

Было замечено, что наиболее четкая точечная структура ближнего поля генерируемого излучения наблюдается при наиболее тщательной юстировке отражателей, при больших коэффициентах отражения зеркал и вблизи порога генерации. Увеличение накачки (над порогом) и разъюстировка отражателей приводит к размыванию точечной структуры картины ближнего поля. При увеличении базы резонатора расстояние между точками увеличивается.

В настоящее время отсутствует теория, описывающая процесс накачки и генерации подобных систем в нестационарных условиях. Поэтому наблюдаемая картина ближнего поля генерации может быть объяснена качественно следующим образом. Большая длина поля генерации в направлении возбуждения говорит, по-видимому, о просветлении раствора в результате накачки. Просветлением раствора можно объяснить и характерную зависимость расстояния между точками генерации от базы резонатора: при увеличении базы резонатора время захлопывания просветленного канала в результате появления стимулированного излучения растет, что приводит к увеличению расстояния между пятнами генерации. Сильная неравномерность сечения генерируемого поля (много нитей генерации) может быть связана с неоднородностью пучка накачки, а следовательно, с флуктуацией плотности энергии в фокусе линзы. Нужно учесть, что в условиях моноимпульсной накачки возможны процессы самофокусировки и канализации энергии, которые могут приводить к искривлению области возбуждения раствора, где возникает генерация.

Все эти явления требуют дальнейшего детального исследования. Анализ особенностей возбуждения генерации в таких системах позволит не только объяснить наблюдаемые эффекты, но и выбрать наиболее благоприятные условия для эффективного преобразования частоты.

Литература

- [1] В. Д. Коцубанов, Ю. В. Набойкин, Д. А. Огурцова, А. П. Подгорный, Ф. С. Покровская. *Опт. и спектр.*, 25, 727, 1968.
- [2] Ю. В. Набойкин, Л. А. Огурцова, А. П. Подгорный, Ф. С. Покровская, В. И. Григорьева, Б. М. Красовицкий, Л. М. Куцына, В. Г. Тищенко. *Опт. и спектр.*, 23, 974, 1970.
- [3] В. Д. Коцубанов, Л. Я. Малкес, Ю. В. Набойкин, Л. А. Огурцова, А. П. Подгорный, Ф. С. Покровская. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 32, 1466, 1968.
- [4] Ю. В. Набойкин, Л. А. Огурцова, А. П. Подгорный, Ф. С. Покровская. *Сб. «Квантовая электроника», в. 4*, 229. Изд. «Наукова думка», Киев, 1969.
- [5] Ю. В. Набойкин, Л. А. Огурцова, А. П. Подгорный, Ф. С. Покровская. *Опт. и спектр.*, 27, 307, 1969.

Поступило в Редакцию 18 декабря 1970 г.

УДК 535.324+535.347

ОПТИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ ТОНКИХ СЛОЕВ AgJ В РАЙОНЕ ЭКСИТОННОЙ ПОЛОСЫ

Л. А. Агеев, В. К. Милославский и И. Н. Шкляревский

В литературе [1] имеются данные о спектрах поглощения тонких слоев AgJ в районе края собственной полосы, однако сведений об оптических постоянных нет. Такие сведения необходимы при изучении собственной фотопроводимости, спектральной чувствительности фотоземелов на основе AgJ и других целей. Оптическими константами можно также воспользоваться для количественной интерпретации экситонного спектра.

Исследованные образцы готовились путем обработки в парах J_2 при комнатной температуре тонких слоев серебра, осажденных испарением в вакууме на стекляные подложки. Приготовленные таким образом слои имеют гексагональную структуру (типа вюрцита), на что указывают электронографические исследования; преимущественной ориентации кристаллитов не наблюдается. При толщинах $l < 0.2$ мкм слои оптически однородны, при $l > 0.2$ мкм в слоях наблюдается рассеяние света.

Для нахождения оптических постоянных n и k измерялись коэффициенты пропускания T и отражения R слоев в спектральном участке 1000–370 нм на спектрофотометре СФ-4 с помощью специальной приставки, помещаемой в кюветное отделение и позволяющей определять R и T при нормальном падении света на один и тот же участок образца. При нахождении R и T слоя учитывалось влияние подложки. Толщина слоев определялась интерферометрическим методом. Для измерения выбирались образцы с $l \approx 0.1$ мкм. Выбор толщины диктовался, с одной стороны, выбором благоприятных значений T ($T_{\min} > 10\%$), с другой — тем фактом, что при $l < 0.05$ мкм показатель преломления слоев падает и слои становятся пористыми.

