

Умножение частотного сдвига оптического излучения посредством каскадного акустооптического взаимодействия

В.М.Котов

Предложен и исследован метод увеличения сдвига частоты оптического сигнала посредством акустооптической каскадной дифракции. Метод основан на особенностях анизотропной дифракции в анизотропной среде и оптических свойствах гиротропных сред. В монокристалле TeO_2 экспериментально получена пятикаскадная дифракция излучения He-Ne-лазера ($\lambda = 0.633$ мкм) с эффективностью 8%.

Ключевые слова: акустооптическая дифракция, сдвиг частоты.

Сдвиг частоты в процессе акустооптического (АО) взаимодействия широко используется для частотной модуляции в волоконно-оптических линиях связи [1], для оптического гетеродинамирования [2], в различных датчиках физических величин: анемометрах [3], гироскопах [4] и т. п. Привлекательность использования АО дифракции для этих целей обусловлена простотой получения сдвига частоты, являющегося простым результатом отражения оптического луча от бегущей акустической волны. В брэгговском режиме дифракции (только такой режим и рассматривается в настоящей работе) частота дифрагировавшего луча ω_d определяется выражением $\omega_d = \omega_i \pm \Omega$, где ω_i – частота падающего луча, Ω – частота акустической волны [5, 6].

На практике часто возникает необходимость значительно увеличить частотный сдвиг оптического сигнала. Самый простой путь для этого – использовать АО дифракцию Рамана – Ната [5, 6], при которой лучи, дифрагирующие в высшие порядки, сдвинуты на частоту $n\Omega$, где n – порядок дифракции. Однако это связано с большими потерями оптического излучения, т. к. интенсивность высших порядков, как правило, мала, что делает данный метод практически малоэффективным. В связи с этим было бы предпочтительнее решать задачу умножения частотного сдвига с использованием брэгговского режима дифракции.

В литературе описано несколько методов решения этой проблемы. Например, в [6, 7] рассматривается двухчастотное, а в [8] – многочастотное (трех- и четырехфонное) брэгговское рассеяние света на упругих волнах. Однако экспериментальная реализация более чем четырехкратного увеличения частотного сдвига с использованием брэгговского режима дифракции на базе одной АО ячейки до настоящего времени не известна.

В работе [9] теоретически рассмотрена АО дифракция, когда световой луч последовательно отражается от четырех боковых граней светозвукопровода, практически

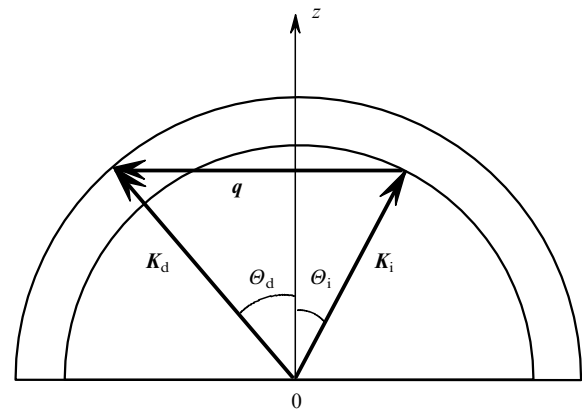


Рис.1. Векторная диаграмма анизотропной АО дифракции.

ки все время находясь в поле акустической волны. Согласно приведенным оценкам, частотный сдвиг может превышать $530f$ (f – частота звука). Экспериментально реализовать такую ячейку, по-видимому, очень сложно, поскольку при изготовлении многопроходных оптических элементов (интерферометров, эталонов, пластинок Люмера – Герке и т. п. (см., напр., [10])), особенно если эти элементы имеют достаточно большие размеры (~ 10 см), значительно повышаются требования к оптической однородности материала, его температурной стабильности и температурной однородности в процессе эксплуатации, к геометрическим и технологическим качествам рабочих граней (таким как плоскостность, шероховатость и т. п.).

