

отражает возможность улучшения энергетике в спектральных приборах, обладающих большей угловой дисперсией. При сохранении разрешающей способности прибора увеличение угловой дисперсии позволяет увеличить угловые размеры щели и при одновременном увеличении углового размера источника излучения направить на фотоприемник больший поток.

В предлагаемом критерии сравнения (9) параметр  $p$  отсутствует, так как входная (выходная) щель определяет только разрешающую способность прибора. Увеличение щели не влияет на величину потока излучения объекта, воспринимаемую фотоприемником, если сохранена разрешающая способность прибора, путем соответствующего увеличения угловой дисперсии прибора.

Специфику работы спектрального прибора по удаленному движущемуся объекту в критерии (9) отражает введение новых параметров  $-\Omega_0$ , определяющего величину поля обзора, и  $\eta_t$ , определяющего рациональность работы системы обзора поля.

При сравнении производительности приборов, использующих однотипные фотоприемники, можно не учитывать параметр  $D_\lambda$ , определяющий нормированную пороговую чувствительность фотоприемников.

В случае, если велики аберрации оптической системы, необходимо учитывать также ухудшение параметра прибора, за счет того, что угловая величина щели  $\Omega_g$  прибора меньше угловой величины  $\Omega_{пр}$ . фоточувствительной площадки приемника

$$K'_m = K_m \frac{\Omega_g}{\Omega_{пр}} \quad (12)$$

Основной вывод, который можно сделать из рассмотрения параметров, влияющих на производительность приборов при измерении спектров точечных движущихся объектов, заключается в том, что критерий сравнения  $K_m$  меньше зависит от типа прибора, чем критерий сравнения  $S$  для классического случая. Если критерий  $S$  для спектрометра с дифракционной решеткой в 10 раз выше, чем для спектрометра с призмой, то критерий  $K_m$  для этих приборов примерно равны.

Критерий  $S$  для сисама примерно в 500 раз выше, чем для спектрометра с призмой (по схеме Литтрова), а критерий  $K_m$  для сисама даже несколько хуже (примерно в 2 раза), чем для спектрометра с призмой.

Основными путями повышения величины коэффициента  $K_m$ , характеризующего производительность спектрального прибора при измерении излучения удаленного объекта, являются:

- а) увеличение числа одновременно регистрируемых сигналов ( $m$ );
- б) увеличение диаметра входного зрачка и эффективной светосилы оптической системы ( $S$ ,  $\omega_{пр.}$ ,  $T_\lambda$ );
- в) применение наиболее рациональных систем развертки, использующих время с высоким КПД ( $\eta_t$ );
- г) применение гидрирующих и гиросtabilизирующих устройств [4], позволяющих повысить точность наведения на объект и уменьшить величину поля обзора.

#### Литература

- [1] Б. А. Киселев, П. Ф. Паршин. Опт. и спектр., 17, 940, 1964.
- [2] P. Jacinot. J. Opt. Soc. Am., 44, 776, 1954.
- [3] К. И. Тарасов. Спектральные приборы. Машиностроение, Л., 1968.
- [4] Г. П. Катыс. Информационные сканирующие системы. Машиностроение, М., 1965.

Поступило в Редакцию 23 апреля 1970 г.

УДК 537.228.3 : 548.0

## ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИТРАТА ЦЕЗИЯ И ТАРТРАТА КАЛИЯ

А. С. Василевская и А. С. Сонин

Кристаллы нитрата цезия  $\text{CsNO}_3$  при комнатной температуре принадлежат к классу  $3m$  тригональной системы. Известно [1], что эти кристаллы при температуре  $154^\circ \text{C}$  испытывают фазовый переход с изменением симметрии в кубическую. Однако фазовый переход не сопровождается возникновением сегнетоэлектрических или антисегнетоэлектрических свойств, хотя диэлектрическая проницаемость и проводимость при этой температуре изменяются скачком. Кристаллы  $\text{CsNO}_3$  одноосные, положительные, показатели преломления равны  $n_o = 1.558$  и  $n_e = 1.500$  [2]. Симметрия кристаллов  $\text{CsNO}_3$  позволяет ожидать проявления электрооптических свойств, когда свет распространяется вдоль оптической оси, а электрическое поле приложено вдоль кристаллофизической оси  $X$ .



