

01;07;12

Повышение усредненной по времени термической эффективности лазерного луча акустооптической коррекцией угловой диаграммы направленности

© С.Н. Антонов,¹ О.А. Бышевский-Конопко,¹ А.В. Вайнер,¹ В.В. Проклов,¹ Ю.Г. Резвов²

¹ Институт радиотехники и электроники РАН,
141190 Фрязино, Московская область, Россия
e-mail: olga-ant@yandex.ru

² Новомосковский институт Российского химико-технологического университета им. Д.И. Менделеева,
301665 Новомосковск, Тульская область, Россия

(Поступило в Редакцию 26 июля 2007 г.)

Теоретически обоснован и экспериментально подтвержден акустооптический метод повышения усредненной по времени термической эффективности лазерного излучения. Воздействие лазерного излучения в технологических методах обработки материалов (лазерная резка, сварка, гравировка и т.д.) имеет пороговый по интенсивности света характер. При этом чаще всего используемый луч с нормальным (гауссовым) угловым распределением интенсивности не является оптимальным. Основой метода является акустооптическая рефракция — быстропеременное, нелинейное сканирование исходного пучка света вокруг центрального положения, что (при определенных параметрах) приводит к повышению равномерности его среднего по времени углового распределения интенсивности. Экспериментально показано существенное (в несколько раз) увеличение термической эффективности лазерного излучения.

PACS: 43.35.Sx

Введение

Прогресс в создании мощных высокоэффективных лазеров определяет их широкое использование в технологических методах обработки материалов — резка и сварка металлов, лазерная гравировка и маркировка и т.д. Важно, что обычное нормальное (гауссово) угловое распределение интенсивности лазерного излучения не является оптимальным для данных целей. Это обусловлено тем, что, как правило, эффект термического воздействия лазерного луча имеет пороговый характер по интенсивности. В результате воздействию (испарению, горению) подвергается лишь центральная часть области материала, на которую спроецирован лазерный луч, что определяет неэффективное использование лазерной мощности. В идеале оптимальное для данной задачи угловое распределение света должно иметь форму меандра [1]. Это является физической абстракцией, однако приближение к этому возможно, что и является целью работы.

Для описания порогового термического воздействия луча удобно ввести понятие коэффициента термической эффективности (КТЭ) η_0 , которое характеризует отношение полезной мощности, распределенной в части углового пространства θ_0 вблизи максимума с усредненной плотностью энергии, превышающей термический порог, к общей мощности лазерного луча.

На рис. 1 представлены эти величины в случае нормального распределения (линия 1) по выбранному уровню $I_0 = 0.9$ (линия 2). При этом η_0 равен отношению площади заштрихованной части ко всей площади под кривой и составляет 35.4%, т.е. более 60% потока энер-

гии не используется должным образом. На практике, в зависимости от условий обработки (свойств материала, мощности лазерного луча, времени воздействия и т.д.), уровень I_0 , как правило, находится в пределах 0.9–0.7. В данной работе используется выбранный для примера уровень $I_0 = 0.9$.

Теоретическое обоснование метода

В настоящей работе для увеличения КТЭ предложено использовать акустооптическую (АО) рефракцию лазерного луча в поле стоячих акустических волн [2–5]. Суть предлагаемого подхода иллюстрирует рис. 2. Если поперечный радиус пучка света r не превышает рас-

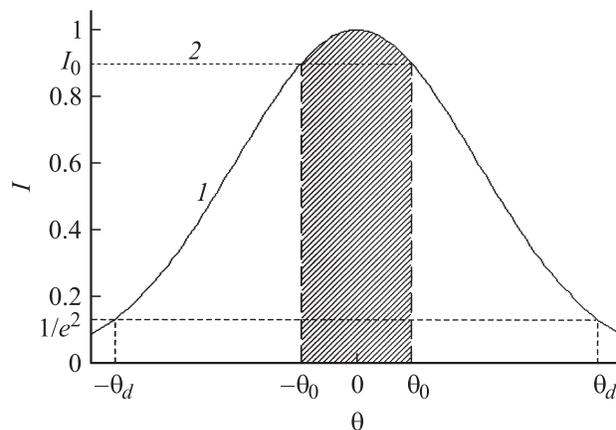


Рис. 1. Величина КТЭ; θ_d — угловая ширина по уровню интенсивности $1/e^2$.