В настоящей работе предлагается и экспериментально демонстрируется метод каскадной АО дифракции, заключающийся в многократной последовательной дифракции оптического луча на одной и той же акустической волне и позволяющий, в принципе, сдвигать частоту света более чем на порядок по сравнению с частотой звука. Метод основан на хорошо известной особенности АО дифракции в анизотропной среде, заключающейся в различии углов падения и рассеяния света при анизотропном АО взаимодействии. На рис.1 приведена векторная диаграмма анизотропной дифракции в одноосном кристалле. Падающее оптическое излучение с волновым вектором \mathbf{K}_i (которое для определенности будем считать

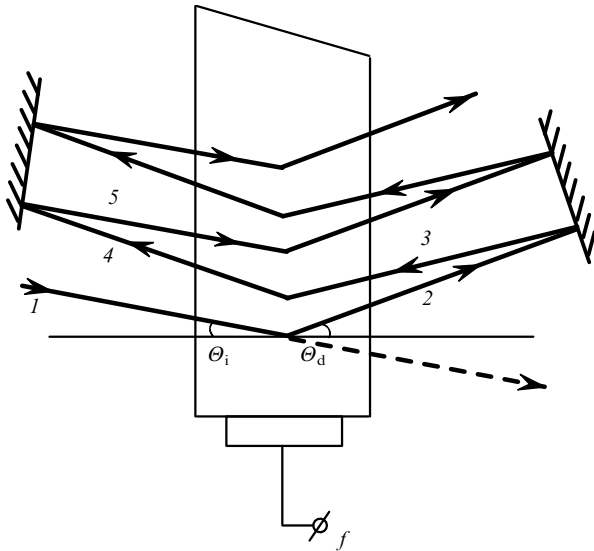


Рис.2. Оптическая схема сдвига частоты с использованием каскадной дифракции в АО ячейке.

обыкновенным лучом) распространяется под углом θ_i к оси z и дифрагирует на акустической волне с волновым вектором \mathbf{q} в направлении \mathbf{K}_d (необыкновенный луч) под углом θ_d к оси z . Полагается, что $\mathbf{q} \perp z$. Углы θ_i и θ_d определяются соотношениями Диксона [11]:

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2Vn_i} \left[f + \frac{V^2}{f\lambda_0^2} (n_i^2 - n_d^2) \right], \quad (1)$$

$$\sin \theta_d = \frac{\lambda_0}{2Vn_d} \left[f - \frac{V^2}{f\lambda_0^2} (n_i^2 - n_d^2) \right],$$

где λ_0 , n_i и n_d – длина волны оптического излучения и показатели преломления для падающего и дифрагировавшего лучей соответственно; f и V – частота и скорость звуковой волны. Из (1), в частности, видно, что чем выше разность $n_i^2 - n_d^2$, тем сильнее отличаются друг от друга θ_i и θ_d .

На рис.2 приведена оптическая схема предлагаемого метода каскадного умножения сдвига частоты. Исходное оптическое излучение 1 (для определенности – обыкновенный луч) падает под углом θ_i к направлению распространения акустической волны в АО ячейке, и дифрагирует в направлении луча 2 под углом $\theta_d \neq \theta_i$. На пути луча 2 установлено зеркало таким образом, чтобы отраженное от него излучение (луч 3) падало под углом θ_i к направлению той же акустической волны и дифрагировало под углом θ_d в направлении луча 4. Луч 4 отражается от другого зеркала в направлении луча 5, угол между которым и направлением акустической волны также равен θ_i , и т. д. Из рис.2 видно, что лучи дифрагируют в различных точках кристалла. Это позволяет легко контролировать число актов АО дифракции, а также беспрепятственно выводить конечное излучение из области АО элемента простым подбором размеров зеркал.

Необходимо подчеркнуть, что в каждом акте дифракции, представленном на рис.2, оптический луч находится в строгом брэгговском синхронизме с акустической волной, т. е. при 100%-ной эффективности дифракции интенсивность n раз продифрагировавшего луча должна равняться интенсивности исходного излучения. На практике, конечно, такого не происходит из-за невозможности

получения 100%-ной эффективности дифракции, потерь внутри кристалла, при переотражениях от граней кристалла и зеркал и т. п.

