

НЕЛИНЕЙНАЯ ИНТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ – НОВОЕ ПРИМЕНЕНИЕ САМОФОКУСИРОВКИ

Г.А.Аскарьян, А.В.Юркин

Предложена и исследована возможность использования самофокусировки излучения для интроскопии. Показана возможность увеличения эффективности (усиления транспортировки назад акустического и светового отклика) и увеличения разрешения выявления из-за сжатия пятна луча.

При регистрации, обнаружении и исследовании ¹ объектов с помощью светового луча обычно используется световой или звуковой отклик, рождающийся тогда, когда объект попадает в пятно луча. При этом можно оценить расстояние до объекта (по запаздыванию отклика), положение объекта (по факту попадания его в пятно луча), его размеры и скорость (по времени его прохождения пятна), структуру объекта (по регистрации изображения).

В данной работе исследованы возможности использования самофокусировки (см. обзор ²) для увеличения разрешения и эффективности интроскопии.

Известно, что самофокусировка вызывает сжатие светового луча, а увеличение интенсивности света, действующего на объект приведет к усилению светового и звукового отклика. Сжатие луча приведет также к увеличению разрешения положения объекта. Есть и третье, весьма существенное обстоятельство, которое может значительно улучшить транспортировку отклика назад и улучшить направленность отражения.

Дело в том, что световой луч при самофокусировке изменяет свойства среды, причем это изменение может существовать достаточно долго и быть использовано для транспортировки назад отклика.

Для керровской ориентационной нелинейности инерционность создания (минимальна $\lesssim 10^{-11}$ с) и световод существует в течение длительности гигантского импульса ($\approx 3 \cdot 10^{-8}$ с) на длинах $L \approx 10^3$ см, для стрикционной нелинейности инерционность создания и длительность существования определяются так называемым звуковым временем $t_s \gtrsim a/c_s \approx 10^{-6}$ с для радиуса луча $a \gtrsim 0,1$ см и скорости звука $c_s \approx 10^5$ см/с, т. е. на длинах для светового отклика $L \approx 3 \cdot 10^4$ см. В случае тепловой самофокусировки световод и звуковод может жить очень долго из-за медленности процесса сброса тепла.

Независимо от времени существования волновода, обеспечивающего направленное обратное распространение, во всех случаях обратный отклик усиливается из-за увеличения интенсивности при сжатии луча. Темп сжатия для быстрой нелинейности можно оценить из безаберрационного уравнения нелинейной рефракции: $a''_{zz} \approx A/a^3$, где $A \approx (\lambda^2/2\pi - n_2 E_0^2 a_0^2)$, т. е. получим после двукратного интегрирования $a(z) \approx a_0 (1 - z^2/L_f^2)$, где $L_f \approx a_0/\sqrt{A}$. При этом нарастание интенсивности $I(z) \approx P/\pi a^2(z)$ может быть значительным и привести не только к линейному увеличению отклика, но и к нелинейному, например, из-за увеличения эффективности генерации термозвука на поверхности объекта.

Было проведено экспериментальное исследование усиления отклика и увеличения эффективности интроскопии. Для лучей небольшой мощности в жидкостях существенна тепловая рефракция, которая дает самофокусировку в случае луча с присоевой уменьшенной интенсивностью (т. н. "банановая" самофокусировка ³) трубочатых лучей. В этом случае расстояние до фокуса

$L_f \approx d/2 \theta_{\text{нл}}$, где $\theta_{\text{нл}} \approx \sqrt{n'_T \Delta T} \approx \sqrt{n'_T \alpha I t / C\rho}$, где n'_T – производная показателя преломления по температуре, ΔT – изменение температуры при нагреве, α – коэффициент поглощения, $I t$ – плотность энергии света, $C\rho$ – объемная теплоемкость, d – диаметр внутреннего пятна.

