

Измерение угловых характеристик расходящегося оптического излучения посредством дифракции света на звуке

В.М.Котов, С.В.Аверин, Г.Н.Шкердин

Предложен метод измерения угла рассеяния оптического излучения, основанный на использовании двух процессов брэгговской дифракции, в которых расходящееся оптическое излучение распространяется вблизи оптической оси одноосного кристалла, а акустическая волна – ортогонально этой оси. Метод не требует дополнительных угловых подстроек акустооптической ячейки. Для измерения расходимости света, большей угла брэгговского рассеяния, предложено использовать маску. Метод был применен для измерения размеров неоднородностей шлифованной стеклянной пластинки.

Ключевые слова: акустооптическая дифракция, брэгговский режим, расходящееся оптическое излучение.

Измерение характеристик рассеянного оптического излучения является одним из эффективных методов исследования неоднородных сред, которые могут представлять собой шероховатую поверхность [1, 2], совокупность рассеивающих частиц [3, 4], оптически неоднородные композиты [5] и т. п. В частности, угловые характеристики рассеянного поля дают информацию о характерных размерах рассеивающих образований [6].

Для измерения угловых характеристик рассеянного поля созданы специальные приборы – нефелометры [3, 7], позволяющие измерять интенсивность рассеяния света в диапазоне углов $0-360^\circ$; разработаны их различные модификации (см., напр., [7–9]). Нас будут интересовать измерения в сравнительно небольшом диапазоне углов ($-20 \dots +20^\circ$). Этого диапазона вполне достаточно для измерения интенсивности рассеяния, например, крупными частицами [3, 6]. При этом измерения могут выполняться без привлечения такого сложного прибора, как нефелометр.

Существует ряд стандартных методов измерения угловых характеристик рассеянного на сравнительно небольшом угле оптического поля, в частности метод измерения расходимости лазерного излучения [10]. Среди всех методов выделим два, наиболее близко относящиеся к материалу настоящей работы: метод калиброванных диафрагм и метод двух сечений [10]. Метод калиброванных диафрагм заключается в определении диаметра диафрагмы, через которую проходит заданная доля энергии. Использование диафрагмы совместно с широкоапертурным фотоприемником дает возможность определить диаметр пучка. Понятно, что этот метод позволяет определить не расходимость пучка, а только его диаметр в заданном сечении. Для измерения расходимости света

необходимо измерить диаметр пучка в двух различных сечениях (т. е. использовать метод двух сечений).

Нами для измерения угла расходимости предлагается использовать акустооптическую (АО) брэгговскую дифракцию. Дифракция привлекательна тем, что она по своей природе связана с угловым пространством, и дифракционные порядки могут служить «естественными» угловыми метками для расходящегося излучения. При этом неважно, в каком сечении проводятся измерения, поскольку в любом сечении сохраняются пропорции между характеристиками светового поля и дифракционных порядков.

В настоящей работе для анализа расходящихся пучков используются варианты брэгговской дифракции, в которых происходят сразу несколько процессов АО взаимодействия. Как будет ясно из дальнейшего, такие режимы можно получить на базе обычных анизотропных АО ячеек, кристаллы которых вырезаны в традиционно используемых на практике плоскостях. Особенностью предлагаемого подхода является обеспечение синхронизма со звуком не всего пучка излучения, а отдельных его лучей. Дифракционные порядки служат угловыми метками, которые, по сути, и позволяют измерять угловую расходимость всего излучения. Число меток и расстояние между ними определяются характеристиками АО среды и частотой звука, а «яркость» меток определяется главным образом эффективностью АО взаимодействия. Добавим, что метки можно расположить в нужном месте, исходя, например, из соотношения интенсивностей в них и в максимуме светового поля (подробнее см. ниже).

Для пояснения сказанного на рис.1 в качестве примера приведена векторная диаграмма АО взаимодействия расходящегося излучения в монокристалле TeO_2 . Излучение (темная область на рис.1) распространяется внутри кристалла вблизи его оптической оси Z . Ортогонально оси Z распространяется акустическая волна с волновым вектором q . Отдельные лучи пучка излучения дифрагируют на волне q . На рис. 1 – это лучи с волновыми векторами k_1 и k_2 , расположенными симметрично относительно оси Z и наклоненными к ней на угол β . Считаем, что происходит анизотропная дифракция света на звуке

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

Поступила в редакцию 7 июля 2010 г., после доработки – 30 августа 2010 г.