При использовании данного метода для получения высокоэффективной дифракции важно выполнить и второе условие: зеркала должны не только отражать лучи под углом θ_i к направлению акустической волны, но и менять их поляризацию на взаимно ортогональную (т. е. необыкновенный луч должен трансформироваться в обыкновенный). Если в качестве АО среды используется гиротропный кристалл TeO_2 , то такая трансформация происходит автоматически. Действительно, ввиду того, что собственные волны оптического излучения, распространяющиеся в кристалле TeO_2 вблизи его оптической оси, являются эллиптически поляризованными с поляризациями, близкими к круговой, при отражении от зеркала левовращающаяся поляризация превращается в правовращающую, и наоборот. Иными словами, при отражении происходит трансформация поляризации циркулярно поляризованной волны во взаимно ортогональную поляризацию.

Если АО дифракция в TeO_2 происходит на высоких частотах, то поляризация собственных волн может достаточно существенно отличаться от круговой. В этом случае может оказаться принципиальной необходимостью рассмотрения эффективности n -кратной брэгговской дифракции с учетом эллиптичности собственных волн. Рассмотрим это подробнее.

Пусть АО средой является одноосный положительный кристалл TeO_2 , обладающий гиротропией. Как уже упоминалось, собственные волны оптического излучения, распространяющегося вблизи оптической оси TeO_2 , в общем случае имеют эллиптическую поляризацию, эллиптичность ρ_0 которой может быть записана в виде [12]

$$\rho_0 = \frac{1}{G_{33}} \left\{ \left[\sin^4 \Theta \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2 \cos^4 \Theta \right]^{1/2} - \sin^2 \Theta \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 \right\}, \quad (2)$$

где G_{33} – компонента псевдотензора гирации; n_o, n_e – главные показатели преломления кристалла; Θ – угол между оптической осью z кристалла и направлением распространения света. Отражение от внешнего зеркала меняет только направление вращения поляризации, но не влияет на ориентацию осей эллипса поляризации [13,14]. Иными словами, эллиптическая поляризация при отражении не переходит во взаимно ортогональную. Это приводит в общем случае к уменьшению эффективности дифракции аналогично тому, как это происходит при работе с поляризационно-нечувствительными АО элементами в сочетании с внешним зеркалом [13–15]. В [15] показано, что эллиптически поляризованная волна, отраженная от зеркала, распадается в гиротропной среде на две собственные волны, интенсивности которых имеют вид

$$I_1 = \frac{I_0(1 \pm \rho\xi)^2}{(1 + \xi^2)(1 + \rho^2)},$$

$$I_2 = \frac{I_0(\rho \mp \xi)^2}{(1 + \xi^2)(1 + \rho^2)},$$

где I_0 – суммарная интенсивность света; ξ – эллиптич-

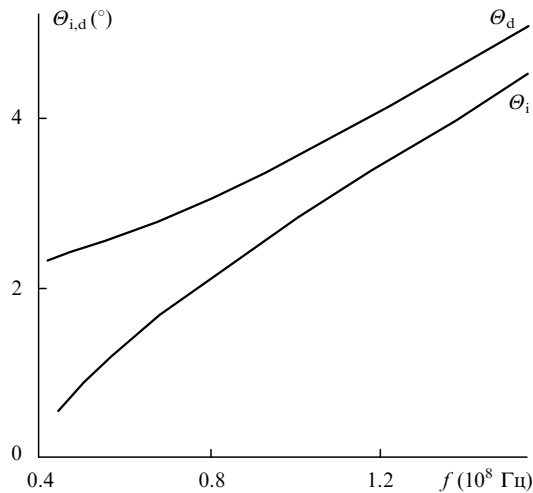


Рис.3. Зависимости углов θ_i и θ_d от частоты звука f .