Для исследования электрооптических свойств был изготовлен образец  $\text{CsNO}_3$  в виде параллелепипеда с размерами вдоль направления распространения света  $l=3.4$  мм и вдоль приложения поля  $d=3$  мм. Постоянное электрическое поле плавно изменялось от 0 до 15 кв/см. Измерение проводилось поляризационно-оптическим методом на длине волны 0.54 мкм в интервале температур от  $+20$  до  $+90^\circ\text{C}$ . По экспериментальным кривым пропускания расчетным путем определялись полевые зависимости индуцированного дупреломления для каждой температуры. Во всем исследованном интервале температур вплоть до напряженностей 15 кв/см эти зависимости носят линейный характер, что указывает на наличие в кристаллах  $\text{CsNO}_3$  линейного электрооптического эффекта. Из этих зависимостей рассчитывался электрооптический коэффициент  $r_{22}$  и величина  $n_0^3 r_{22}$ . На рис. 1 показаны температурные зависимости этих величин. Как видно из этого рисунка, электрооптический коэффициент  $r_{22}$  слабо зависит от температуры, линейно возрастая от  $1.3 \cdot 10^{-8}$  до  $1.8 \cdot 10^{-8}$  эл. ст. ед. Выше  $90^\circ$  в статических полях из-за влияния проводимости измерить коэффициенты не удалось. По данным рис. 1 рассчитана величина управляющего напряжения для образца единичных размеров ( $l=d=1$  см). При температуре  $20^\circ\text{C}$  она составляет около 200 кв.

Тартрат калия  $\text{K}_2\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 1/2\text{H}_2\text{O}$  (калий виннокислый) представляет собой линейный диэлектрик с большим пьезоэлектрическим эффектом [3]. Тартрат калия при-

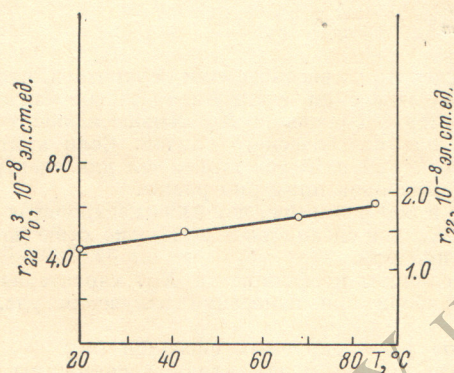


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента  $r_{22}\text{CsNO}_3$ .

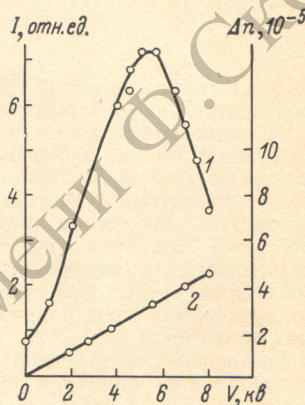


Рис. 2. Кривая пропускания (1) и полевая зависимость (2) индуцированного дупреломления тартрата калия.

надлежит к классу 2 моноклинной сингонии, оптически двуосный. Поэтому при исследовании электрооптических свойств необходима компенсация начального естественного дупреломления. Для измерения были изготовлены образцы прямых срезов в виде пластинок толщиной  $1 \div 2$  мм. Грани, перпендикулярные толщине, площадью  $10 \times 10$  мм, полировались. Для компенсации естественного дупреломления изготовлялись вторые пластинки, аналогичные измеряемым. Несмотря на то что ориентация образцов осуществлялась рентгеногонометрическим методом и точность ориентировки составляла несколько минут, скомпенсировать двойное лучепреломление не удалось, по-видимому, из-за невысокого оптического качества кристаллов. Поэтому измерения проводились на тонких образцах с нескомпенсированным дупреломлением. Применялся поляризационно-оптический метод; в качестве источника света использовался газовый лазер с длиной волны излучения  $6328 \text{ \AA}$ . Диаметр светового пучка составлял около 1 мм. Электрооптический эффект обнаружен лишь для случая, когда электрическое поле приложено по оси второго порядка Y, а свет распространялся вдоль кристаллофизической оси Z. Электрооптический эффект при этом описывается коэффициентом  $r = n_3^3 r_{22} - n_1^3 r_{12}$ . Так же как и для кристаллов оксалата аммония [4], эффект наблюдается лишь на тонких образцах и сильно изменяется от точки к точке. При использовании широкого лазерного пучка эффект не наблюдался. Все эти факты могут быть связаны с неоднородностью исследованных образцов. На рис. 2 (кривая 1) показана наиболее типичная кривая пропускания для образца размерами  $l_{[001]} = 1$  мм и  $d_{[010]} = 11$  мм. Рассчитанная по этим данным полевая зависимость индуцированного дупреломления для образца единичных размеров показана также на рис. 2 (кривая 2). Из рис. 2 видно, что для исследованного образца управляющее напряжение составляет 5.5 кв. Для образца единичных размеров ( $l=d=1$  см) оно равно 0.5 кв. Как уже упоминалось, из-за неоднородности образца величина эффекта сильно изменялась в различных точках одного образца. Разброс коэффициента  $r$  по образцу составлял от  $2.5 \cdot 10^{-5}$  до  $3.8 \cdot 10^{-5}$  эл. ст. ед.

Благодарим И. А. Слепкова и М. П. Калитину за помощь при проведении экспериментов.

- [1] А. С.
- [2] А. С.
- [3] У. И.
- [4] А. С.

