

ДИФРАКЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

PACS 42.79.Jq; 78.20.Nr; 42.25.Fx

Дифракция трехцветного излучения на одной акустической волне

В.М.Котов

Исследована акустооптическая брэгговская дифракция трехцветного излучения с длинами волн 488, 514 и 633 нм на акустической волне, распространяющейся в кристалле TeO_2 . Развита методика, позволяющая находить режимы дифракции с пропорциональным изменением интенсивности всех излучений при изменении мощности звука. Согласно методике излучение с максимальной длиной волны находится в строгом брэгговском синхронизме со звуковой волной, в то время как другие излучения дифрагируют при расстройке синхронизма. Результаты, полученные с использованием методики, подтверждены экспериментально.

Ключевые слова: акустооптическая дифракция, брэгговский режим, трехцветное лазерное излучение.

1. Введение

Акустооптическая (АО) дифракция эффективно используется для управления двухцветным оптическим излучением [1–3], а также многоцветным излучением, все линии которого лежат в сравнительно узкой полосе длин волн [4, 5]. Однако для ряда задач, например для создания трехкоординатных анемометров [6], систем цветного телевидения [7, 8] и т. п., необходимо управлять тремя оптическими излучениями с произвольными длинами волн. При этом наиболее интересным вариантом является управление трехцветным излучением посредством АО дифракции на одной акустической волне. Это позволяет исключить интермодуляционные эффекты, уменьшить подводимую электрическую мощность, габариты модулятора, его стоимость, увеличить надежность и т. д.

В настоящей работе исследуется дифракция трехцветного излучения с длинами волн, достаточно сильно отличающимися друг от друга. Излучение составлено из двух линий Ar-лазера ($\lambda_1 = 488$ нм, $\lambda_2 = 514$ нм) и одной линии He-Ne-лазера ($\lambda_3 = 633$ нм). Эти лазеры широко применяются на практике. Рассматривается дифракция в монокристалле TeO_2 на «медленной» звуковой волне, бегущей со скоростью 0.617×10^5 см/с. Забегая вперед, отметим, что обеспечить строгий брэгговский синхронизм одновременно всех указанных линий с одной акустической волной, распространяющейся в TeO_2 , невозможно. Однако, как будет показано ниже, расстройка синхронизма может быть использована для обеспечения пропорционального изменения интенсивности дифрагировавших излучений с разными длинами волн при изменении мощности звука. Этот эффект позволяет конструировать АО модуляторы многоцветного излучения с пропорциональным изменением интенсивности излучений.

В.М.Котов. Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Фрязинский филиал, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1;
e-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 23 декабря 2014 г., после доработки – 21 января 2015 г.

2. Теория

Рассмотрим особенности АО дифракции при расстройке синхронизма. Эффективность дифракции в первый порядок определяется выражением [9, 10]

$$\eta = \frac{I_1}{I_{\text{inc}}} = \frac{(0.5v)^2}{(0.5\Delta kL)^2 + (0.5v)^2} \sin^2[\sqrt{(0.5\Delta kL)^2 + (0.5v)^2}], \quad (1)$$

где I_1 – интенсивность дифрагировавшего в первый порядок луча; I_{inc} – интенсивность падающего на кристалл излучения;

$$v \approx \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{M_2 L}{2H} P_{\text{ac}}}$$

– параметр Рамана–Ната; M_2 – коэффициент АО качества материала; L – длина АО взаимодействия; H – высота акустического столба; P_{ac} – мощность звука; Δk – расстройка фазового синхронизма. При малых значениях P_{ac} эффективность дифракции изменяется линейно с изменением P_{ac} . Наклон η существенно зависит от величины ΔkL . Угол наклона η на зависимости $\eta(P_{\text{ac}})$ определяется производной

$$\frac{\partial \eta}{\partial P_{\text{ac}}} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{M_2 L \sin^2(0.5\Delta kL)}{(0.5\Delta kL)^2} \quad (2)$$

при $P_{\text{ac}} \rightarrow 0$. Из (2), в частности, видно, что максимальный угол наклона достигается при $\Delta k = 0$.

