

УДК 535.241:534

©1995

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕЗАВИСИМАЯ МОДУЛЯЦИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.М.Котов

Институт радиотехники и электроники РАН,
Фрязино, Московская область
Поступило в Редакцию 8 февраля 1994 г.
В окончательной редакции 16 июня 1994 г.

Предложен новый способ поляризационно-независимой модуляции многокомпонентного оптического излучения посредством акустооптического взаимодействия его с акустической волной, распространяющейся в гиротропном кристалле. Способ основан на изменении поляризации излучения при отражении его от зеркала и на свойствах гиротропных сред. Теоретически и экспериментально исследована модуляция четырехкомпонентного излучения Ar-лазера при дифракции на медленной звуковой волне, генерируемой в гиротропном монокристалле TeO_2 . Показано, что эффективность дифракции суммарного излучения Ar-лазера достигает 80 % на частоте звука 60 МГц.

В последнее время возрос интерес к использованию анизотропной акустооптической (АО) дифракции для задач поляризационно-независимой модуляции оптического излучения. Это связано, прежде всего, с тем, что целый ряд анизотропных кристаллов (TeO_2 , $\alpha\text{-HgS}$, LiNbO_3 и др.) обладает высоким значением величины АО качества M_2 , т.е. позволяет получать высокоэффективную АО модуляцию света (до 100%) при малой величине подводимой электрической мощности. Например, при использовании монокристалла TeO_2 для 100%-й модуляции необходима мощность всего в несколько сотен милливольт [1]. При этом отпадает необходимость в использовании мощных СВЧ-генераторов, в отводе тепла от АО ячейки и т.д.

Поляризационно-независимая модуляция оптического излучения с использованием анизотропной АО дифракции основана на создании условий, при которых две собственные оптические моды анизотропной среды находятся в брэгговском синхронизме с одной акустической волной. На этом принципе основана поляризационно-независимая модуляция с большой угловой апертурой [2], этот принцип использован для создания широкодиапазонных АО фильтров [3,4], для поиска новых видов АО поляризационно-нечувствительной дифракции в гиротропных материалах [5-7] и т.д. Однако все эти способы обладают одним существенным недостатком: поскольку в них используется трехволновое взаимодействие (две собственные волны анизотропной среды одновременно взаимодействуют с одной акустической волной), эти режимы

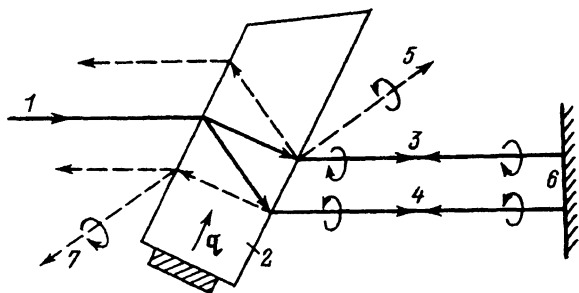


Рис. 1. Оптическая схема поляризационно-независимой АО модуляции.

могут быть реализованы, как правило, только в узком диапазоне акустических частот.

Нами предложен вариант поляризационно-независимой дифракции, функциональные возможности которой оказались гораздо шире описанных выше. Этот вариант основан на изменении поляризации света при отражении его от зеркала и на свойствах гиротропной среды.

Поясним это с помощью рис. 1. Исходное оптическое излучение 1 с произвольной поляризацией направляется в АО ячейку 2, выполненную на базе гиротропного материала. Ячейка 2 помещена в полость лазерного резонатора. Внутри ячейки исходное излучение распадается на две собственные волны 3 и 4 с взаимортогональными круговыми поляризациями. В ячейке распространяется акустическая волна q под углом Брэгга к одной из собственных волн (например, с право-циркулярной поляризацией) гиротропной среды. Нетрудно видеть, что при этом все исходное оптическое излучение дифрагирует на q : часть излучения, с право-циркулярной поляризацией, дифрагирует при распространении в «прямом» направлении (направление дифракции — луч 5), а оставшаяся часть — после отражения от зеркала 6, сменив лево-циркулярную поляризацию на право-циркулярную (в направлении 7).