Схема эксперимента дана на рис. 1. Трубчатый лазерный луч (1), получаемый из обычного, пропускаемого через стеклянную пластинку с малым экраном на оси, проходил в кювету (2) длиной от 10 до 25 см, заполненную жидкостью (вода, спирт). Регистрируемое тело — шарик диаметром 1 мм (4) был помещен вблизи оси луча на расстоянии, близком к длине фокусировки. Звуковой или световой отклик регистрировался звуковым или световым датчиком (3) и фотоприемником или фотоаппаратом (5)

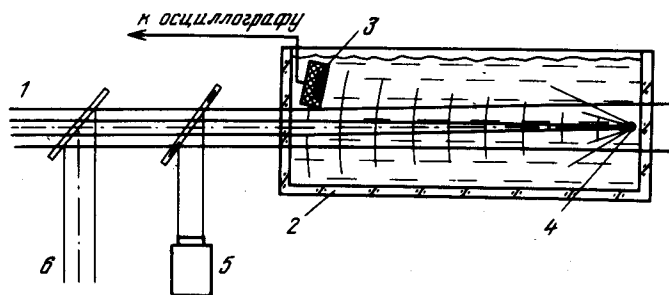


Рис. 1. Схема установки. 1 — Трубчатый луч лазера, 2 — кювета с водой, 3 — пьезо- или фотодатчик, 4 — металлический шарик, 5 — фотозаэлемент ФК или фотоумножитель, или фотоаппарат, 6 — луч подсветки

В эксперименте использовался неодимовый лазер, излучение которого заметно поглощалось водой ($\alpha \approx 0,15 \text{ см}^{-1}$), поэтому световой отклик регистрировался по отражению и рассеянию от тела, либо основной гармонике (с помощью приемника, чувствительного к ИК излучения, ФК, ФЭУ), либо второй гармонике, либо подкрашивающего излучения (6), например, излучения непрерывного гелий-неонового лазера мощностью несколько мВт, вводимого в систему при отражении от наклонной пластинки. В случае, когда объект находился на расстоянии, гораздо большем длины поглощения основного, нагревающего излучения, это соответствовало образованию нелинейной линзы вблизи входа в жидкость или вблизи ее поверхности (при падении сверху). Эта линза не только фокусировала подкрашивающее излучение, но и выполаживала в параллельный луч рассеяние, что облегчало дистанционный прием на расстоянии.

В эксперименте использовались лазеры двух типов.

1. Неодимовый лазер на базе ЛПИЧ с кристаллом ГСГГ с частотой посылок 25 Гц давал в модулированном режиме, пачки по 20 пичков с интервалом 20 мкс между пичками с полной средней мощностью 2 — 3 Вт.

Внешний диаметр луча на входе в воду составлял 5 мм. Диаметр провала интенсивности — 2,5 мм. Этот лазер позволял быстро набирать сведения об отклике для разных положений объекта, но длительность цугов была ограничена временем развития конвекции (1 с).

2. Неодимовый лазер на базе ГОС-1001 с лучом такого же малого диаметра 5 мм. при четырехкратном прохождении активного элемента давал в течение 1,5 мс до 50 пичков с энергией 0,1 Дж каждый с интервалом 30 мкс между пичками и полной энергией до 5 Дж. Во время импульса этого лазера конвекционные искажения были пренебрежимо малы, однако импульсы следовали через большие интервалы (8 мин).

Усиление светового отклика. Было наблюдеено усиление светового отклика — рассеяния излучения гелий-неонового лазера от тела — металлического шарика при самофокусировке излучения основного лазера типа 2. На рис. 2а — изображение объекта без самофокусировки (луч 1 отключен или без вырубки на оси), на рис. 2б — яркое изображение при самофокусировке основного луча. Съемка на пленку КН-4 через одну секунду после выстрела, экспозиция $\frac{1}{30}$ с. Фотоаппарат (5) (рис. 1) наводился на объект. Аналогичное усиление, меньшее по величине было наблюдеено при фотографировании под углом к оси падения.

На рис. 2 *в* и *г* показано усиление изображения креста на объекте при самофокусировке. Съемка на открытую пленку аппарата (5) со снятым объективом.