Соотношение (2) позволяет «уравнять» наклоны η для разных длин волн. Условие равенства $\partial \eta / \partial P_{\text{ac}}$ для длин волн λ_1 и λ_2 приводит к соотношению

$$\frac{\lambda_2}{\sqrt{M_2(\lambda_2)}} \frac{\sin(0.5\Delta k_1 L)}{0.5\Delta k_1 L} = \frac{\lambda_1}{\sqrt{M_2(\lambda_1)}} \frac{\sin(0.5\Delta k_2 L)}{0.5\Delta k_2 L}, \quad (3)$$

где $M_2(\lambda_1)$, $M_2(\lambda_2)$ – коэффициенты M_2 , а Δk_1 , Δk_2 – расстройки брэгговского синхронизма для излучений с λ_1 и λ_2 соответственно. Полагая, что M_2 не зависит от λ , из (3) при условии $\Delta k_1 = 0$ получаем

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \lambda_1 \left[1 - \frac{\sin(0.5\Delta k_2 L)}{0.5\Delta k_2 L} \right]. \tag{4}$$

Рассмотрим изменение величины $0.5\Delta k_2 L$ в интервале $[0, \pi]$. Тогда из (4) легко видеть, что $\lambda_2 \leq \lambda_1$. Только в этом случае можно обеспечить «пропорциональность» изменения интенсивности дифрагировавших излучений с λ_1 и λ_2 при изменении мощности звука. Другими словами, расстройка должна уменьшаться с ростом длины волны света. Это означает, что из трех излучений, используемых нами, излучение с максимальной длиной волны должно иметь минимальную расстройку Δk . Для этого излучения будем брать $\Delta k = 0$. Остальные излучения с меньшими длинами волн будут дифрагировать при расстройке синхронизма.

На рис.1 приведена зависимость ΔkL от λ , построенная на основании (4) в предположении, что $\Delta k = 0$ для $\lambda = 633$ нм. Видно, что

$$\Delta kL = 2.4 \text{ для } \lambda_1 = 488 \text{ нм и } \Delta kL = 2.2 \text{ для } \lambda_2 = 514 \text{ нм.} \tag{5}$$

На практике, как правило, длина L одинакова для всех излучений, поэтому изменять ΔkL можно только путем изменения множителя Δk для каждого излучения в отдельности.

Расстройку Δk будем определять на основании анализа векторной диаграммы, приведенной на рис.2. Здесь показана дифракция излучений с $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ в кристалле TeO_2 . Излучение с максимальной длиной волны (λ_3) находится в строгом синхронизме с акустической волной, два других дифрагируют при расстройке синхронизма Δk_1 и Δk_2 соответственно. Трехцветное излучение T падает под углом α на оптическую грань кристалла P , ориентированную ортогонально оптической оси кристалла z . Внутри кристалла излучения расщепляются на монохроматические составляющие с волновыми векторами K_1, K_2, K_3 , длины волн которых $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ соответственно. Каждое излучение дифрагирует на акустической волне, волновой вектор звука q направлен ортогонально z . В качестве примера рассматривается вариант, когда все три вектора (K_1, K_2, K_3) принадлежат внутренней волновой поверхности. Происходит анизотропная дифракция света на звуке. Векторами K_{1d}, K_{2d} и K_{3d} показаны дифрагировавшие излучения. Для оптимального варианта будем искать области, в которых Δk_1 и Δk_2 минимальны, а $\Delta k_3 = 0$.

Поверхности волновых векторов одноосного гиротропного кристалла в декартовой системе координат имеют вид

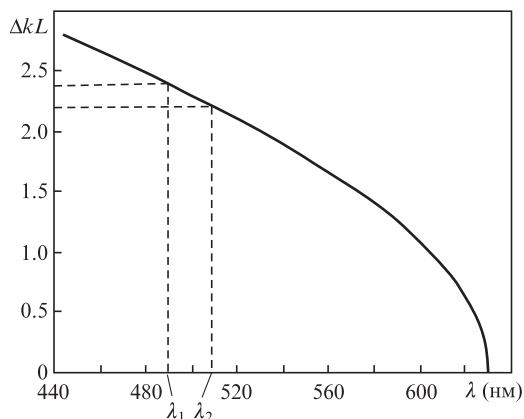


Рис.1. Зависимость ΔkL от λ .

