

07;08;12

©1994 г.

ИСКАЖЕНИЕ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ АКУСТООПТИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ В ЛАЗЕРНЫХ ДОППЛЕРОВСКИХ АНЕМОМЕТРАХ

В.М.Котов

Институт радиотехники и электроники,
141120, Фрязино, Московская область
(Поступило в Редакцию 2 ноября 1993 г.)

Рассмотрены искажения гауссовых пучков при акустооптическом взаимодействии в изотропных и анизотропных средах, вызванные двумя одновременно действующими факторами: преломлением на границе "воздух-среда" и переносом углового спектра пучка при акустооптической дифракции. Проведенный расчет с помощью ЭВМ для дифракции в монокристалле TeO_2 подтвержден экспериментальными результатами. Показано, что при дифракции на "медленной" звуковой волне на частоте $f = 51.5$ МГц апертура дифрагированного луча изменяется на 13-18% по отношению к апертуре падающего излучения.

Для сдвига частоты в лазерных доплеровских анемометрах (ЛДА) наиболее широко используются акустооптические (АО) модуляторы, которые обеспечивают сдвиг частоты до 500 МГц с высокой эффективностью дифракции (до 95%).

В настоящее время широкое применение находят акустооптические модуляторы, созданные на базе анизотропных материалов, в которых используется анизотропная дифракция света на звуке. При этом при заданных мощности и частоте звука достигается, как правило, большая эффективность дифракции и увеличивается угол рассеяния [1].

Однако в литературе до сих пор недостаточно освещен вопрос об искажении формы оптического луча, вносимого акустооптическими элементами. В некоторых случаях этот фактор может оказаться решающим при конструировании ЛДА, особенно когда ЛДА строится на базе дифференциальных оптических схем. Дело в том, что пространственно-частотная структура интерференционного поля гауссовых пучков с разными параметрами плохо поддается обработке. В этом случае пространственная частота сильно искажается, а искажение пространственной частоты дает один из основных вкладов в погрешность измерения частоты доплеровского сигнала [2].

Погрешность измерений широко используемых ЛДА лежит в пределах 0.2-3% и определяется выбором схемы ЛДА, методикой обработки

сигнала доплеровского сдвига, степенью турбулентности измеряемой среды и т.д. [2,3]. Однако искажение гауссовых пучков, вносимых модулирующей ячейкой, как будет показано ниже, может достигать 15% и более, что может привести к сильному ухудшению характеристик ЛДА.

Основными параметрами акустооптического взаимодействия являются полоса частот и величина угловой апертуры световых пучков. Указанные параметры сложным образом зависят от геометрии дифракции, упругой и оптической анизотропной среды взаимодействия [1,4], а также от распределения звукового поля [5]. В [4] показано, что при малых угловых апертурах взаимодействующих световых пучков величина их отношения W сильно зависит от анизотропии оптических свойств кристалла, от эффектов “сноса” звукового и световых пучков, а также от геометрии взаимодействия. В частности, для TeO_2 изменение W может составить 10%.

В предлагаемой работе рассматривается еще один механизм изменения W , который проявляется как в изотропных, так и анизотропных средах. Здесь речь идет об искажениях пучка, вызванных двумя факторами: преломлением в среде и переносом углового спектра пучка при взаимодействии.

Рассмотрим процесс прохождения гауссового пучка через плоскопараллельную, в общем случае анизотропную пластинку, в которой распространяется упругая волна параллельно граням пластинки. На рис. 1 исходное излучение 1 падает на грань пластинки под углом φ_0 , переходя из области A в область B (из вакуума в среду), преломленное излучение обозначено 2, дифрагированное на звуке — 3, а вышедшие из кристалла лучи — 4 и 5, непродифрагированный и дифрагированный соответственно. Пусть исходное излучение I имеет гауссово распределение электрического поля вида

$$E(\alpha) = E_0 \sqrt{\pi \omega_0} \exp[-(\alpha/\alpha_0)^2], \quad (1)$$

где E_0 — амплитуда падающей волны, ω_0 — радиус “перетяжки”, α_0 — угловая апертура $\alpha_0 = \lambda_0/\pi \omega_0$, λ_0 — длина волны света в вакууме.

