

- [4] Перлин Ю.Е., Цукерблат Б.С. // Эффекты электронно-колебательного взаимодействия в оптических спектрах примесных парамагнитных ионов. Кишинев: Штиинца, 1974. 368 с.
- [5] Аванесов Б.Г., Басиев Т.Т., Воронько Ю.К., Максимова Г.В., Денкер Б.И., Мызина В.А., Осико В.В., Федоров В.С. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 3. С. 1028-1042.
- [6] Доценко В.П., Березовская И.В., Ефрушина Н.П., Ермакова С.В., Жихарева Е.А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1986. Т. 50. № 3. С. 596-598.
- [7] Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский Н.Е., Кравченко В.Б., Рудницкий Ю.П. // Лазерные фосфатные стекла. М.: Наука, 1980. 352 с.
- [8] Yamamoto H., Kano T. // J. Electrochem. Soc. 1978. V. 126. N 2. P. 305-312.

Физико-химический институт
АН УССР, Одесса

Поступило в Редакцию
4 января 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 8

26 апреля 1991 г.

07; 08

© 1991

УПРУГООПТИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ СИЛИКОСИЛЛЕНИТА

П.И. Р о п о т

Кристаллы силикосилленита $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO) являются весьма перспективным материалом для акустооптики и голографии [1]. При разработке конкретных устройств и их оптимизации необходимо знать не только фотоупругие свойства кристаллов, но и спектральные зависимости. Для измерения упругооптических коэффициентов используются различные методики [2], однако они мало пригодны для кристаллов BSO , обладающих оптической гиротропией (вращением плоскости поляризации). В работе [3] измерены фотоупругие постоянные кристалла германата висмута; при этом авторы использовали малые длины акустооптического (АО) взаимодействия и пренебрегали зависимостью эффективности дифракции от оптической активности. В [4] исследовались фотоупругие свойства кристаллов BSO при действии как статических, так и динамических напряжений с учетом оптической активности: при этом сопоставление данных позволило определить величину и знак фотоупругих постоянных.

В данной работе определялись упругооптические постоянные кристаллов $B\bar{S}O$ на основании поляризационных измерений дифрагированного в первый порядок света в режиме Рамана-Ната. При дифракции линейно поляризованного света на продольной ультразвуковой (УЗ) волне дифрагированное излучение остается линейно поляризованным. Поэтому в ходе эксперимента измерялись только угол поворота ρl поляризации света при отсутствии УЗ волны и азимут поляризации ψ дифрагированного света. Так как кристалл $B\bar{S}O$ относится к гиротропным кубическим кристаллам класса 23 (имеет четыре отличные от нуля компоненты тензора фотоупругости), то измерения ρl и ψ проводились для четырех геометрий взаимодействия света и звука.

Зависимость азимута дифрагированного на продольной УЗ волне света от фотоупругих параметров кристалла дается выражением [5]:

$$\operatorname{tg} \psi = - \frac{\sin(\rho l - \varphi) + r \operatorname{sinc}(\rho l) \sin(\varphi + \beta)}{\cos(\rho l - \varphi) + r \operatorname{sinc}(\rho l) \cos(\varphi + \beta)},$$

где $\operatorname{sinc}(\rho l) = \frac{\sin(\rho l)}{\rho l}$, ρ - удельное вращение плоскости поляризации, l - длина области АО взаимодействия, φ - начальный азимут поляризации света, ψ - азимут поляризации дифрагированного света (угол между плоскостью поляризации и осью $[001]$, r - комбинация фотоупругих постоянных P_{ij} .

При распространении УЗ волны по оси $[001]$ и световой волны вдоль $[010]$ (первая геометрия) для величины r имеем: $r = \frac{P_{11} - P_{21}}{P_{11} + P_{21}}$, а при направлении света вдоль $[\bar{1}10]$ (вторая геометрия) - $r = \frac{2P_{11} - P_{12} - P_{21}}{2P_{11} + P_{12} + P_{21}}$. Для случая, когда УЗ волна распространяется вдоль $[110]$, а световая волна - вдоль $[\bar{1}10]$ (третья геометрия), величина r дается соотношением $r = \frac{2P_{11} - P_{12} - P_{21} + 4P_{44}}{2P_{11} + 3P_{12} + 3P_{21} + 4P_{44}}$, причем для вышеназванных геометрий АО взаимодействия $\beta = 0$.

Сохраняя прежним направление распространения света и возбуждая УЗ волну вдоль оси третьего порядка $[111]$, получим четвертую геометрию АО взаимодействия, для которой $r = -\frac{3P_{44}^*}{P_{11} + P_{12} + P_{21} + P_{44}^*}$, где $\beta = \operatorname{arctg}(2\sqrt{2})$, $P_{44}^* = P_{44} - \frac{4\pi}{\epsilon_S} \zeta_{14} r_{41}$ - статическая диэлектрическая проницаемость кристалла, ζ_{14} - пьезоконстанта, r_{41} - электрооптический коэффициент. Применение линейно поляризованного света с азимутом $\varphi = 0$ или $\varphi = \pi/2$ упрощает приведенные соотношения.

