УДК 535.416.3

КОМПЕНСАЦИЯ ТЕПЛОВОЙ ДЕФОКУСИРОВКИ ПРОФИЛИРОВАННОГО СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА ПРИ НАЛИЧИИ ОГРАНИЧЕНИЙ НА ВОЛНОВОЙ ФРОНТ. ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

В. А. Трофимов

(кафедра вычислительных методов факультета вычислительной математики и кибернетики)

Исследована эффективность компенсации нестационарной тепловой дефокусировки профилированных пучков при наличии ограничений в пространстве оптимизируемых параметров.

В настоящее время все большее внимание уделяется проблеме компенсации нелинейных искажений световых пучков (см., напр., [1—6]). Существенно, что при реализации адаптивных систем возникают различные ограничения на формируемый ими волновой фронт [1], и, как следствие этого, снижается качество компенсации [5]. В ряде работ показано, что профилированные (гипергауссовы и гипертрубчатые) оптические пучки, как правило, претерпевают значительно меньшее самовоздействие. Поэтому целесообразно использовать их в системах транспортировки световой энергии. Однако из-за отсутствия исследований, посвященных нелинейным искажениям сфокусированных профилированных пучков, остается открытым вопрос об области их эффективного применения. С этой целью в настоящем сообщении анализируется управление фокусировкой и волновым фронтом светового импульса сложного пространственного профиля при наличии ограничений на его волновой фронт (см. также [7]).

Распространение светового импульса в неподвижной среде описывается следующей системой уравнений:

$$\partial A/\partial z+i\Delta_\perp A-\mathrm{i}\alpha TA=0, \quad \partial T/\partial t=|A|^2$$

с граничным условием

$$A(z=0,\ r,\ t)=f(r)\,e^{iS(r,\ t)}/Q,$$

где A — нормированная на пиковое значение комплексная амплитуда пучка, z — координата, вдоль которой происходит распространение оптического излучения, измеряемая в дифракционных длинах $l=2ka^2$, k — волновое число, a — начальный радиус пучка, $\Delta_\perp$ — поперечный оператор Лапласа, α — отношение начальной мощности пучка к характерной мощности самовоздействия, T — безразмерное изменение температуры, t — время, нормированное на длительность импульса, r — поперечная координата, измеряемая в a, f — начальное распределение амплитуды, Q — его норма, S описывает волновой фронт. Рассмотрим пучки со следующим начальным профилем:

$$f_{\text{г}}(r)=e^{-r^m},\ f_{\text{тр}}(r)=r^m e^{-r^m}.$$

В численных экспериментах сравнивалась эффективность управления фокусировкой $\theta(t)$ пучка и его волновым фронтом. Отметим, что $\theta(t)$ и $S(r,\ t)$ оптимизировались градиентным методом с использованием предложенного в [6] закона изменения константы управления γ. Форма импульса считалась прямоугольной, что не ограничивает общности рассмотрения, так как от переменной t можно перейти к переменной $\mathscr{E}(t)=\int_0^t I_0(\eta)\,d\eta$, где $I_0(t)$ задает форму импульса. Тогда рассмотрение импульсов любой формы будет эквивалентным. Оптимизация проводилась при условии

$$|S(r,\ t)|\leqslant M, \tag{1}$$

или, в случае управления только фокусировкой, при условии

$$|\theta(t)|\leqslant M. \tag{2}$$

Здесь M характеризует максимальное отклонение профиля гибкого зеркала от его первоначального невозмущенного плоского профиля.

Степень деформации зеркала можно также характеризовать функционалом

$$J_s=\int_0^1\int_0^\infty S^2(r,\ t)\rho(r)\,rdrdt, \tag{3}$$

где $\rho(r)$ характеризует передающую апертуру, и она тем меньше, чем меньше значение J_s. Очевидно, что быстродействие адаптивной системы и ее характеристики зависят от деформации зеркала. Поэтому желательно реализовывать оптимальные условия распространения при минимальном значении J_s. Качество компенсации искажений будем характеризовать долей световой энергии на приемнике радиуса $R_a=0{,}3$ за время длительности импульса,

