

Добавление бензофенона (10^{-5} М/л) в поликристаллический толуольный раствор нафталина всех исследуемых концентраций приводит к увеличению интенсивности поглощения $T-T$ нафталина по сравнению с чистым нафталином только при той концентрации, при которой наблюдается передача энергии электронного возбуждения для этой пары (рис. 1).

Это, очевидно, свидетельствует о заметном увеличении концентрации молекул нафталина в триплетном состоянии именно за счет переноса $T-T$ энергии электронного возбуждения.

Спектр возбуждения полосы $0-0$ (4780 \AA) сенсibilизованной фосфоресценции нафталина при малой концентрации бензофенона (рис. 2) включает в себя область собственного поглощения бензофенона ($3800-3200 \text{ \AA}$), область поглощения кристаллов и одиночных молекул нафталина ($3200-3000 \text{ \AA}$) [$5-7$]. При этом полосы поглощения бензофенона, определяемые по спектру возбуждения сенсibilизованной фосфоресценции нафталина, смещены на 150 см^{-1} в коротковолновую сторону по сравнению со спектром поглощения однокомпонентного раствора бензофенона в толуоле. Колебательная структура спектра в области $3800-3200 \text{ \AA}$ характерна для бензофенона (частоты $430, 570 \text{ см}^{-1}$).

Столь необычное для сенсibilизованной фосфоресценции соотношение концентрации донора и акцептора, наличие полос поглощения кристалла нафталина в спектре возбуждения его фосфоресценции и изменение вида спектра возбуждения фосфоресценции бензофенона позволяет предположить, что в данном случае наблюдается фосфоресценция микрокристаллического нафталина за счет внедрения в него примеси бензофенона. Частичной выкристаллизации нафталина способствует поликристаллическая структура медленно охлажденного толуола и относительно высокая исходная концентрация нафталина в растворе.

Все закономерности повторяются, если в качестве донора энергии будет взята изоэлектронная молекуле бензофенона молекула антрона.

Аналогичное явление наблюдается для кристаллического нафталина, активированного различными примесями [$8, 9$].

Литература

- [1] В. Л. Ермолаев. Усп. физ. наук, 80, 3, 1963.
- [2] Т. М. Наумова. Автореф. канд. дисс., М., 1970.
- [3] Т. Н. Болотникова, Л. К. Артемова. Опт. и спектр., 32, 371, 1973.
- [4] В. И. Глядкоцкий, Л. А. Климова, Г. Н. Нерсесова. Опт. и спектр., 23, 407, 1967.
- [5] А. Ф. Прихотько. ЖЭТФ, 19, 383, 1949.
- [6] В. Л. Броуде. Опт. и спектр., сб. 2, 49, 1963.
- [7] М. Т. Шпак. Автореф. докт. дисс., М., 1970.
- [8] Ю. Ф. Набойкин, С. В. Сидоров, А. А. Авдеевко. Изв. АН СССР, сер. физ., 27, 527, 1963.
- [9] В. И. Мельник. УФЖ, 12, 425, 1967.

Поступило в Редакцию 28 мая 1973 г.

УДК 534.535 : 666.1/2

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СТЕКОЛ СИСТЕМЫ As—S—J—Sb

И. И. Адрианова, Л. Н. Аснис, В. В. Мельников и А. В. Петрова

Многие халькогенидные стекла имеют значительную акустооптическую активность [$1, 2$]. В данной работе исследовались акустооптические свойства стекла системы As—S—J—Sb. Эти стекла синтезируются по вакуумной методике в кварцевых ампулах [3]. Подробное изучение термических технологических свойств этих стекол позволило найти практически некристаллизирующийся состав. Некоторые свойства этого стекла приведены в таблице.

Плотность ρ , г/см ³	Температура размещения, °С	Коэффициент термического расширения $\alpha \cdot 10^6$ град. ⁻¹	Показатель преломления n на длине волны λ (мкм)							Область про- зрачности, мкм	Диэлектриче- ская постоянная ϵ на $f=1$ ГГц	Тангенс угла потери $\text{tg } \delta \cdot 10^4$ на $f=1$ ГГц	
			0.63	0.7	1.0	1.4	1.8	2.0	2.2				2.6
3.34	125	38	2.450	2.423	2.352	2.321	2.309	2.306	2.303	2.299	0.6-12	7.16	5.0

Иодосодержащие стекла на основе серы прозрачны с 0.6 мкм и подобно трисульфиду мышьяка имеют предел прозрачности в длинноволновой области спектра 11÷12 мкм. На рис. 1 приведены кривые пропускания стекла различной толщины в интервале длин волн 0.6÷25 мкм.