Я.  
Не  
синтези  
риал по  
работе  
ложена  
ответст  
На  
фундам  
при 300  
 $\div 0.7 \cdot 1$   
зацион  
77  $\div$  300

Ре  
фазов  
ее  $T_c$   
неизв  
ние кр  
зоны.  
несим  
и  $\text{Ag}_3$   
тельно  
Ис  
 $E_g$  оце  
Сл  
логич  
зона-  
ния, с  
этом  
{ $\Gamma_4$ ,  
быть.



## Литература

- [1] А. С. Сонин, И. С. Желудев. Кристаллография, 7, 285, 1963.  
 [2] А. Н. Винчелл, Г. В. Винчелл. Оптические свойства искусственных минералов. Изд. «Мир», М., 1967.  
 [3] У. Мэзон. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке. ИЛ, М., 1952.  
 [4] А. С. Василевская, Л. И. Кузнецова, И. С. Рез, А. С. Сонин. ФТТ, 10, 928, 1968.

Поступило в Редакцию 15 июня 1970 г.

УДК 535.34 : 548.0

## ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ СМЕЩЕНИЕ КРАЯ ПОГЛОЩЕНИЯ В $\text{Ag}_3\text{SbS}_3$

Я. О. Довгий, В. Н. Королюшин, Е. Г. Мороз и В. В. Туркевич

Недавно [1] нами определены параметры оптических межзонных переходов в ново-синтезированном полупроводниковом кристалле  $\text{Ag}_3\text{SbS}_3$  (ширарит). Этот материал перспективен для квантовой электроники и инфракрасной оптики [2]. В данной работе на основе поляризационных измерений в области края и в ИК области предложена упрощенная зонная модель  $\text{Ag}_3\text{SbS}_3$  в окрестности  $\Gamma$ -точки и определены соответствующие правила отбора.

На рис. 1 в координатах  $\alpha^2 - h\nu$  показаны кривые поглощения  $\text{Ag}_3\text{SbS}_3$  в области фундаментальной полосы для обыкновенного ( $E \perp C$ ) и необыкновенного ( $E \parallel C$ ) лучей при 300, 200, 77 и 4.2° К. Линейные отрезки в диапазоне больших значений  $\alpha$  ( $0.3 \cdot 10^3 \div 0.7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ ) соответствуют прямым межзонным переходам. Отчетливо видно поляризационное смещение края. Величина этого смещения  $\Delta_p$  в температурном интервале 77–300° К почти постоянная и в среднем равна 0.08 эв (см. таблицу).

T, °К	$E_g$ , эв		$\Delta_p$
	$E \parallel C$	$E \perp C$	
300	2.096	2.022	0.074
200	2.129	2.052	0.077
77	2.172	2.077	0.095
4.2	2.328	2.171	0.157

Резкий скачок  $E_g$ , а также  $\Delta_p$  при 4.2° К обусловлены, как мы предполагаем, фазовым переходом 1-го рода [3]. Точка фазового перехода (условно обозначим ее  $T_c$ ) не установлена. Поскольку симметрия новой низкотемпературной фазы неизвестна, будем рассматривать лишь область  $T > T_c$ . Поляризационное смещение края собственного поглощения можно связать с расщеплением валентной зоны. Последнее обусловлено спин-орбитальным взаимодействием и влиянием несимметричной компоненты кристаллического поля. Сопоставление  $\Delta_p$  в  $\text{Ag}_3\text{SbS}_3$  и  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$ , которые изоморфны, наводит на мысль, что  $\Delta_p \approx \Delta_{c-o}$ .<sup>1</sup> И действительно, для Sb  $\Delta_{c-o} = 0.80$  эв, а для As  $\Delta_{c-o} = 0.29$  эв [4].

Исходя из кейновского закона дисперсии [5], мы по величинам  $\Delta_p \approx \Delta_{c-o}$  и  $E_g$  оценили  $m_e(\Gamma_{6c})$

$$m_e/m = \left[ 1 + \frac{20}{3} \left( \frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + \Delta_p} \right) \right]^{-1} \approx 0.1.$$

Симметрия  $\text{Ag}_3\text{SbS}_3$  описывается группой  $C_{3v}^6$  [6]. Первая зона Бриллюэна аналогична приведенной в [3] для  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$ . Чтобы согласовать правила отбора для зона-зонных переходов с направлением наблюдаемого поляризационного смещения, следует выбрать порядок расположения зон, показанный на рис. 2. При этом величина  $\Delta_p$  соответствует энергетическому зазору между подзонами  $\Gamma_6$  и  $\{\Gamma_4, \Gamma_5\}$ . Согласно правилам отбора, переход между этими подзонами должен быть поляризован. Любопытно было провести измерения в инфракрасной области.

<sup>1</sup> Для  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$   $\Delta_p = 0.037$  [3], т. е.  $\Delta_p^{\text{Ag}_3\text{SbS}_3} > \Delta_p^{\text{Ag}_3\text{AsS}_3}$ .