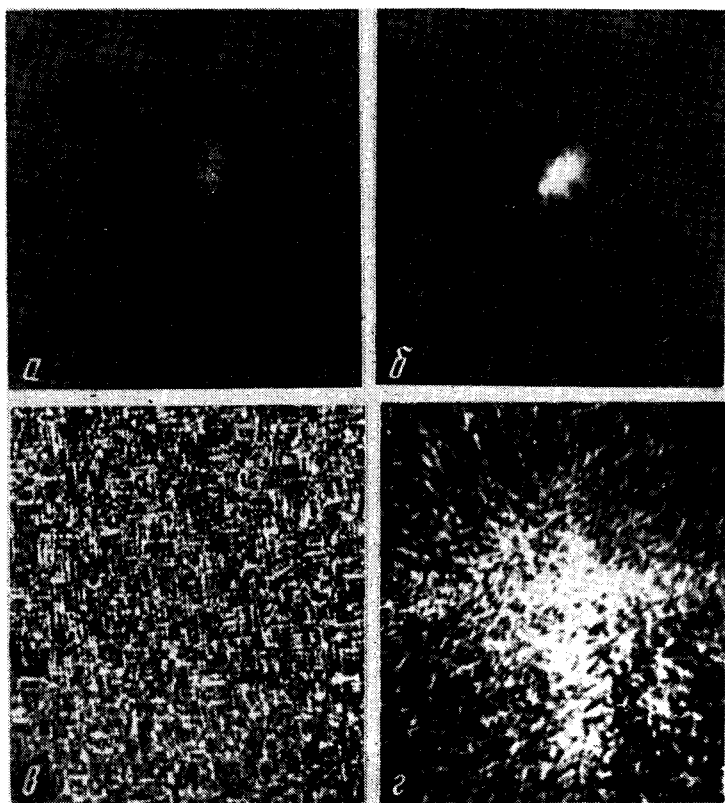


Рис. 2. Усиление светового отклика при самофокусировке. Изображение дано в луче гелий-неонового лазера, подсвечивающего след основного невидимого луча: *а* – слабо видимое изображение шарика (основной луч либо выключен, либо сделан сплошным для устранения самофокусировки); *б* – основной луч трубчатый – есть самофокусировка. Яркость изображения резко возросла. Съемка фотоаппаратом с наводкой на объект; *в* и *г* – то же для изображения, нанесенного на объект. Видно проявление структуры, изображения при самофокусировке. Съемка сразу на пленку без объектива. Основной лазер – на базе ГОС 1001 (тип 2 по описанию). Съемка через 1 с после вспышки лазера. Экспозиция 1/30 с, пленка КН-4

Было исследовано усиление оптического отклика во времени с помощью фотоприемников ФК и ФЭУ. Эти приемники фиксировали усиление отклика прямо для основной гармоники. Было наблюдеено усиление отражения в несколько раз к моменту появления яркого пятна на объекте. Никакого нелинейного рассеяния без тела не было наблюдеено.

Усиление акустического отклика. С помощью пьезоприемника зарегистрировано усиление термовзвучковых импульсов, возникающих от черного шарика при самофокусировке основного лазера. Для случая лазера 1 исследовано распределение звукового отклика для разных положений объекта относительно оси луча для различных времен, характеризующих разные стадии нелинейности.

На рис. 3 дано распределение акустического отклика. Кривая *а* соответствует моментам времени, при которых сформировалась тепловая самофокусировка. Кривая *б* соответствует начальным моментам времени, когда луч в среде еще трубчатый. Кривая *в* соответству-

ет этим же начальным моментам времени для луча без вырубки и кривая ε соответствует моментам времени, когда сплошной луч саморасфокусировался. Видно, что самофокусировка при неизменной амплитуде падающих лазерных импульсов не только увеличивает амплитуду звуковых импульсов, но и резко увеличивает четкость выявления тела, соизмеримую с размерами (это показывает, что есть, по-видимому, запас для увеличения четкости). При этом положение фокуса, определяемое по максимальному отклику, можно было сопоставить с расстоянием, определяемым по запаздыванию прихода.