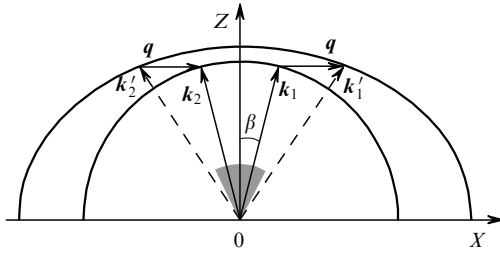


Рис.1. Векторная диаграмма АО дифракции расходящегося оптического излучения в одноосном гиротропном кристалле.

[11 – 13]. Лучи k_1 и k_2 дифрагируют в направлениях k'_1 и k'_2 соответственно. Таким образом, формируются четыре метки, определяемые направлениями распространения лучей k_1, k_2, k'_1, k'_2 . Возможен и другой вариант дифракции, когда луч k_1 дифрагирует в направлении луча k'_2 , а k_2 – в направлении k'_1 . Образуются те же самые четыре метки, однако углы между ними будут меньше, поскольку дифракция происходит на более высокой частоте. Действительно, расходимость дифрагировавшего излучения в данном случае определяется расходимостью звука [13] $\varphi_{ac} \approx \lambda/L = V/(fL)$, где λ и f – длина волны и частота звука, V – его скорость, L – длина АО взаимодействия. Видно, что с ростом частоты f расходимость звука (а значит, и расходимость дифрагировавшего излучения) уменьшается.

Положения меток k_1 и k_2 можно выбрать таким образом, чтобы интенсивность света в центральной части каждой из меток, k'_1 или k'_2 , при 100 %-ной эффективности дифракции равнялась $I_0/2$, где I_0 – интенсивность света в максимуме оптического поля. Тогда расстояние между метками k_1 и k_2 определяет угловую ширину расходящегося излучения по уровню $I_0/2$. Понятно, что для этого поляризация падающего излучения должна совпадать с поляризацией «быстрой» волны, распространяющейся в кристалле. Если собственные волны кристалла имеют одну и ту же поляризацию во всех направлениях, то это осуществить нетрудно: необходимо расположить перед кристаллом соответствующую фазовую пластинку или поляризатор. Однако при использовании монокристалла TeO_2 , обладающего сильной гиротропией вблизи направления $[001]$, поляризация собственных волн меняется с увеличением угла отклонения направления распространения света от оптической оси. В этом случае установить «нужную» поляризацию с помощью одного элемента невозможно. Здесь можно поступить следующим образом: установить поляризацию падающего излучения посредством внешнего поляризатора под углом 45° к направлению распространения звука. Тогда внутри кристалла излучение распадается на две эллиптически поляризованные собственные волны с одинаковыми интенсивностями, причем только одна из них дифрагирует на акустической волне. Угловая ширина оптического излучения по уровню $I_0/2$ определяется как угловое расстояние между нулевыми порядками дифракции при условии, что эффективность дифракции первых порядков равна $I_0/4$.

На рис.2 приведена картина распределения интенсивности поля, наблюдаемого на экране, расположенном за АО ячейкой. Расходящееся излучение представлено темным пятном в центре. Внутри пятна находятся области нулевых порядков дифракции k_1 и k_2 , изображенные в виде вытянутых светлых вертикальных полосок. Обла-

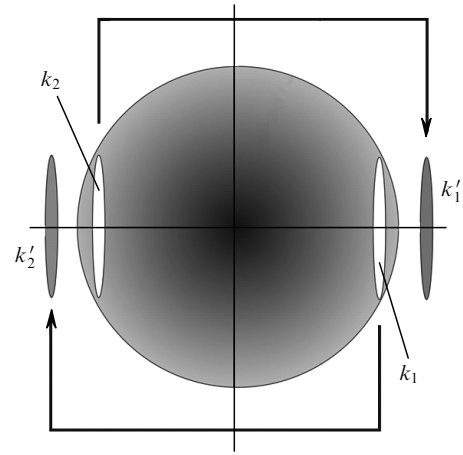


Рис.2. Распределение интенсивности оптического поля, наблюдаемое на экране, расположенном за АО ячейкой.

