

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОВОЙ ИСКРЫ И ДРУГИХ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ СВЕТА ЛИНЗОЙ С КАНАЛОМ НА ОСИ

Г.А.Аскаръян, М.М.Савченко, В.К.Степанов

В статье описан новый способ и результаты диагностики быстро протекающих нелинейных эффектов в фокусе мощного света с помощью продольного луча. В нашем случае основной и диагностирующей лучи создавались с помощью линзы, на оси которой было высверлено отверстие или сошлифована кривизна. Такая линза дает кроме основного луча, сходящегося к фокусу (и быстро расходящегося после фокуса), также приосевой параллельный луч, по перекрытию которого можно исследовать процессы, возникающие в фокусе линзы (световую искру в газах, пробой плотных сред, нелинейную рефракцию и т. п.) в течение самой вспышки света.

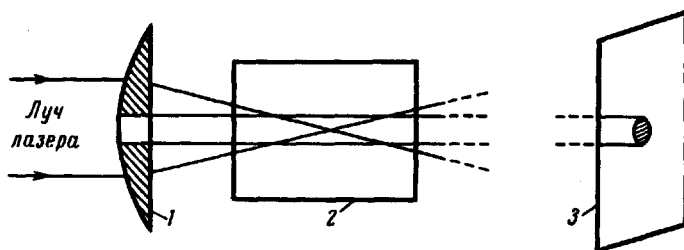
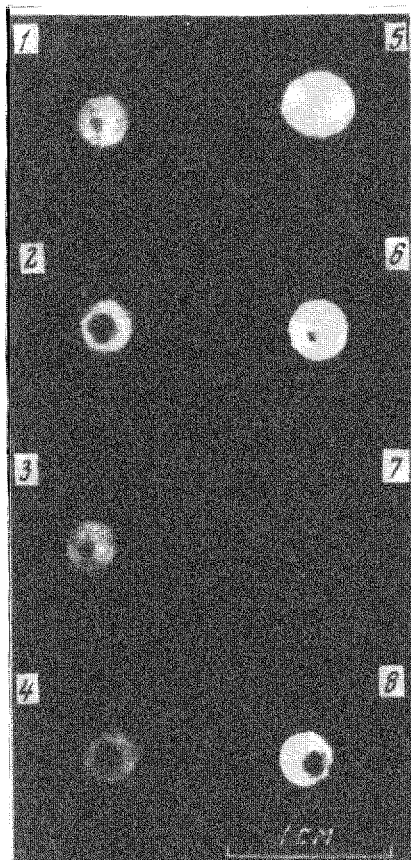


Рис. 1. Схема установки

Схема установки изображена на рис. 1. Луч лазера с призмным модулятором добротности с мощностью до 50 Мвт проходил через сверленную линзу. Фокус линзы находился внутри металлической бомбы со стеклянными окнами, которая заполнялась различными газами под давлением от долей атмосферы до нескольких атмосфер. В некоторых экспериментах

фокус линзы находился внутри кветы с жидкостью или внутри прозрачного твердого тела. Фокусное расстояние линзы составляло 4 см, диаметр отверстия на оси 3 мм, диаметр луча на линзе 15 мм, т.е. энергия луча из отверстия составляла всего несколько процентов от полной энергии света. Регистрация изображения тени производилась на расстояниях  $10 \div 20$  см от искры по почернениек фотопленки с последующим фотометрированием.



**Рис. 2.** Фотография теней от световых искр в газах: 1 – He, 2 – Ne, 3 – воздух и 4 – Kr, при давлениях 1 атм, а также тени от фокусировки: 5 – в стекле (нет тени), 6 – в масле (малое перекрытие), 7 – в толуоле (сильное перекрытие) и 8 – в воде. Все для мощности лазера 50 Вт

На рис. 2 показаны фотографии теней от световых искр в различных плотных средах.

На рис. 3 показан полученный градуированием почернения пленки пересчет распределений плотности световой энергии  $q(r)$  осевого луча для теней световых искр в разных газах и при разных давлениях.

