

## ГЕНЕРАЦИЯ МОЩНЫХ СУБМИКРОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ЛАЗЕРНОЙ ГАЗОДИНАМИКЕ: НАБЛЮДЕНИЕ СВЕТОДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ ПО ЛУЧУ И ПРОНИКАНИЕ ЛУЧА В ПОГЛОЩАЮЩУЮ ГАЗОВУЮ СРЕДУ, ВОЛНА ГЕНЕРАЦИИ, ДВИЖЕНИЕ ЛУЧА ИЛИ ФОКУСА ЛУЧА.

Г. А. Аскаръян, Б. М. Манзон

Описана генерация мощных лазерных субмикросекундных импульсов с помощью самопросветляющейся металлизированной пленки в резонаторе. Показано существование волны просветления пленки из-за делокализации излучения, идущей со скоростью  $10^7$  см/сек и оценена возможность сканирования и движения фокуса. Даны применения лазеров с субмикросекундной длительностью в лазерной газодинамике: наблюдаются светодетонационная волна по лучу и проникание луча в поглощающую газовую среду.

1. *Получение мощных субмикросекундных лазерных импульсов* представляет интерес для многих областей экспериментальной физики, так как обычные гигантские импульсы слишком коротки для наблюдения протяженных или длительных световых воздействий. Известны способы [1] затягивания генерации с помощью отрицательной обратной связи или введение двухфотонного поглотителя в резонатор, ухудшающих добротность при нарастании мощности больше определенной.

Нами был создан лазер на базе ГОС-1000 с пассивной модуляцией добротности металлизированной лавсановой пленкой, помещенной в резонатор. Ранее такая пленка в резонаторе взрывалась электрически [1] в режиме активной модуляции добротности. В нашем случае пленка самопросветлялась, чему способствовала настройка на параллельность торцов активного элемента и зеркал. Лазер давал импульс длительностью  $T \approx 0,3 \div 0,6$  мксек при энергии  $60 \div 100$  дж и мощности до  $300$  Мвт, регулируемой коэффициентам отражения выходного зеркала, толщиной металлизации пленки, положением пленки (перед глухим или перед выходным зеркалом) и накачкой.

*Волна просветления пленки*, идущая поперек со скоростью  $10^7$  см/сек была обнаружена нами экспериментально по запаздыванию вспышек генерации в разных участках торца, выделяемых расположенным вне резонатора экраном с отверстиями. Эта волна связана с поперечным расширением луча гигантской генерации, вспыхнувшей в каком-либо участке сечения резонатора. Задавая начальную зону инициирования (например, просветление в виде кольца, круга) можно управлять направлением волны. В нашем случае затравочный прожиг образовывался самопроизвольно с краев пленки. Начальный прожиг фиксировался на пленке при закрытии одного зеркала, перед которым стояла пленка. Он был связан со свободной генерацией в резонаторе-зеркало-торец стержня. (Очевидно,

именно для этого и нужна была настройка торцов и зеркал!) Этот прожиг приводил к быстрому увеличению добротности и начинал вспышку генерации гигантского импульса, который, расширяясь из-за расходимости "выгрызал" все новые и новые слои металлизации пленки, вовлекая в генерацию все новые и новые участки активной среды.

Оценим скорость волны послышного выжигания за счет расходимости луча вспыхнувшей генерации:  $v \sim \Delta/\tau \sim \phi L/\tau$ , где  $\tau$  — время прожига ( $\tau \sim 10$  нсек — из опыта по обрезанию фронта импульса пленкой вне резонатора)  $\Delta$  — уширение луча при расходимости  $\phi$  на длине резонатора  $L$ . Для  $\phi = 10^{-3}$ ;  $L = 10^2$  см; и  $\tau \approx 10^{-8}$  сек получим  $v = 10^7$  см/сек, что близко к экспериментальной величине. В нашем случае волна шла от краев к оси сечения лазера, причем ширина излучающей зоны  $x \sim \sim vt_{\text{имп}}$ , где  $t_{\text{имп}} \approx 30$  нсек — порядка длительности обычного гигантского импульса. Движение излучающего слоя может быть использовано для сканирования или движения фокуса луча.

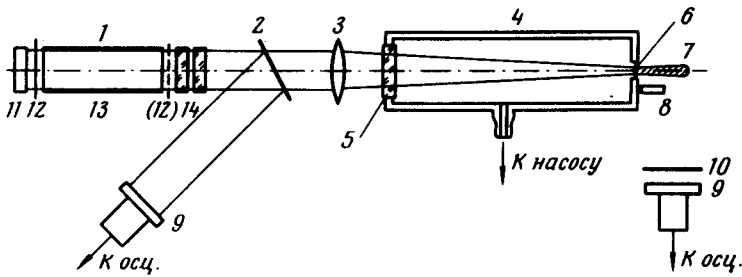


Рис. 1. Схема установки: 1 — лазер; 11 — глухое зеркало; 14 — выходное зеркало (одна или две стеклянные пластины); 13 — активный элемент; 12 — металлизированная лавсановая пленка; 2 — пластинка, отводящая излучение на ФЭК (9); 3 — линза с фокусным расстоянием = 50 см; 4 — вакуумная камера; 5 — входное окно; 6 — окно, диаметром 8 мм, закрытое тонкой пленкой или фольгой, сдерживающей перепад давления; 7 — выброс плазмы; 8 — экран для выделения свечения от различных участков плазмы, 10 — фильтры; 9 — ФЭК