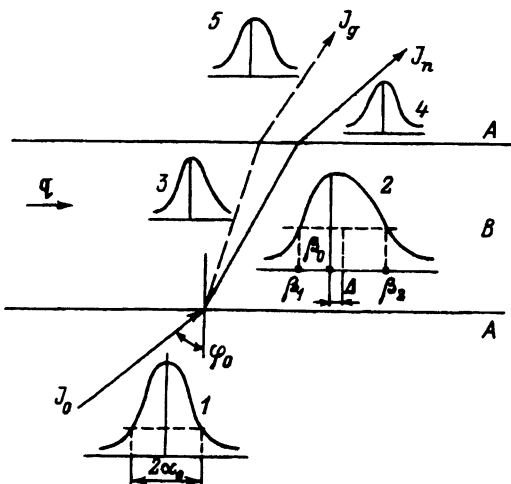


Рис. 1. Изменение формы гауссового пучка при прохождении его через АО среду.

На основе закона Снеллиуса $\sin \varphi_0 = n \sin \varphi_1$, где n и φ_1 — показатель преломления среды и угол преломления в среде соответственно, может показать, что преломленная волна 2 имеет форму “искаженного” гауссового пучка, которая, однако, восстанавливается на выходе из среды (пучок 4). Изменение гауссового пучка для упрощения задачи будем характеризовать двумя параметрами: W — отношением угловых апертур прошедшего и исходного излучений и Δ — параметром “несимметричности” углового распределения $\Delta = |\beta_0 - (\beta_1 + \beta_2)/2|$ (распределение 2 на рис. 1). Здесь β_0 — угол, при котором достигается максимальное значение амплитуды поля; при углах β_1 и β_2 амплитуда убывает в e — раз.

Из закона Снеллиуса следует, что по мере увеличения φ_0 угловая апертура преломленной волны уменьшается при неизменной апертуре падающего луча, т.е. уменьшается параметр W .

На рис. 2 приведена векторная диаграмма акустооптического взаимодействия в TeO_2 . Излучение 1 с угловой расходимостью $2\alpha_0$ падает на кристалл под углом φ_0 . Нормаль к оптической грани кристалла в данном случае совпадает с его оптической осью Oz . Преломленное излучение 2 имеет расходимость $2\alpha_1$, угол преломления — φ_1 . Этот луч дифрагирует на звуке q , расходимость которого 2θ , в направлении луча 3. Угол между лучом 3 и оптической осью равен φ_2 . На том же рисунке показан для сравнения штриховой луч 4, направление распространения которого совпадает с 3, однако луч 4 образован в результате преломления некоторого луча 5, расходимость которого совпадает с расходимостью луча 1 (т.е. равна $2\alpha_0$). В общем случае