Этот вид дифракции позволяет реализовать поляризационно-независимую АО модуляцию сразу нескольких оптических лучей с разными длинами волн посредством взаимодействия только с одной акустической волной.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется одновременно поляризационно-независимая модуляция четырех наиболее ярких линий Ar-лазера с длинами волн 0.5145, 0.501, 0.496 и 0.488 μm (четырёхкомпонентное излучение), составляющих практически весь видимый диапазон генерации лазера, исследуются условия, при которых такая модуляция будет максимальной. Актуальность задачи связана, в частности, с использованием интегральной мощности лазерного излучения в технологических операциях, в ситуациях, когда необходимо получать синфазную модуляцию многокомпонентного излучения, и т.д.

Будем рассматривать брэгговский режим дифракции. В этом случае наиболее широко используется метод векторных диаграмм, выражающий закон сохранения импульса [8]. Это позволяет достаточно просто и наглядно получать угловые и частотные характеристики дифракции.

Принципиальным для реализации такой модуляции является то обстоятельство, что выбором угла Θ можно всегда обеспечить одновременный брэгговский синхронизм двух любых оптических лучей с одной акустической волной q . Чтобы показать это, воспользуемся уравнениями, достаточно хорошо описывающими индикатрисы одноосного гиротропного кристалла [9,10].

$$n_1 = n_0(1 - \delta), \quad n_2 = \left(\frac{\cos^2 \Theta}{n_0^2(1 + \delta)^2} + \frac{\sin^2 \Theta}{n_e^2} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где n_1, n_2 — показатели преломления собственных волн монохроматического излучения, распространяющегося в кристалле, n_0 и n_e — главные показатели преломления, Θ — угол между направлением распространения оптического излучения и оптической осью кристалла, δ — параметр гиротропии: $\delta = \rho\lambda_0/2\pi n_0$, где ρ — удельное оптическое вращение кристалла (rad/cm) на длине волны λ_0 .

Пусть двухцветное оптическое излучение с длинами волн λ_1 и λ_2 распространяется под углом Θ к оптической оси кристалла (рис. 2). Показатели преломления и параметр гиротропии излучения с длиной волны λ_1 обозначим n_1, n_2, n_0, n_e и δ_1 . Для излучения λ_2 они обозначены N_1, N_2, N_0, N_e и δ_2 . Собственная мода излучения с λ_1 , волновой вектор которой $\mathbf{K}_1 = 2\pi n_1/\lambda_1$, дифрагирует на акустической волне \mathbf{q}_1 в направлении $\mathbf{K}_2 = 2\pi n_2/\lambda_1$; аналогичная мода излучения λ_2 с волновым вектором $P_1 = 2\pi N_1/\lambda_2$ дифрагирует на \mathbf{q}_2 в направлении $P_2 = 2\pi N_2/\lambda_2$. В [10,11] показано, что проекции волновых векторов на ось OX , равные $A_1 = K_1 \sin \Theta, B_1 = K_2 \sin \Theta_2, A_2 = P_1 \sin \Theta, B_2 = P_2 \sin \Theta_3$ (углы Θ, Θ_2 и Θ_3 показаны на рис. 2), связаны между собой следующими соотношениями, значительно облегчающими дальнейшие вычисления:

$$B_1 = \frac{n_e}{n_0} \sqrt{A_1^2 + K_1^2 4\delta_1}, \quad B_2 = \frac{N_e}{N_0} \sqrt{A_2^2 + P_1^2 4\delta_2}. \quad (2)$$

Величины волновых векторов q_1 и q_2 , как видно из рис. 2, равны

$$q_1 = B_1 + A_1, \quad q_2 = B_2 - A_2. \quad (3)$$

Положим $q_1 = q_2$. Тогда на основании (1-3) нетрудно получить уравнение относительно Θ в аналитическом виде

$$(R^2 - S^2) \sin^4 \Theta - 2[RQ - 2(\delta_1 + \delta_2)] \sin^2 \Theta + Q^2 - 16S^2 \delta_1 \delta_2 = 0, \quad (4)$$

