ЕЩЕ РАЗ О КРИТЕРИЯХ “КАЧЕСТВА” ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Ананьев Ю.А.

Обсуждаются параметры, характеризующие угловую расходимость лазерного излучения. Показано, что сравнение различных источников когерентного излучения, основанное на применении так называемого “критерия качества”, во многих случаях приводит к абсурдным выводам.

До конца 80-х годов применительно к угловой расходимости лазерного излучения чаще всего упоминались два параметра - расходимость по уровню 0,5 интенсивности и расходимость по уровню 0,5 (иногда 0,8) энергии. Первым из них является ширина центрального максимума углового распределения, измеренная по уровню, составляющему половину максимальной интенсивности, вторым угловая ширина конуса, внутри которого сосредоточена половина (или 80%) общего потока излучения.

Однако первое же систематическое рассмотрение формы углового распределения различных когерентных источников [1, 2] показало, что попытки сравнивать практическую ценность различных источников по значению лишь одного из этих двух параметров легко могут привести к заблуждениям. Характерным примером могут послужить угловые распределения, возникающие в результате дифракции плоской волны на круглом отверстии диаметром *2a* и на кольцах с тем же внешним диаметром и внутренними диаметрами *1,2a* и *1,6a*. Соответствующие расчеты приводят к следующим результатам: угловая расходимость излучения этих трех источников, будучи измерена по уровню 0,5 интенсивности, в единицах $\lambda/2a$ составляет 1,03, 0,87 и 0,79 соответственно; по уровню 0,5 энергии - 1,06, 2,9 и 5,25 [1, 2] .

Общий вывод о том, что любые попытки характеризовать расходимость в самых различных ситуациях с помощью лишь какого-либо одного параметра являются беспочвенными, был совершенно очевиден (смотри, например, [2]). Несмотря на это, в конце 80-х годов западные специалисты по лазерной технике начали считать, что подобным универсальным параметром является так называемое “качество пучка” M^2 [3]. В настоящее время именно этот параметр является основой соответствующего европейского стандарта; автору уже известны случаи, когда редакции западных журналов отклоняли статьи, в которых угловая расходимость излучения характеризовалась каким- либо иным способом.

Поскольку отечественная литература сведений по этому поводу почти не содержит, данный вопрос заслуживает определенных комментариев.

Чаще всего используемое в литературе определение “качества пучка” (более строгую теорию см. в [12]) основывается на вычислении стандартных отклонений нормированных распределений интенсивности в ближней и дальней зонах [4]:

$\sigma_x^2(z)=\iint x^2\cdot I(x,y,z)\,\mathrm{d}\,x\,\mathrm{d}\,y$, $\sigma_y^2(z)=\iint y^2\cdot I(x,y,z)\,\mathrm{d}\,x\,\mathrm{d}\,y$,

$\sigma_{\alpha_x}^2=\iint \alpha_x^2\cdot I(\alpha_x,\alpha_y)\,\mathrm{d}\,\alpha_x\,\mathrm{d}\,\alpha_y$, $\sigma_{\alpha_y}^2=\iint \alpha_y^2\cdot I(\alpha_x,\alpha_y)\,\mathrm{d}\,\alpha_x\,\mathrm{d}\,\alpha_y$; здесь $I(x,y,z)$ и $I(\alpha_x,\alpha_y)$ - пространственное и угловое распределения интенсивности,

$\iint I(x,y,z)\,\mathrm{d}\,x\,\mathrm{d}\,y=\iint I(\alpha_x,\alpha_y)\,\mathrm{d}\,\alpha_x\,\mathrm{d}\,\alpha_y=1$, ось z совпадает с прямой, по которой движется в пустом пространстве “центр тяжести” пучка

($\iint x\,I(x,y,z)\,\mathrm{d}\,x\,\mathrm{dy}=\iint y\,I(x,y,z)\,\mathrm{d}\,x\,\mathrm{dy}=0$, интегрирование везде осуществляется по плоскости, перпендикулярной z).