Перекрытие луча может быть связано с поглощением света, с рефракцией или с поверхностным отражением на плазме искры. Малое изменение изображения перекрытия на двух расстояниях от искры ( $L = 10$  и  $20$  см) показывает, что расходимость луча на этих расстояниях  $\theta \lesssim 10^{-2}$  рад,

что позволяет оценить свойства плазмы вблизи границы объекта, дающего тень:  $\delta\theta \sim \ell\omega_p^2 / r\omega^2 \sim 10\omega_p^2 / \omega^2 \ll 10^{-2}$ , (где  $\ell$  и  $r$  эффективные продольный и поперечный размеры преломляющей области), т.е.  $\omega_p^2 \sim 10^{-3}\omega^2$  или  $n_e \approx \pi\omega_p^2 / 4\pi e^2 \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Кроме сильного поглощения в плазме может быть сильное отражение (полное внутреннее ?) от поверхности плазмы на достаточно большие углы  $\theta > 10^{-1}$ . Для этого скачок показателя преломления  $\delta n \gtrsim \theta^2$  откуда  $\omega_p \gtrsim \theta\omega$  или плотность самой плазмы  $n_e \gtrsim 10^{-2}n_{\text{кр}} \gtrsim 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . (Скользящий угол падения света на поверхность плазменного конуса близок к углу фокусировки – отношению радиуса луча на плазме к фокусному расстоянию линзы).

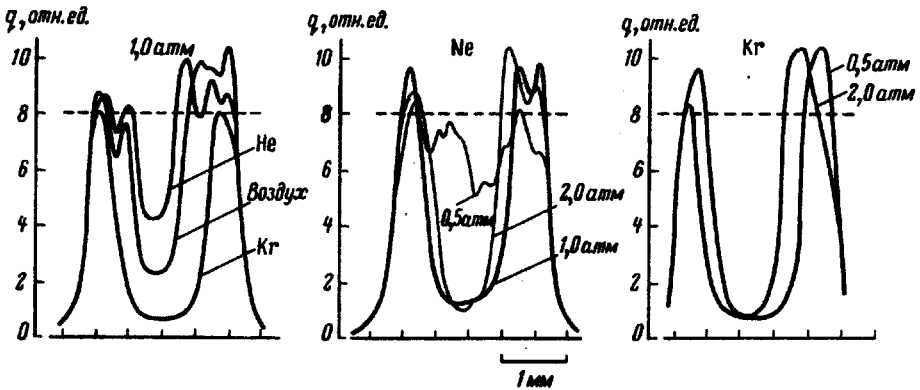


Рис. 3. Распределение энергии света для теней от световых искр: а – для He, воздуха и Kr при давлении 1 атм, б – для Ne при 0,5, 1 и 2 атм, в – для Kr при 0,5 и 2 атм. Все для мощности лазера 50 Мвт

Можно ввести сечение перекрытия с размером  $a(t)$  и получить информацию о виде этой функции по распределению плотности энергии  $q(r)$  в тени искры. Действительно, если задана плотность светового потока  $I(t)$ , то

$$q(r) \approx \int_0^{t_r} I(t) dt \text{ и } q(0) \approx \int_0^{t_D} I(t) dt,$$

где  $t_r$  определяется из соотношения  $a(t_r) \approx r$  и  $a(t_D) \approx a_D \approx \sqrt{L\lambda}$  из условия появления тени на оси (условие неослабления тени дифракцией).

В нашем случае  $a_D \approx \sqrt{L\lambda} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ , что в несколько раз превосходит радиус пятна фокуса, т.е. перекрытие в основном связано с более обширными следствиями выделения энергии в фокусе.

Обычно полагают на начальной стадии импульса линейное нарастание  $I(t) \approx \dot{I}t$  для  $t < T$ , что дает  $q(r) \approx \dot{I}t_r^2/2$ . Часто полагают форму импуль-

са близкой к половине синусоиды  $I(t) = I_0 \sin(\pi t / 2T)$ . В этом случае  $q(r) = (4T I_0 / \pi) \sin^2(\pi r / 4T) = q_0 \sin^2(\pi r / 4T)$ , где  $q_0$  — плотность энергии невозмущенного потока.