где

$$R = (1 + T)^2 - \left(\frac{n_e}{n_0} \right)^2 - T^2 \left(\frac{N_e}{N_0} \right)^2,$$

$$Q = 4 \left[T^2 \left(\frac{N_e}{N_0} \right)^2 \delta_2 + \left(\frac{n_e}{n_0} \right)^2 \delta_1 \right],$$

$$S = -2T \frac{N_e n_e}{N_0 n_0}, \quad T = \frac{P_1}{K_1}. \quad (5)$$

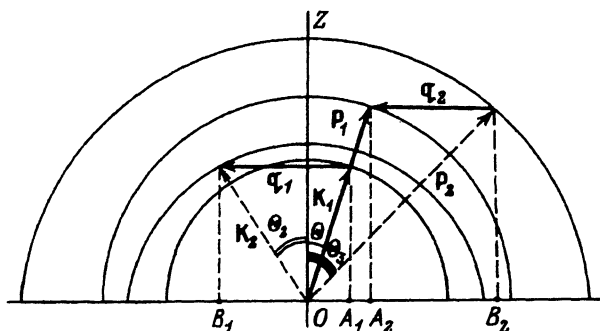


Рис. 2. Векторная диаграмма АО взаимодействия двух оптических лучей с одной акустической волной.

Уравнение (4) имеет действительные корни для любой пары оптических лучей видимого и ближнего ИК диапазона ($\lambda = 0.4 - 1.2 \mu\text{m}$), распространяющихся, в частности, в монокристалле TeO_2 . Например, для излучений $\lambda_1 = 0.4$ и $\lambda_2 = 1.06 \mu\text{m}$ (значения указанного диапазона, близкие к крайним) угол $\Theta = 2.13^\circ$; для $\lambda_1 = 0.4$ и $\lambda_2 = 0.8 \mu\text{m}$ значение Θ равно $\approx 1.6^\circ$ и т.д.

Интересно, что в отсутствие гиротропии ($\delta_1 = \delta_2 = 0$) уравнение (4) имеет нетривиальное решение при $R^2 - S^2 = 0$, что приводит к следующим соотношениям:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{n_o + n_e}{N_e - N_o}, \quad \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{n_e - n_o}{N_e + N_o}, \quad (6)$$

справедливым при любых углах Θ . Для большинства анизотропных материалов $|n_e - n_o| = 0.001 - 0.01$, при этом $\lambda_1/\lambda_2 \gtrsim 100$, что невыполнимо для длин волн рассматриваемого диапазона. Однако необходимо отметить, что в случаях, когда плоскость дифракции составляет некоторый угол β с оптической осью кристалла, также возможна реализация двух произвольных оптических лучей на одной акустической волне. При этом конкретные параметры АО взаимодействия зависят от величины β . Действительно, в этом случае сечения индикатрис описываются непересекающимися окружностью и эллипсом, т.е. выражениями аналогичными (1), а, следовательно, угол Θ определяется выражением аналогичным (4). Это легко видеть и из сопоставления зависимостей между q и Θ при АО взаимодействии в анизотропных (см. напр. [8,12]) и гиротропных [10,13] кристаллах. Более детальный анализ этого соответствия выходит далеко за рамки данной статьи, поэтому здесь не приводится.