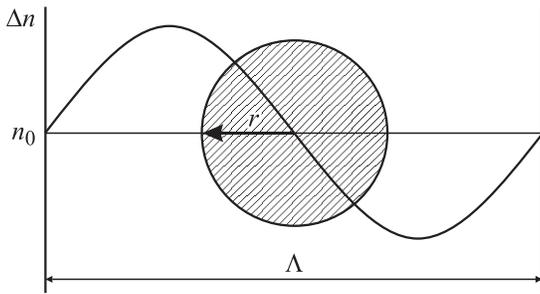


Рис. 2. Соотношение длины волны звука и апертуры света.

стояния между узлом и пучностью, то в результате рефракции лазерный луч непрерывно сканирует в угловом пространстве вокруг исходного направления с частотой акустических колебаний. Кроме того, возникает искажение угловой структуры пучка. При достаточно малом периоде сканирования (значительно меньшем, чем характерное время смещения лазерного луча на обрабатываемом материале) можно считать, что на выходе луч имеет стационарное, но измененное угловое распределение интенсивности. Очевидно, что это угловое распределение будет шире исходного, поэтому важно контролировать поведение обоих параметров η_0 и θ_0 . Таким образом, в данной работе впервые применяется известный процесс АО-рефракции для повышения КТЭ лазерного излучения.

Рассмотрим акустооптический кристалл в виде параллелепипеда, в котором по направлению x возбуждается стоячая волна. В результате упругооптического эффекта показатель преломления в пределах образца модулирован по закону $\Delta n(x, t) = \Delta n \sin(Kx) \sin(\Omega t)$, где Δn — амплитуда колебаний показателя преломления около невозмущенного значения n_0 , $K = 2\pi/\Lambda$ и Ω — волновое число и циклическая частота встречных акустических волн, Λ — длина звуковой волны.

Пусть на входную грань xy по нормали к ней падает оптический гауссов пучок, поле которого $E(x, y, z, t) = E_i(x, y) \exp(jk_0 z - j\omega_0 t)$, где

$$E_i(x, y) = E_i(0) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r^2}\right)$$

— распределение амплитуды, $k_0 = 2\pi n_0/\lambda$ — волновое число света в среде, r — радиус пучка по уровню интенсивности $1/e^2$. Пространственный спектр света также гауссов

$$E_i(k_x, k_y) \sim \exp\left(-r^2(k_x^2 + k_y^2)/4\right).$$

По тому же уровню интенсивности $1/e^2$ угол расходимости излучения $\theta_d = 2/rk_0$.

Таким образом, в рассматриваемой постановке задачи центр светового луча пересекает узловую линию колебаний показателя преломления $x = 0$, что соответствует линии пучностей смещений частиц среды.

Если параметр Кляйна–Кука $Q = K^2 l/k_0 \leq 1$ (l — длина взаимодействия, т. е. протяженность возмущенной зоны вдоль оси z), то с хорошей точностью реализуется режим Рамана–Ната. В этом случае возмущенную среду можно считать чисто фазовым транспарантом. Из расчета следует, что распределение амплитуды света на выходе из кристалла (при $z = l$) имеет вид (опущен несущественный фазовый множитель):

$$E_{\text{out}}(x, y, t) = T(x, t)E_i(x, y),$$

$$T(x, t) = \exp(jv \sin(Kx) \sin(\Omega t)),$$

где $v = 2\pi\Delta n l/\lambda$ — индекс фазовой модуляции.

