

07;08

## ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ МОДУЛЯЦИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ, УПРАВЛЯЕМАЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

© В.М.Котов

Институт радиотехники и электроники РАН,  
141120 Фрязино, Московская область, Россия  
(Поступило в Редакцию 24 ноября 1994 г.)

Предложен новый метод акустооптической модуляции многокомпонентного лазерного излучения с произвольной поляризацией, позволяющий увеличить спектральную полосу дифракции в 2.3–2.7 раза. Метод основан на использовании брэгговских режимов дифракции, при которых два произвольных оптических луча дифрагируют на одной акустической волне. Исследованы четыре режима такой дифракции на примере широко используемого на практике монокристалла  $\text{TeO}_2$ . Показано, что наилучшим для получения наибольшей спектральной полосы акустооптической модуляции является режим, при котором все оптические составляющие многокомпонентного лазерного излучения являются необыкновенными лучами. Экспериментально исследованы два режима поляризационно независимой акустооптической дифракции многокомпонентного излучения  $\text{Ag}$  лазера, распространяющегося в  $\text{TeO}_2$ , при дифракции на медленной акустической волне с частотами 60 и 90 МГц. Эксперименты показали, что наилучшим режимом, обеспечивающим высокоэффективную дифракцию всех составляющих  $\text{Ag}$  лазера, является дифракция на частоте 90 МГц. При этом направление распространения акустической волны должно составлять угол  $1.2^\circ$  с направлением  $[110]$ . Получена эффективность дифракции всех компонент 90% при подводимой электрической мощности 0.3 Вт.

### Введение

В настоящее время большое внимание уделяется исследованиям акустооптического (АО) взаимодействия в анизотропных кристаллах, обладающих гиротропией (см., например, [1,2]). Это связано прежде всего с тем, что целый ряд гиротропных кристаллов ( $\text{TeO}_2$ ,  $\alpha\text{-HgS}$  [3,4] и др.) обладают высоким значением АО качества материала  $M_2$  [5].

Наряду с этим оказалось, что использование гиротропных кристаллов в качестве АО ячеек дает принципиально новую возможность получать поляризационно независимую АО модуляцию лазерного излучения. Явление основано на оптических свойствах гиротропной среды

и на свойствах зеркальной поверхности менять поляризацию оптического излучения при отражении [6]. Этот вид дифракции можно использовать и для модуляции многокомпонентного лазерного излучения, причем не единственным способом.

В настоящей работе рассматривается четыре варианта АО модуляции многокомпонентного лазерного излучения. Предлагаемые виды модуляции основаны на возможности реализации строгого брэгговского синхронизма двух произвольных оптических лучей с одной акустической волной. Для этого предварительно рассмотрим АО дифракцию двухкомпонентного излучения на одной акустической волне.

### АО дифракция двухкомпонентного лазерного излучения

С точки зрения спектрального прибора АО элемент, предназначенных для модуляции многокомпонентного лазерного излучения, характеризуется неравномерностью эффективности дифракции для разных длин волн оптического излучения. При традиционном подходе строгий брэгговский синхронизм обеспечивается для одной из компонент (как правило, центральной) многокомпонентного излучения, при этом изменение длины волны света на величину  $\Delta\lambda$  приводит к нарушению закона сохранения импульса, а значит, к уменьшению эффективности дифракции  $\mu$ , которая в этом случае может быть записана как [7,8]

$$\mu = \sin^2 \left( \frac{\Delta KL}{2} \right) / \left( \frac{\Delta KL}{2} \right)^2, \quad (1)$$

где

$$\Delta K = \frac{2\pi f \operatorname{tg} \Theta}{v\lambda} \Delta\lambda. \quad (2)$$

Здесь  $\Delta K$  — рассогласование волновых векторов света и звука вследствие изменения  $\lambda$ ,  $L$  — длина АО взаимодействия,  $f$  и  $v$  — частота и скорость звуковой волны,  $\Theta$  — угол Брэгга. При таком подходе предполагается, что брэгговский синхронизм обеспечивается только для одной длины волны света; остальные компоненты дифрагируют с меньшей интенсивностью, причем чем больше  $\Delta\lambda$ , тем меньше  $\mu$ .