Выражения (1), описывающие индикатрисы одноосного гиротропного кристалла, являются приближенными. Более точные выражения [14,15], полученные на основании решения дисперсионного уравнения, приводят к следующей зависимости n от Θ :

$$n^2 = \frac{1 + \text{tg}^2 \Theta}{\frac{1}{n_o^2} + \frac{\text{tg}^2 \Theta}{2} \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\text{tg}^4 \Theta \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2}}. \quad (7)$$

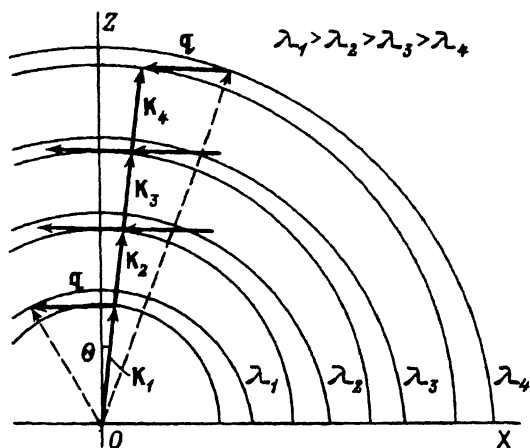


Рис. 3. Векторная диаграмма АО дифракции четырехкомпонентного излучения.

Знаки (\pm) соответствуют двум собственным модам кристалла, G_{33} — компонента псевдотензора гирации. Она связана с δ соотношением: $G_{33} = 2\delta/n_0^2$. Численные расчеты угла Θ на основании (7) дают более низкие значения (\sim на 20 %) в сравнении с результатами, полученными при использовании (4). Но в любом случае существует угол Θ во всем указанном диапазоне длин волн, причем этот угол не более $3-4^\circ$.

Рассмотрим теперь одновременное АО взаимодействие четырех линий лазерного излучения с одной акустической волной.

На рис. 3 показана векторная диаграмма АО дифракции в монокристалле TeO_2 четырехцветного оптического излучения с длинами волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ на одной акустической волне q . Расчеты, проведенные на основании (7) для самых ярких лучей Аг-лазера $\lambda_1 = 0.5145, \lambda_2 = 0.501, \lambda_3 = 0.496, \lambda_4 = 0.488 \mu\text{m}$, показывают, что брэгговский синхронизм для пары лучей λ_1 и λ_2 обеспечивается при $\Theta = 0.025^\circ$ и частоте звука $f = 58.6 \text{ МГц}$ (здесь $f = |q|v/2\pi$, где $v = 0.6 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ — скорость поперечной звуковой волны в TeO_2), для λ_1 и λ_3 — при $\Theta = 0.041^\circ$ и $f = 60.3 \text{ МГц}$, для λ_1 и λ_4 — при $\Theta = 0.062^\circ$ и $f = 62.4 \text{ МГц}$ и т.д. Обеспечить одновременный строгий брэгговский синхронизм для всех четырех линий невозможно. Наиболее разумным в этом случае является выбор варианта, при котором в брэгговском синхронизме находятся две самые интенсивные линии, дающие основной вклад в суммарное лазерное излучение. Например, измеренные интенсивности линий Аг-лазера типа ЛГ-106 М-1 (этот лазер использовался нами в эксперименте) равны: 60 % от суммарной мощности генерации — для излучения с λ_1 , 6 % — для излучения с λ_2 , 12 % — для λ_3 и 22 % — для λ_4 . В данном случае оптимальным будет режим, когда наилучшие условия АО дифракции обеспечиваются для линий $\lambda_1 = 0.5145$ и $\lambda_4 = 0.488 \mu\text{m}$.

Именно эта ситуация отображена на рис. 3. Излучения с волновыми векторами K_1 и K_4 (соответствующими λ_1 и λ_4) находятся в строгом брэгговском синхронизме с q , для K_2 и K_3 синхронизм с q не обеспечивается. На рис. 4 отдельно приведена векторная диаграмма АО взаимодействия излучения K_0 , описывающего дифракцию луча K_2 или K_3 (рис. 3), в случае отсутствия строгого брэгговского синхронизма. Здесь рассматривается ситуация, когда дифракция происходит только в $+1$ и -1 порядках (излучения K_{+1} и K_{-1} соответственно). Отклоне-

