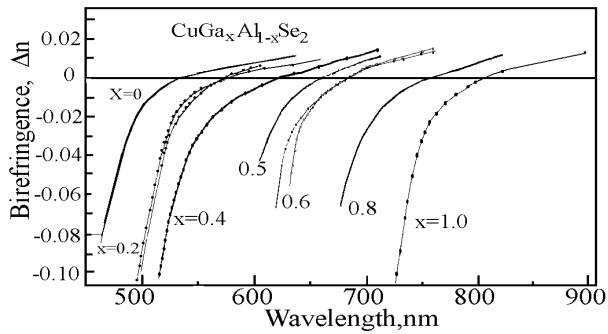


Рис.2 Спектральная зависимость Δn кристаллов $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{Se}_2$ в скрещенных для твердых растворов $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{Se}_2$ поляризаторах (Band-Pass-Mode) и в параллельных поляризаторах (Band-Elimination- Mode).

Явление пересечения дисперсионных кривых n_e и n_o наблюдается в кристаллах в силу того, что по мере уменьшения энергии световой волны относительно минимума межзонного промежутка, изменяется характер электронных переходов. При какой-то длине волны обыкновенные и необыкновенные волны согласованы по фазе. Если в кристалле выполняется условие согласования фаз, то может осуществиться перенос энергии из одной моды в другую, поляризованную ортогонально первой. Изменением разности энергий ΔE между энергией возбуждения ($E_{\text{л}}$) и резонансным значением энергии экситона ($E_{\text{экс}}$), изменяется условия резонансного возбуждения и рассеяния энергий экситонов.

Пересечение дисперсионных кривых обыкновенного n_o и необыкновенного n_e показателей преломления на фиксированной длине волны λ_0 является особенностью одноосного кристалла. При $\lambda = \lambda_0$ одноосный кристалл ведет себя как оптически изотропная среда, поэтому длину волны λ_0 называют "изотропной длиной волны" (изотропной точкой - ИТ). К настоящему моменту обнаружено и исследовано большое количество кристаллов обладающих изотропной длиной волны.

Дисперсия с коротковолновой стороны от λ_0 имеет положительную бифракцию ($+\Delta n = n_e - n_o$) и определяется правилами отбора электронных переходов в минимуме межзонного промежутка. С длинноволновой стороны от λ_0 дисперсия определяется деформационным искажением решетки $|(1-c/2a)|$ обладает отрицательной бифракцией ($-\Delta n = n_e - n_o$), где c и a параметры кристаллической решетки, а n_e , n_o показатель преломления для обыкновенных и необыкновенных лучей. Отрицательное двулучепреломление может быть связано и другими механизмами, например анизотропией примесного поглощения, фононного поглощения, свободными носителями заряда и др. Изотропная точка λ_0 , обычно, расположена вблизи края собственного поглощения. С коротковолновой стороны от λ_0 , дисперсия связана с особенностями анизотропии краевого межзонного поглощения кристалла в поляризации $E_{\perp} c$ ($E_{\parallel} c$) и $E_{\parallel} c$ ($E_{\perp} c$). Эти особенности приводит к быстрому росту одного из показателей преломления по мере приближения к краю фундаментального поглощения. Правила отбора электронных переходов определяют характер этих переходов (разрешенный, запрещенный). От этого зависит величина поглощения и величина диэлектрической постоянной в соответствующих поляризациях, а следовательно и знака двулучепреломления.

Мнимая часть комплексной диэлектрической постоянной определяется

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{2\hbar\omega}{E_0^2\omega\varepsilon_0} W_{CV} \quad \text{где } W_{CV} - \text{вероятность оптических переходов}$$

$$W_{CV} = \frac{4\pi}{\hbar} \frac{e^2}{m^2} \frac{A_0^2}{(2\pi)^3} \int |\Pi_{CV}^e|^2 \delta(E_C - E_V - \hbar\omega) d^3k \quad \text{где } A - \text{векторный потенциал}$$

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = A_0 \vec{e} \cdot \omega_0 \sin(\vec{k}\vec{r} - \omega t)$$

Следовательно, мнимая часть комплексной диэлектрической постоянной равна:

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{e^2}{m^2\omega^2\pi^2\varepsilon_0} \int |\Pi_{CV}^e|^2 \delta(E_{CV} - \hbar\omega) d^3\vec{k}$$

где δ - функция в этой формуле определяет выполнение закона сохранения энергии.