$$J_{\mathscr{E}}=\int_0^1 dt\int_0^{R_a}|A(z_0,\ r,\ t)|^2\,rdr. \tag{4}$$

Заметим, что в случае оптимизации волнового фронта или фокусировки при условии минимума (3) целесообразно [5] вместо критерия (4) использовать функционал

$$J_{\lambda\mathscr{E}}=J_{\mathscr{E}}+\lambda J_s,$$

где λ характеризует максимально допустимую информацию зеркала. Расчеты проводились для следующих значений параметров: $\alpha=8\div40$, $z_0=0{,}1$; $0\leqslant t\leqslant1$, $\lambda=0\div0{,}8$, $M=2{,}5\div0{,}4$; $m=2,\ 4,\ 6,\ 8,\ 10$.

Проанализируем эффективность компенсации при управлении только фокусировкой пучка. Подчеркнем, что случай $M=2$ эквивалентен оптимизации волнового фронта без ограничения на фокусировку пучка. При этом для гипергауссовых пучков с $m=2\div10$ J_s уменьшается соответственно в $1{,}1\div1{,}3$ раза. Важно, что при оптимальной фокусировке для гауссова оптического излучения достигается более высокая концентрация световой энергии, чем для уплощенного пучка ($m>2$). Однако уже для $M=1{,}5$ ситуация резко изменяется: более предпочтительными в этом случае являются пучки с $m=4$. Существенно, что $J_{\mathscr{E}}$ для пучков с $m\geqslant6$ практически не изменяется как для $M=1{,}5$, так и для $M=1$. По мере уменьшения M до 0,4 происходит увеличение оптимального значения параметра m, при котором достигается наибольшее значение концентрации энергии на приемнике.

Изложенное выше иллюстрирует рис. 1, на котором сплошными кривыми представлены зависимости критерия $J_{\mathscr{E}}$ от параметра M для случая $\alpha=8$. Как видим, наличие ограничения оказывает наибольшее влияние на гауссовы пучки (J_ε при $M=0{,}4$ уменьшается в 2,16 раза). Таким образом, целесообразность использования гипергауссовых пучков в рассматриваемой здесь ситуации несомненна. Так, при $M<1{,}5$ гипергауссов пучок с $m>6$ приводит к увеличению принимаемой энергии в $1{,}1\div 2$ раза при изменении M от 1,5 до 0,1. Заметим, что при уменьшении M для пучка с заданным m значением J_ε уменьшается. Для фиксированного $M>1$ переход к уплощенным пучкам сопровождается увеличением деформации зеркала. Если же $M<1$, то значение J_s одно и то же для пучков с различными m. Это связано с тем, что в данном случае оптимальная фокусировка реализуется при $\theta_{\text{опт}}=M$. При отсутствии ограничения на прогиб зеркала (а также для пучков

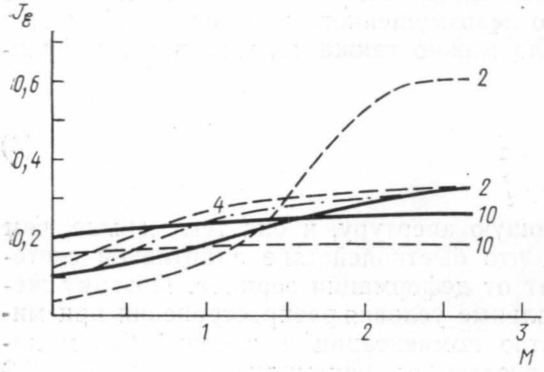

Рис. 1. Зависимость принимаемой энергии от M при оптимизации волнового фронта (штрихпунктирная кривая), и при оптимизации фокусировки гипергауссовых (сплошные кривые) и гипертрубчатых (пунктирные) пучков. Цифры у кривых соответствуют значениям параметра m

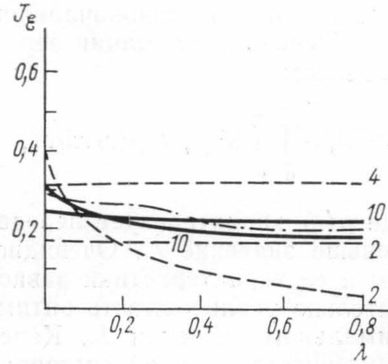

Рис. 2. Зависимость принимаемой энергии от параметра λ. Обозначения соответствуют рис. 1