ние от синхронизма характеризуются векторами расстройки η_{+1} и η_{-1} [1]. Эта дифракция описывается следующей системой дифференциальных уравнений [1]:

$$\begin{aligned} \frac{dc_0}{dz} &= -\frac{p}{2}(c_{+1}e^{-i\eta_{+1}z} + c_{-1}e^{-i\eta_{-1}z}), \\ \frac{dc_{+1}}{dz} &= \frac{p}{2}c_0e^{i\eta_{+1}z}, \quad \frac{dc_{-1}}{dz} = \frac{p}{2}c_0e^{i\eta_{-1}z}, \end{aligned} \quad (8)$$

где c_0 , c_{+1} и c_{-1} — амплитуды излучений \mathbf{K}_0 , \mathbf{K}_{+1} и \mathbf{K}_{-1} соответственно, η_{+1} и η_{-1} — параметры расстройки (компоненты векторов расстройки η_{+1} и η_{-1} вдоль направления z), p — параметр, связанный с амплитудой ультразвука [1], z — координата, вдоль которой развивается АО взаимодействие (в нашем случае направление z совпадает с направлением OZ кристалла). Отметим, что система (8) описывает также и дифракцию излучений λ_1 и λ_4 , при этом надо положить $\eta_{+1} = 0$, $\eta_{-1} \neq 0$ для λ_1 ; и $\eta_{+1} \neq 0$, $\eta_{-1} = 0$ для λ_4 . Решая (8) стандартным способом (см. [1,16,17]), ищем решение c_0 , c_{+1} и c_{-1} в виде $c_m = a_m e^{i\alpha_m z}$, где a_m и α_m — искомые функции. В результате математических преобразований нетрудно получить характеристическое уравнение относительно α_m

$$\alpha^3 + \alpha^2(\eta_{+1} + \eta_{-1}) + \alpha(\eta_{+1}\eta_{-1} - \frac{p^2}{2}) - \frac{p^2}{4}(\eta_{+1} + \eta_{-1}) = 0. \quad (9)$$

Решив кубическое уравнение (9) (например используя [18]), нетрудно получить значения коэффициентов a_m при граничных условиях $z = 0$, $c_0 = 1$, $c_{+1} = c_{-1} = 0$

$$a_1 = t_1/\Delta, \quad a_2 = t_2/\Delta, \quad a_3 = t_3/\Delta, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} t_1 &= (\alpha_3 - \alpha_2)(\alpha_1 + \eta_{+1})(\alpha_1 + \eta_{-1}), \\ t_2 &= (\alpha_1 - \alpha_3)(\alpha_2 + \eta_{+1})(\alpha_2 + \eta_{-1}), \\ t_3 &= (\alpha_2 - \alpha_1)(\alpha_3 + \eta_{+1})(\alpha_3 + \eta_{-1}), \\ \Delta &= t_1 + t_2 + t_3. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь α_1 , α_2 , α_3 — корни уравнения (9).

Окончательное решение для искомых амплитуд будет

$$\begin{aligned} c_0 &= a_1 e^{i\alpha_1 z} + a_2 e^{i\alpha_2 z} + a_3 e^{i\alpha_3 z}, \\ c_{+1} &= \frac{p}{2i} \left(\frac{a_1}{\alpha_1 + \eta_{+1}} e^{i(\alpha_1 + \eta_{+1})z} + \frac{a_2}{\alpha_2 + \eta_{+1}} e^{i(\alpha_2 + \eta_{+1})z} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{a_3}{\alpha_3 + \eta_{+1}} e^{i(\alpha_3 + \eta_{+1})z} \right), \\ c_{-1} &= \frac{p}{2i} \left(\frac{a_1}{\alpha_1 + \eta_{-1}} e^{i(\alpha_1 + \eta_{-1})z} + \frac{a_2}{\alpha_2 + \eta_{-1}} e^{i(\alpha_2 + \eta_{-1})z} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{a_3}{\alpha_3 + \eta_{-1}} e^{i(\alpha_3 + \eta_{-1})z} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

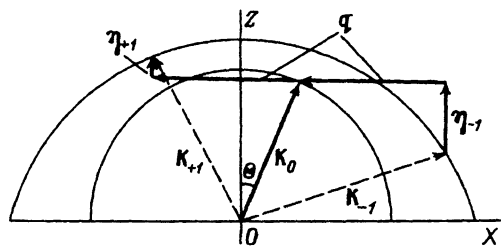


Рис. 4. АО дифракция с расстройкой брэгговского синхронизма.