сти первых дифракционных порядков k'_1 и k'_2 , форма которых совпадает с формой нулевых дифракционных порядков, могут располагаться как внутри пятна, так и вне его. На рис.2 показана также схема дифракции $k_1 \rightarrow k'_2, k_2 \rightarrow k'_1$, которая предпочтительнее схемы $k_1 \rightarrow k'_1, k_2 \rightarrow k'_2$ по вышеупомянутым соображениям.

Дифракционные порядки k'_1 и k'_2 могут быть как вне области оптического поля, так и внутри нее. Рассмотрим вначале случай, когда порядки располагаются вне области поля. В данном случае измерения проводить гораздо проще, но расходимость света при этом должна находиться в некоторых пределах. Найдем эти пределы.

Положим для простоты, что угловое распределение интенсивности оптического излучения подчиняется гауссову закону, т.е. описывается выражением $I = I_0 \times \exp(-\alpha^2/\omega^2)$, где α – угол отклонения излучения от оси, а ω – угловая полуширина излучения. Отметим, что полуширина этого распределения по уровню $I_0/2$ составляет $\sim 0.8\omega$. Расчеты показывают, что в направлениях, для которых $|\alpha| \geq 2\omega$, интенсивность излучения не превышает 2 %. Возьмем в качестве критерия для оценки минимального угла брэгговского рассеяния угол 1.2ω . Тогда нулевой порядок будет распространяться под углом $\sim 0.8\omega$ к оси, а первый порядок – под углом 2ω . Учтя, что угол брэгговского рассеяния $\varphi_{sc} \approx \lambda/L$ (где λ – длина волны света), указанное условие запишем в виде $\varphi_{sc} \geq 1.2\omega$.

Для более точного анализа частотно-угловых характеристик АО дифракции в парателлурите воспользуемся моделью, в которой показатели преломления анизотропного гиротропного кристалла определяются выражениями [14]

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

где n_o, n_e – главные показатели преломления кристалла; φ – угол между оптической осью кристалла и волновым вектором световой волны; G_{33} – компонента псевдотензора гирации. Для вычислений будем использовать следующие значения констант, соответствующих излучению He–Ne-лазера, распространяющегося в монокри-

сталле TeO_2 : $\lambda = 0.63 \times 10^{-4}$ см, $n_o = 2.26$, $n_e = 2.41$, $G_{33} = 2.62 \times 10^{-5}$. Модули волновых векторов k_1 и k_2 в силу симметричности их расположения относительно оси Z равны друг другу и составляют $2\pi n_1 \lambda^{-1}$, где n_1 вычисляется из выражения (1) при $\varphi = \beta$ (в знаменателе взят знак «+»). Тогда модуль вектора звуковой волны q определяется как

$$q_{1,2} = \frac{2\pi}{\lambda} |n_{x1} \pm n_{x2}|, \tag{2}$$

где знак «-» соответствует дифракционным процессам $k_1 \rightarrow k'_1, k_2 \rightarrow k'_2$, а знак «+» – процессам $k_1 \rightarrow k'_1, k_2 \rightarrow k'_2$; n_{x1} и n_{x2} – корни биквадратного уравнения

$$R_1 n_x^4 + P_1 n_x^2 + Q_1 = 0. \tag{3}$$

Здесь

$$R_1 = (n_o n_e)^{-2}; \quad P_1 = \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \left(\frac{z_0^2}{n_o^2} - 1 \right); \tag{4}$$

$$Q_1 = z_0^4 \left(\frac{1}{n_o^4} - G_{33}^2 \right) - 2 \frac{z_0^2}{n_o^2} + 1; \quad z_0 = n_1 \cos \beta.$$

Угол между векторами k_1 и k_2 вне кристалла $\alpha_1 = 2n_o \times \arctan(n_{x1}/z_0)$, угол между k_1 и k'_1 (соответственно между k_2 и k'_2) вне кристалла

$$\alpha_2 = n_o \left| \arctan \frac{n_{x2}}{z_0} - 2 \arctan \frac{n_{x1}}{z_0} \right|,$$

где принято, что $n_{x1} < n_{x2}$.