с $m\leqslant 6$ при $M>1{,}5$) значение $\theta_{\text{опт}}$ в начале гауссова импульса всегда больше $\theta_{\text{опт}}(1)$ (максимум достигается примерно при $t=0{,}4$), в то время как для профилированного пучка к концу импульса необходимо увеличивать его параметр фокусировки $\theta_{\text{опт}}$. Однако уже при $M=1{,}5$ и $m\geqslant 6$ наилучшие условия транспортировки световой энергии реализуются при $\theta_{\text{опт}}(0)\leqslant\theta_{\text{опт}}(1)$.

Обратимся теперь к анализу эффективности компенсации тепловой дефокусировки светового импульса при условии минимума J_s (рис. 2). Из сравнения результатов для ограничений вида (2) и (3) видно, что при оптимизации фокусировки с условием минимума J_s для гауссовых пучков требуется более сильная (примерно в 1,2 раза) деформация зеркала по сравнению со случаем оптимизации при наличии ограничений на прогиб зеркала (2). Существенно, что снижение деформации гибкого зеркала для профилированного пучка с $m\geqslant 4$ достигается при $\lambda>0{,}012$. При этом концентрация световой энергии на мишени практически не изменяется. Значение же λ, для которого еще не происходит заметного снижения качества компенсации, определяется профилем пучка (параметром m).

Подчеркнем также, что для уплощенных пучков с $m=10$ уменьшение J_ε при $\lambda=0{,}8$ по сравнению со случаем $\lambda=0{,}001$ составляет всего 4,8%. Для оптического излучения с $m=8$ влияние ограничения не сказывается на принимаемой энергии, если $\lambda<0{,}1$. Интересно отметить, что иногда может реализоваться ситуация, когда с ростом λ достигается бо́льшая концентрация мощности, что объясняется немонотонной зависимостью $J_{\mathscr{E}}$ от $\theta_{опт}$. Подчеркнем, что введением λ можно в несколько раз снизить деформацию гибкого зеркала без существенного снижения качества коррекции. Другой важный вывод состоит в том, что гипергауссовы пучки целесообразно использовать, если $\lambda\geqslant0{,}08$.

Результаты моделирования компенсации нелинейных искажений гипертрубчатых световых пучков представлены на рис. 1, 2 пунктирными кривыми. Обратим внимание на то обстоятельство, что для коллимированных пучков с ростом m доля принимаемой энергии сначала увеличивается, достигая максимального значения при $m=6$, а затем незначительно уменьшается. Таким образом, изменяя m, можно сфокусировать пучок в заданное сечение нелинейной среды. Отметим, что на данной трассе трубчатый профиль пучка не успевает трансформироваться в гауссов профиль. В результате этого его радиус превышает размеры приемника и достигается наименьшая концентрация световой энергии. При оптимальной же фокусировке мощность трубчатого пучка на приемнике больше мощности кольцевых пучков с $m>2$. Поэтому задача оптимизации волнового фронта трубчатого пучка состоит в подстройке сечения трансформации его профиля к положению приемника. Отметим, что при оптимальной фокусировке достигается не только максимум принимаемой мощности, но и максимальная интенсивность.

Во многом зависимости $J_{\mathscr{E}}$, J_s от параметров m и M аналогичны случаю распространения уплощенных пучков. Поэтому здесь кратко остановимся лишь на характерных особенностях и отличиях распространения гипертрубчатого оптического излучения. Так, кольцевой световой пучок позволяет в 1,6 раза повысить принимаемую мощность по сравнению с ее значением для гауссова пучка при отсутствии ограничений на прогиб волнового фронта. Из расчетов следует, что для $M>0{,}6$ целесообразно использовать трубчатые световые пучки, а при $M\leqslant0{,}6$ – гипергауссово оптическое излучение. Необходимо, однако, иметь в виду, что данное значение M определяется начальной мощностью, расстоянием до приемника и его размером.