Для конкретных значений амплитуд необходимо знать величины расстройек η_{+1} и η_{-1} . Для их определения положим, что четырехкомпонентное оптическое излучение распространяется в монокристалле TeO_2 под углом $\Theta = 0.062^\circ$ к оптической оси, когда обеспечивается строгий брэгговский режим дифракции для λ_1 и λ_2 . Тогда η_{+1} и η_{-1} для излучений λ_2 и λ_3 можно вычислить, исходя из диаграммы рис. 4, на основе индикатрис (7). На рис. 5 показаны зависимости η_{+1} и η_{-1} от частоты звука f для длины волны λ_2 (прямые 1а и 1б для η_{+1} и η_{-1} соответственно) и для длины волны λ_3 (2а и 2б соответственно). При $f = 62.4$ МГц (частота брэгговского синхронизма для одновременной дифракции лучей λ_1 и λ_4) значения η_{+1} и η_{-1} , как видно из рисунка, равны: для λ_2 : — $\eta_{+1} = 8$, $\eta_{-1} = -5.5$; для λ_3 — $\eta_{+1} = 4$, $\eta_{-1} = 9$. Отметим попутно, что расчетные значения η_{+1} и η_{-1} для излучений λ_1 и λ_2 равны: $\eta_{+1} = 0$, $\eta_{-1} = 15$ — для λ_1 и $\eta_{+1} = 14$, $\eta_{-1} = 0$ — для λ_4 .

В выражения (9)–(12) необходимо подставлять абсолютные значения величин η_{+1} и η_{-1} , так как при изменении частоты звука направления векторов η_{+1} и η_{-1} не меняются (см. рис. 4, а также [1]).

На рис. 6 показаны интенсивности нулевого порядка $I = c_0 c_0^*$ для излучений λ_1 , λ_4 , описываемых практически одной кривой I_1 , λ_2 (кривая I_2), λ_3 (кривая I_3) и суммарной интенсивности I_0 , построенной на основе кривых I_1 , I_2 , I_3 с учетом процентного вклада каждой составляющей излучения, в зависимости от параметра pz . Длина взаимодействия принята равной $z = 0.3$ см (условие эксперимента, см. далее). Зависимости I_2 и I_3 построены с учетом параметров расстройки, взятых на основании рис. 5. Из рис. 6 видно, что I_1 , I_2 , I_3 достигают

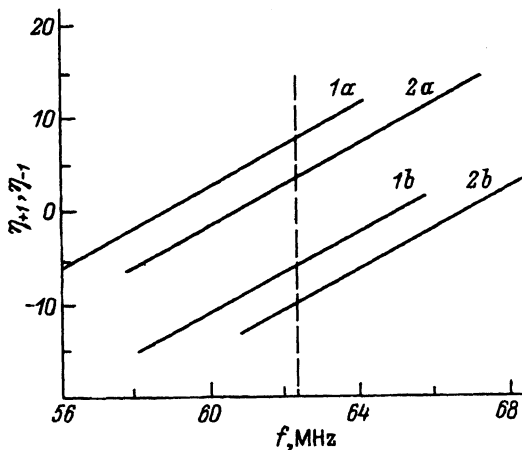


Рис. 5. Зависимость расстройки излучений 0.501 и $0.496 \mu\text{m}$ от частоты звука.

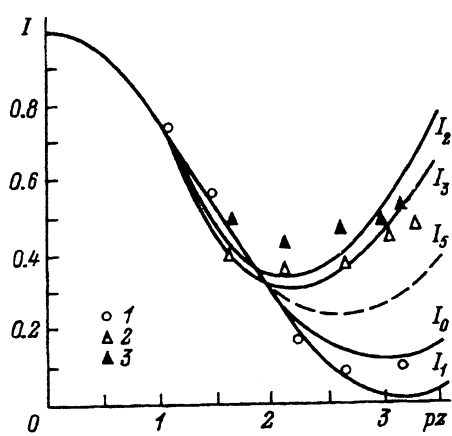


Рис. 6. Интенсивности нулевого порядка АО дифракции составляющих четырехкомпонентного излучения как функции pz .