На рис.3 приведены зависимости от частоты звука f углов α_1 и α_2 , а также максимальной угловой полуширины излучения ω_{\max} , которую можно измерить в рассматриваемом случае. Зависимость $\omega_{\max}(f)$ получена на основании вышеприведенного критерия $\varphi_{sc} \approx 1.2\omega_{\max}$. Здесь принято во внимание, что $\alpha_2 = \varphi_{sc}$. В расчетах полагалось, что дифракция происходит на «медленной» звуковой волне, распространяющейся в TeO_2 со скоростью $V = 0.617 \times 10^5$ см/с. Видно, что α_1 монотонно растет, в то время как α_2 уменьшается с ростом частоты. Пределы измерения расходимости света, по сути, ограничиваются значениями углов, не превышающими 1.5° , при которых $\alpha_1 < \omega_{\max}$. С другой стороны, расходимость света должна быть больше расходимости излучения в дифракционных порядках $\varphi_{ac} \approx V/(fL)$. При частоте зву-

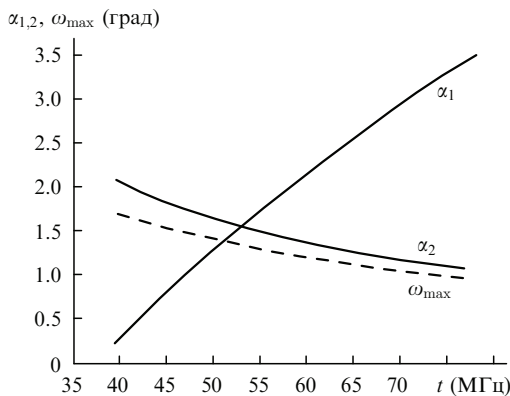


Рис.3. Зависимости углов α_1, α_2 и ω_{\max} от частоты звука f .

ка $f = 35$ МГц и длине АО взаимодействия $L = 0.6$ см (условие эксперимента, см. ниже) расходимость $\varphi_{ac} \approx 11'$. Для угла расходимости света $\omega = 1.5^\circ$ точность измерений, как нетрудно видеть, составляет $\sim 10\%$. Для меньших ω точность ухудшается.

Теперь рассмотрим случай, когда дифрагировавшие лучи k'_1 и k'_2 лежат внутри расходящегося пучка оптического излучения. Понятно, что точность измерения полуширины при этом значительно увеличивается, поскольку увеличивается ω , но сами измерения становятся сложнее: приходится учитывать интенсивности обоих дифракционных порядков, а также интенсивность непродиффрагировавшей части излучения. Здесь, например, можно применить амплитудную модуляцию акустической волны, что позволит измерять интенсивность дифракционных порядков по переменной составляющей, т.е. без учета части света, не участвующей в дифракции.

В наших экспериментах для измерения интенсивности света, расходимость которого значительно больше угла брэгговского рассеяния, применен другой метод, основанный на использовании масок. Маска располагается перед АО ячейкой таким образом, чтобы пропускать излучение, формирующее нулевые порядки дифракции, но экранировать области, где возникают первые дифракционные порядки. Оптическая схема предлагаемого метода, апробированного нами в эксперименте по измерению расходимости лазерного излучения, прошедшего через линзу, приведена на рис.4. Линейно поляризованное излучение He-Ne-лазера 1 проходит через поляризатор 2, после которого направляется на линзу 3 и в результате становится расходящимся. Пучок направляется на АО ячейку 4, перед которой установлена маска 5 в виде вертикальной широкой щели. Поляризатор 2 ориентируется под углом 45° к направлению распространения акустической волны в кристалле 4. На экране 6 в горизонтальной плоскости наблюдается распределение интенсивности оптического поля. Светло серым цветом выделена область оптического излучения, распространяющегося в отсутствие маски, темно серым – область излучения, прошедшего через маску. Стрелками, выходящими из АО ячейки, обозначены направления распространения нулевых (штриховые стрелки) и первых (сплошные стрелки) брэгговских порядков. Видно, что первые дифракционные порядки выходят за область экранирования. Они несут информацию только об интенсивности нулевых брэгговских порядков. Распределение поля на экране показано схематически (пунктирная кривая – распределение поля в отсутствие звука и маски, а сплошная – при их наличии). Угловое расстояние между нулевыми порядками дифракции равно расходимости света, если интенсивность первых дифракционных порядков составляет 25% от его максимальной интенсивности.

