

07;08

Повышение термической эффективности импульсного лазерного излучения методами многолучевой акустооптики

© С.Н. Антонов, А.В. Вайнер, Ю.Ю. Губарева, В.В. Проклов,
Ю.Г. Резвов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязино
E-mail: v-nr@ya.ru

Поступило в Редакцию 20 июня 2011 г.

Исследована брэгговская многолучевая акустооптическая дифракция импульсного лазерного излучения (длительность импульса 150 ns) в условиях существенного перекрытия соседних лучей. Показано, что если длительность лазерного импульса много меньше периода интерференционных биений интенсивности света в областях перекрытия, возникает возможность преобразования исходного лазерного луча с гауссовым угловым распределением в дифрагированное излучение с распределением, близким к прямоугольному. Это позволяет повысить эффективность использования мощных технологических лазеров при обработке материалов (лазерная резка, сварка, гравировка и т.д.), где воздействие излучения носит пороговый по интенсивности света характер. Эксперименты проводились с волоконным лазером ($\lambda = 1.07 \mu\text{m}$).

Прогресс мощных лазеров определяет их широкое использование в обработке материалов — резке и сварке металлов, лазерной гравировке и маркировке и т.д. Важно, что типичное гауссово угловое распределение интенсивности лазерного излучения не является оптимальным для данных целей. Это обусловлено тем, что, как правило, эффект термического воздействия лазера имеет пороговый характер по интенсивности, и воздействию (испарению, горению) подвергается лишь центральная часть области материала, на которую спроецирован луч, что определяет неэффективное (неполное) использование лазерной мощности. Оптимальное распределение света должно быть близко к прямоугольному: плоская вершина постоянной интенсивности и резкие границы без осциллирующих „хвостов“. Существуют различные способы преобразования гауссовой формы светового пучка в требуемый

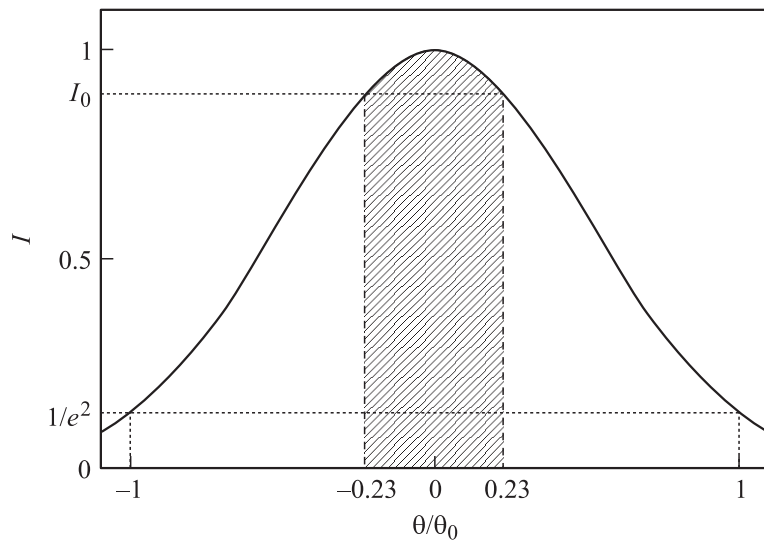


Рис. 1. КТЭ равен отношению площади заштрихованной части ко всей площади под кривой и в случае гауссова распределения составляет 35% (по уровню 0.9).

вид при помощи пассивных оптических элементов [1]. Некоторые из них имеют высокую эффективность преобразования и хорошую степень прямоугольности, но требуют тонкой юстировки, налагают жесткие ограничения на параметры исходного излучения, не являются перестраиваемыми.

Цель данной работы — решение задачи методами акустооптики (АО), позволяющими подстраиваться под характеристики входного и менять параметры выходного излучения — интенсивность, апертуру и степень прямоугольности.

При описании порогового термического воздействия луча удобно ввести понятие коэффициента термической эффективности (КТЭ) η_0 — долю полезной мощности, распределенной в той части углового пространства, где интенсивность превышает термический порог. На практике, в зависимости от условий обработки порог может составлять 0.7–0.9 максимальной интенсивности. В данной работе везде используется пороговый уровень $I_0 = 0.9$, что иллюстрирует рис. 1. θ_0 обозначает полуширину углового спектра по уровню e^{-2} .

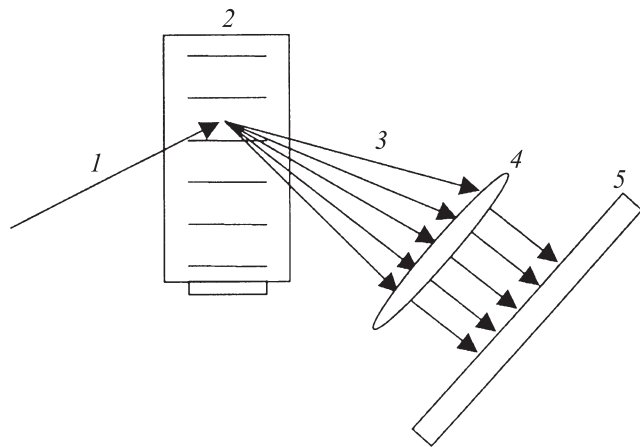


Рис. 2. Пример использования многолучевой акустооптической дифракции.