В определенных плоскостях, являющихся аналогом плоскости “перетяжки” для гауссова пучка, величины σ_x и σ_y достигают своих минимальных значений σ_x^0 и σ_y^0. Именно эти значения и входят в результирующее выражение для “критерия качества” $M^2=M_x^2\cdot M_y^2$, $M_{x,y}^2=4\pi\sigma_{x,y}^0\,\sigma_{x,y}^p$. Множитель 4π здесь добавлен для того, чтобы в случае идеальных гауссовых пучков (включая астигматические) величины M_x^2, M_y^2 и M^2 оказались равными единице; для всех других пучков эти параметры превышают единицу, и чем больше, тем ниже “качество”.

Уже само определение “качества пучка” через стандартные отклонения, квадраты которых являются моментами второго порядка от интенсивности, говорит о том, что здесь явно завышенной оказывается роль дальних “хвостов” распределения, для которых весовой множитель, равный квадрату удаления от оси, чрезмерно велик. Более внимательный анализ действительно показывает, что “качество пучка” как критерий для сравнения практической ценности различных источников когерентного излучения обладает органическим недостатком, которого лишены параметры, упомянутые в начале. Дело в том, что для любых практически важных источников излучения расходимость, измеренная по какому-либо уровню интенсивности или энергии, всегда имеет вполне определенную и конечную величину. В то же время “качество пучка” имеет конечные разумные значения лишь при выполнении весьма жестких условий, накладываемых на форму распределения поля. Для большинства реальных источников когерентного излучения эти условия формально не выполняются.

Так, если воспользоваться тем, что распределения комплексной амплитуды в ближней и дальней зонах связаны Фурье-преобразованием, то можно показать, что для случая пучка с плоским волновым фронтом в “перетяжке” справедлива формула

$\sigma^2_{\alpha_x} = \left(\frac{1}{4\pi}\right)^2 \iint \frac{1}{I(x,y)}\left(\frac{\partial I(x,y)}{\partial x}\right)^2 dx\,dy$ и аналогичная формула для $\sigma^2_{\alpha_y}$. Отсюда следует, что при наличии разрывов в зависимости интенсивности от поперечных координат вторые моменты углового распределения, а с ними и “качество пучка”, становятся неограниченно большими. Вмести с тем, такие разрывы неумолимо возникают при дифракции на всегда имеющихся в реальных оптических системах жестких диафрагмах.

Подобная трудность в принципе может быть обойдена с помощью введения аподизирующего множителя при теоретическом рассмотрении или ограничения апертуры при измерении распределения в дальней зоне, однако при этом результат начинает зависеть от ширины и формы соответствующей функции пропускания. Нетрудно показать, что указанные факторы могут непосредственно сказаться на результатах сравнения различных излучателей.

Отметим. что по этим причинам в русской литературе понятие о “качестве пучка” для реальных лазеров практически никогда не использовалось несмотря на то, что впервые попытка характеризовать лазерное излучение на языке моментов была осуществлена именно в России [5].

Пожалуй, наиболее убедительным примером того, что сопоставление ценности различных источников по величине M^2 может привести к абсурдному результату, является статья Сигмена [6]. Здесь были выполнены подсчеты “качества пучка” со знакопеременным распределением амплитуды на отсчетной плоскости до и после фазовой коррекции.

Экспериментальное осуществление такой коррекции было выполнено впервые методами голографии в [7] и с помощью фазовой пластинки в [8]. Идея коррекции сводится к тому, что в результате введения дополнительных скачков фазы между соседними “пятнами”, равных π, знак у амплитуды на всем сечении оказывается одним и тем же, что приводит к резкому уменьшению расходимости излучения.

