
ОПТИЧЕСКИЕ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И СИСТЕМЫ

УДК 535.2+535.374:621.375.8

В. В. ЛОБАЧЕВ

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА-УСИЛИТЕЛЯ

Рассмотрены критерии эффективности высокоэнергетического лазера-усилителя. Показано, что оптимизация усилителя базируется как на энергетических показателях, так и на показателях эффективности транспортировки энергии лазерного излучения в зону использования. Выявлены особенности оптимального масштабирования лазерного усилителя, работающего в режимах линейного усиления и насыщенного усиления при регулярных или статистических фазовых неоднородностях активной среды.

Ключевые слова: критерии эффективности, оптическая однородность активной среды, число Штреля, лазер-усилитель, параметрическая оптимизация, расходимость излучения.

Критерии эффективности высокоэнергетического лазера. Известно, что эффективность высокоэнергетического лазера определяется не только его способностью генерировать излучение определенной мощности в непрерывном режиме или энергии в импульсе, но и качеством этого излучения. Пространственные характеристики излучения связаны, главным образом, с абберациями волнового фронта (ВФ) [1]. Фазовые aberrации излучения во многом являются следствием возмущений показателя преломления активной среды (АС) и условно разделяются на регулярные и нерегулярные (стохастические). В высокоэнергетическом лазере регулярность возмущений определяется повторяющимися элементами конструкции, которые обеспечивают активацию больших объемов рабочей среды. Стохастические возмущения обуславливаются, например, турбулентными пульсациями газодинамического поля АС или энтропийными процессами различной природы.

Для адекватной физическим процессам оценки эффективности высокоэнергетического лазера-усилителя [1] используется большое количество критериев качества излучения. Некоторые критерии могут быть легко формализованы, но при этом не обладают общим смыслом; другие, напротив, необходимы для практического использования, но крайне неудобны при вычислениях.

Прямым критерием, описывающим эффективность передачи энергии излучения в зону использования, является относительная энергия W в центральном лепестке диаграммы направленности (ДН) излучения [2]:

$$W = W_{-1}^{+1} / W_{0-1}^{+1},$$

где W_{-1}^{+1} — доля энергии при дифракции излучения с искаженным ВФ; W_{0-1}^{+1} — доля энергии при дифракции с плоским ВФ, причем в значениях этих долей учитывается и конфигурация излучающей апертуры.

Критерий W характеризует эффективность транспортировки энергии на участок воздействия в зоне дифракции Фраунгофера, но при этом имеет серьезный недостаток, связанный со сложностью его вычисления, даже в процессе прямого моделирования.

Более удобным для практических целей является число Штреля (Sh). При отсутствии в ВФ aberrации „оптический клин“ для числа Sh справедлива следующая математическая формулировка:

$$Sh = \max \left\{ \frac{I(x, y)}{I_{\max}} \right\} = \frac{1}{S^2} \left| \iint_S U(x_1, y_1) dx_1 dy_1 \right|^2,$$

где $I(x, y)$ — реальное распределение интенсивности излучения в зоне дифракции Фраунгофера (зоне использования); S — площадь апертуры излучателя; I_{\max} — максимальная интенсивность излучения в центре ДН при плоском ВФ; $U(x_1, y_1) = A(x_1, y_1) \exp[j\varphi(x_1, y_1)]$ — комплексная амплитуда поля излучения, здесь $\varphi(x_1, y_1)$ и $A(x_1, y_1)$ — распределения в выходной апертуре фазы и амплитуды соответственно; приведенное соотношение справедливо при $A(x_1, y_1) = 1$.

Для критерия Sh известна аппроксимация [3], которая справедлива практически при любых видах функции $\varphi(x_1, y_1)$, но при соблюдении двух условий: отсутствии в волновом фоне aberrации „оптический клин“ и $Sh > 0,3$:

$$Sh \cong \exp(-D),$$

где $D = \frac{1}{S} \cdot \iint_S [\varphi(x_1, y_1) - \bar{\varphi}]^2 dS$, $\bar{\varphi} = \frac{1}{S} \cdot \iint_S \varphi(x_1, y_1) dS$ — дисперсия и среднее значение фазы

ВФ в апертуре лазерного усилителя соответственно.

В процессе моделирования выявлены простейшая, но крайне важная связь $W \cong Sh$, а также факт сохранения критерием W своих значений не только для телесного угла, ограничивающего нулевой дифракционный порядок (центральный керн ДН излучения), но и для практически любого фиксированного телесного угла. В этом случае обязательно выполнение условия $Sh > 0,3$. Следовательно, Sh и W , изменяющиеся в пределах от 0 до 1, можно рассматривать как критерии эффективности передачи энергии излучения в зону использования, а также как показатели степени искажений ВФ излучения, т.е. оптического качества АС.