Возможность АО-преобразования лазерного луча основывается на результатах работ [2,3]. Было установлено, что если акустическая волна является суммой нескольких монохроматических сигналов, то при соблюдении определенных частотных, фазовых и амплитудных соотношений между ними возникает так называемая многолучевая дифракция — дифрагированное оптическое поле состоит из отдельных лучей равной интенсивности, а суммарная эффективность дифракции приближается к 100% (рис. 2). Здесь исходное излучение 1 претерпевает дифракцию в АО-модуляторе 2 . Набор образовавшихся лучей 3 фокусируется объективом 4 на обрабатываемом материале 5 . Каждый из отдельных лучей „сдвинут“ по частоте относительно соседнего на шаг частот $\Delta\omega$. Последнее свойство существенно при непрерывном оптическом излучении — в случае перекрытия соседних лучей в угловом пространстве в зоне этих перекрытий возникает интерференция на разностных частотах, что искажает дифракционную картину и делает ее нестационарной.

На рис. 3, a, b приведены расчетные примеры угловых спектров интенсивности дифрагированного поля: при почти полном разделении лучей (a), что имеет место при большой величине $\Delta\omega$, и при существенном их перекрытии (b) при меньшем $\Delta\omega$. Сплошными кривыми показаны усредненные по времени распределения, а закрашенными областями — диапазоны интерференционных биений. В первом случае

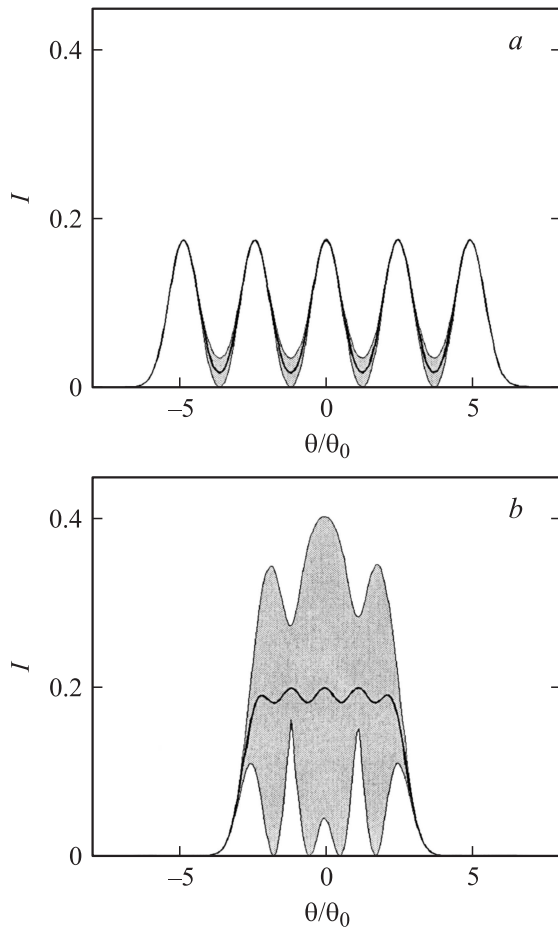


Рис. 3. Многолучевое дифрагированное поле: *a* — практически неперекрывающиеся лучи, *b* — существенно перекрывающиеся лучи, *c* — экспериментально реализованная модификация углового спектра: *I* — исходный спектр (правая шкала интенсивности), *2* — полученный спектр (левая шкала).

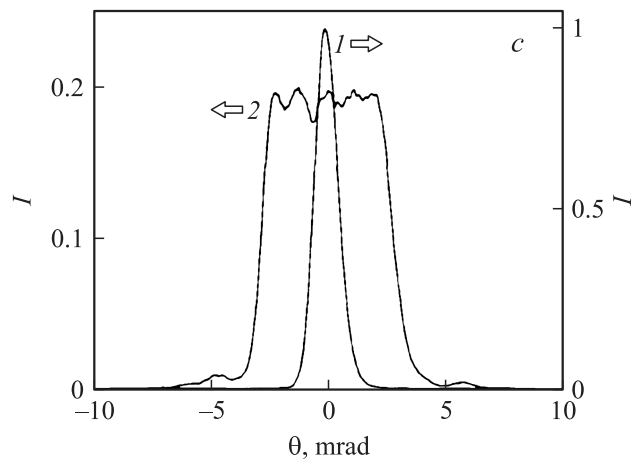


Рис. 3 (продолжение).