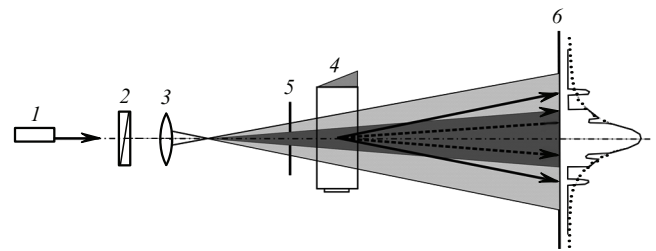


Рис.4. Оптическая схема предлагаемого метода с использованием маски (пояснения см. в тексте).

В эксперименте в качестве источника излучения использовался He–Ne-лазер ($\lambda = 0.63$ мкм). Излучение пропусклось через поляризатор и направлялось на оптическую линзу, после которой оно становилось расходящимся. На расстоянии ~ 7 см от линзы располагалась АО ячейка. Она была выполнена из монокристалла TeO_2 , размер которого вдоль направлений $[110]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$ и $[001]$ составлял 10 мм. Пьезопреобразователь, изготовленный из LiNbO_3 , приклеивался к грани $\{110\}$ кристалла и генерировал поперечные колебания, распространяющиеся в кристалле в виде «медленной» акустической волны. Длина АО взаимодействия $L = 0.6$ см. Полоса частот преобразователя составляла 40–80 МГц по уровню 3 дБ. Интенсивность первых дифракционных порядков при максимально возможной эффективности дифракции (дифракции без перемодуляции) оказалась равной 25 % от интенсивности в центральной части пучка излучения при частоте звука 70 МГц. Отсюда угол между нулевыми дифракционными порядками $\alpha_1 \approx 2.9^\circ$ (см. рис.3). Этот угол равен искомой расходимости излучения.

На рис.5 представлены фотографии наблюдаемой картины на экране. На рис.5,б и в отчетливо видны дифракционные пятна, соответствующие нулевым (темные вертикальные полосы) и первым (светлые полосы) дифракционным порядкам. Они достаточно узкие, их угловая ширина при $f = 70$ МГц равна $\sim 6'$, т.е. составляет $\sim 3.5\%$ от ширины оптического пучка. На рис.5,в видно, что в области первых дифракционных порядков оптический фон отсутствует. Это позволяет измерять интенсивность излучения, «ушедшего» из нулевых порядков, с максимально возможной точностью.

Метод был применен для измерения угловой расходимости излучения, рассеянного неоднородностями шлифованной пластинки. На пластинку направлялось когерентное излучение He–Ne-лазера, с другой стороны пластинки располагалась АО ячейка. Между пластинкой и АО ячейкой находилась маска. На экране наблюдалось распределение интенсивности оптического поля с мелкозернистой структурой (картина спеклов). Мы полагали, что огибающая картины спеклов описывается гауссовой функцией, при этом максимальная угловая расходимость пучка обусловлена рассеянием на наиболее мелких неоднородностях. Расходимость рассеянного излучения оказалась достаточно большой, так что полоса частот АО ячейки не обеспечивала «нужного» расположения дифракционных порядков.

Для уменьшения расходимости нами использовалась система линз, которая устанавливалась перед АО ячейкой и уменьшала расходимость в два раза. Усредненная интенсивность первых дифракционных порядков вблизи их максимумов составила $\sim 25\%$ от интенсивности в центральной части при $f = 78$ МГц. Эта частота соответствует углу расходимости излучения $\alpha_1 \approx 3.5^\circ$ (см. рис.3). Расходимость света без использования системы линз $\omega = 7^\circ$. Если считать, что полученный угол соответствует углу рассеяния излучения неоднородностями с характерным размером D [6], нетрудно определить D , полагая, что $D \approx \lambda/\omega$. В нашем случае $D \approx 5$ мкм. Отметим, что рассеивающая поверхность была получена путем шлифования стеклянной пластинки порошком М5, характерные размеры «зерен» которого равны 5 мкм, т.е. размер «зерна» порошка в данном случае практически совпадает с размером минимальной неоднородности D .