Если в зоне использования необходимо обеспечить максимальную абсолютную интенсивность лазерного излучения, то оптимизация лазерной системы должна осуществляться на основе компромисса между оптической однородностью активной среды и энергетикой лазера. Увеличение выходной энергии лазера достигается в известных пределах интенсификацией процессов активации, что одновременно сопровождается снижением фазовой однородности АС. В этом случае в качестве целевого критерия эффективности лазера следует выбрать не критерий Sh , а мультипликативный критерий вида $W_0 \cdot Sh$, где W_0 — выходная энергия лазерного излучения. Использование таких критериев позволяет провести частичную параметрическую оптимизацию, как это сделано для непрерывного химического лазера [4, 5].

В инженерном проектировании представляет практический интерес информация о нормированном угле расходимости θ/θ_0 лазерного излучения, где θ_0 — дифракционный угол расходимости при плоском ВФ, а θ — реальный угол расходимости луча. Наличие в активной среде периодических возмущений приводит к некоторым особенностям в структуре расходимости излучения. Так, при превышении глубины периодической модуляции фазы ВФ формируемого излучения, составляющей ~ 1 рад, частота пространственной модуляции $\omega \approx \sqrt{S}/l_\omega$ (где \sqrt{S} — эквивалентный размер апертуры, l_ω — период регулярного возмущения фазы)

становится дополнительным параметром влияния на расходимость излучения. При увеличении ω величина θ/θ_0 будет дополнительно возрастать. Если же глубина модуляции фазы не превышает ~ 1 рад (это соответствует $Sh > 0,6$), то никакого дополнительного влияния на расходимость лазерного излучения не будет [5].

Это важное обстоятельство отражено на рис. 1, где представлен график зависимости нормированного угла расходимости θ/θ_0 излучения от числа Sh при различных пространственных частотах регулярных периодических (кривые 1—3) и нерегулярных статистических (кривые 4—6) возмущений ВФ: 1, 4 — $\omega=10$, 2 — $\omega=25$, 3 — $\omega=50$, 5 — $\omega=100$, 6 — $\omega=500$. Уровень возмущения ВФ, характеризуемый числом $Sh \approx 0,5 \dots 0,6$, является своего рода критическим, ниже которого расходимость

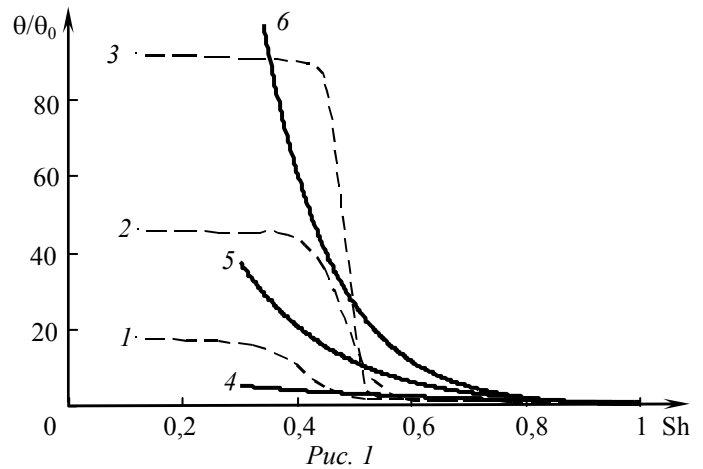


Рис. 1

излучения резко увеличивается при дополнительной зависимости от частоты ω . Это демонстрируют кривые 1—3, соответствующие регулярным возмущениям в активной среде при квадратной излучающей апертуре и $\lambda=3$ мкм.

Следовательно, незначительные для малых лазерных установок масштабы пространственных искажений в активной среде могут стать весьма существенными при масштабировании лазерного усилителя (т.е. увеличении его выходной апертуры и протяженности АС). Увеличение расстояния, которое луч проходит в активной среде, приведет к увеличению дисперсии ВФ, т.е. к снижению числа Sh , а увеличение размера апертуры \sqrt{S} — к увеличению значения частоты ω регулярного искажения с фиксированным абсолютным пространственным масштабом l_ω .