лучи практически не интерферируют и многолучевая картина интенсивности стационарна. Во втором интерференция периодически меняет угловое распределение, что приводит к временной нестабильности.

Идеей данной работы является интересная возможность использования многолучевой дифракции (при существенном перекрытии лучей) для модификации углового спектра интенсивности импульсного лазерного излучения. Если длительность лазерного импульса много меньше периода интерференционных биений, то за время импульса параметры акустической дифракционной решетки и соответственно угловой спектр дифрагированного света практически не изменяются, т. е. наблюдается стационарная картина наложения нескольких дифрагированных лучей [4]. Если при этом акустическая волна синхронизована с лазерными импульсами, то результат дифракции не только постоянен в течение импульса, но и не меняется от импульса к импульсу. Варьируя амплитуды, фазы и частоты спектральных компонент акустической волны, можно подобрать такое их соотношение, которое формирует нужный профиль интенсивности дифракционного поля, в данном случае близкий к прямоугольному.

Эксперименты проводились с волоконным лазером: длина волны света $\lambda = 1.07 \mu\text{m}$, полуширина расходимости (в воздухе) $\theta_0 = 1 \text{ mrad}$,

длительность импульса составляла 150 ns; в качестве АО-среды использовался модулятор на кристалле TeO_2 .

Экспериментально достигнутое преобразование углового спектра показано на рис. 3, с.

Кривая 1 получена при одночастотной акустической волне, кривая 2 — при пяти монохроматических компонентах с центральной частотой 33 МГц и шагом между частотными компонентами 0.7 МГц. Период интерференционных биений был равен $1.4 \mu\text{s}$, поэтому дифрагированное поле при длительности светового импульса 150 ns было практически стационарно. Степень перекрытия лучей соответствует рис. 3, b.

Достигнутая эффективность классической одночастотной дифракции была близка к 100%. Суммарная эффективность многочастотной (многолучевой) дифракции составила 90% от одночастотной. При этом КТЭ был доведен до 75% (в отличие от 35% для гауссова распределения), а расходимость по уровню 0.9 увеличилась в 10 раз.

Увеличение расходимости неизбежно в данном способе управления угловым спектром света. Поэтому его применение в лазерной обработке материалов потребует преобразования оптической схемы, а именно такого уменьшения фокусного расстояния объектива, которое сохранит на прежнем уровне интенсивность излучения. В случае, представленном на рис. 3, с, необходимо уменьшить фокусное расстояние в 5 раз. После этого ширина обрабатываемой (испаряемой, выжигаемой) области материала будет в два раза больше, чем при использовании исходного гауссова распределения, т.е. при той же лазерной мощности и за то же время будет обработано в два раза больше материала.

Есть и еще одна особенность предложенного способа. Накладывая друг на друга дифрагированные лучи, можно значительно расширить плоскую вершину углового распределения, но невозможно сделать более крутыми границы этого распределения. В области плавного спада интенсивности от порогового уровня до нуля содержится часть световой мощности, которая будет потеряна. Это налагает ограничение на предельно достижимую величину КТЭ. Потери тем меньше, чем шире плоская вершина:

$$\eta_0 \leq 1 - 0.65 \frac{\theta_G}{\theta},$$

где θ_G/θ — отношение угловой расходимости исходного гауссова луча к расходимости преобразованного распределения по уровню 0.9.

Например, чтобы увеличить КТЭ (а значит, и площадь обрабатываемого материала) в 1.5 раза, необходимо увеличить расходимость не менее чем в 1.4 раза. Во столько же уменьшится интенсивность в центре луча; чтобы вернуть ее к прежнему уровню, потребуется во столько же раз уменьшить фокусное расстояние объектива.

Требования к объему данного письма не позволили привести экспериментальные результаты других видов преобразования углового спектра света: с глубоким „провалом“ в различных частях распределения, с симметричным подъемом по краям и др.

Таким образом, предложен метод преобразования гауссова углового спектра импульсного лазерного излучения в распределение, близкое к прямоугольному. Такая форма оптимальна в системах обработки материалов для эффективного использования лазерной мощности. Метод основан на дифракции света на многочастотной акустической волне, синхронизированной со световыми импульсами. Необходимым условием является малая длительность импульсов — много меньше периода интерференционных биений дифракционной картины. Экспериментально продемонстрировано увеличение КТЭ до 75%, т. е. увеличение скорости обработки в два раза.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 10-20-00029-а) и Минобрнауки России (государственный контракт 14.740.11.0077).

Список литературы

- [1] Račiukaitis G. et al. // J. of Laser Micro/Nanoengineering. 2011. V. 6. N. 1. P. 37.
- [2] Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 8. С. 93.
- [3] Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г. // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 6. С. 79.
- [4] Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г. // ЖТФ. 2009. Т. 79. В. 11. С. 65.