Однако анизотропная дифракция в анизотропных средах дает принципиально новую возможность для значительного расширения спектральной полосы АО взаимодействия. Оказалось, что она позволяет обеспечить строгий брэгговский синхронизм одновременно двух произвольных оптических лучей с одной акустической волной, причем не единственным способом. На рис. 1 показаны векторные диаграммы четырех вариантов АО дифракции двухкомпонентного лазерного излучения на одной акустической волне. Во всех случаях рассматривается взаимодействие в одноосном гиротропном кристалле, исходное оптическое излучение распространяется вблизи оптической оси кристалла  $OZ$ , когда поляризации собственных волн близки к круговым. В дальнейшем нам не раз придется обращаться к векторным диаграммам на рис. 1, поэтому будем называть рис. 1, *A* вариантом *A*, рис. 1, *B* — вариантом *B* и т. д. Условимся также называть лучи, описываемые внутренними индикатриссами, обыкновенными лучами, а внешними — необыкновенными. Строго говоря, в гиротропном кристалле все лучи

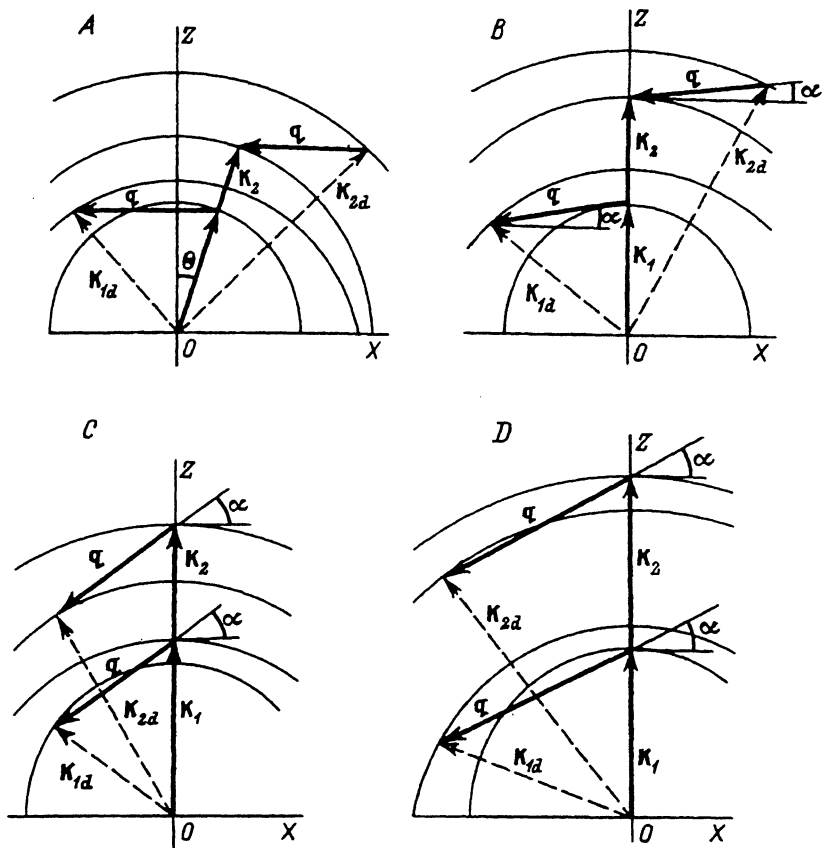


Рис. 1. Варианты дифракции Брэгга двухкомпонентного оптического излучения на одной акустической волне.

необыкновенные, однако, когда гиротропия отсутствует, наши определения совпадают с общепринятыми [9,10].

В варианте А двухцветное излучение с волновыми векторами  $K_1$  и  $K_2$ , являющимися обыкновенными лучами, длины волн которых равны  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответственно ( $\lambda_1 > \lambda_2$ ), распространяется под углом  $\theta$  к оптической оси кристалла;  $K_1$  и  $K_2$  дифрагируют на акустической волне  $q$ , ортогональной  $OZ$ ; направления дифрагированных лучей  $K_{1\alpha}$  и  $K_{2\alpha}$  лежат по разные стороны от падающего излучения. Как показывают расчеты, выбором угла  $\theta$  и величины волнового вектора  $q$  можно всегда обеспечить одновременный брэгговский режим дифракции для двух любых  $K_1$  и  $K_2$  оптических лучей видимого диапазона (в настоящей работе рассматривается диапазон 0.4–1.0 мкм), при этом угол  $\theta$  лежит в пределах  $-1.5$ – $+1.5^\circ$ ; частота звука — в диапазоне 15–100 МГц в зависимости от выбранной пары длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  оптического излучения. Здесь и в дальнейшем предполагается, что дифракция реализуется в кристалле  $TeO_2$  на поперечной акустической волне, распространяющейся вблизи направления [110] кристалла. Для численных расчетов использовалась модель оптических индикатрис, полученная на основании решения дисперсионного уравнения [9].