Движение фокуса луча может быть осуществлено с помощью такой волны, если фокусное расстояние линзы зависит от расстояния  $\rho$  луча до оптической оси  $F = F(\rho)$ . Для обычных сферических линз  $\Delta F = F(\rho) - F(0) = -A[\rho/F(0)]^2 F(0)$ , где  $A \approx \frac{n^2}{2(n-1)^2}$  и изменение  $\rho(t)$  дает скорость

движения фокальной точки  $\dot{z} = -2A\rho(t)\dot{\rho}/F(0)$ , т.е. при  $\dot{\rho} \approx \text{const}$  движение фокуса равноускоренно.

В нашем случае  $\dot{\rho} < 0$  и фокус движется по лучу, что можно использовать для светореактивного ускорения частиц [3]. Такое движение различимо, когда  $\Delta F > l_\phi \approx F^2 \phi / \rho$ , где  $l_\phi$  — удлинение фокуса из-за расходимости, т.е. при  $(\rho/F)^3 > 0,5 \phi$  для показателя преломления вещества линзы  $n \approx 1,5$ . Т.е. при  $\phi \approx 10^{-3}$  и  $\rho \approx 2,5$  см для  $F > 25$  см движение фокуса несущественно. Исследуем световой пробой при больших фокусных расстояниях, позволяющих пренебречь движением луча.

## 2. Газодинамические исследования с помощью субмикросекундного лазера.

Обычно светодетонационные волны [2] распространяются навстречу мощному излучению, что связано с наличием среды перед светодетонационной волной и сильным поглощением на ее фронте.

В данной работе осуществлена светодетонационная волна по лучу, входящему в среду в режиме сильного поглощения и измерены скорости проникания луча в поглощающую среду.

Установка изображена на рис. 1. Мощный луч лазера 1 фокусировался линзой 3 через камеру 4 на поверхность границы вакуум — газ, сдерживаемой тонкой пленкой 6.

Использовалась линза с фокусным расстоянием 50 см, для которой длина каустики из-за расходимости во много раз превосходила возможные сдвиги фокуса.

Фокусировка давала в кружке диаметром  $d \approx 1$  мм плотность мощности  $3 \cdot 10^{10}$  вт/см<sup>2</sup>, вполне достаточной для создания сильной световой искры. Длина каустики такого фокуса  $l_{\phi} \approx 2F^2 \phi/d_0 \approx 2$  см, при начальном диаметре луча  $d_0 \approx 5$  см. Луч проходил в камеру 4, в которой мог быть создан вакуум и центр каустики совмещался с выходным отверстием диаметром 8 мм, закрытым тонкой лавсановой пленкой (толщиной  $\sim 10$  мкм) (6) сдерживающей перепад давления при откачке воздуха из камеры. Эта камера обеспечивала отсутствие среды от фокуса

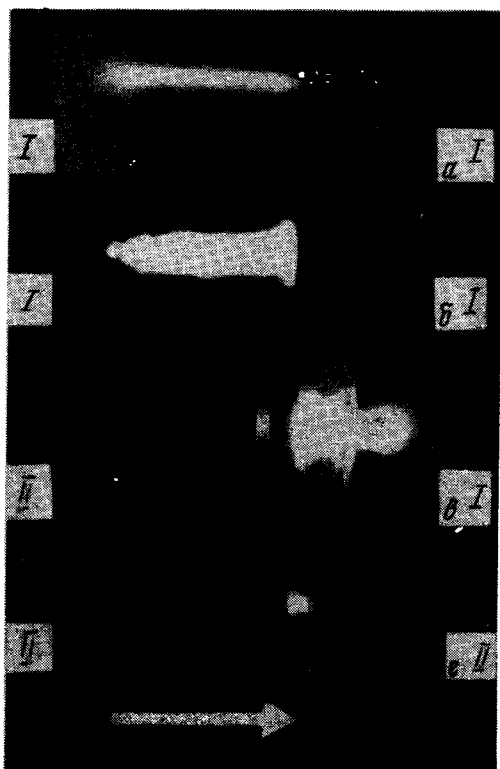


Рис. 2. Фото лазерной плазмы: а — лазерная искра в атмосфере, б — лазерный разряд от лавсановой пленки в атмосфере, в — выброс луча и лазерной плазмы при вакууме внутри камеры, г — факел от лавсановой пленки в вакууме с обеих сторон. Цифра I — характеризует давление 1 атм, цифра II — вакуум

к источнику излучения. Отметим, что пленка прожигалась лазером очень быстро. При откачке давление в камере было форвакуумное  $P_0 \approx 10^{-2}$  мм. рт.ст.