ность падающей волны; ρ – эллиптичность собственных мод кристалла TeO_2 . Для частоты звука $f = 80$ МГц (условие эксперимента, см. ниже), длины волны света $\lambda = 0.633$ мкм, $n_o = 2.259$, $n_e = 2.41$, $G_{33} = 2.62 \cdot 10^{-5}$, $\theta \approx 1^\circ$ из (2) получим $\rho \approx 0.97$. При $\rho \approx \xi$ из (3) следует, что $I_1 = 10^{-3} I_0$ и $I_2 = 0.999 I_0$, т. е. отраженная волна практически полностью трансформируется в излучение с интенсивностью I_2 .

Как уже отмечалось выше, для реализации предлагаемого метода углы падения θ_i и θ_d должны достаточно сильно отличаться друг от друга. На рис.3 приведены расчетные зависимости θ_i и θ_d от f при дифракции оптического излучения He–Ne-лазера, происходящей в TeO_2 при указанных выше параметрах. Расчеты выполнялись на основе векторной диаграммы рис.1. Предполагалось, что скорость звука в TeO_2 $V = 0.617 \cdot 10^5$ см/с. Показатели преломления для собственных мод кристалла вычислялись согласно [14]:

$$n_{1,2}^2 = (1 + \tan^2 \theta) \left\{ \frac{1}{n_o^2} + \frac{\tan^2 \theta}{2} \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \pm \frac{1}{2} \left[\tan^4 \theta \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2 \right]^{1/2} \right\}^{-1} \quad (4)$$

Углы $\theta_{i,d}$, приведенные на рис.3, соответствуют распространению излучения вне кристалла (на воздухе). Видно, что эти углы достаточно сильно различаются. В частности, при $f = 80$ МГц имеем $\theta_i = 2.1^\circ$, $\theta_d = 3^\circ$, т. е. при расходимости оптического излучения $\sim 0.05^\circ$ углы θ_i и θ_d хорошо разделяемы.

Эксперимент проводился на базе широко используемого на практике монокристалла TeO_2 , имевшего размеры 6, 6 и 14 мм вдоль осей [110], $[1\bar{1}0]$ и [001] соответственно. К грани {110} приклеивался преобразователь из LiNbO_3 , генерировавший поперечную звуковую волну с направлением сдвига вдоль оси $[1\bar{1}0]$. Оптические грани кристалла просветлялись. Длина АО взаимодействия составляла 6 мм, частота звука – 80 МГц.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.4. Оптическое излучение, генерируемое He–Ne-лазером 1, пропускалось через компенсатор Бабинне 2, формировавший поляризацию с нужной эллиптичностью, далее через щель в экране 3 поступало на АО ячейку 4 под уг-

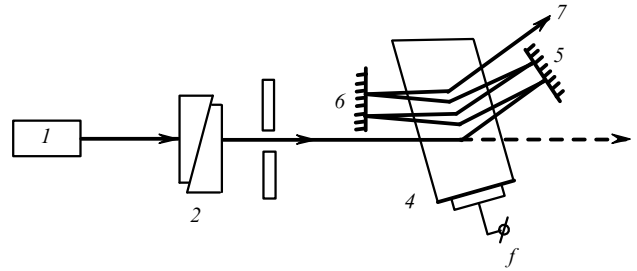


Рис.4. Оптическая схема эксперимента: 1 – He–Ne-лазер; 2 – компенсатор Бабинне; 3 – экран со щелью; 4 – АО ячейка; 5, 6 – зеркала; 7 – выходной луч.