Если апертура светового луча достаточно мала по отношению к длине волны звука, т. е. $Kr \ll 1$, то $\sin(Kx) \cong Kx$. В этом случае пространственный спектр выходного поля $E_{\text{out}}(k_x, k_y, t) = E_i(k_x - Kv \sin(\Omega t), k_y)$ описывает сканирование падающего света (без искажений его угловой структуры) по гармоническому закону. Амплитуда сканирования составит Kv/k_0 . Очевидно, что, если световой луч сдвинут от линии узлов возмущения показателя преломления, то максимальный угол сканирования будет меньше. Именно поэтому далее исследуется режим входа луча в узловых линиях как оптимальный для заявленных целей.

Используя тождество

$$\exp(jA \sin(t)) = \sum_m J_m(A) \exp(jmt),$$

можно для выходного пространственного спектра написать

$$E_{\text{out}}(k_x, k_y, t) = \sum_m J_m(v \sin(\Omega t)) E_i(k_x - mK, k_y).$$

Видно, что мгновенный пространственный спектр выходного поля есть дискретная линейка составляющих, идентичных входному полю. Если угол между соседними элементами $\theta_k = K/k_0$ в несколько раз превосходит угол расходимости θ_d падающего света, то реализуется расщепление излучения, и соседние элементы не влияют друг на друга. Можно отметить, что в отличие от дифракции на бегущих волнах никакие элементы линейки при усреднении по времени не обращаются в нуль. Действительно, за период колебаний аргументы функций Бесселя пробегают все значения от $-v$ до $+v$ и в среднем каждый элемент существует.

В контексте данного исследования наиболее интересен случай, когда элементы линейки заметно пересекаются, что после усреднения позволяет говорить о существовании одного выходного пучка с модифицированным угловым спектром интенсивности. С учетом формы падающего пучка угловой спектр выходного поля

($\theta_x = k_x/k_0$ — угловая переменная) имеет вид

$$E_{\text{out}}(\theta_x, \theta_y, t) \sim \sum_m J_m(v \sin(\Omega t)) \times \exp\left\{-\left(\theta_x/\theta_d - \pi D m\right)^2 - \left(\theta_y/\theta_d\right)^2\right\},$$

$$D = r/\Lambda = \theta_k/(\pi\theta_d).$$

Эти выражения использовались далее при моделировании.

Таким образом, в процессе коррекции углового спектра играют роль два фактора. Первый — уширение мгновенного спектра в результате того, что распределение показателя преломления по апертуре света нелинейно. При $D \ll 1$ (апертура света занимает малую часть длины волны звука) этим эффектом можно пренебречь. Второй — сканирование по углу луча с уширенным мгновенным спектром при том, что луч в среднем дольше задерживается в крайних положениях (аналогично механическому маятнику). Рис. 3 иллюстрирует эти процессы в динамике. На рис. 4 приведено

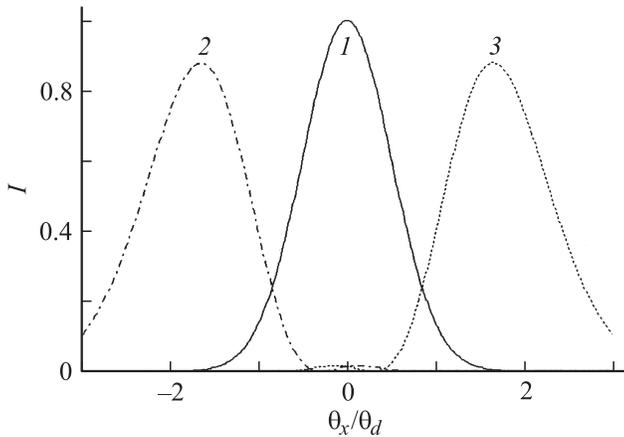


Рис. 3. Мгновенные угловые спектры сканирующего луча в центральном (1) и крайних положениях (2, 3); $D = 0.16$, $v = 4.0$.