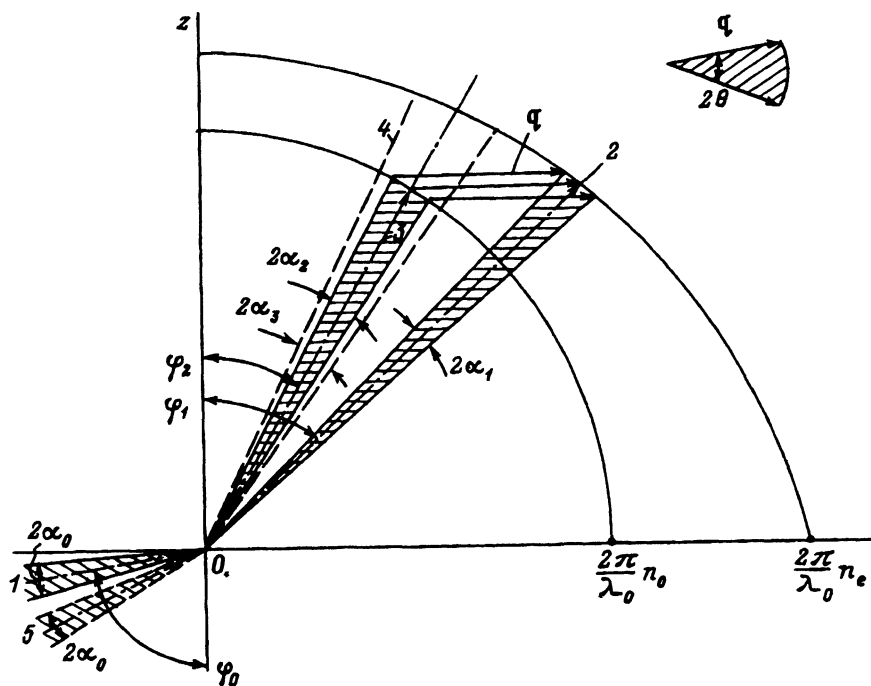


Рис. 2. Векторная диаграмма АО взаимодействия расходящихся акустического и оптических пучков.

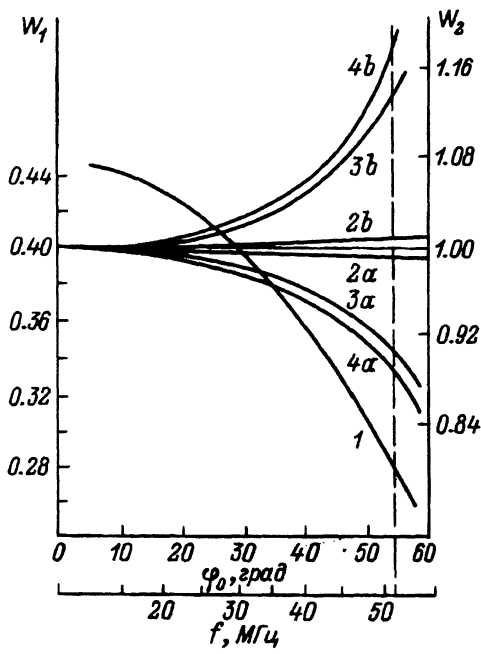


Рис. 3. Отношения угловых апертур оптических лучей как функции угла падения φ_0 света на кристалл.

расходимости лучей 3 и 4 ($2\alpha_2$ и $2\alpha_3$ соответственно) не совпадают между собой. Иными словами, на выходе кристалла расходимость луча 3 будет отлична от $2\alpha_0$. Это и есть искажение дифрагированного луча в результате взаимодействия.

На рис. 3 показаны зависимости отношения апертур $W_{1,2}$ лучей, представленных на рис. 2, от угла падения φ_0 . Кривая 1 описывает отношение апертур W_1 преломленного луча 2 и падающего 1. Этой зависимости соответствует левая ось ординат. При вычислениях предполагалось, что акустической средой является монокристалл TeO_2 , вырезанный вдоль направлений $[110]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$ и $[001]$; оптическое излучение с длиной волны $\lambda_0 = 0.63$ мкм дифрагирует на поперечной сдвиговой волне (скорость звука $v = 0.6 \cdot 10^5$ см/с). Рассматривается дифракция с изменением поляризации. Расчеты показывают, что поведение "обыкновенного" и "необыкновенного" преломленных лучей описываются практически одной и той же зависимостью (кривая 1). Видно, что W_1 уменьшается в 2 раза при изменении φ_0 от 0 до 60° .

Для дальнейшего необходимо отметить, что отношение расходимостей дифрагированного и недифрагированного лучей зависит от их наклона к Oz , т.е. от углов φ_1 и φ_2 (рис. 2). С учетом этого на рис. 3 приведены два семейства кривых 2, 3, 4 — с индексом "а" (для $\varphi_1 > \varphi_2$) и "б" ($\varphi_1 < \varphi_2$). Этим кривым соответствует правая шкала ординат W_2 . Кривые 2 и 3 описывают отношение расходимостей лучей 2 и 3, 3 и 4 (рис. 2) соответственно, когда они распространяются внутри кристалла; кривая 4 — отношение апертур лучей 2 и 3, вышедших из кристалла.