В вариантах  $B - D$  исходное излучение распространяется строго вдоль оси  $OZ$ . В варианте  $B$  лучи  $K_1$  и  $K_2$  обыкновенные, фронт акустической волны  $q$  составляет угол  $\alpha$  в  $OZ$ , здесь брэгговский синхронизм произвольных  $K_1$  и  $K_2$  обеспечивается выбором величин  $q$  и  $\alpha$ . В варианте  $C$  приведена ситуация, аналогичная  $B$ , однако лучи  $K_1$  и  $K_2$  необыкновенные. В варианте  $D$  луч  $K_1$  обыкновенный, а  $K_2$  необыкновенный, здесь синхронизм также обеспечивается выбором  $q$  и  $\alpha$ .

В варианте  $B$  угол  $\alpha$  меняется в пределах  $-2 - +2^\circ$ , частота звука — от 20 до 200 МГц. В варианте  $C$  угол  $\alpha$  не может быть меньше некоторого значения  $\alpha_{min}$ , в то же время для указанного диапазона оптических длин волн  $\alpha$  не более  $2^\circ$ . Параметры дифракции варианта  $C$  достаточно сильно отличаются от варианта  $A$ . Например, брэгговский режим одновременной дифракции двухкомпонентного излучения Аг лазера ( $\lambda_1 = 0.488$  и  $\lambda_2 = 0.5145$  мкм) в варианте  $A$  реализуется при  $f = 60$  МГц и  $\Theta = 0.062^\circ$ , в то время как в варианте  $C$  дифракция происходит при  $f = 90$  МГц и  $\alpha = 1.22^\circ$ .

Вариант  $D$ , как показывают расчеты, наиболее пригоден для случаев, когда  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  сильно отличаются друг от друга. Тогда двухкомпонентная дифракция будет происходить при относительно низких значениях частот звука  $f$  и малых углах  $\alpha$ . Например, одновременная модуляция линий  $\lambda_1 = 1.06$  мкм и  $\lambda_2 = 0.53$  мкм (вторая гармоника излучения  $\lambda_1$ ) реализуется при  $f = 45$  МГц и  $\alpha = 1.1^\circ$ .

Понятно, что все виды дифракции, приведенные на рис. 1, могут быть положены в основу поляризационно независимой модуляции, так как в любом случае каждая компонента распадается на две собственные волны с круговыми поляризациями; половина каждого излучения будет дифрагировать при распространении света через АО кристалл в "прямом" направлении, а оставшаяся половина — в "обратном" направлении, после отражения от зеркала сменив поляризацию на взаимортогональную.

Теоретические расчеты показывают, что все приведенные режимы можно осуществить на базе монокристалла  $TeO_2$  в геометриях дифракции, когда реализуется наибольшая эффективность АО взаимодействия, в широком диапазоне длин волн оптического излучения (0.4–1.0 мкм). При этом, как можно видеть из вышеприведенных оценок, углы  $\Theta$  и  $\alpha$  меняются в малых пределах ( $\lesssim 2^\circ$ ); частота звука, при которой происходит АО дифракция, менее 120 МГц. Эти параметры легко реализуемы в монокристалле  $TeO_2$ .

### Расчет амплитуд дифракции с расстройкой брэгговского синхронизма

Осуществить АО дифракцию многокомпонентного лазерного излучения, когда все компоненты света будут находиться в строгом брэгговском синхронизме с одной акустической волной, невозможно. В этом случае наиболее разумным будет подход, при котором обеспечивается строгий синхронизм с  $q$  двух оптических компонент лазерного излучения, выбор которых определяется условием наименьшего рассинхронизма с  $q$  остальных составляющих суммарного излучения. Таким образом, задача сводится к определению величины рассинхронизма каждой компоненты многокомпонентного лазерного излучения в зависимости от выбора режима дифракции (рис. 1) и определению эффективности дифракции, соответствующей данному рассинхронизму.