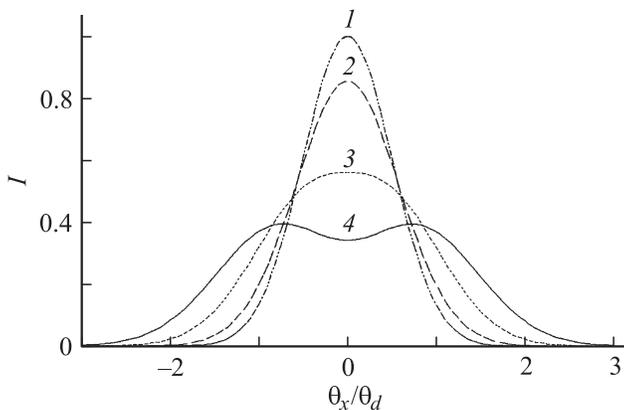


Рис. 4. Изменение усредненного по времени углового спектра луча под действием звука при $D = 0.16$ для различных индексов фазовой модуляции $v = 0$ (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4).

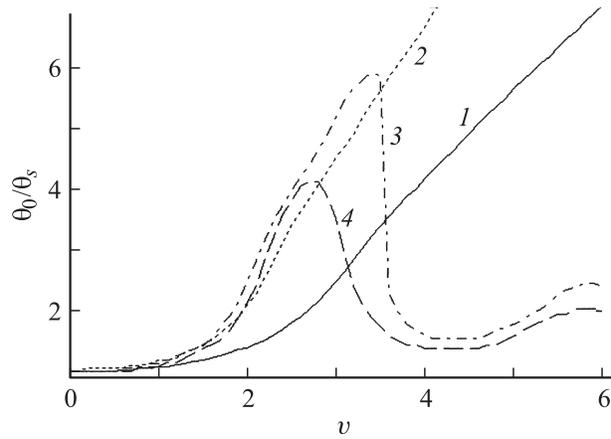


Рис. 5. Зависимость действующего углового размера θ_0 от индекса фазовой модуляции v ; $D = 0.08$ (1), 0.16 (2), 0.24 (3), 0.32 (4).

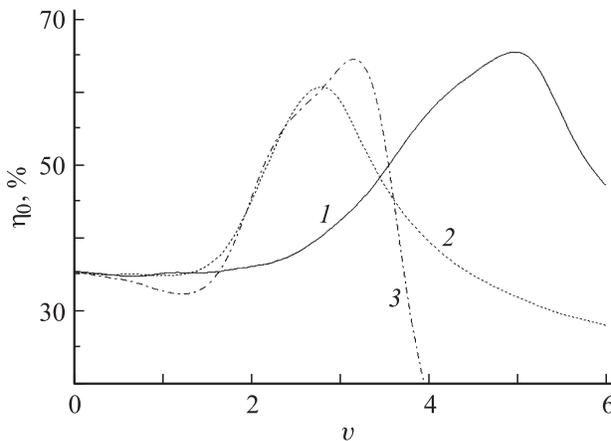


Рис. 6. Зависимость КТЭ от индекса фазовой модуляции v ; $D = 0.08$ (1), 0.16 (2), 0.24 (3).

усредненное распределение интенсивности света. Видно, что снижение максимальной интенсивности в центре картины и расширение спектра приводят к появлению при некоторой мощности области почти равномерной засветки. Очевидно, это должно привести к увеличению КТЭ лазерного излучения.

Приведем результаты расчета практически важных характеристик скорректированного излучения. Рис. 5 иллюстрирует рост действующего углового размера луча (θ_0) с увеличением мощности звука (для наглядности по оси ординат отложено отношение θ_0 к угловому размеру в отсутствие звука θ_s). На рис. 6 показано изменение КТЭ.