Электронные переходы возможны тогда, когда энергия фотона равна энергетическому интервалу $E_C - E_V$. Это первое необходимое условие (правило отбора) для осуществления

электронных переходов. Кроме этого $\varepsilon_2(\omega)$ зависит от матричного элемента $|\Pi_{CV}^e|^2$, величина которого определяется волновыми функциями начальной и конечной состояний перехода. В анизотропных кристаллах эти соотношения должны рассматриваться для каждой поляризации в отдельности. В разрешенной поляризации коэффициент поглощения и $\varepsilon_2(\omega)^{\text{разр.}}$ значительно превышают эти величины в запрещенной поляризации $\varepsilon_2(\omega)^{\text{запрещ.}}$ ($\varepsilon_2(\omega)^{\text{разр.}} \gg \varepsilon_2(\omega)^{\text{запрещ.}}$).

Изменение энергетического положения ширины запрещенной зоны для твердых растворов $\text{CuAl}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ при изменении X показано на рис.3. Ширина запрещенной зоны при 10К определена из измерений экситонных спектров отражения. Положение ширины запрещенной зоны и длина волны изотропной точки определена из измерений спектров поглощения и литературных данных. Расчет контура спектров отражения основного экситонного состояния позволили определить спектральную характеристику показателя преломления (фрагмент рис.3). В фрагменте представленном в верхнем углу рис.2 видно что показатели преломления для волн поляризаций $E \parallel c$ и $E \perp c$ имеют разную крутизну спектральной характеристики. При какой-то длине волны эти показатели преломления пересекаются.

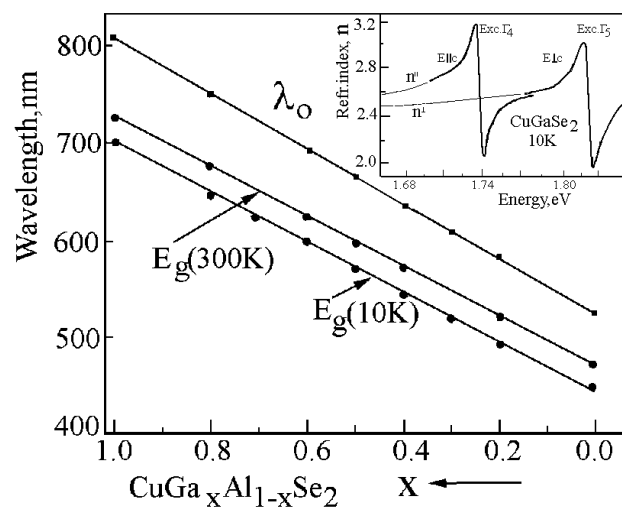


Рис.3 Изменение ширины запрещенной зоны E_g и изотропной длины волны λ_0 в кристаллах $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{Se}_2$ при 300 и 10К и показателя преломления для волн экситонов Γ_4 и Γ_5 в кристалле CuGaSe_2 (фрагмент в верхнем углу).

Спектральное положение ИТ в кристалле зависит также от величины поглощения для соответствующих поляризаций в длинноволновой области. Если в области $\lambda > \lambda_0$ поглощение в поляризации $E \parallel c$ больше чем в поляризации $E \perp c$, то в области $\lambda < \lambda_0$ должно быть наоборот. Величина поглощения определяется силой осциллятора электронных переходов в поляризациях $E \parallel c$ и $E \perp c$. Поглощение в длинноволновой области зависит от технологии получения кристаллов, отклонений от стехиометрии соединения, наличия примеси, величины поглощения на примеси, анизотропии примесного поглощения и др. Внешние возмущающие факторы- температура, давление влияют на величину поглощения и ε_2 , как в коротковолновой, так и в длинноволновой области λ_0 .

Излучение, прошедшее через кристалл, остается линейно поляризованным в ИТ кристалла. Однако, любое линейно поляризованное излучение можно представить как сумму двух циркулярно поляризованных в противоположных направлениях волн. Исходя из этого пропускание системы поляризатор- кристалл- анализатор /в скрещенных поляризаторах/ в ИТ обусловлено только взаимодействием указанных двух мод, которые после прохождения кристалла приобретают разность фаз, определяемую значением удельного вращения ρ кристалла. Чем меньше толщина кристалла, тем в более коротковолновой области можно регистрировать спектры интерференции, обусловленной разностью фаз ортогонально поляризованных волн. На рис.4 показаны спектры интерференции пропускания кристаллов $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{Se}_2$ для $x=0.6$, в которых наблюдается полосы интерференции, минимум одного из которых совпадает с изотропной длиной волны. На кристаллах этого состава в интервале длин волн 640-540nm

наблюдаются три особенности (слабые минимумы) А-1.99эВ, В-2.19эВ, С-2.29эВ, которые обусловлены электронными переходами из валентных зон V1, V2, V3 в зону C1, рис.5. При 10К в этих кристаллах обнаруживаются экситонные состояния, обусловленные этими же зонами. Энергия основного состояния экситонов (n=1) сформированной парой зон V1-C1 равна 2.08эВ, V2-C1 равна 2.19эВ и V3-C1 равна 2.29эВ. Из этих данных следует, что расщепление валентных зон из-за кристаллического поля V1-V2 и спин-орбитального взаимодействия V2-V3 равно при 10К 0.11эВ и 0.21эВ и при 300К 0.11эВ и 0.19эВ, соответственно. Температурный коэффициент изменения энергетических интервалов А, В, С равен 0.09-0.11эВ.