Таким образом, первые три геометрии АО взаимодействия позволяют получить три однородных уравнения относительно параметров P_{ij} , а особенность четвертой в том, что она дает неоднородное уравнение. Полученная система четырех неоднородных уравнений разрешима относительно P_{11} , P_{12} , P_{21} и P_{44} при измеренных ρl и ψ .

λ_0 , мкм	p_{11}	p_{12}	p_{21}	p_{44}	ρ , град/мм	Примечание
0.6328	0.162	0.133	0.126	0.0265	21.68	-
0.6328	0.160	0.130	0.120	0.0150		[4]
0.5145	0.188	0.156	0.147	0.0293	38.34	-
0.4965	0.207	0.169	0.158	0.0318	41.51	-
0.4880	0.218	0.180	0.169	0.0331	42.85	-
0.4765	0.231	0.193	0.180	0.0344	45.10	-

В эксперименте использовались He-Ne ЛГ-38 и аргоновый ЛГН-503 лазеры. Образцы кристалла B50 имели размеры 2.5x10x15 мм³. Продольная УЗ волна, имеющая частоту $f=40$ МГц и модулированная частотой 2 кГц, возбуждалась пьезопреобразователем из ниобата лития. Для получения существенного различия между величинами ρ^l и ψ длина области АО взаимодействия совпадала с наименьшим размером кристалла ($l=2.5$ мм). Величины ρ^l и ψ измерялись для четырех геометрий взаимодействия в спектральной области 0.45-0.63 мкм с точностью $\pm 4'$. Фотоупругие постоянные рассчитывались по вышеприведенным соотношениям на основании измеренных ρ^l и ψ , а также величин ε_s , e_{14} и r_{41} , заимствованных из [6].

Результаты определения p_{ij} приведены в таблице.

Как видно, упругооптические коэффициенты хорошо согласуются с [4] при $\lambda_0=0.6328$ мкм и соответствуют эффективному $\rho_{eff}=0.13$ [7] для продольной УЗ волны в направлении $\langle 100 \rangle$. Для остальных длин волн фотоупругие параметры B50 измерены впервые.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] М а л и н о в с к и й В.К., Г у д а е в О.А., Г у с е в В.А. Фотоиндуцированные явления в силленитах. Новосибирск: Наука, 1990. 160 с.
- [2] Н а р а с и м х а м у р т и Т. Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов. М.: Мир, 1984. 621 с.
- [3] К у ч а В.В., М и р г о р о д с к и й В.И., П е ш и н С.В., С о б о л е в А.Г. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 2. С. 124-126.
- [4] Б а б о н а с Г.А., Р е з а А.А., Л е о н о в Е.И., Ш а н д а р и с В.И. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 6. С. 1203-1205.
- [5] Б е л ы й В.Н., К у л а к Г.В., Ш е п е л е в и ч В.В. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 65. В. 3. С. 636-640.
- [6] Б л и с т а н о в А.А., Б о н д а р е н к о В.С., Ч к а л о в а В.В. и др. Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1986. 629 с.

[7] Venturini E.L., Spencer E.G.,
Ballmann A.A. // J. Appl. Phys. 1969.
V. 40. P. 1622-1624.

Институт физики
им. Б.И. Степанова
АН БССР, Минск

Поступило в Редакцию
6 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 8

26 апреля 1991 г.

06.1

© 1991

ДРОБОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТАХ С МЕЗОСКОПИЧЕСКИМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ГРАНУЛАМИ

М.А. Белоголовский, Л.Г. Левин

В связи с перспективой создания новых электронных устройств на субмикронном уровне возник интерес к исследованию динамики туннельных контактов типа металл-изолятор-металл, в которых изолирующая прослойка содержит металлические включения малой емкости C [1, 2]. Использование подобных структур требует детального изучения шумовых процессов и оценки их влияния на вольт-амперные характеристики. При этом необходимо учесть, что воздействие тепловых и квантовых флуктуаций может быть практически устранено выбором достаточно низких температур ($k_B T \ll \ll e^2 / (2C)$) и достаточно больших сопротивлений контактов ($R \gg \hbar / e^2$), в то время как дробовой шум неизбежно присутствует в подобных устройствах, поскольку является следствием стохастического характера одноэлектронного туннелирования. Ранее в работе [2] были выполнены численные расчеты дробовых флуктуаций в небольшом интервале частот, в настоящей публикации получены аналитические выражения и высказаны некоторые соображения относительно возможности их экспериментальной проверки.

Для вычисления уровня дробового шума воспользуемся полуклассической моделью [2], описывающей перенос электрона с левой обкладки контакта на правую как стохастический процесс туннелирования в системе из двух последовательно соединенных переходов с классической переменной n , равной числу дополнительных электронов на грануле внутри контакта. Тогда при температуре $T = 0$ для вероятности $\rho_n(V, t)$ ($\rho_n(V, t)$ – вероятность того, что при напряжении смещения V на контакте в момент времени t гранула содержит n дополнительных электронов) получаем следующую систему кинетических уравнений: