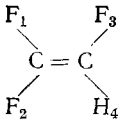

Результаты определения относительных знаков КССВ приведены в таблице, причем были определены относительные знаки КССВ, расположенные в строках этой таблицы. Косвенное сравнение полученных результатов с приведенными в [1] показывает, что относительные знаки КССВ в трифторэтилене, определенные с помощью гомо- и гетероядерного резонансов, полностью согласуются друг с другом.

Авторы выражают благодарность Ю. А. Устынюку и Б. Л. Дяткину за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Evans D. F. Molec. Phys., 5, No. 2, 1962.
2. Emsley J. W., Feeney J., Sutchiffe L. H. High resolution nuclear magnetic resonance spectra. London, 1965.

Поступила в редакцию
23. 3 1967 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 538.56 : 530.145

В. Б. БАГЛИКОВ, В. Н. ПАРЫГИН

РЕЗОНАНСНЫЙ ФОТОУПРУГИЙ МОДУЛЯТОР СВЕТА НА КРИСТАЛЛЕ АДР

Использование пьезорезонансов кристалла позволяет резко снизить напряжение, необходимое для получения эффективной модуляции света [1]. Основным недостатком такого фотоупругого модулятора является его узкополосность и зависимость частот модуляции от размеров кристалла. Хорошими пьезоэлектрическими свойствами обладает широко применяемый в электрооптике кристалл *ADP*.

В данной заметке изложены результаты исследования амплитудных и частотных характеристик пьезооптического резонансного модулятора на кристалле *ADP*, работающего на частоте 300 *кгц* и требующего для получения 100% модуляции напряжения 15—20 *в*.

При приложении электрического напряжения за счет обратного пьезоэффекта в кристалле возникают упругие деформации, которые резко возрастают, когда частота внешнего воздействия совпадает с одной из частот собственных механических колебаний кристалла. Упругие деформации сопровождаются изменением показателя преломления. При приложении к кристаллу *ADP* электрического поля E, направленного вдоль оптической оси z, кристалл становится двуосным, и показатели преломления принимают вид

$$n_{x'}^2 = n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 p_{66} d_{36} E \sum_{m=1}^{\infty} K_m(\omega)\, \Phi_m(x, y) + \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E,$$

$$n_{y'} = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 p_{66} d_{36} E \sum_{m=1}^{\infty} K_m(\omega)\, \Phi_m(x, y) - \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E, \quad n_z = n_e, \tag{1}$$

[1] J. F. Stephany. JOSA, 55, 136, 1965.

где n_0 и n_e — показатели преломления кристалла при отсутствии поля, p_{66} — упругооптический коэффициент, d_{36} — пьезоэлектрический модуль, r_{63} — электрооптический коэффициент, $\Phi_m(x, y)$ — функция распределения по кристаллу амплитуд деформаций на m-й собственной частоте,

$$K_m(\omega) = \left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_m^2}\right)^2 + \frac{4\delta_m^2\omega^2}{\omega_m^4}\right]^{-\frac{1}{2}}$$

есть форма резонансной кривой вблизи частоты ω_m.

Когда частота внешнего воздействия равна одной из частот собственных колебаний ω_m, $K_m(\omega)$ возрастает и достигает величины Q_m добротности данного собственного колебания. При этом в (1) можно пренебречь электрооптикой и всеми членами суммы, кроме одного. Таким образом, при резонансе эффективный упругооптический коэффициент возрастает примерно в $Q_m\,\Phi_m(x, y)$ раз, что позволяет во столько же раз снизить напряжение модуляции.

В экспериментальной установке кристалл ADP помещался между скрещенными поляроидами. Электрическое поле прикладывалось при помощи проводящих стеклян-

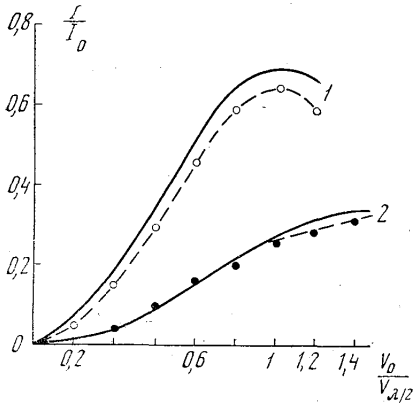

Рис. 1. Амплитудные характеристики модулятора. *1* — для пучка света диаметром 1,2 *мм*, *2* — для широкого пучка. Сплошные кривые — теоретические, штриховые — экспериментальные

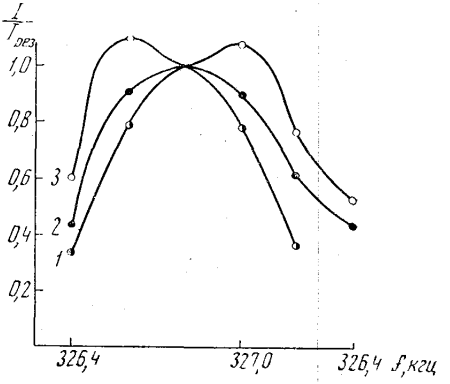

Рис. 2. Частотные характеристики модулятора для узкого пучка света и трех значений $\frac{v_0}{v_{\lambda/2}}$: *1* — $\frac{v_0}{v_{\lambda/2}} = 0{,}4$, *2* — $\frac{v_0}{v_{\lambda/2}} = 1{,}0$, *3* — $\frac{v_0}{v_{\lambda/2}} = 1{,}4$

ных электродов. Оси x и y кристалла были параллельны плоскостям поляризации поляроидов, пучок света распространялся вдоль оси z. Амплитудная характеристика такого модулятора имеет вид

$$I = \frac{I_0}{2}(1 - \cos\Gamma) = I_0 \sin^2\frac{\Gamma}{2},$$

где Γ — сдвиг фаз между лучами, поляризованными по ox' и oy'. На частоте ω_m этот сдвиг фаз равен

$$\Gamma = \pi \cdot \frac{v_0}{v_{\lambda/2}} \sin\omega_m t = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 p_{66} d_{36} Q_m \Phi_m(x, y)\, v_0 \sin\omega_m t, \qquad (2)$$

где λ — длина волны света, v_0 — амплитуда приложенного напряжения, $v_{\lambda/2}$ — напряжение полуволновой задержки, соответствующее $\Gamma = \Pi$.

Таким образом, при пьезорезонансе световой пучок, проходящий через различные участки кристалла, модулируется в различной степени. Наибольшая модуляция в пучностях колебаний, а на узловых линиях, где $\Phi(x, y) = 0$, интенсивность света не зависит от приложенного напряжения.

Экспериментально в кристаллах размерами 4,5×4,5×6,5 *мм* и 6,5×6,5×7,5 *мм* удавалось возбуждать колебания с $m=1$ и $m=3$ В первом случае приложение напряжения приводило к просветлению центра кристалла, во втором — к появлению светящихся пятен. Отсутствие возбуждения на четных модах, а также трудности получения больших m связаны с формой примененных электродов.

Основные характеристики модулятора исследовались на кристалле поперечным размером 4,5×4,5 *мм*, в котором возбуждалась стоячая волна сжатия на основной частоте с функцией распределения

$$\Phi_1(x, y) = \frac{4}{\pi}\left(\sin\frac{\pi x'}{a}\sin\frac{\pi y'}{a}\right).$$

Для простоты измерялась постоянная составляющая прошедшего через кристалл света, хотя наблюдения за формой переменной составляющей также велись. В качестве индикатора использовался фотоумножитель ФЭУ-36, длина волны света составляла ~ 4000 Å.

На рис. 1 приведена зависимость постоянной составляющей прошедшего через модулятор света от напряжения на кристалле. Кривая *1* относится к случаю узкого светового пучка (диаметр 1,2 *мм*), проходящего через пучность колебания (центр грани кристалла); кривая *2* соответствует пучку света, занимающему всю грань кристалла. Резкое уменьшение глубины модуляции в последнем случае связано с усреднением выражения (2) по x и y.

Для узкого пучка света, проходящего через центр грани, снимались частотные и пространственные характеристики модулятора. Их вид существенно зависит от соотношения $\frac{v_0}{v_{\lambda/2}}$. На рис. 2 приведены частотные характеристики для трех значений v_0. Изменение формы кривых связано с нелинейностью амплитудной характеристики. По резонансной кривой, полученной на линейном участке амплитудной характеристики, может быть определена добротность кристалла как механической колебательной системы. В нашем случае она оказалась равной 525±50. Эта добротность должна определять тот выигрыш по напряжению, который дает использование резонансного пьезоэффекта. Сопоставление полученного экспериментально $v_{\lambda/2}$ со статическим значением этой величины дает выигрыш в 460±80 раз. Совпадение значений можно считать удовлетворительным. Таким образом, для создания модуляторов света на фиксированные частоты в диапазоне нескольких сотен килогерц целесообразно использовать пьезорезонанс в кристалле *ADP*. При этом может быть получен выигрыш по модулирующему напряжению на 2—3 порядка.

Поступила в редакцию
31. 3 1967 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 62—50

Г. А. БЕНДРИКОВ, В. И. ОГОРОДНИКОВА

К ТЕОРИИ ДВУХКАНАЛЬНЫХ СИСТЕМ С СИММЕТРИЧНЫМИ ПЕРЕКРЕСТНЫМИ СВЯЗЯМИ

Важным классом систем автоматического управления являются двухканальные системы с симметричными перекрестными связями, примерами которых могут быть системы управления летательными аппаратами, следящие системы наведения, система параллельного включения двух самолетных генераторов и другие.

Исследование данного класса систем методом траекторий корней [1] имеет преимущество по сравнению с существующими, так как дает возможность наглядно проследить изменение свойств в области устойчивости систем, описываемых уравнениями достаточно высокого порядка.

Как известно [2], двухканальные системы с идентичными каналами и симметричными перекрестными связями имеют характеристические уравнения

$$[1+W(p)]^2-[a(p)]^2=[1+W(p)+a(p)][1+W(p)-a(p)]=0 \qquad (1)$$

с прямыми перекрестными связями и

$$[1+W(p)]^2-[a(p)W(p)]^2=[1+W(p)+$$