Подсчеты Сигмена, выполненные им для случая чисто синусоидального распределения амплитуды светового поля, показали, что величина M^2 до и после фазовой коррекции не изменяется. Этот результат, кстати, может быть получен в самом общем виде; с целью упрощения формул и достижения максимальной наглядности ограничимся рассмотрением картины только вдоль одной из поперечных координат. Тогда соответствующие выкладки приводят к следующей формуле для случая произвольного действительного распределения поля в “перетяжке” $E(x)$: $M_x^2 = 2\sqrt{\int x^2 \left|E(x)\right|^2 dx \cdot \int \left|\frac{dE}{dx}\right|^2 dx} \cdot \left[\int \left|E(x)\right|^2 dx\right]^{-1}$. Из этого выражения непосредственно видно, что изменение знака $E(x)$ на отдельных участках распределения не меняет величины интеграла, а с ним и значения M^2.

В то время как Сигмен выполнил свои расчеты, как уже указывалось, для чисто синусоидального распределения амплитуды, которое никогда не реализуется на практике, мы выполнили аналогичные расчеты для распределений полей, соответствующих высшим модам устойчивого резонатора. Это является тема более оправданным потому, что обсуждаемый метод фазовой коррекции был предложен в свое время именно для уменьшения угловой расходимости излучения лазера с устойчивым резонатором, работающим на отдельной поперечной моде высокого порядка.

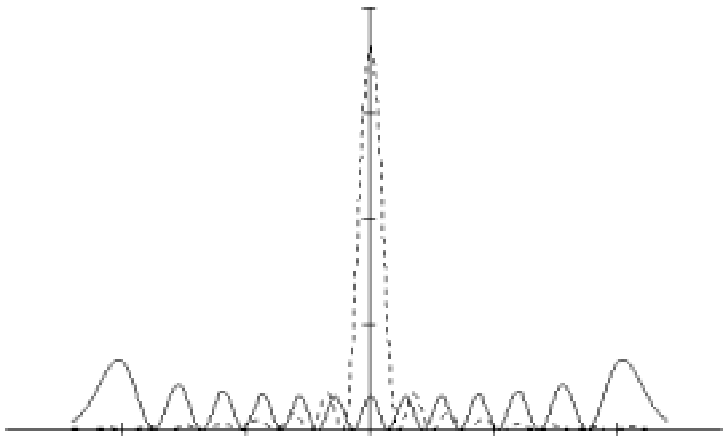


Рис. 1

Пример результата проведения фазовой коррекции в случае моды 12-го порядка приведен на рисунке 1. Сплошная кривая соответствует угловому распределению излучения до фазовой коррекции, штриховая - в том же масштабе по обеим осям - после нее. Самый беглый взгляд на рисунок показывает, что фазовая коррекция разительным образом улучшает угловое распределение излучения; в центральный лепесток вместо имевшихся до коррекции 4-х процентов общей мощности начинает идти 70%. Вместе с тем, величина M^2 после коррекции, как и до нее, продолжает составлять 25 и является, таким образом, весьма высокой только благодаря тому, что ничтожная доля излучения оказывается рассеянной на большие углы. Происхождение этого излучения связано с тем, что функция $|u(x)|$ содержит, кроме большой постоянной на сечении пучка составляющей, компоненты со вдвое более высокими пространственными частотами, чем $u(x)$ (совершенно аналогично тому, что выпрямленное напряжение при исходной частоте сети 50 Гц имеет значительные пульсации с частотой 100 Гц).

Отметим еще, что для простоты наш пример относился к коррекции лишь по одному из поперечных направлений; при учете и другого направления результат был бы еще намного более разительным. Однако и так он представляется достаточно убедительным свидетельством того, что апеллировать к “качеству пучка” далеко не всегда разумно,

Рассмотрение как научной, так и технической литературы по квантовой электронике показывает, что есть и другие примеры подобного рода. Так, в кристаллических средах твердотельных лазеров часто присутствуют мелкомасштабные оптические неоднородности. Если их не слишком много, то они приводят к рассеянию малой доли общего потока лазерного излучения под сравнительно большими углами (подробные сведения о подобных явлениях и соответствующую библиографию можно найти в [9]). Наши вычисления с использованием приведенных в [10, 11] экспериментальных данных показали, что величина M^2 в этом случае вполне может составить несколько десятков даже тогда, когда подавляющая часть общего потока излучения сосредоточена в дифракционно ограниченном керне.