Для широкого класса процессов можно положить  $\alpha(t) \approx A(t - t_{\text{проб}})^k \approx A t^k$  для интересующих нас случаев процессов вдали порога ( $t_{\text{проб}} < t_D$ ), где  $A$  может зависеть от параметров среды и энергоснабжения. Тогда  $t = (\alpha / A)^{1/k}$  и  $q(r) = q_0 \sin^2\{(\pi/4T)(r/A)^{1/k}\}$ , т. е. по  $q(r)$  можем получить информацию о  $k$  и  $A$ , т. е. о механизме процесса, вызывающего перекрытие.

Для определения  $k$  были построены зависимости  $\log \arcsin \sqrt{q/q_0}$  от  $\log 2r$  для разных газов и по тангенсу угла наклона  $\tan \psi = 1/k$  получены значения  $k$ . Оказалось, что для Kr и Ne величина  $k$  близка к 0,5, в то время как для воздуха и He она близка к единице.

Рассмотрены наиболее вероятные процессы. Ширина области перекрытия уменьшается с увеличением давления, что согласуется с уменьшением скорости ударной или светодетонационной волны или уменьшением области фотоионизации.

Для квазисферического разлета плазмы  $(d/dt) \rho_0 \alpha^3 \dot{\alpha}^2 \approx W(t)$ , что для вклада с синусоидально меняющейся мощностью  $W = W_0 \sin(\pi t / 2T)$  для  $t < 2T$  дает  $\alpha \approx (W_0 T^3 / \pi^3 \rho_0)^{1/5} \sin^{4/5}(\pi t / 8T) \sim t^{4/5}$  при  $t \leq T$  эта модель оправдана для искр малых или соизмеримых с размером перекрытия. К таким случаям, по-видимому, следует отнести воздух и Ne.

К случаю протяженных искр с большими продольными скоростями развития более близко описание квазицилиндрического вклада с мгновенным выделением погонной энергии  $Q_1 = dQ/dz = W/\dot{z}$ . В этом случае  $(d/dt) \rho_0 \alpha^2 \dot{\alpha}^2 \approx W_1(t)$  получим  $\alpha \approx (Q_1 / \rho_0)^{1/4} t^{1/2}$ . Например, для радиационного переноса фронта пробоя по конусу луча  $W(t) / \pi r^2 \sim I$  проб =  $B/\rho_0$  получим для  $W = \dot{W}t$  зависимость  $z = r/t g\theta = \sqrt{\rho_0 \dot{W}t} / t g\theta$ , т. е.  $\theta_1 \approx \theta/z \sim \sqrt{WT/\rho_0} t g\theta$ , т. е.  $\alpha \sim t^{1/2} / \rho_0^{3/8}$ , что дает для Kr и Ne зависимость от  $t$  и от плотности  $\rho_0$  близкую к экспериментальным результатам  $k \approx 0,5$  и  $\alpha(\rho) \sim 1/\rho^{0,5 \pm 0,3}$ .

Эти результаты, полученные с помощью нового простого способа диагностики, показывают его эффективность (по интегральным распределениям получаем зависимость протекания во времени). Отметим, что диагностика поперечного разлета искры продольным лучом ранее не проводилась.

Этот способ диагностики может быть дополнен исследованиями осевого луча с помощью ФЭК или ФЭУ или калориметра при наличии искры и без искры, что позволит получить дополнительную информацию о проте-

кании процессов перекрытия (сигнал  $\xi(t) \sim I(t) \{ \sigma_0^2 - \sigma^2(t) \}$ ). Отметим, что введение в отверстие линзы вкладыша из среды, дающей вторую гармонику может также повысить эффективность диагностики.

Возможна также регистрация не только пробоя, но и нелинейных изменений показателя преломления в фокусе лазера.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
24 апреля 1969 г.  
После переработки  
27 июня 1969 г.