Исследование акустооптических свойств стекол проводилось на длине волны света $\lambda=0.63$ мкм в режиме дифракции Рамана—Ната [4] на частоте ультразвука около 18 Мгц при импульсном включении ультразвука длительностью 1 мксек. и частотой повторения импульсов 5 кгц, что обеспечивало затухание ультразвуковых колебаний к моменту прихода следующего импульса. Коэффициент акустооптической ак-

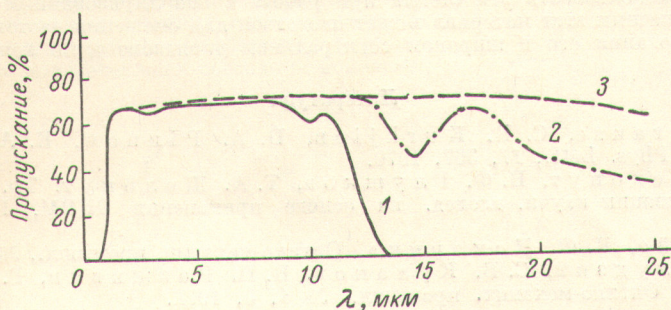


Рис. 1. Спектральная зависимость пропускания стекла As—S—J—Sb различной толщины h .
1 — 3 мм, 2 — 170 мкм, 3 — 20 мкм.

тивности стекла $M = p_{\text{эфф}}^2 \cdot n^6 / \rho v^3$ ($p_{\text{эфф}}$ — эффективный акустооптический коэффициент, v — скорость ультразвука в стекле), измеренный относительно тяжелого флинта, равен $550 \cdot 10^{-18}$ сек.³/г для колебаний электрического светового вектора как параллельно, так и перпендикулярно направлению распространения ультразвука.

Затухание интенсивности ультразвука определялось также при импульсном возбуждении колебаний в среде. Моментам прохождения ультразвуковых импульсов через поперечное сечение светового луча соответствовала последовательность импульсов дифрагированного света. Коэффициент затухания определялся по импульсам, распространяющимся от излучателя к свободному концу и отраженному от границы стекло—воздух. На этих частотах коэффициент затухания интенсивности ультразвука равен 11 дб/мксек. Такие большие потери следовало ожидать, принимая во внимание низкую скорость распространения ультразвуковых колебаний в этом стекле.

Скорость ультразвука определялась по возникновению и исчезновению дифракционной картины в зависимости от выполнения полуволнового условия для образования стоячих волн в образце при изменении частоты ультразвука. При этом скорость равна $v = 2l\Delta f$, где l — длина образца вдоль направления распространения ультразвука, Δf — частотный интервал между двумя соседними частотами, на которых возникает дифракционная картина. Вычисленная скорость продольных ультразвуковых волн в стекле равна $(2.14 \pm 0.02) \cdot 10^5$ см/сек. Вычисленные упругооптические коэффициенты $|p_{11}|$ и $|p_{12}|$, которые определяют матрицу упругооптических постоянных изотропных тел, практически совпадают и равны 0.29. Стекла, имеющие такой высокий коэффициент M , могут быть эффективно использованы в акустооптических устройствах модуляции и сдвига частоты излучения. Однако следует иметь в виду, что большое поглощение ультразвука ограничивает верхнюю рабочую частоту и требует работы с узкими световыми пучками. Была исследована эффективность работы элемента из этого стекла в акустооптических устройствах на бегущей и стоячей ультразвуковых волнах. В качестве преобразователя применялся кварц X-среза, работающий на частоте $f=17$ Мгц с полосой частот $\Delta f=1$ Мгц по уровню 0.5. Длина пути взаимодействия света с ультразвуком составляла $l=8$ мм, длина элемента вдоль направления распространения ультразвука в режиме стоячей волны равна 3 мм. Диаметр светового пучка был около 1.5 мм.

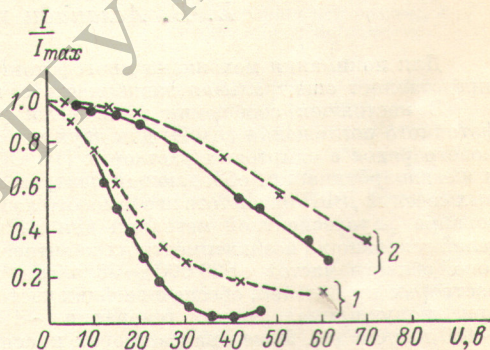


Рис. 2. Зависимость относительных значений постоянной составляющей света в нулевом максимуме от напряжения на преобразователе в режиме бегущей волны (сплошные кривые) и в режиме стоячей волны (штриховые кривые) на $\lambda=0.63$ мкм (кривые 1) и $\lambda=1.06$ мкм (кривые 2).