Все это показывает, что достоверные суждения о ценности тех или иных источников на основе знания величины M^2 можно выработать только тогда, когда эти источники предназначены именно для генерации чисто гауссовых пучков и совсем близки к совершенству, так что значения M^2 немногим отличаются от единицы.

Несмотря на все новейшие веяния, автору по-прежнему представляется, что наиболее универсальным параметром, характеризующим угловое распределение во всех тех случаях, когда выходная апертура лазера реально ограничивает сечение пучка и тем самым задает величину дифракционного предела расходимости, является используемый в [1, 2, 9] аберрационный фактор. Он снижается и при уширении центрального лепестка углового распределения, и в том случае, когда такого уширения не происходит, но заметная часть энергии начинает переходить в боковые лепестки. Это фактор равен отношению осевой силы света (интенсивности в центре углового распределения) к ее максимально возможному при данной выходной мощности значению. Напомним, что последнее достигается в том случае, когда волновой фронт является плоским, а плотность излучения равномерно распределена по всей апертуре; именно тогда обеспечивается максимальное дальнодействие систем светолокации, предельная концентрация энергии в центре сфокусированного пятна и т.п.

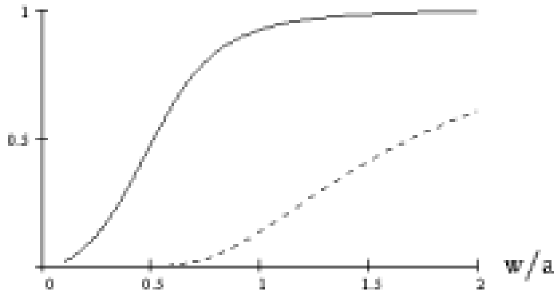


Рис. 2

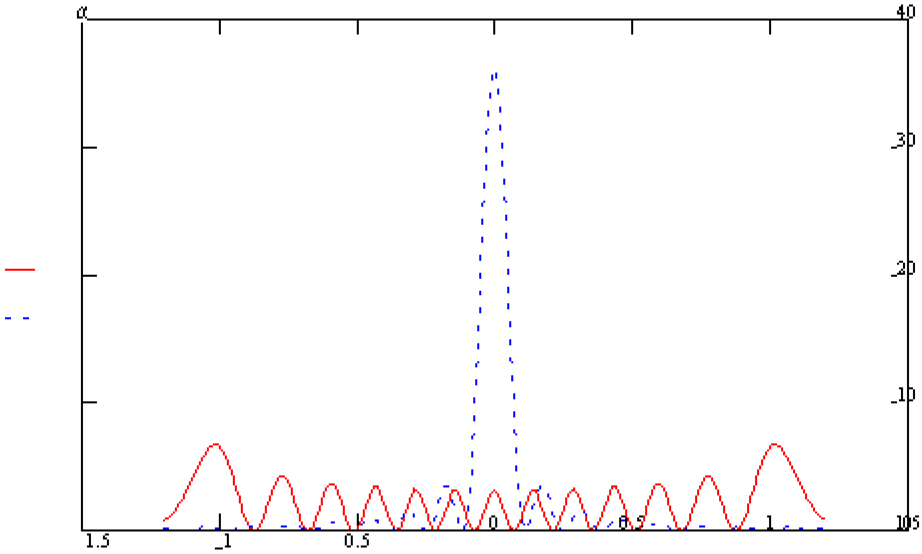
Приведем некоторые данные для пучка с гауссовым распределением интенсивности $I(r) = exp\left[-2\left(\frac{r}{w}\right)^2\right]$. Рис. 2 относится к случаю, когда такой пучок “вписан” в круглую апертуру диаметром $2a$. Сплошной кривой изображена зависимость аберрационного фактора от отношения w/a. Здесь же нанесена величина интенсивности на краю апертуры по отношению к ее максимальному значению (пунктирная кривая).