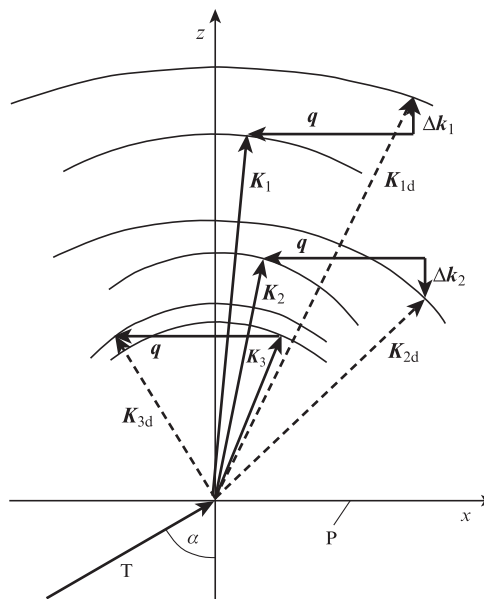


Рис.2. Векторная диаграмма АО дифракции трехцветного оптического излучения.

$$k_z^4 \left(\frac{1}{n_o^4} - G_{33}^2 \right) + (k_x^2 + k_y^2) \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \left[\frac{k_z^2}{n_o^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \right] + \frac{(k_x^2 + k_y^2)^2}{n_o^2 n_e^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{2k_z^2}{n_o^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 = 0, \tag{6}$$

где k_x, k_y, k_z – проекции волнового вектора на ортогональную систему координат xuz (направление z совпадает с оптической осью кристалла); n_o, n_e, G_{33} – главные показатели преломления кристалла и компонента псевдотензора гирации для излучения с длиной волны света λ . Пусть плоскостью дифракции является плоскость xz , совпадающая с плоскостью $[110] [001]$ кристалла TeO_2 . Тогда, взяв в (6) $k_y = 0$, а также $k_x = (2\pi/\lambda)\sin\alpha$, вытекающее из условия преломления света на границе с кристаллом, получим биквадратное уравнение относительно k_z :

$$Ak_z^4 + 2Bk_z^2 + C = 0, \tag{7}$$

где

$$A = \left(\frac{1}{n_o^4} - G_{33}^2 \right); \quad B = \frac{k_x^2}{2n_o^2} \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{n_o^2};$$

$$C = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 - k_x^2 \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 + \frac{k_x^4}{n_o^2 n_e^2}. \tag{8}$$

Уравнение (7) имеет два положительных корня, наибольший из которых описывает внешнюю волновую поверхность, наименьший – внутреннюю. Модуль волнового вектора звука определяется соотношением $q = 2\pi fV^{-1}$, где f и V – частота и скорость звуковой волны. Методика вычислений Δk для заданной волновой поверхности хорошо известна (см., напр., [11]). На рис.3 приведены зависимости $\Delta k_1, \Delta k_2, \Delta k_3$ от угла падения излучения α . Зависимости n_o, n_e, G_{33} от λ взяты из [12], $V = 0.617 \times 10^5$ см/с. Зависимости построены для $f = 48.65$ МГц. Видно, что зависимости практически линейные, прямые Δk_1 и Δk_2 параллельны между собой и пересекают прямую Δk_3 . При $\alpha = 0.58^\circ$ $\Delta k_1, \Delta k_2$ расположены симметрично от $\Delta k_3 = 0$ и равны 5 и -5 см $^{-1}$ соответственно. Если принять длину

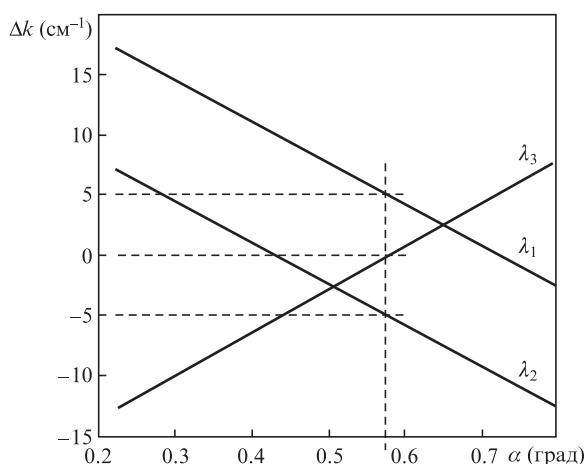


Рис.3. Зависимость расстройки от угла падения излучения на кристалл.