Можно отметить, что начиная с некоторого индекса фазовой модуляции происходит резкое снижение КТЭ. Анализ показывает, что в этом случае модифицированный угловой спектр представляет собой узкий пик на фоне широкого „пьедестала“, т.е. первоначальная структура луча искажена совершенно. В диапазоне параметров $D = 0.2-0.25$ и $v = 3-4$ значение КТЭ почти всегда превышает 65%. При $v = 3.6$ и $D = 0.21$

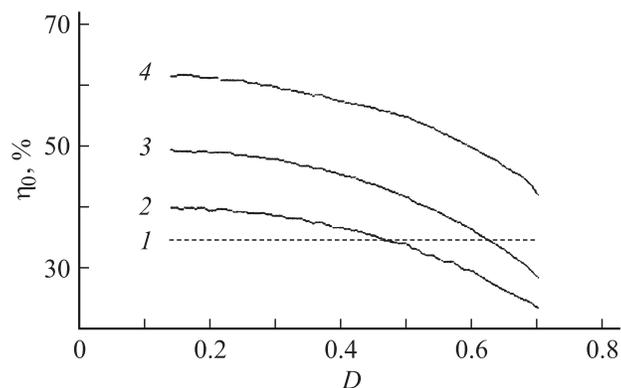


Рис. 7. Зависимость максимально достижимого КТЭ от параметра D : $\theta_0/\theta_s = 1$ (1), 1.8 (2), 3 (3), 3.8 (4).

достигается максимальное значение 70%, что в два раза больше КТЭ исходного распределения гауссовой формы. Однако действующий угловой размер луча при этом увеличивается в 7 раз.

Далее рассмотрим (компромиссную) задачу оптимизации: максимальное увеличение значения КТЭ при том, чтобы угловой размер действующей области лазерного луча (θ_0) не увеличился более чем в заданное количество раз. Результаты расчета приведены на рис. 7. Кривые соответствуют различным величинам θ_0 . В каждой точке каждой кривой проведена оптимизация по мощности звука (т. е. по ν).

Экспериментальные исследования

Для проведения экспериментов был изготовлен АО рефракционный модулятор на стоячих акустических волнах (рис. 8). В качестве материала модулятора использовался ниобат лития с удовлетворительной величиной АО-качества и большим значением коэффициента электромеханической связи. Кристалл ориентировался и вырезался по главным кристаллографическим направлениям и имел вид параллелепипеда с размерами: $20 \times 6 \times 28$ мм соответственно по осям $[100]$, $[010]$, $[001]$. На торцы (010) были нанесены металлические электроды шириной 5 мм, к которым подводился электрический сигнал на частоте 7 МГц. Таким образом, кристалл модулятора являлся высокочастотным акустическим резонатором, в котором через пьезоэффект обеспечивалось возбуждение продольной стоячей акустической волны со скоростью $6.6 \cdot 10^6$ мм/с и длиной волны $\Lambda = 0.94$ мм. Источником света являлся одномодовый лазер с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм, радиус светового луча был равен $r = 0.15$ мм, свет распространялся вдоль электродов. Параметр D составил 0.16, параметр Кляйна–Кука $Q \sim 0.1$. В эксперименте варьировалось напряжение электрического сигнала, в результате чего изменялась амплитуда акустической волны в модуляторе — параметр ν .

Оптическая часть экспериментальной установки помимо лазера и АО-модулятора содержала измеритель углового распределения интенсивности света — сканирующий фотоприемник. Измеренные угловые распределения интенсивности света, усредненные по времени, фиксировались цифровым осциллографом (рис. 9). Здесь ось абсцисс есть время развертки фотосканера и одна большая клетка соответствует 1 mrad изменению углового положения луча на выходе модулятора. По оси ординат отложена относительная величина оптического, усредненного во времени сигнала. Кривая 1 — угловое распределение лазерного луча без сигнала на АО-модуляторе, 2 — при относительной мощности сигнала на АО-модуляторе, равной единице, 3 — при вдвое большей мощности. Анализ экспериментальных графиков показывает, что для начального лазерного (гауссова) луча КТЭ равно 34%, для распределений 2 и 3 — 35 и 55% соответственно, а угловое уширение действующей части луча — 1.7 и 3.8 раза.