Из зависимостей 2а и 2б можно сделать вывод, что при акустооптической дифракции угловой спектр падающего излучения практически

полностью переносится в угловой спектр дифракционного луча. Изменение W_2 не превышает 1–2% во всем приведенном диапазоне углов φ_0 (расчеты делались в предположении, что $2\theta \gg 2\alpha_1$). Однако на выходе кристалла (кривые 4a, 4b) изменение W_2 может быть очень значительным: W_2 — меняется до 18% при изменении φ_0 от 0 до 60°.

Добавим, что если бы дифракция происходила в изотропной среде, то кривые 2a и 2b “слились” бы между собой (аналогично 3b и 4b). Однако соотношение апертур падающего и дифрагированного лучей на выходе изотропной среды (т.е. кривые 4a и 4b) существенным образом зависело бы от наклонов этих лучей относительно оптических граней среды. Расчеты показывают, что изменение W_2 при этом может быть не меньше, чем в анизотропных кристаллах.

Под шкалой углов φ_0 на рис. 3 приведена шкала акустических частот f , на которых осуществляется дифракция. Строго говоря, соотношение между φ_0 и f определяется главным образом выбором оптических индикатрис кристалла. Если принять, что индикатрисы монокристалла TeO_2 описываются согласно [6], то с учетом [7,8] нетрудно получить связь между φ_0 и f в аналитическом виде

$$f = v\lambda_0 \left(n_e \sqrt{4\delta + \frac{\sin^2 \varphi_0}{n_0^2}} - \sin \varphi_0 \right), \quad (2)$$

где v — скорость звука, n_0 и n_e — главные показатели преломления кристалла, λ_0 — длина волны света; δ — параметр гиротропии.

Отметим, что использование более точного вида индикатрис TeO_2 [9] не меняет существенным образом соотношение (2), поэтому конкретные соотношения между φ_0 и f на рис. 3 взяты на основании (2).

Вычисления частоты звука f в зависимости от φ_0 проводились при следующих параметрах: $\lambda_0 = 0.63$ мкм, $n_0 = 2.26$, $n_e = 2.41$, $\delta = 0.643 \times 10^{-4}$; $v = 0.6 \cdot 10^5$ см/с.

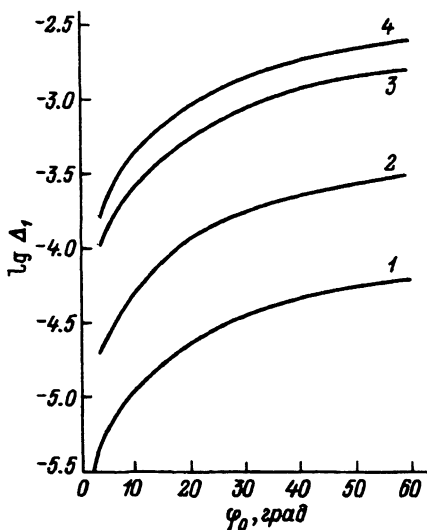


Рис. 4. Зависимость “параметра несимметричности” Δ_1 проходящего через кристалл луча от φ_0

При преломлении гауссового пучка наряду с изменением его апертуры происходит и искажение его формы. На рис. 4 показаны зависимости $\lg \Delta_1$ от φ_0 , вычисленные на основе закона Снеллиуса для света, распространяющегося в TeO_2 . Здесь

$$\Delta_1 = \frac{1}{\lambda_0} \left| \beta_0 - \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \right|, \quad (3)$$

Δ_1 — нормированный “параметр несимметричности” гауссового распределения преломленного излучения.

Кривые 1–4 соответствуют апертурам исходного оптического излучения λ_0 , равным 0.02, 0.1, 0.5 и 0.8° , соответственно. Видно, что по мере роста α_0 искажение пучка увеличивается. Зависимости показателей преломления от угла преломления в TeO_2 рассчитывались согласно модели, предложенной в [6], для всех приведенных рисунков.