Было специально показано, что при используемых плотностях потока в обычной световой искре в однородной атмосфере и пробое (рис. 2, *a*), инициированном пленкой в однородном газе (рис. 2, *б*) световой разряд распространялся навстречу лучу и был односторонен, что характерно для сильного поглощения света. В этих случаях не происходит выброса разряда из отверстия камеры (рис. 3, *a* и *б*). Однако при откачке камеры выброс плазмы из камеры резко увеличился и стал направленным (рис. 2, *в* и 3, *в*). В то же время контрольный снимок факела от воздействия луча на пленку в вакууме (рис. 2, *г*), при тех же фильтрах, по-

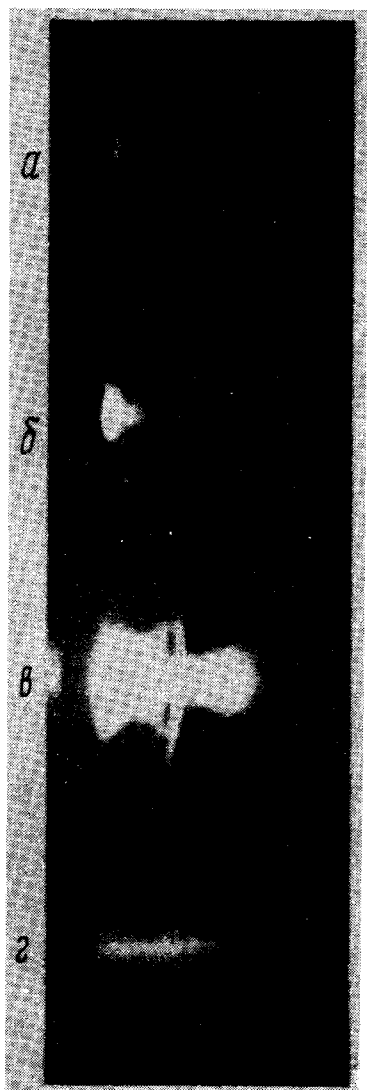


Рис. 3. Фото выброса разряда из окошка камеры: *a* — в камере 1 атм. выброса нет, *б* — в камере 1 атм. отверстие с пленкой, *в* — в камере вакуум, виден выброс, *г* — то же с более плотными фильтрами

казывает, что плазма факела занимает небольшую область и не имеет направленности. Следовательно, направленный выброс есть следствие газодинамических процессов в среде и связан с прониканием луча в среду. При съемке с плотными фильтрами был обнаружен (рис. 3, 2) осевой прочерк соответствующий длине каустики, в которой максимальная концентрация энергии. Длина направленного выброса плазмы была  $\approx 3$  см.

По запаздыванию фронта свечения от начала факела к концу, измеренного ФЭКом при наличии заслонки и без нее (рис. 1) была измерена скорость распространения фронта свечения вперед и она оказалась  $u \approx 10^7$  см/сек, что соизмеримо со скоростью светодетонационной волны при используемых световых плотностях  $I \approx 10^{10}$  вт/см<sup>2</sup>, так как  $v_D \approx (I/\rho_0)^{1/3} \approx 10^7$  см/сек.

Прорыв луча вперед может быть связан с выбросом плазмы из луча в поперечном направлении, сгребанием плазмы с продольным истечением назад, уменьшающим плотность и поглощение плазмы, но осуществляющим светореактивное давление на находящуюся впереди среду. В этом случае прорыв луча будет носить характер газодинамического обтекания и давление  $P$ , создаваемое лучом (светореактивное, световое, газодинамическое и др.) определит скорость прорыва из соотношения  $P \approx a\rho_0 u^2$ , где  $a$  — коэффициент обтекания луча, зависящий от формы и скорости прорыва. Например, для  $a \approx 0,1$  наблюдаемым скоростям соответствуют давления  $P \approx 10^4$  атм.

Возможен режим светодетонационной волны и прорыва, при котором энергия поступает за счет бокового схождения лучей (каустика, конус схождения) — новая разновидность светодетонационных волн по лучу с подпиткой энергии через боковую поверхность.

Прорыв луча в поглощающую (или непрозрачную) среду представляет интерес не только как новый класс радиационной газодинамики, но и для пробивания канала радиацией в плазме, создания канала в среде для проведения [4] потоков заряженных частиц.

Удлинение импульса и движение луча и фокуса луча может по-новому проявиться в нелинейных эффектах ввиду возможного совмещения или совпадения фронтов луча и фронтов эффектов (звуковых волн, ВРМБ, разрушения, пробоя), а также кумулятивных усилений.

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

Поступила в редакцию  
9 декабря 1977 г.

### Литература

- [1] Б. Р. Белостоцкий, Ю. В. Любавский, В. М. Овчинников. Основы лазерной техники. М., изд. Сов. радио, 1972.
- [2] Ю. П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М., изд. Наука, 1974 г.
- [3] Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, В. К. Степанов, М. М. Савченко, В. В. Студенов. Письма в ЖЭТФ, 5, 258, 1967.
- [4] Г. А. Аскарьян, Н. М. Тарасова. Письма в ЖЭТФ, 20, 277, 1974.