лом Брэгга к направлению акустической волны. Дифрагировавшие лучи отражались от зеркал 5 и 6 согласно схеме, приведенной на рис.2. Экран 3 служил для настройки зеркала 5. Кроме того, с помощью экрана измерялись углы θ_i и θ_d . Зеркало 6 настраивалось с помощью другого экрана, частично загораживавшего зеркало 5 (на рис.4 не показано). После настройки системы удалось наблюдать 5 актов дифракции. Расстояние между зеркалами 5, 6 и оптическими гранями АО ячейки равнялось 100 мм, расстояние между оптическими лучами на зеркалах – примерно 3 мм, число актов дифракции ограничивалось длиной кристалла (14 мм). Это число можно увеличить, в частности за счет уменьшения расстояния между зеркалами и АО ячейкой, но настройка системы при этом несколько усложняется. По нашим измерениям, эффективность акта дифракции η при подводимой электрической мощности 0.2 Вт равнялась 72%. Интенсивность выходного луча 7 составила 8% от интенсивности входного. Сдвиг частоты оптического луча был равен 400 МГц. В эксперименте использовался чисто брэгговский режим дифракции, параметр Клейна – Кука [16] равнялся 186.

Параметры каскадной дифракции можно существенно улучшить. Например, если увеличить эффективность одного акта АО дифракции до 95%, то эффективность дифракции после 5-го акта может достичь 77%. Кроме того, можно значительно увеличить и число актов (до 30 в данной экспериментальной установке). Мы не ставили перед собой цель получить предельный частотный сдвиг, а стремились только подтвердить принципиальную возможность реализации метода на базе промышленной АО ячейки и стандартного набора механических юстировочных узлов.

Таким образом, в настоящей работе предложен метод умножения частоты сдвига оптического излучения посредством каскадной дифракции излучения на одной и той же акустической волне. Метод основан на различии углов падения и рассеяния в анизотропных средах, а также на использовании оптических свойств гиротропного кристалла и двух отражающих поверхностей. Предложенный метод экспериментально реализован на базе АО ячейки, выполненной из кристалла TeO_2 . Получена пятиступенчатая брэгговская дифракция с эффективностью 8%. Показана перспективность метода для получения сдвига частоты оптического излучения более чем на порядок в сравнении с частотой акустической волны.

1. Andonovic I., Uttamchandani D. *Principles of modern optical systems* (Norwood, MA, Artech House, 1989).
2. Dixon R.W., Gordon E.I. *Bell.Syst.Tech.J.*, **46**, 367 (1967).
3. Котов В.М., Шкердин Г.Н. *Акустический жс.*, **40**, 309 (1994).
4. Cahill R.F., Udd E. *Optics Letts*, **4**, 93 (1979).
5. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. *Акустооптические устройства и*

- их применение* (М., Сов. Радио, 1978).
6. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М., Радио и Связь, 1985).
 7. Волошинов В.Б., Парыгин В.Н., Траоре Б. *Вестн. Моск. ун-та. Сер. Ш.*, **29**, № 5, 50 (1988).
 8. Раковский Ю.В., Щербаков А.С. *ЖТФ*, **60**, № 7, 107 (1990).
 9. Torchigin V.P., Torchigin A.V. *Pure Appl. Optics*, **7**, 763 (1998).
 10. Ландсберг Г.С. *Оптика* (М., Наука, 1976).
 11. Dixon R.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **3**, 85 (1967).
 12. Котов В.М. *Оптика и спектроскопия*, **74**, 386 (1993).
 13. Котов В.М. *Квантовая электроника*, **21**, 937 (1994).
 14. Котов В.М. *ФТТ*, **37**, 261 (1995).
 15. Котов В.М. *ЖТФ*, **65**, № 7, 108 (1995).
 16. Klein W.R., Cook B.D. *IEEE J. Sound Ultrasound*, **14**, 123 (1967).

V.M.Kotov. Multiplication of the frequency shift of optical radiation by means of cascade acoustooptic interaction.

A method for increasing the frequency shift of optical radiation by means of cascade acoustooptic diffraction of light is proposed and studied. The method is based on special features of anisotropic diffraction in an anisotropic medium and optical properties of gyrotropic media. Five-cascade diffraction of radiation from a He-Ne laser ($\lambda = 0.633 \mu\text{m}$) in a TeO_2 single crystal with efficiency of 8% was experimentally obtained.