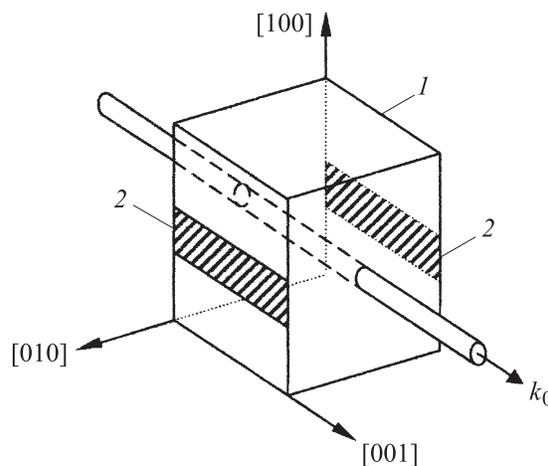


Рис. 8. Геометрия АО-модулятора: 1 — кристалл, 2 — электроды, k_0 — волновой вектор света.

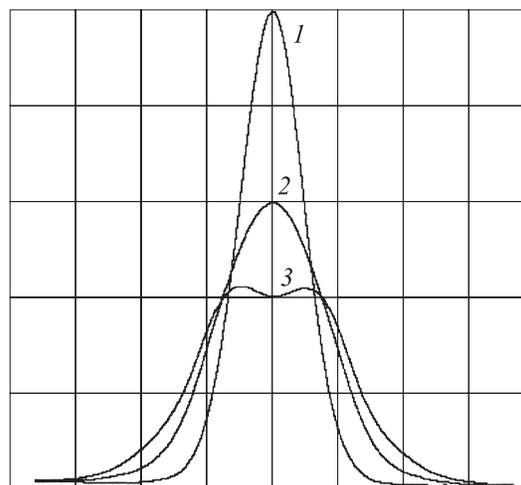


Рис. 9. Экспериментальные данные.

Таким образом, получено хорошее качественное и количественное согласие данных расчета и эксперимента.

Заключение

1. Предложен метод коррекции усредненного по времени углового спектра интенсивности лазерного излучения на базе акустооптического рефракционного отклонения в поле стоячей ультразвуковой волны. Коррекция основана на оптимизации временного усреднения изменяющихся мгновенных картин при периодическом АО рефракционном сканировании падающего лазерного пучка.

2. Показано, что в случае нормального (гауссова) углового распределения интенсивности исходного лазерного пучка метод позволяет существенно увеличить однородность усредненного углового распределения вблизи максимума интенсивности и соответственно важную для практики пороговую термическую эффективность излучения.

3. Установлено, что наибольшее увеличение термической эффективности происходит при отношении радиуса светового пучка и длины волны звука $D = 0.2-0.25$ и индексе фазовой модуляции $\nu = 3-4$. При этом коэффициент термической эффективности пучка по выбранному уровню интенсивности $I_0 = 0.9$ увеличивается от исходного значения $\eta_0 = 35$ до 70%, т.е. в два раза.

4. Эксперименты, проведенные с использованием АО рефракционного дефлектора из ниобата лития, в котором стоячая ультразвуковая волна возбуждалась с использованием собственного пьезоэффекта материала, продемонстрировали удовлетворительное согласие с развитой теорией. При использовании нормального луча из одномодового технологического лазера с длиной волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ применение предложенного АО-метода позволило увеличить коэффициент термической эффективности с 34 до 55% при уширении действующей угловой части луча в 3.8 раза.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 06-02-08019-офи и 07-02-00414-а).

Список литературы

- [1] Бондаренко А.И. и др. // Сб. тр. ИПЛИТ РАН. 2005. С. 251–259.
- [2] Ребрин Ю.К. Управление оптическим лучом в пространстве. М.: Сов. радио, 1977.
- [3] Терентьев В.Е. // Опт. и спектр. 1977. Т. 42. № 2. С. 345–350.
- [4] Антонов С.Н. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. С. 106–108.
- [5] Балакшиев В.И., Парыгин В.Н. // Вестн. Моск. ун-та. сер. 3. 1968. Т. 9. № 5. С. 112–115.