На рис. 2 показана зависимость относительных значений постоянной составляющей излучения в нулевом максимуме от напряжения на преобразователе в режиме бегущей волны (сплошные кривые) и в режиме стоячей волны (штриховые кривые) для различных длин волн. Из рис. 2 видно, что для длины волны света с $\lambda=1.06$ мкм требуются управляющие напряжения в 3 раза больше, чем на $\lambda=0.63$ мкм. Это объясняется зависимостью от длины волны света, а также изменением коэффициента качества.

Из-за сильного затухания ультразвука стекла системы As—S—J—Sb целесообразно использовать на бегущей ультразвуковой волне при не очень высоких управляющих частотах. Равенство упругооптических коэффициентов $|p_{11}|$ и $|p_{12}|$ позволяет эффективно использовать эти стекла при работе с неполяризованным излучением. Особенно полезным этот материал может оказаться для смещения частоты излучения при использовании его в широком спектральном диапазоне длин волн.

Литература

- [1] J. T. Krause, C. R. Kurkjian, D. A. Pinnow, E. A. Sigesty. Appl. Phys. Lett., 17, 367, 1970.
- [2] Д. В. Шелопут, В. Ф. Глушков, Т. А. Шелопут. Тр. конф. по автоматизации науч. исслед. на основе применения ЭЦВМ, Новосибирск, 1972.
- [3] Л. Г. Айо, В. Ф. Кокорина. Оптико-механич. промышл., № 4, 39, 1961.
- [4] В. В. Клудзин, С. В. Кулаков, Б. П. Разживич, Т. К. Ульянов. Оптико-механич. промышл., № 1, 3, 1972.

Поступило в Редакцию 28 мая 1973 г.

УДК 535.34

СПЕКТРЫ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ МОЛЕКУЛ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ

Е. Б. Асланиди и Е. А. Тихонов

Для понимания механизма многофотонных переходов существенную информацию представляет спектральная зависимость сечений многофотонного поглощения.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования спектров двухфотонного поглощения (ДФП) для двух красителей ксантенового и имидокарбоцианинового рядов в спиртовых растворах [1]. Объектами исследования были родамин 6Ж и имидокарбоцианин, обладающий центром инверсии (рис. 1, 2). Измерения абсолютных сечений ДФП на частоте неодимового лазера выполнены ранее в работе [2]. Использование флуоресцентной методики для изучения спектров ДФП выбранных красителей основано на независимости их квантового выхода от частоты возбуждения в стоксовой области частот от 20 000 до 35 000 см^{-1} . Возбуждение проводилось лазером на растворах красителей, обеспечивающих частоты генерации в области 13 500—9200 см^{-1} при поддуширные линии генерации ~ 100 см^{-1} и постоянной интенсивности ~ 100 $\text{квт}/\text{см}^2$ [3]. Лазер на растворах красителей накачивался строго продольно рубиновым лазером. Сигнал флуоресценции раствора исследуемого красителя регистрировался перпендикулярно лучу возбуждения фотоумножителем ФЭУ-18А через набор светофильтров. Излучение накачки ($\lambda=6943$ Å) отрезалось светофильтром ФС-7.

На рис. 1, 2 представлены спектры однофотонного и двухфотонного поглощения исследованных соединений. Строго говоря, кривая 2 на обоих спектрах соответствует спектру двухфотонного возбуждения, однако не имеется каких-либо оснований против отождествления ее со спектром ДФП. Спектры ДФП в обоих случаях обладают двумя максимумами. Первый совпадает с развитым вибронным переходом (колебание 1400—1500 см^{-1}) коротковолнового крыла длинноволновой полосы однофотонного поглощения. Второй максимум спектра ДФП приходится на область однофотонного перехода в высшие синглетные состояния.

Полученная спектральная зависимость вероятности ДФП может быть качественно объяснена следующим образом. Сечение ДФП в общем случае описывается зависимостью [4]

$$\sigma(2\omega) = \frac{\pi\omega g(2\omega)}{18nc_0\hbar^3} \sum_i \frac{|d_{2i}|^2 |d_{i1}|^2}{(\omega - \omega_{i1})^2} I^2(\omega), \quad (1)$$

где ω — частота возбуждения, d_{ji} — матричные элементы перехода $j \rightarrow i$, $I(\omega)$ — интенсивность возбуждения, n — показатель преломления, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, $g(2\omega)$ — форм-фактор полосы ДФП.

При изменении частоты возбуждения изменяется конечное состояние, которое соответствует энергии двух фотонов $E_k=2\hbar\omega$. Как видно из рис. 1, 2, когда система