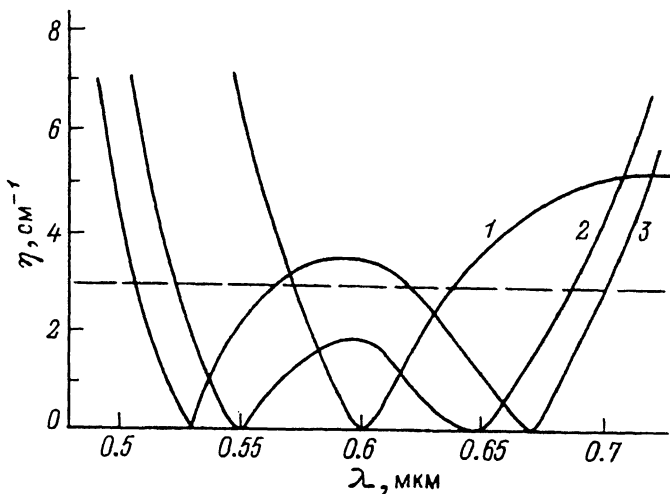


Рис. 2. Расстройка  $\eta$  как функция  $\lambda$  для трех режимов дифракции. Вариант С.

Известно [5], что брэгговская дифракция в один порядок с расстройкой синхронизма описывается системой уравнений

$$2 \frac{dc_0}{dz} = -Rc_1 \exp(-i\eta z); \quad 2 \frac{dc_1}{dz} = Rc_0 \exp(i\eta z), \quad (3)$$

решение которой при граничных условиях  $z = 0$ ,  $c_0 = 1$ ,  $c_1 = 0$  имеет вид

$$c_0 = \left[ \cos \left( \sqrt{\eta^2 + R^2} \frac{z}{2} \right) + \frac{i\eta}{\sqrt{\eta^2 + R^2}} \sin \left( \sqrt{\eta^2 + R^2} \frac{z}{2} \right) \right] \exp \left( -\frac{i\eta z}{2} \right),$$

$$c_1 = -\frac{R}{\sqrt{\eta^2 + R^2}} \sin \left( \sqrt{\eta^2 + R^2} \frac{z}{2} \right) \exp \left( \frac{i\eta z}{2} \right). \quad (4)$$

Здесь  $c_0$  и  $c_1$  — амплитуды излучений нулевого и первого порядков дифракции соответственно;  $R$  — параметр, связанный с мощностью звука;  $\eta$  — расстройка брэгговского синхронизма;  $z$  — длина АО взаимодействия. Из (4) в частности видно, что  $c_1$  очень сильно зависит от параметра расстройки  $\eta$ . На рис. 2 показаны зависимости  $\eta$  от длины волны света  $\lambda$  для трех значений угла  $\alpha$  наклона звуковой волны  $q$  к направлению ОХ кристалла. Здесь рассматривается вариант С как наилучший для обеспечения максимальной спектральной полосы АО модуляции. Компоненты падающего излучения являются необыкновенными лучами. Кривая 1 построена для случая, когда длина волны центральной компоненты оптического излучения равна 0.6 мкм (середина оптического диапазона). При этом  $q$  направлен по касательной к “внутренней” индикатрисе, точка касания соответствует частоте звука  $f = 40.7$  МГц, угол наклона  $\alpha = 0.943^\circ$ . При изменении длины волны по обе стороны от значения  $\lambda = 0.6$  мкм параметр  $\eta$  растет, здесь качественно применимы выражения (1), (2). Кривая 2 соответствует ситуации, когда в брэгговском синхронизме с одной акустической волной находятся оптические излучения с длинами волн  $\lambda_1 = 0.55$  мкм

и  $\lambda_2 = 0.65$  мкм. Этот синхронизм обеспечивается при  $\alpha = 1.07^\circ$  и  $f = 65.5$  МГц. Кривая 3 соответствует синхронизму для  $\lambda_1 = 0.53$  мкм и  $\lambda_2 = 0.67$  мкм, частота звука при этом  $f = 66.6$  МГц, а угол  $\alpha = 1.09^\circ$ .

Если оценивать спектральную полосу дифракции по уровню  $\eta = 3 \text{ см}^{-1}$ , то спектральная полоса, охватываемая кривой 1, в 2.3 раза меньше полосы 2 и в 2.7 раза меньше полосы 3. При длине взаимодействия  $z = 0.5$  см, как показывают расчеты, значение  $\eta = 3 \text{ см}^{-1}$  обеспечивает эффективность дифракции в 1-й порядок не менее 85% от падающего излучения. Иными словами, описанная методика позволяет значительно увеличить спектральную полосу АО дифракции, охватить значительную часть видимого диапазона оптического излучения.