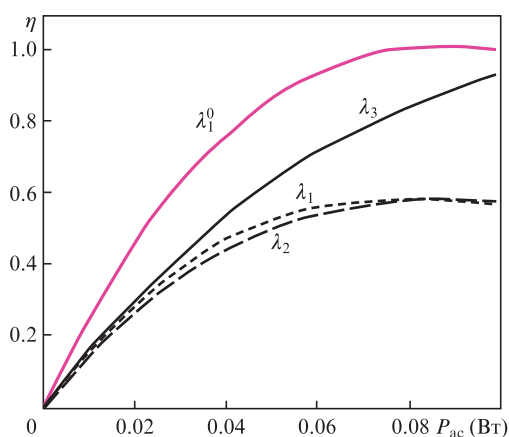


Рис.4. Зависимость эффективности дифракции трех длин волн от мощности звука.

АО взаимодействия равной 0.45 см, то небольшой подстройкой угла α можно менять Δk_1 и Δk_2 , обеспечивая тем самым максимальное приближение к их значениям, приведенным в соотношениях (5). При этом значение Δk_3 меняется несущественно. Найденная область, по нашему мнению, является оптимальной для линейной модуляции трех вышеназванных излучений.

На рис.4 показаны вычисленные на основании (1) с учетом (5) зависимости эффективности дифракции излучений от мощности звука. Излучения с $\lambda_1 = 488$ нм, $\lambda_2 = 514$ нм и $\lambda_3 = 633$ нм распространялись в TeO_2 . Для расчетов взято $L = 0.45$ см, $H = 0.5$ см, $M_2 = 1200 \times 10^{-18}$. Здесь же для сравнения приведена кривая λ_1^0 зависимости η для излучения с λ_1 при условии $\Delta k_1 = 0$. Видно, что кривые λ_1 , λ_2 , λ_3 практически сливаются при небольших значениях P_{ac} , но λ_1^0 резко с ними расходится.

Таким образом, приведенные расчеты показывают возможность пропорционального изменения интенсивности дифракции трех излучений с изменением мощности акустической волны.

3. Эксперимент и обсуждение экспериментальных результатов

На рис.5 приведена оптическая схема эксперимента. Аг-лазер 1 генерирует излучение с двумя яркими линиями ($\lambda_1 = 488$ нм и $\lambda_2 = 514$ нм). Излучение лазера направляет-

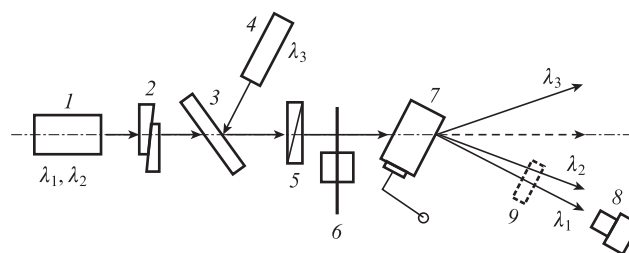


Рис.5. Оптическая схема эксперимента.

ся на ослабитель 2, проходит его и попадает на стеклянную пластинку 3, обе поверхности которой просветлены для излучения Аг-лазера. На эту же пластинку направляется излучение He-Ne-лазера 4 с $\lambda_3 = 633$ нм. Около 80% излучения с λ_3 отражается от пластинки 3 в направлении, коллинеарном распространению излучений с λ_1 и λ_2 . Все три излучения проходят поляризатор 5 и механический модулятор 6, а затем направляются на АО ячейку 7. Ячейка изготовлена из монокристалла TeO_2 , грани которого ориентированы перпендикулярно кристаллографическим направлениям $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[001]$. Дифракция излучений происходит на «медленной» акустической волне, распространяющейся в TeO_2 вдоль $[110]$ со скоростью 0.617×10^5 см/с. На выходе кристалла формируются дифрагировавшие излучения, причем излучения с λ_1 и λ_2 распространяются по одну сторону от входного излучения, а излучение с λ_3 – по другую. В процессе эксперимента обеспечивался строгий брэгговский синхронизм излучения с λ_3 , излучения с λ_1 и λ_2 дифрагировали при фазовой расстройке. Измеренные интенсивности излучений с λ_1 , λ_2 и λ_3 , падающих на кристалл, равнялись 1.0, 1.5 и 0.7 мВт. Дифрагировавшие излучения измерялись поочередно фотоприемником 8. Для раздельного измерения излучений с λ_1 и λ_2 использовались поляризационные фильтры 9.