На рис. 5 и 6 приведены зависимости $\lg \Delta_2$ и $\lg \Delta_3$ от φ_0 для дифракции в -1 порядок (рис. 5) и $+1$ порядок (рис. 6) дифрагированных излучений, вышедших из кристалла. С участием именно этих лучей формируется зондирующий объем в ЛДА. Здесь Δ_2 и Δ_3 — нормированные “параметры несимметричности” гауссового пучка, определяемые точно так же, как и Δ_1 . Кривые 1–4 соответствуют тем же α_0 , что и на рис. 4. Видно, что эти параметры вносят искажения порядка долей процента. Изменение же апертуры пучка W довольно значительное (рис. 3), что легко может быть проверено экспериментально.

Несмотря на то что “параметры несимметричности” Δ_1 , Δ_2 , Δ_3 значительно меньше, чем W , устранить их гораздо сложнее. Если, например, изменение W можно достаточно просто скомпенсировать стеклянной призмой, то для компенсации “несимметричности” необходимо использовать более сложные методики. При конструировании

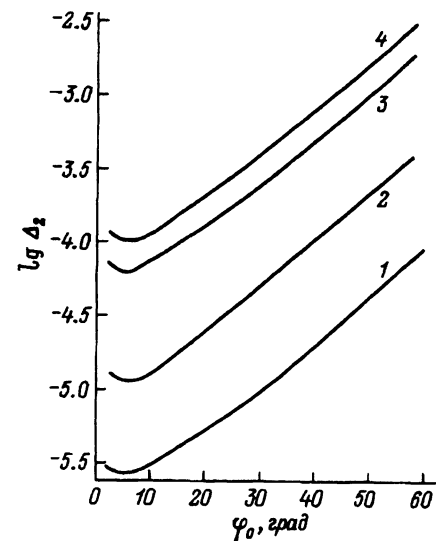


Рис. 5. “Параметр несимметричности” Δ_2 дифрагированного в -1 порядок луча от угла φ_0 .

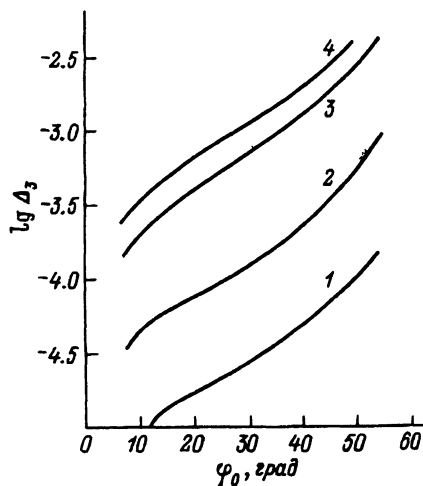


Рис. 6. “Параметр несимметричности” Δ_3 дифрагированного в $+1$ порядок луча от угла φ_0 .

ЛДА именно эти "трудноустраимые" искажения будут определять погрешности, вносимые акустооптическими ячейками.

Для проверки полученных результатов по изменению угловой апертуры дифрагированного излучения W был проведен эксперимент. В качестве АО среды был выбран монокристалл TeO_2 с размерами $8 \times 8 \times 10$ мм вдоль направлений $[001]$, $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ соответственно. К грани $\{110\}$ приклеивался пьезопреобразователь из LiNbO_3 , генерировавший поперечную звуковую волну с направлением сдвига вдоль $[\bar{1}\bar{1}0]$. Частота звука $f = 51.5$ МГц, длина взаимодействия — 6 мм. Оптическое излучение He-Ne лазера типа ЛГ-52-1 с расходимостью 3 мв ($\alpha_0 = 0.02^\circ$) предварительно пропускалось через четвертьволновую пластинку и анализатор поляризации для обеспечения возможности получения любой ориентации поляризации оптического излучения. Это излучение направлялось затем на АО ячейку под углом 55° к оптической оси. На рис. 3 отражены условия эксперимента вертикальной штриховой линией, проходящей через $\varphi_0 = 55^\circ$ и $f = 51.5$ МГц. При этом ожидаемое "уширение", определяемое по пересечению штриховой линии с кривой $4b$, равно 19%, а "сужение" (пересечение линии с кривой $4a$) 10%. Грани кристалла "просветлялись" для уменьшения оптических потерь на отражение.