Исследованные слои оптически изотропны, о чем, кроме электрограмм, свидетельствуют непосредственные оптические измерения в поляризованном свете. Поэтому для нахождения n и k использовались формулы, связывающие R и T с оптическими константами изотропных поглощающих слоев [2] и учитывающие многократные отражения и интерференцию внутри слоя. Найденные таким образом константы являются усредненными значениями оптических констант гексагонального AgJ по случайному расположению кристаллитов в слое. Ошибка в определении показателя преломления n и поглощения k определяется ошибкой в измерении R , T и l и оценивается нами величиной $< 2\%$.

В спектральной зависимости k отчетливо выделяется полоса с максимумом при 421 нм (рис. 1); в коротковолновой части полоса переходит в плоский участок (370–405 нм) непрерывного спектра. На участке 430–460 нм наблюдается область нормальной дисперсии n , причем n слоя совпадает с n для обыкновенного луча монокристалла AgJ [3] во всем исследованном интервале ($n=2.19$ для $\lambda=660$ нм, $n=2.50$ для $\lambda=440$ нм). В районе полосы от 428 до 415 нм имеет место аномальная дисперсия n и в области непрерывного спектра n изменяется мало ($n \approx 2.38$).

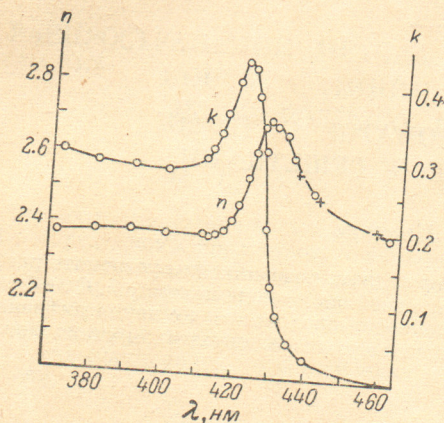


Рис. 1. Спектральная зависимость оптических констант.

Крестики — показатель преломления для обыкновенного луча AgJ [3].

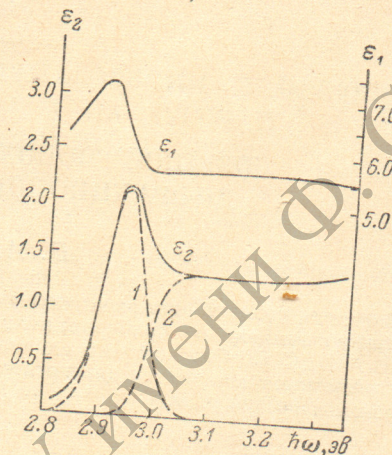


Рис. 2. Спектральная зависимость ϵ .

1 — экситонная полоса, вычисленная при $\hbar\omega_{\max}=2.94$ эВ, $\epsilon_{2\max}=2.1$ и $L=0.088$ эВ; 2 — край междужонного поглощения.

Для количественной интерпретации дисперсии оптических констант удобно воспользоваться частотной зависимостью действительной $\epsilon_1 = n^2 - k^2$ и мнимой $\epsilon_2 = 2nk$ части диэлектрической постоянной (рис. 2). Спектральный ход $\epsilon_2(\omega)$ хорошо описывается теорией Эллиота [4], разработанной для прямых разрешенных переходов в районе края собственной полосы. Полоса с максимумом при 2.943 эВ соответствует переходу в прямых экситонное возбужденное состояние ($n=1$), плоский участок 3.04–3.35 эВ — прямым междужонным переходам. Низкотемпературные исследования, сделанные нами на слоях того же приготовления, указывают на сложный характер экситонной полосы. При 4.2° К полоса расщепляется на две: A и B ($E_A=2.945$ эВ, $E_B=2.985$ эВ; полоса B примерно в 2 раза слабее A), что характерно для соединений типа вюрцита. При 77° К полосы перекрываются, а при 300° К сливаются в одну из-за фононного размытия. Поглощение же в области междужонных переходов от температуры зависит слабо.

Анализ низкочастотного края $\epsilon_2(\omega)$ указывает на гауссову форму полосы с полушириной $L=0.088$ эВ, превосходящей величину расщепления (0.04 эВ). На гауссову форму указывает также значительный размах $\epsilon_1(\omega)$ [$\epsilon_{1\max}(\omega)$ при 2.895 эВ]. Используя гауссов контур с $\epsilon_{2\max}=2.1$ и $\hbar\omega_{\max}=2.94$ эВ, можно отделить экситонную полосу от полосы междужонных переходов. Найденная полоса состоит из полос A и B и сила осциллятора f является суммарной для двух полос. Найденная величина $f=3.7 \cdot 10^{-2}$ (на элементарную ячейку объема $\Omega=1.36 \cdot 10^{-22}$ см³) близка к силе осциллятора AgJ, кубической модификации типа сфалерита; известно, что фазы вюрцита и сфалерита мало различаются, как структурно, так и оптически [1]. Этот факт можно использовать для нахождения среднего радиуса экситона в состоянии $n=1$

$$f = \frac{\Omega E_p}{\pi a^3 \hbar \omega_{\max}}.$$

Матричный элемент $E_p = 2m |p_{cv}(0)|^2$ для AgJ неизвестен, но для его оценки можно воспользоваться последовательностью E_p в изоэлектронном ряду α -Sn, InSb, CdTe (23, 20, 16.5 эВ соответственно). В качестве переменной по оси абсцисс использовался