## Эксперимент

Эксперимент по исследованию поляризационно независимой модуляции проводился с использованием многокомпонентного излучения Аг лазера. На рис. 3 показана оптическая схема эксперимента. Излучение лазера 1 направлялось на светоделительную пластинку 2, проходило через АО модулятор 3, отражалось от зеркала 4, вновь проходило АО модулятор в обратном направлении и отражалось от пластинки 2 на призму 5, с помощью которой разлагалось на спектральные компоненты. Фотоприемником 6 измерялась интенсивность каждой компоненты. Пространство между лазером 1 и зеркалом 4 имитировало полость лазерного резонатора.

Лазер типа ЛГ-106-М1, использованный в эксперименте, генерирует линейно поляризованное излучение одновременно на нескольких длинах волн в диапазоне 0.4545–0.5145 мкм, наибольшая интенсивность генерации соответствует линиям с длинами волн 0.488 и 0.5145 мкм. Нами исследовались четыре линии с длинами волн  $\lambda_1 = 0.5145$ ,  $\lambda_2 = 0.501$ ,  $\lambda_3 = 0.496$  и  $\lambda_4 = 0.488$  мкм. Измеренные интенсивности линий равнялись для  $\lambda_1$  60% от суммарной мощности генерации, для  $\lambda_2$  6%, для  $\lambda_3$  12% и для  $\lambda_4$  22%.

АО ячейка выполнена из монокристалла  $\text{TeO}_2$ , размеры которого  $10 \times 10 \times 10$  мм вдоль направлений  $[001]$ ,  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  соответственно. Сдвиговая акустическая волна генерировалась пьезопреобразователем из  $\text{LiNbO}_3$ , приклеенным к грани  $\{110\}$  кристалла, направление

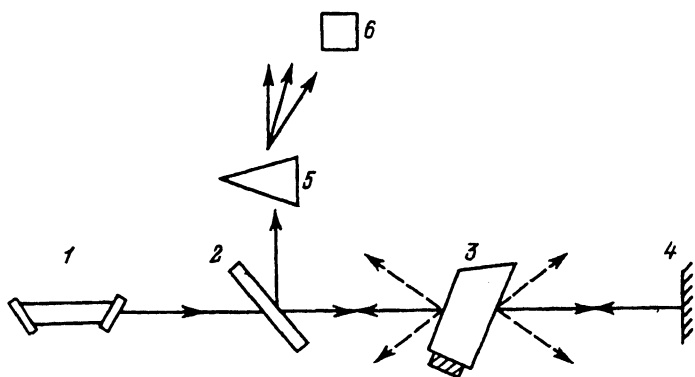


Рис. 3. Оптическая схема эксперимента.

сдвига вдоль  $[1\bar{1}0]$ , длина АО взаимодействия 0.5 см. Нами исследовались два режима поляризационно независимой дифракции, описываемые векторными диаграммами  $A$  и  $C$  (рис. 1). В первом случае акустическая волна генерировалась строго вдоль направления  $[110]$  кристалла. Частота звука выбиралась такой, чтобы обеспечить строгий брэгговский синхронизм для длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_4$  излучения Аг лазера. Частота равнялась  $59 \pm 2$  МГц. Для обеспечения режима брэгговской дифракции угол падения  $\varphi$  излучения на грань  $\{001\}$  кристалла выбирался равным  $0.13^\circ$ , что соответствует углу преломления внутри кристалла  $0.062^\circ$ . При этом, строго говоря, излучения  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  дифрагируют в два порядка ( $+1$  и  $-1$ ), характеризующиеся своими векторами расстройки. Расчеты показывают, что эффективность дифракции этих компонент не превышает 50–60%. Это приводит к тому, что суммарная эффективность дифракции всех линий не превышает 80%, что подтвердилось экспериментально.