своих минимальных значений при разных величинах pz . В частности, при $pz = \pi$ интенсивность I_1 падает до нуля, в то время как $I_2 = 0.6$ и $I_3 = 0.5$. Минимум суммарной интенсивности I_0 достигается при том же значении pz , что и I_1 , однако он равен 0.1. Иными словами, эффективность дифракции суммарного излучения не может быть больше 90%.

Полученные теоретические результаты по поляризационно-независимой модуляции четырехволнового лазерного излучения были проверены экспериментально. На рис. 7 показана оптическая схема эксперимента. Излучение Аг-лазера 1 с длинами волн 0.5145, 0.501; 0.496 и 0.488 μm направляется через делительную плоскопараллельную пластинку 2 на АО модулятор 3. Пройдя модулятор, оно отражается от зеркала 4 и вновь проходит в обратном направлении. Часть излучения отражается от плоскопараллельной пластинки 2 на дифракционную решетку 5, благодаря которой обеспечивается угловое расщепление излучения на четыре монохроматические компоненты. При помощи фотоприемника 6 поочередно измеряется интенсивность каждой компоненты в зависимости от электрической мощности, подводимой к АО ячейке. Акустическая мощность нормировалась по ходу кривой I_1 (рис. 6). Пространство между Аг-лазером и зеркалом 4 имитирует полость лазерного резонатора. Материалом АО модулятора является монокристалл TeO_2 , размеры кристалла — $8 \times 8 \times 8$ mm вдоль направлений [001], [110] и $[\bar{1}\bar{1}0]$ соответственно. Сдвиговая акустическая волна генерируется пьезопреобразователем из LiNbO_3 , приклеенным к грани {110}, направление сдвига — вдоль $[\bar{1}\bar{1}0]$, частота генерации — 59 ± 2 MHz, длина АО взаимодействия — 3 mm. Результаты эксперимента приведены на рис. 6: 1 — значения интенсивностей лучей с λ_1 и λ_4 , 2 — интенсивность излучения с λ_2 , 3 — интенсивность с λ_3 . Все нанесенные значения измерений были предварительно нормированы к единичной интенсивности. Измеренное независимо минимальное значение суммарной интенсивности I_0 равнялось ≈ 18 %. Эксперимент отчетливо показал, что интенсивности I_1 и I_2 , I_3 достигают своих минимальных значений при разных величинах акустической мощности.

Отметим, что при увеличении длины взаимодействия до величины 5 mm минимальное значение суммарной интенсивности, как показывает эксперимент, практически не меняется, оставаясь на уровне ~ 20 %, а

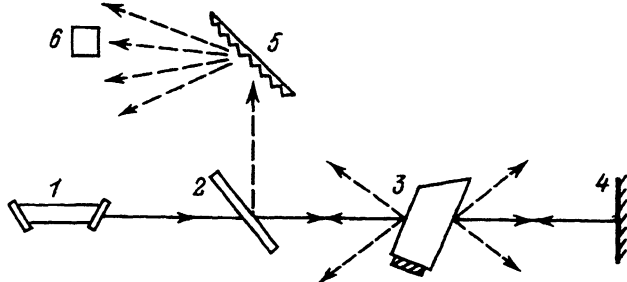


Рис. 7. Оптическая схема эксперимента.

минимумы кривых I_2 и I_3 возрастают до значений 0.65–0.7, причем сами минимумы смещаются в сторону более высоких значений pz .