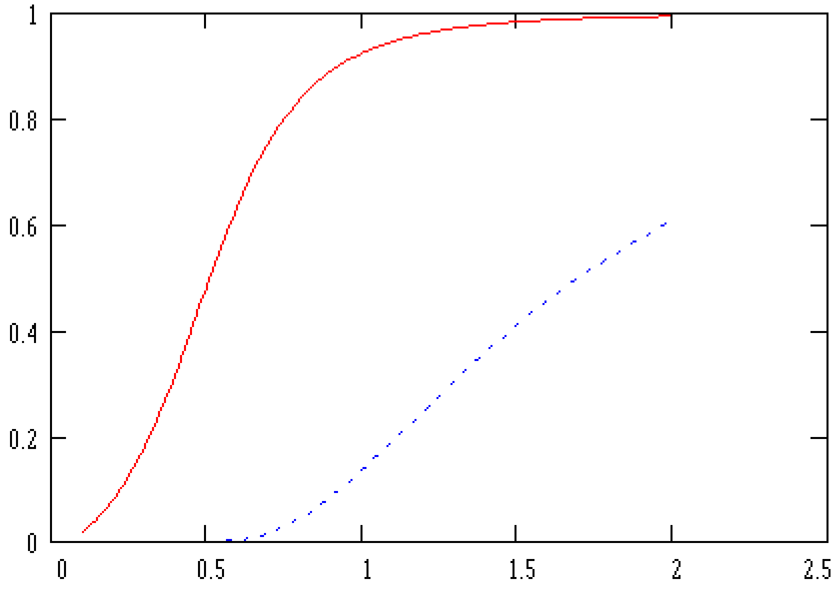
Из рисунка видно, что в определенном диапазоне изменения w/a величина аберрационного фактора достаточно близка к единице и в то же время интенсивность на краю диафрагмы весьма мала, что свидетельствует о слабости побочных лепестков, появляющихся за счет обрезания “хвостов” гауссова распределения. Таким образом, здесь ситуация является достаточно удовлетворительной с точки зрения как тех, кто стремится к большой осевой силе света, так и тех, кто во главу угла ставит борьбу с побочными максимумами. Этим примером использования аберрационного фактора при выборе параметров системы формирования пучка мы и ограничимся.

Смело можно утверждать, что новый европейский стандарт (ISO/TS 172/SC 9/WG 1 № 56) составлен людьми, плохо осведомленными с историей вопроса и знакомыми лишь с весьма узкими классами лазеров и решаемых с их помощью задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ананьев Ю.А.* Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения”. М.: Наука, 1979. 328 с.
2. *Ананьев Ю.А.* Оптические резонаторы и лазерные пучки”. М.: Наука, 1990. 264 с.
3. *M.W.Sasnett* // The Physics and Technology of Laser Resonators. Adam Hilger, New York, 1989, p.132
4. *Siegman A.E.* Handbook of Laser Beam Propagation and Beam Quality Formulas Using the Spatial-Frequency and Intensity-Moment Analysis //Draft version of 7/2/1991
5. *Власов С.Н.*// Известия ВУЗ-ов, Радиофизика, 1971, т. 14, с. 1353
6. *Siegman A.E.* // Optics letters, 1993, v. 8, p. 675
7. *Соскин М.С., Бондаренко М.Д., Гнатовский А.В.*// Письма в ЖЭТФ, 1971, т.14,с. 27
8. *Casperson L.W., Kincheloe N.K., Stafsudd O.M.* // Opt. Commun., 1977, v. 21, p. 1
9. *Anan’ev Yu.A.* Laser Resonators and The Beam Divergence Problem. Adam Hilger (Bristol, Philadelphia and New York), 1992. 460 p.
10. Ананьев Ю.А., Мак А.А., Седов Б.М. // ЖЭТФ, 1967, т.52, с. 12
11. Ананьев Ю.А., Любимов В.В., Седов Б.М // Журн. Прикл. Спектр. , 1968, т. 8, с. 955
12. Ананьев Ю.А., Бекшаев А.Я. // Оптика и спектроскопия, 1994, т. 76, с. 624


α
40
30
20
10
0
1.5
1
0.5
0
0.5
1
1.5


1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
0
0.5
1
1.5
2
2.5