Изменением частоты звука и ориентации АО ячейки добивались ситуации, когда относительные изменения интенсивностей дифрагировавших излучений были одинаковыми в процессе изменения мощности звука. Такая ситуация наблюдалась нами на частоте звука ~ 45 МГц. Пропорциональное изменение интенсивностей (с точностью до 5%) наблюдалось при изменении мощности звука вплоть до уровня, обеспечивающего эффективность дифракции $\sim 15\%$. Другими словами, получено хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими данными. Расхождения могут быть обусловлены расхождением световых и звуковых волн, неоднородностью кристалла, неточностью используемой модели и т. п.

Если необходимо получить более высокую эффективность дифракции многоцветного излучения, то можно использовать, например, режимы дифракции без перемодуляции [13, 14], наблюдаемые в сильно неоднородных звуковых полях. Тогда интенсивность всех компонент многоцветного излучения, достигнув максимума эффективности, не будет спадать с дальнейшим ростом акустической мощности. Этот эффект применительно к многоцветному излучению планируется исследовать в дальнейших работах.

4. Выводы

1. Рассмотрена АО дифракция трехцветного оптического излучения с длинами волн 488, 514 и 633 нм на «медленной» звуковой волне, распространяющейся в TeO_2 .

2. Выявлено, что одновременное выполнение строгого брэгговского синхронизма трех упомянутых излучений с одной акустической волной в TeO_2 невозможно.

3. Разработана методика поиска оптимального режима дифракции трехцветного излучения на одной акустической волне, и на ее основе предложен режим, при котором излучение с максимальной длиной волны дифрагирует без расстройки фазового синхронизма, а значения расстроек синхронизма двух других излучений подбираются таким образом, чтобы обеспечить пропорциональное изменение интенсивности всех излучений с изменением мощности звука.

4. Эксперименты, выполненные с использованием АО ячейки из TeO_2 , подтвердили принципиальные выводы теории.

Полученные результаты могут найти применение на практике для создания АО модуляторов многоцветного излучения с пропорциональным изменением интенсивности его компонент.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 13-07-00138), а также Совета по грантам при Президенте Российской Федерации (программа государственной

поддержки ведущих научных школ РФ, грант НШ-3317.2010.9).

1. Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. *ЖТФ*, **61** (1), 168 (1991).
2. Котов В.М. *ЖТФ*, **62** (8), 95 (1992).
3. Котов В.М. *Оптика и спектроскопия*, **77** (3), 493 (1994).
4. Котов В.М. *Квантовая электроника*, **22** (6), 579 (1995).
5. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Уласюк В.Н. *Радиотехника и электроника*, **56** (11), 1370 (2011).
6. Коронкевич В.П., Соболев В.С., Дубнищев Ю.Н. *Лазерная интерферометрия* (Новосибирск: Наука, 1983).
7. Gazalet M.G., Waxin G., Rouvaen J.M., Torguet R., Bridoux E. *Appl. Opt.*, **23** (5), 674 (1984).
8. Gazalet M.G., Bruneel C., Torguet R., Thomin G., Nongaillard V. *Appl. Opt.*, **23** (13), 2192 (1984).
9. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
10. Xu J., Stroud R. *Acousto-Optic Devices: Principles, Design, and Applications* (New York: John Wiley & Sons, Inc., 1992).
11. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Котов Е.В., Тихомиров С.А. *Прикладная физика*, № 4, 20 (2011).
12. Котов В.М. *Прикладная физика*, № 2, 69 (2014).
13. Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г. *ЖТФ*, **79** (6), 119 (2009).
14. Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г. *ЖТФ*, **80** (3), 97 (2010).