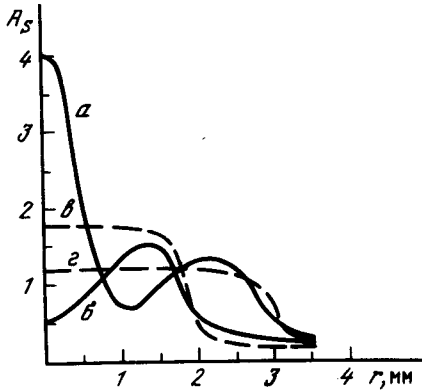


Рис. 3. Изменение звукового отклика в зависимости от радиуса положения тела от оси для разных случаев и стадий нелинейности: а — сигналы после формирования самофокусировки (время 1 с); б — до формирования нелинейностей (малые времена); в — сигналы в пятне в начале однородного (без вырубки) луча, до нелинейных влияний; г — в пятне саморасфокусированного, в начале однородного (без вырубки) луча. Отклики сняты в суге импульсов лазера 1 на базе ЛТИПЧ до развития конвекции ($t < 1$ с). Видно

резкое увеличение амплитуды и разрешающей способности при самофокусировке

Оценим энергозатраты, необходимые для нелинейной интроскопии. Для простоты предположим, что размеры луча удерживаются на начальном уровне.

В случае стрикционной самофокусировки необходима мощность $P_{кр} \approx \lambda^2 \pi^2 c / n_2$ (из условия $\theta_D^2 \sim (\lambda / 2a_0)^2 \approx n_2 E_0^2$) и она должна существовать по крайней мере звуковое время $t_s \approx a_0 / c_s$, необходимое для установления уплотнения, поэтому энергия $\mathcal{E} \approx P_{кр} t_s \approx \lambda^2 \pi^2 c a / n_2 c_s$, где для стрикции $n_2 \approx (\partial n / \partial \rho)^2 (1/c_s^2) (\rho / 2\pi) \approx 10^{-12}$ абс или для интересующих нас сред $P_{кр} \approx$ МВт и $\mathcal{E}_{кр} \approx 10$ Дж.

Для керровской нелинейности $n_2 \approx 10^{-11}$ абс для дистанционного керр-эффекта и $n_2 \approx 10^{-14}$ абс для электронного керр-эффекта, но времена могут быть гораздо меньше, т. е. необходимые энергии малы ($t/n_2 \ll t_s/n_2$ стрик).

В случае средних мощностей для тепловой банановой самофокусировки $\theta_D^2 \approx \Delta n \approx n'_T q / C\rho$ где q_i — погонное энерговыделение. Поэтому полная энергия $Q \approx q_1 L \approx \theta_D^2 C\rho L / n'_T \approx 4 \cdot 10^{-2}$ Дж/м при $\theta_D > 10^{-4}$ рад. $C\rho \approx 4$ Дж/см³ град, $n'_T \approx 10^{-4}$ град⁻¹, $L \approx 1$ м.

Для низкоэнергетических лазеров особенно интересны проявления не только в средах с гигантской нелинейностью⁴, но и в обычных средах⁵.

Возможно уменьшение расхода энергии путем многократного использования тепловых следов, образованных лучами достаточной мощности, лучами малой мощности. Это особенно выгодно в условиях малой конвекции — малое изменение плотности от температуры ($\partial \rho / \partial T \rightarrow 0$), например, пресная вода при температуре близкой к 4° или соленая при 0° С, жидкость с большой вязкостью, в невесомости, твердое тело и так далее, т. к. тепловое рассасывание следа достаточно медленно.

Все это облегчает реализацию рассмотренной нелинейной интроскопии высокого разрешения.

Литература

1. Аскаръян Г.А., Юркин А.В. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 175.
2. Аскаръян Г.А. Эффект самофокусировки. Обзор, УФН, 1972, 107, 507.
3. Аскаръян Г.А., Студенов В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1969, 10, 103.
4. Зельдович Б.Я., Сухов А.В., Пилипецкий Н.Ф. Квантовая электроника, 1983, 10, 1022.
5. Аскаръян Г.А., Лерман А.А., Мухамаджанов М.А. Квантовая электроника, 1987, 14, 2045.

Институт общей физики

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

7 апреля 1988 г.