Зависимость J_s от m для трубчатых пучков иная, чем для гипергауссовых. Если для оптического излучения с уплощенным профилем с ростом m значение J_s в целом увеличивается, то для кольцевых пучков, как правило, имеет место обратная тенденция. Важно подчеркнуть, что для гипертрубчатых пучков во многих случаях начальную часть импульса необходимо расфокусировать.

В случае оптимизации фокусировки оптического излучения при минимальной деформации гибкого зеркала (критерий J_s) с $\lambda\geqslant0{,}01$ целесообразно использовать пучок с $m=4$. Как следует из расчетов, принимаемая энергия этого пучка практически не зависит от λ вплоть до $\lambda=0{,}5$. С ростом λ для некоторых профилей пучка оптимальным является нулевое значение параметра фокусировки $\theta_{опт}=0$.

На рис. 1,2 штрихпунктирными кривыми представлены результаты расчетов для гауссова пучка при оптимизации $S(r, t)$. Отметим, что «включение» новых степеней свободы при $M\geqslant2$ не приводит к существенному увеличению принимаемой мощности. Такая же ситуация реализуется, если $M<0{,}5$. Однако если $0{,}5<M<2$, то управление аберрационными модами позволяет в 1,35 раза увеличить $J_{\mathscr{E}}$. При оптимизации волнового фронта с условием минимальной деформации зеркала (критерий $J_{\mathscr{E}\lambda}$) выигрыш в использовании зеркал без ограничений на их форму проявляется при $\lambda \geqslant 0,05$ вплоть до исследуемого значения $\lambda = 0,8$ и составляет примерно 20%. Отчасти это объясняется невысоким значением нелинейности. Заметим, что если $M < 1$, то переход к пучку с $m = 4$ позволяет увеличить концентрацию энергии гипергауссова пучка в $1,1 \div 2$ раза при уменьшении M от 0,8 до 0,2 соответственно. При этом деформация зеркала уменьшается в $1,5 \div 3$ раза.

Аналогичные результаты получены при компенсации стационарного теплового самовоздействия и керровской дефокусировки профилированных пучков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Харди Дж. У. // ТИИЭР. 1978. **66**, № 6. С. 31—85. [2] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1978. **42**, № 12. С. 2547—2559. [3] Ахманов С. А. и др. // Изв. вузов, Радиофизика. 1980. **23**, № 1. С. 3—37. [4] Выслоух В. А., Егоров К. Д., Кандидов В. П. // Изв. вузов, Радиофизика. 1979. **22**, № 5. С. 434—440. [5] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Квант. электроника. 1984. **11**, № 4. С. 693—700. [6] Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Там же. 1985. **12**, № 8. С. 1617—1627. [7] Сухоруков А. П., Тимофеев В. В., Трофимов В. А. // Там же. 1986. **13**, № 7. С. 1484—1495.

Поступила в редакцию
29.04.86

После переработки
26.01.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 5

УДК 535.3

АКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КОМПЛЕКСОВ С СИЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Н. И. Коротеев, Б. А. Медведев, О. Штенцель (ГДР)

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Теоретически проанализирована новая схема когерентной активной спектроскопии комбинационного рассеяния света в молекулярном комплексе-димере, обладающем «гигантской» оптической нелинейностью. Комплекс образован ван-дер-ваальсовым взаимодействием между молекулой-примесью и резонансно поглощающим атомом.

Целью настоящей работы является анализ новой схемы активной спектроскопии комбинационного рассеяния (АСКР), которая потенциально обладает повышенной чувствительностью к малым примесям в газовых смесях, а также демонстрирует необычные черты, характерные для схем с гигантской оптической нелинейностью. Речь идет об АСКР комплексов молекул-димеров (связанных, например, ван-дер-ваальсовым взаимодействием), одна из составляющих которых — молекула примеси, исследуемой с помощью АСКР, а вторая — специально подобранные молекула или атом, обладающие резонансным электронным переходом по одной или нескольким частотам, используемым для накачки АСКР. Последняя составляющая служит в качестве своеобразного резонатора, усиливающего действие накачки АСКР на молекулу-примесь.