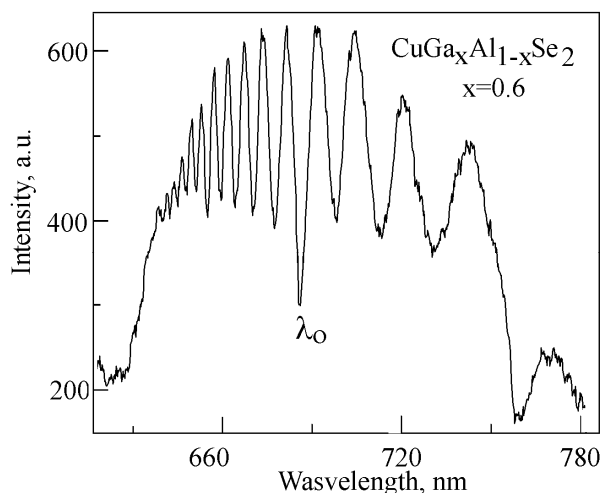


Рис.4. Спектры интерференции пропускания кристаллов $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{Se}_2$ для составов $x=0.6$ толщиной 45 мкм.

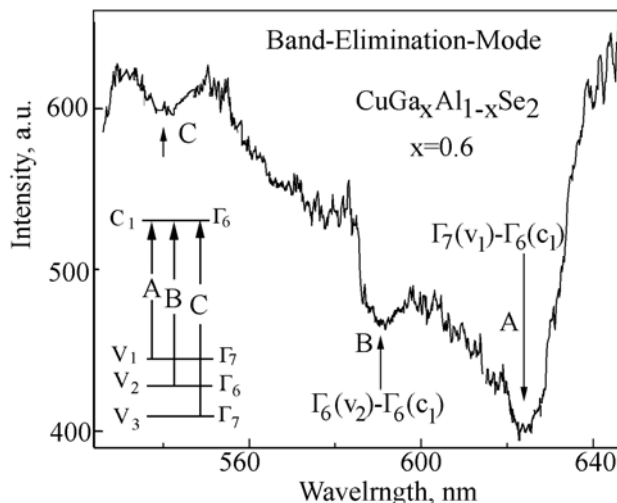


Рис.5 Спектры пропускания кристаллов $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{Se}_2$ для составов $x=0.6$ толщиной 45 мкм в скрещенных поляризаторах в интервале длин волн 640-540 нм.

3 Заключение:

На основе твердых растворов $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{Se}_2$ могут быть изготовлены фильтры, которые обладают многими узкими полосами пропускания в интервале длин волн 480-810нм. При соответствующих толщинах можно получить фильтры с многими полосами пропускания (поглощения). Длина волны этих линий отличается от длины волны λ_0 , но расположены они с длинноволновой и коротковолновой стороны относительно λ_0 . Такие фильтры являются гребенчатыми фильтрами с возможностями фильтрации линий перестраиваемых лазеров. Эти фильтры позволят проводить измерения Рамановского рассеяния вблизи линий излучения и использовать для спектроскопии Раман одинарный монохроматор вместо двойного или тройного спектрометра. Подобные фильтры исключительно важны при использовании в спектроскопии Раман в качестве источников возбуждения полупроводниковых лазеров большой мощности, которые обладают широкой полосой излучения.

Библиография:

- 1 Syrbu N N, Bogdanash M, Tezlevan V E and Stamov I G 1997 *J.Phys: Condens. Matter* **9** 1217; Syrbu N.N., M. Bogdanash, Tezlevan V.E. and Mushkutariu I., 1997 *Physica B* **229** 199.
- 2 Syrbu N.N., Tiginyanu I.M., Ursaki V.V., Tezlevan V.T., Zalamai V V and L. L. Nemerenco, 2005 *Physica B* **365** 43; Syrbu N.N., Tiginyanu I.M., Zalamai V V, Ursaki V.V., and E V Rusu, 2005 *Physica B* **353** 111.