В эксперименте использовался брэгговский режим дифракции, характеризующийся наличием только одного дифракционного порядка: $+1$ или -1 . Были реализованы оба режима. Для получения $+1$ порядка поляризации падающего оптического излучения устанавливалась ортогонально направлению распространения звуковой волны. Подбором мощности звука (в пределах до 0.2 Вт) добивалось равенство интенсивностей падающего и дифрагированного излучений. Расходимость прошедшего и дифрагированного лучей анализировалась с помощью сканирующего малоапертурного фотодетектора, удаленного от ячейки на расстоянии ~ 500 см. Диаметры пучков на этом расстоянии равнялись 6 и 7.1 мм для падающего и дифрагированного излучений соответственно. Апертура фотодетектора 0.1 мм. Таким образом, апертура дифрагированного излучения на 18.2% больше апертуры падающего. Для исследования апертуры -1 порядка дифракции поляризация падающего излучения устанавливалась компланарно с направлением распространения звука. При этом диаметры пучков на расстоянии 500 см от ячейки равнялись 6 и 5.2 мм для падающего и дифрагированного излучений соответственно, т.е. апертура дифрагированного луча на 13.2% меньше апертуры падающего. Таким образом, существует хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных. Исследования по определению степени "несимметричности" дифрагированных пучков не проводились.

Интересно сравнить величину полученного нами уширения с уширением, рассмотренным в [4], где это связано с различием в показателях преломления падающего и дифрагированного излучений, но главным образом "сносом" оптических и акустических лучей. Под "сносом" лучей здесь понимается различие в направлениях распространения волнового вектора \mathbf{K} и вектора переноса энергии \mathbf{S} (вектора Пойтинга). Оценки для случая, реализованного нами в эксперименте (т.е. $f = 51.5$ МГц, $\varphi_0 = 55^\circ$), дают изменение W не более 1%, т.е. измеренные нами экспериментальные значения W более чем на поря-

док превосходят полученную оценку. Однако необходимо отметить, что при некоторых геометриях АО взаимодействия в TeO_2 величина W может иметь очень большое значение, вызванное "сносом" взаимодействующих лучей. В частности, в [4] экспериментально исследован случай, когда за счет этого эффекта W превышает 200%!

Для уменьшения влияния "сноса" на угловую апертуру дифрагированного излучения желательнее выбирать условия АО взаимодействия, при которых "снос" лучей был бы минимальным.

Что касается устранения изменения апертуры, вызванного искажениями гауссовых пучков в преломляющих средах, необходимо уменьшать угол падения φ_0 на кристалл, а также угол падения дифрагированного излучения на выходную грань кристалла. Идеальным в этом смысле будет случай, когда исходное излучение падает нормально на грань АО ячейки, а дифрагированное и прошедшее излучение — под минимальным углом к нормали ее выходной грани. Иными словами, оптические грани ячейки должны быть не параллельны друг другу, а составлять угол $\varphi \approx \lambda/2\Lambda$, где Λ и λ — длины волн звука и оптического излучения в среде.

Список литературы

- [1] Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [2] Коронкевич В.П., Соболев В.С., Дубнищев Ю.Н. Лазерная интерферометрия. Новосибирск: Наука, 1983. 214 с.
- [3] Ринкевичус Б.С. Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978. 160 с.
- [4] Задорин А.С., Шарангович С.Н. Опт. и спектр. 1987. Т. 63. Вып. 5. С. 1085–1091.
- [5] Задорин А.С., Шарангович С.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. N 7. С. 798–808.
- [6] Warner A.W., White D.L., Bonner W.A. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 4489–4495.
- [7] Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 160–173.
- [8] Антонов С.Н., Котов В.М. Препринт ИРЭ ФН СССР. № 3(554). М. 1991. 31 с.
- [9] Котов В.М. // Опт. и спектр. 1993. Т. 74. Вып. 2. С. 386–391.