параметр ионности по Сюше [5]; экстраполяция дает E_p для AgJ 12 эв, откуда $a=17 \text{ \AA}$. Полоса межзонных переходов (рис. 2, кривая 2) имеет край в виде размытой ступеньки. Из теории Эллиота следует, что точка перегиба края по энергии соответствует ширине запрещенной зоны ($E_g=2.99 \text{ эв}$).

Литература

- [1] M. Cardona. Phys. Rev., 129, 69, 1963.
- [2] Сб. «Физика тонких пленок», т. 2, 152. Изд. «Мир», М., 1967.
- [3] Landoldt-Börnstein. Phys. Chem. Tabellen, 2, 1521, 1936.
- [4] Г. Фэн. Фотон-электронные взаимодействия в кристаллах, 40. Изд. «Мир», М., 1969.
- [5] Ж. П. Сюше. Физическая химия полупроводников, 157. Изд. «Металлургия», М., 1969.

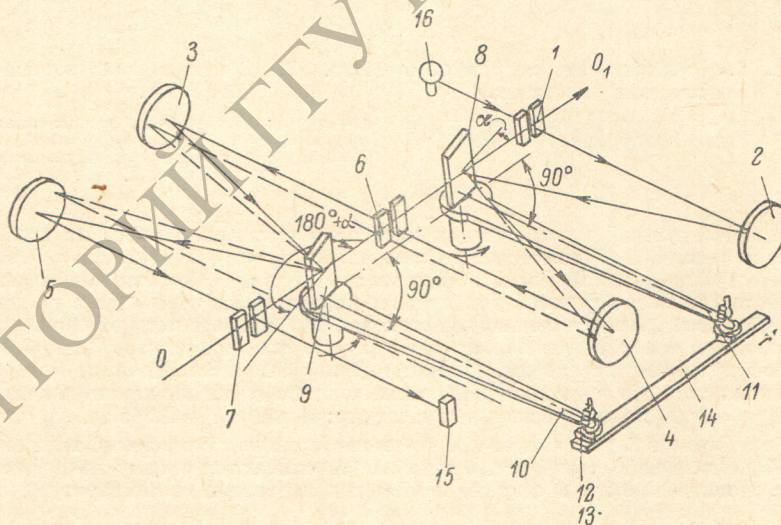
Поступило в Редакцию 28 декабря 1970 г.

УДК 535.853.3

ДВОЙНОЙ МОНОХРОМАТОР С ДВУМЯ ДИФРАКЦИОННЫМИ РЕШЕТКАМИ

Б. А. Криман

Известно, что наиболее радикальным средством, позволяющим устранить рассеянный свет в спектральных приборах, является двойная монохроматизация. С этой целью в ЦКБ АМН СССР был построен макет двойного монохроматора с двумя дифракционными решетками в качестве диспергирующих элементов, оптическая схема которого изображена на рисунке.



Оптическая схема макета двойного монохроматора.

1 — входная щель, 2 и 3 — входные коллиматорные зеркала, 4 и 5 — выходные камерные зеркала, 6 — средняя щель, 7 — выходная щель, 8 и 9 — сменные дифракционные решетки, 10 и 11 — синусные рычаги, 12 — упорная планка, 13 — пружина, 14 — каретка, 15 — кюветное отделение, 16 — осветитель, α — угол блеска дифракционных решеток.

Луч света, пройдя первый монохроматор в направлении, указанном стрелками, попадает на входной коллиматор второго монохроматора, расположенный, как и все остальные зеркала, на фокусном расстоянии от щелей по ходу движения луча. В итоге на выходной щели прибора фокусируется монохроматическое изображение, которое за счет сложения дисперсий монохроматоров имеет ширину светового пучка в два раза большую, нежели его ширина непосредственно за средней щелью.

Применив для каждого монохроматора симметричную схему Фаста (несимметричная схема также применима в рассматриваемом случае), можно расположить рабочие плоскости трех щелей и оси вращения дифракционных решеток на одной прямой OO_1 .