Из рис. 6 видно, что I_2 и I_3 располагаются достаточно близко друг к другу. Иными словами, в АО модуляцию четырехкомпонентного излучения Аг-лазера основной вклад вносят компоненты с $\lambda_1 = 0.5145$ и $\lambda_4 = 0.488 \mu\text{m}$. Если бы интенсивности всех четырех компонент Аг-лазера были одинаковы, то кривая I_0 изменилась бы достаточно сильно. На рис. 6 этот случай отображен штриховой кривой I_5 , минимальное значение ее равно 0.25, оно достигается при $pz = 2.5$.

Вышеизложенная методика позволяет рассчитывать и эффективность дифракции многокомпонентного излучения, когда число компонент больше четырех. При этом дифракцию каждой компоненты можно рассматривать независимо, так как обычно в большинстве случаев число акустических фононов гораздо больше числа фотонов. Иными словами, оптическое излучение не влияет на интенсивность звуковой волны (со случаями, когда существует такое влияние, можно ознакомиться, например, в [9]). При этом, поскольку можно всегда обеспечить брэгговский синхронизм для двух произвольных оптических лучей, наиболее эффективная многокомпонентная дифракция будет происходить в том случае, когда длины волн оптического излучения группируются близ двух наиболее ярких линий. Тогда при обеспечении брэгговского синхронизма этих двух линий с одной акустической волной расстройка брэгговского синхронизма η остальных линий будет наименьшей, что обеспечивает наилучшие условия многокомпонентной АО модуляции.

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы. Предложен новый способ поляризационно-независимой модуляции многокомпонентного оптического излучения посредством АО взаимодействия в гиротропном кристалле. Теоретически и экспериментально исследована АО модуляция четырехкомпонентного излучения Аг-лазера при дифракции его на медленной звуковой волне, генерируемой в монокристалле TeO_2 . Показано, что эффективность дифракции суммарного лазерного излучения достигает 80 % на частоте звука 60 МГц. Невозможность достижения более высокой эффективности обусловлена несинхронностью процессов АО взаимодействия разных оптических составляющих многокомпонентного излучения. Эта несинхронность определяется прежде всего расстройкой брэгговского синхронизма.

Список литературы

- [1] Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
- [2] Lee H. // *Appl. Opt.* 1988. V. 27. P. 815-817.
- [3] Епихин В.М., Визен Ф.Л., Пальцев Л.Л. // *ЖТФ.* 1987. Т. 57. № 10. С. 1910-1915.
- [4] Епихин В.М., Визен Ф.Л. // *ЖТФ.* 1990. Т. 60. № 9. С. 169-173.
- [5] Кулак Г.В., Ропот П.И., Пашкевич Г.А. // *ДАН БССР.* 1991. Т. 35. № 5. С. 429-433.
- [6] Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. // *ЖТФ.* 1991. Т. 61. С. 168-173.
- [7] Котов В.М. // *Письма в ЖТФ.* 1991. Т. 17. № 9. С. 12-15.
- [8] Леманов В.В., Шакин О.В. // *ФТТ.* 1972. Т. 14. № 1. С. 229-236.
- [9] Warner A.W., White D.L., Bonner W.A. // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. N 11. P. 4489-4495.
- [10] Котов В.М. // *ЖТФ.* 1992. Т. 62. № 8. С. 95-101.
- [11] Котов В.М. // *ЖТФ.* 1993. Т. 63. № 1. С. 180-183.
- [12] Oliveira J.E.V., Adler E.R. // *Electr. Lett.* 1984. V. 20. N 22. P. 927-928.
- [13] Утида Н., Ниидзеки Н. // *ТИИЭР.* 1973. Т. 61. № 8. С. 21-43.
- [14] Котов В.М. // *Опт. и спектр.* 1993. Т. 74. № 2. С. 386-391.
- [15] Котов В.М. // *ЖТФ.* 1993. Т. 63. № 2. С. 167-170.
- [16] Котов В.М. // *ЖТФ.* 1993. Т. 63. № 11. С. 103-109.
- [17] Пискунов Н.С. Дифференциальные и интегральные исчисления. Т. 2. М.: Наука, 1970.
- [18] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1974.
- [19] Korpel A. *Acousto-optics.* Marcel Dekker Inc. N.Y.-Basel, 1988.