Что касается нерегулярных пространственных искажений в активной среде, их влияние на характер расходимости лазерного излучения аналогично характеру регулярных искажений, иными словами, если среднестатистическая амплитуда таких искажений превышает ~ 1 рад, величина θ/θ_0 будет зависеть и от характерной частоты ω нерегулярного пространственного масштаба фазовых искажений. Это обстоятельство также отражено на рис. 1 (кривые 4—6).

Методика оценивания эффективности лазерного усилителя. С учетом рассмотренных критериев эффективности определим подходы к оценке общей эффективности лазера-усилителя. Пусть в активной среде протяженностью L реализуется один из видов усиления интенсивности [6]: линейный $I = I_0 \exp(kL)$ или насыщенный $I \cong I_0 + I_s kL$, где k — показатель усиления слабого сигнала, I_0 , I , I_s — входная и выходная интенсивность и интенсивность насыщения соответственно. Одновременно в активной среде могут возникать либо регулярные, либо стохастические неоднородности, характеризующиеся дисперсией фазы ВФ излучения в усилителе длиной L . Соотношения для наиболее важных параметров лазерного усилителя приведены в таблице, где приняты следующие обозначения: S — площадь излучающей апертуры лазера-усилителя с равномерным распределением амплитуды светового поля; $W \approx Sh \cong \exp(-D)$ — рассмотренные ранее критерии эффективности передачи энергии излучения в зону использования; $\bar{I} = I_s / I_0$; $M = \bar{I} kL$; $m = L_m / L$ — коэффициент пропорционального изменения длины лазера-усилителя по сравнению с базовой длиной L (при этом обязательно выполнение условия $m > 0$); $L_m = mL$ — измененная длина усилителя.

Параметр	Обозначение	Линейное усиление		Насыщенное усиление	
		Регулярное фазовое поле	Случайное фазовое поле	Регулярное фазовое поле	Случайное фазовое поле
Выходная энергия усилителя длиной L длиной L_m	W_0	$S I_0 \exp(kL)$	$S I_0 \exp(kL)$	$S(I_0 + I_s kL)$	$S(I_0 + I_s kL)$
	W_{0m}	$S I_0 \exp(mkL)$	$S I_0 \exp(mkL)$	$S(I_0 + m I_s kL)$	$S(I_0 + m I_s kL)$
Дисперсия фазы ВФ при усилителе длиной L_m	D_m	$m^2 D$	mD	$m^2 D$	mD
Энергия излучения в зоне использования при усилителе длиной L	$W_L = W W_0$	$S I_0 \exp(kL - D)$	$S I_0 \exp(kL - D)$	$S(I_0 + I_s kL) \times \exp(-D)$	$S(I_0 + I_s kL) \times \exp(-D)$
	$W_m = W W_{0m}$	$S I_0 \exp[m(kL - mD)]$	$S I_0 \exp[m(kL - mD)]$	$S(I_0 + m I_s kL) \times \exp(-m^2 D)$	$S(I_0 + m I_s kL) \times \exp(-mD)$
Приведенная энергия излучения в зоне использования при усилителе длиной L_m	$\frac{W_m}{W} = \frac{W_m}{W_L}$	$\exp\{(m-1) \times [kL - (m+1)D]\}$	$\exp[(m-1) \times (kL - D)]$	$\frac{1 + m I_s kL}{1 + I_s kL} \times \exp[-(m^2 - 1)D]$	$\frac{1 + m I_s kL}{1 + I_s kL} \times \exp[-(m-1)D]$
	Коэффициент оптимального увеличения длины усилителя (при $\frac{dW}{dm} = 0$)	$m_{\text{опт}}$	$\frac{kL}{2D}$	∞ при $kL > D$, 0 при $kL < D$	$\frac{1}{D} \frac{1}{M}$

Возможно проведение оптимизации, целью которой является поиск оптимальной длины лазера-усилителя, соответствующей расстоянию, которое проходит луч в активной среде (или же оптимального коэффициента $m_{\text{опт}}$), при этом должен быть достигнут максимум приведенной энергии излучения \bar{W} в зоне использования. Предполагается, что для заданных режимных параметров лазера с определенной компоновкой известны показатель усиления его АС и дисперсия фазы ВФ, возникающая при прохождении излучения через участок активной среды протяженностью L с той или иной структурой фазовых неоднородностей. Используя соотношения, приведенные в таблице, можно оценить собственно и эффективность лазерного усилителя длиной $m_{\text{опт}} \cdot L$.