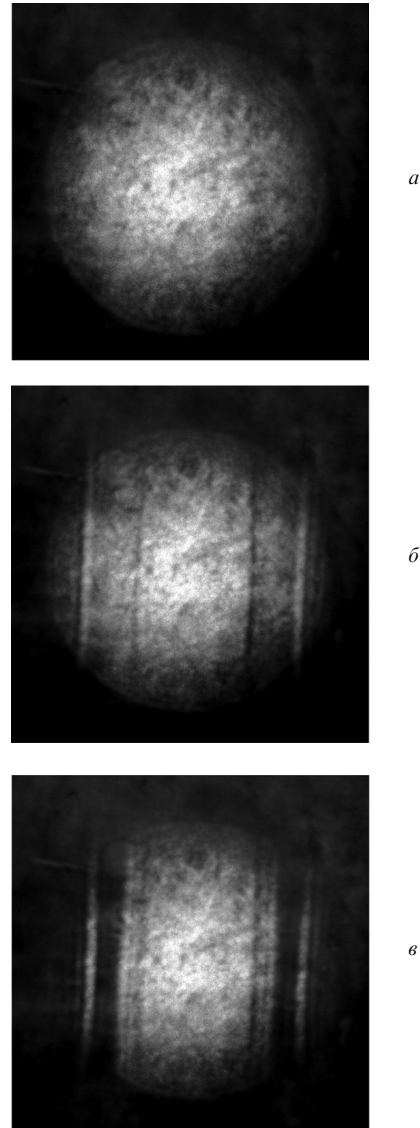


Рис.5. Фотографии оптического поля, получаемые на экране: пятно расходящегося излучения в отсутствие звука (а), при наличии акустической волны (б) и при наличии звука и маски, представляющей собой широкую вертикальную щель (в).

Таким образом, в настоящей работе было сделано следующее:

1. Предложен метод измерения угла рассеяния оптического излучения, основанный на использовании нескольких процессов брэгговской дифракции, происходящих в кристалле при разных углах падения света на звуковую волну.

2. Проанализирован вариант, в котором расходящееся оптическое излучение распространяется вблизи оптической оси одноосного гиротропного кристалла, а акустическая волна – ортогонально этой оси. Возникающие процессы дифракции происходят симметрично относительно оптической оси кристалла.

3. Для излучения, расходимость которого больше угла брэгговского рассеяния, предложено использовать маску, пропускающую нулевые дифракционные порядки, но экранирующую области, где формируются первые порядки дифракции.

3. Метод апробирован при измерении расходящегося излучения, сформированного путем пропускания гаус-

сова оптического пучка, генерируемого He–Ne-лазером, через линзу.

4. Метод применен для оценки размеров неоднородностей поверхности по углу рассеяния оптического излучения. Эксперименты, выполненные с использованием АО дифракции в парателлурите, позволили оценить характерный минимальный размер неоднородностей шлифованной стеклянной пластинки, который оказался близким к размерам частиц шлифовального порошка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 09-07-00047 и 09-02-12396-офи_м) и гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-3317.2010.9.

1. Басс Ф.Г., Фуке И.М. *Рассеяние волн на статистически неровной поверхности* (М.: Наука, 1972).
2. Менделеев В.Я., Сковородько С.Н. *Оптика и спектроскопия*, **94** (3), 482 (2003).
3. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
4. Шифрин К.С. *Введение в оптику океана* (Л.: Гидрометеиздат, 1983).
5. Жаркова Г.М., Самсонова И.В., Стрельцов С.А., Хачатурян В.М. *Журн. структурной химии*, **42** (2), 378 (2001).
6. Саржевский А.М. *Оптика* (М.: Едиториал УРСС, 2004).
7. Stacey K. *Light Scattering in Physical Chemistry* (New York: Acad. Press, 1956).
8. Hunt A.J., Huffman D.R. *Rev. Sci. Instrum.*, **44**, 1753 (1973).
9. Diehl S.R., Smith D.T., Sydor M. *Appl. Opt.*, **18**, 1653 (1979).
10. ГОСТ 26086-84. *Межгосударственный стандарт. Лазеры. Методы измерения диаметра пучка и энергетической расходимости лазерного излучения* (М.: Изд-во стандартов, 1984).
11. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
12. Xu J., Stroud R. *Acousto-Optic Devices* (New York: Wiley & Sons, 1992).
13. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. *Акустооптические устройства и их применение* (М.: Сов. радио, 1978).
14. Котов В.М. *ФТТ*, **37**, 261 (1995).