Вариант дифракции  $C$  обеспечивал более высокую эффективность АО взаимодействия. Для реализации этого режима дифракции звуковая грань кристалла стачивалась под углом  $\alpha = 1.2^\circ$  относительно грани  $\{110\}$ , при этом нормаль к звуковой грани лежала в плоскости  $[001]$ ,  $[110]$ . Здесь частота звука выбиралась равной 90 МГц, чтобы обеспечить одновременный брэгговский синхронизм для тех же длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_4$ . При проведении этого эксперимента необходимо было учитывать, что из-за сильной акустической анизотропии монокристалла  $\text{TeO}_2$  направление потока энергии акустической волны составляет угол  $10^\circ$  с нормалью  $[110]$  в плоскости  $[001]$ ,  $[110]$ . Длина кристалла вдоль направления  $[001]$  была выбрана 10 мм, что обеспечивало условия распространения звука без переотражений от боковых граней кристалла. Расчетные значения параметров расстройки для излучений  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  были меньше  $1 \text{ см}^{-1}$ , что позволяет теоретически получить эффективность дифракции этих линий не менее 95%. Экспериментально эффективность дифракции всех линий достигала 90% при проводимой электрической мощности  $P = 0.3$  Вт, причем такая эффективность наблюдалась у каждой исследуемой компоненты в отдельности. Более низкие значения экспериментально полученной эффективности дифракции в сравнении с теоретической могут быть обусловлены несколькими причинами: неоднородностью звукового поля, расходимостями световых и звуковых волн, неоднородностями материала и т. п.

В любом случае второй режим дифракции оказался более эффективным и, по-видимому, самым перспективным для задач АО модуляции многокомпонентного лазерного излучения с произвольной поляризацией.

Отметим, что эффективность дифракции в обоих случаях практически не менялась при изменении поляризации входного излучения путем размещения фазовой пластинки перед АО модулятором. Это указывает на то, что предложенные варианты дифракции действительно являются поляризационно независимыми.

## Заклучение

В работе рассмотрена задача об эффективной АО модуляции многокомпонентного лазерного излучения с произвольной поляризацией. Показано, что анизотропная АО дифракция в анизотропных средах позволяет реализовать строгий брэгговский синхронизм одновременно двух оптических лучей с произвольными длинами волн из оптического диапазона 0.4–1.0 мкм с одной акустической волной. Это позволяет значительно расширить (в 2.3–2.7 раза) спектральную полосу модуляции в сравнении с традиционно применяемыми способами.

Использование гиротропных свойств, присущих большому числу широко применяемых АО кристаллов ( $\text{TeO}_2$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\alpha\text{-HgS}$ ,  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ,  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ,  $\alpha\text{-HfO}_3$  и др.), наряду со свойствами отражающих поверхностей дает принципиально новую возможность получения высокоэффективной поляризационно независимой модуляции многокомпонентного лазерного излучения. При размещении АО ячейки, выполненной на базе таких материалов, в полости лазерного резонатора, роль отражающего зеркала будут автоматически выполнять зеркала резонатора. Иными словами, описанную дифракцию многокомпонентного лазерного излучения можно реализовать без привлечения дополнительных оптических элементов.

В заключение необходимо отметить, что описанные режимы дифракции (рис. 1) далеко не исчерпывают варианты двухцветной поляризационно независимой АО модуляции. Например, режимы брэгговского поляризационного расщепления [<sup>11,12</sup>] также можно использовать для этих целей. Описанный метод, несомненно, найдет широкое применение на практике, так как принципиально новую возможность управления многокомпонентным лазерным излучением посредством АО взаимодействия с одной акустической волной.

### Список литературы

- [1] Сорока В.В. // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 11. С. 3327–3331.
- [2] Акимов С.В., Белый В.Н., Горбенко В.М. и др. // ФТТ. 1991. Т. 33. Вып. 2. С. 600–606.
- [3] Uchida N., Ohmachi Y. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 4692–4695.
- [4] Sapriel J. // Appl. Phys. Lett. 1971. Vol. 12. P. 533–535.
- [5] Балахший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [6] Котов В.М., Шердин Г.Н. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 6. С. 35–38.
- [7] Yano T., Watanabe A. // Appl. Opt. 1976. Vol. 15. P. 2250–2256.
- [8] Chang I.C. // IEEE Trans. 1976. Vol. SU-23. N 1. P. 2–22.
- [9] Котов В.М. // Опт. и спектр. 1993. Т. 74. Вып. 2. С. 386–391.
- [10] Котов В.М. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 2. С. 167–172.
- [11] Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 168–173.
- [12] Котов В.М. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 8. С. 95–101.