Следует обратить внимание на некоторые особенности, имеющие место в процессе определения значения $m_{\text{опт}}$ для рассматриваемых режимов работы лазерного усилителя. Если в активной среде лазера-усилителя имеются только регулярные фазовые неоднородности и он функционирует в режиме линейного усиления, то коэффициент $m_{\text{опт}}$ будет одновременно зависеть от бинарного показателя kL и дисперсии D . График зависимости $m_{\text{опт}}$ от kL (кривые 1—4) и D (кривые 5—8) для этого режима приведен на рис. 2, где 1 — $D=0,25$, 2 — $D=0,5$, 3 — $D=0,75$, 4 — $D=1$, 5 — $kL=0,1$, 6 — $kL=1$, 7 — $kL=5$, 8 — $kL=10$.

Важной особенностью в этом случае является гиперболическая зависимость $m_{\text{опт}}$ от D , подтверждающая значительное влияние оптической неоднородности АС на общую эффективность лазерного усилителя. Иными словами, при больших уровнях D вероятна ситуация, при которой принципиально невозможно путем увеличения длины L усилителя скомпенсировать снижение плотности энергии в зоне использования из-за чрезмерной расходимости лазерного излучения.

Если же усилитель функционирует в режиме насыщенного усиления, то показатель kL заменяется на показатель M , который, в свою очередь, зависит еще и от отношения интенсивностей \bar{I} . Поскольку искажения ВФ носят регулярный характер, величина $m_{\text{опт}}$ также гиперболически уменьшается с увеличением D : см. рис. 3, где показана зависимость $m_{\text{опт}}$ от D (кривые 1—4) и M (кривые 5—7) для этого режима, здесь 1 — $M=0,01$, 2 — $M=0,1$, 3 — $M=1$, 4 — $M \rightarrow \infty$, 5 — $D=0,01$, 6 — $D=0,1$, 7 — $D=0,5$. Необходимо, однако, отметить, что в данном случае, в отличие от режима линейного усиления, при конкретном значении $m_{\text{опт}}$ любое увеличение дисперсии D никогда невозможно скомпенсировать простым увеличением показателя M , т.е. существует предельная зависимость $m_{\text{опт}}$ от D при $M \rightarrow \infty$ (кривая 4). В режиме насыщенного усиления дополнительный приток энергии из АС, обусловленный увеличением длины лазерного усилителя, становится крайне недостаточным, что принципиально не позволяет скомпенсировать снижение общей эффективности усилителя вследствие более значительного влияния дисперсии ВФ излучения.

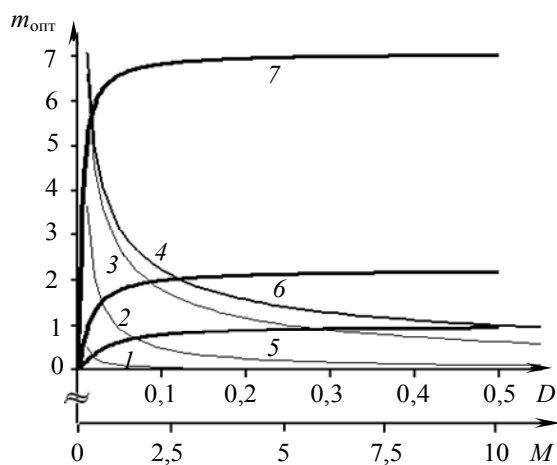


Рис. 3

при увеличении показателя M явно прослеживается тенденция насыщения усиления. При $M > 2,5$ для любого значения D величина $m_{\text{опт}}$ практически перестает изменяться с дальнейшим

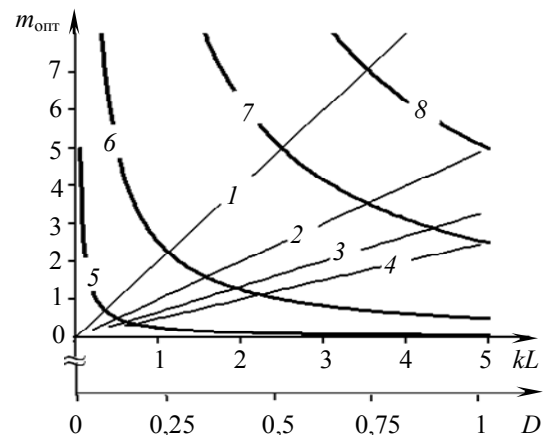


Рис. 2

увеличением M , поэтому при $M \rightarrow \infty$ справедливо соотношение, в котором уже отсутствует явная зависимость от M [2]:

$$m_{\text{опт}} \cong 1/\sqrt{2D}.$$

Рассеяние света при статистических фазовых неоднородностях в активной среде менее интенсивное, чем при регулярных неоднородностях с аналогичными характерными пространственными частотами (см. рис. 1), что связано с линейным характером возрастания дисперсии ВФ при увеличении длины усилителя. Для линейного усиления возможны три основных варианта соотношений между показателем kL и дисперсией D . Если $kL > D$, то увеличение длины усилителя всегда будет приводить к пропорциональному увеличению его эффективности. В обратном случае, т.е. при $kL < D$, максимальная эффективность будет достигаться в пределе при $m_{\text{опт}} \rightarrow 0$. При $kL = D$ эффективность остается постоянной при любом изменении коэффициента m .

И, наконец, рассмотрим случай, когда в лазерном усилителе реализуется режим насыщенного усиления и имеется статистически неоднородная АС. Этот режим иллюстрируется представленным на рис. 4 графиком зависимости $m_{\text{опт}}$ от D (кривые 1—5) и M (кривые 6—10),

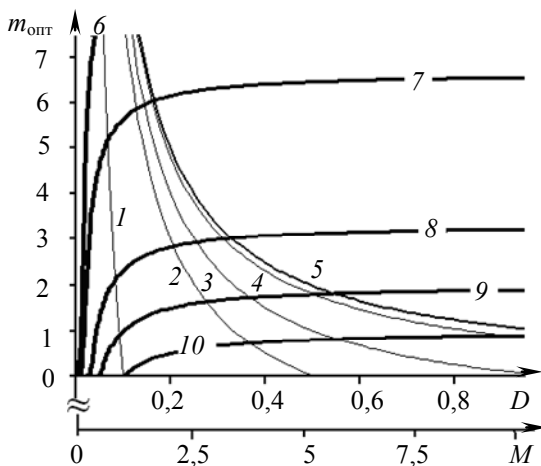


Рис. 4

где 1 — $M \rightarrow 0$, 2 — $M=0,5$, 3 — $M=1$, 4 — $M=5$, 5 — $M \rightarrow \infty$, 6 — $D=0,1$, 7 — $D=0,15$, 8 — $D=0,3$, 9 — $D=0,5$, 10 — $D=1$. В принципе, такой режим некоторым образом аналогичен случаю с регулярными периодическими фазовыми неоднородностями. Поэтому сохранилась и тенденция гиперболического снижения коэффициента $m_{\text{опт}}$ при возрастании дисперсии D . Основное же отличие связано с тем, что каждому конкретному значению M соответствует такая дисперсия, при которой максимальная эффективность усилителя обеспечивается при $m_{\text{опт}} \rightarrow 0$, и только при $M \rightarrow \infty$ это условие достигается в пределе при $D \rightarrow \infty$. Несомненно, что лазерная система, для

оптимизации которой необходимо обеспечивать условие $m_{\text{опт}} \rightarrow 0$, является технически неоптимальной, поэтому в данном случае необходимо проведение радикальных технических мероприятий по существенному снижению уровня оптических неоднородностей в активной среде.

Заключение. Представленный подход к оценке эффективности лазера-усилителя рассмотрен с учетом особенностей компромисса между энергетикой лазера и качеством формируемого излучения. Анализ показал, что в некоторых случаях не представляется возможным повысить эффективность лазерного усилителя путем его масштабирования по причине чрезмерной расходимости луча при высоких уровнях возмущений в активной среде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и лазерные пучки. М.: Наука, 1990.
2. Quinnell R. D. Limitation on the use of root-mean-square (rms) phase to describe beam quality characteristics // Proc. of SPIE. Wavefront Distortions in Power Optics. 1981. Vol. 293. P. 12—19.
3. Лобачев В. В., Мошков В. Л. Ограничения в реализации многокаскадных лазерных усилителей // ИФЖ. 1993. Т. 64, № 1. С. 63—66.
4. Лобачев В. В. Особенности самокомпенсации трехмерных периодических фазовых искажений в активных средах проточных лазеров // Квантовая электроника. 2003. Т. 33, № 10. С. 889—893.

5. Башкин А. С., Лобачев В. В., Федоров И. А. Анализ пространственных масштабов оптических неоднородностей в активных средах мощных проточных лазерных усилителей // Там же. 1997. Т. 24, № 2. С. 173—175.

6. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1988.

Сведения об авторе

Виталий Владимирович Лобачев — канд. техн. наук, доцент; Балтийский государственный технический университет „ВОЕНМЕХ“ им. Д. Ф. Устинова, кафедра лазерной техники, Санкт-Петербург; E-mail: VLobachev@Yandex.ru

Рекомендована кафедрой
лазерной техники

Поступила в редакцию
29.04.11 г.