

ПОПЕРЕЧНО РАСПРОСТРАНЯЮЩИЕСЯ СВЕТОВЫЕ РАЗРЯДЫ И ФАКЕЛЫ ОТ ДВИЖУЩИХСЯ ЛАЗЕРНЫХ ЛУЧЕЙ – НОВЫЙ КЛАСС СВЕТО-ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

Г.А.Аскаръян, Б.М.Манзон

Исследован новый класс радиационно-газодинамических явлений – поперечное распространение световых разрядов и факелов, создаваемых движущимся световым лучом. Экспериментально получены наклонные и изогнутые линии и поверхности плазмы. Приведены условия поддержания и срыва распространения разряда. Показана возможность слежения разряда за движущимся лучом с большой скоростью, соизмеримой со светодетонационной, и возможность управления распространением разряда движением луча.

Обычно световые разряды в газах [1] распространяются навстречу создающему их лучу. Известно также [2] вторжение луча в газовую среду, нагревающего и выбрасывающего среду со своего пути – световой разряд по лучу. В данной работе исследован новый класс радиационно-газодинамических явлений – поперечное распространение световых разрядов при движении луча.

Для получения луча, движущегося поперек оси использовался лазер, работающий в режиме волны генерации [2, 3]: в резонатор генератора под небольшим углом к зеркалам помешалась металлизированная лавсановая пленка, закрывающая зеркало резонатора и порт шая добротность.

Локальное просветление металлизации вспомогательным лазером (или электроинициатором) в момент максимальной инверсии приводило к генерации гигантского импульса в месте инициирования. Испарение металлизации расширяющимся за счет угловой расходимости излучением приводило к волне генерации и созданию движущегося луча.

В генераторе и усилителе лазера использовались стержни из неодимового стекла ГЛС-6 диаметром 45 мм и длиной 640 мм, с торцами, ско-

шенными под углом 5° . Для создания прямолинейного движения луча в резонатор генератора устанавливалась диафрагма с прямоугольным вырезом длиной $D = 4,5$ см, шириной $\Delta = 1$ см. В случае инициирования волны генерации с краю выреза луч двигался в одну сторону, при инициировании в центре выреза или, со снятой диафрагмой, на оси, получались лучи, идущие в разные стороны. При наличии диафрагмы энергия генерации ≈ 40 Дж (без диафрагмы ≈ 120 Дж). Плотность I светового потока и скорость $v_{\text{л}}$ перемещения луча могли меняться при фокусировке в зависимости от расстояния r до фокуса луча $v_{\text{л}} = v_0 r / F$, где v_0 — скорость волны генерации, F — фокусное расстояние (использовалась линза, исправленная на сферические аберрации, с $F = 29$ см). Отметим, что движение луча проявляется лишь на расстояниях до фокуса, превышающих длину каустики для всей апертуры $l_{\text{к}} = F^2 \Phi / D \approx 2,5$ мм, при угле расходимости $\Phi = 2 \cdot 10^{-3}$ рад. Плотности светового потока могли меняться в пределах $I \approx 10^9 \div 10^{11}$ Вт/см² в зависи-

мости от расстояния до фокуса: $I = I_0 \left(\frac{l_1}{r}\right)^\alpha \left(\frac{l_2}{r}\right)^\beta$, где $l_1 = F^2 \Phi / d$ (ширина волны генерации $d = \tau_B v_0 \approx 0,4 \div 0,5$ см при времени локального высвечивания $\tau_B \approx 60 \div 80$ нсек [2]) и $l_2 = F^2 \Phi / \Delta$ — длины каустики соответственно в направлении по движению и перпендикулярно движению луча. Так как $l_1 > l_2$, то $\alpha = 0, \beta = 0$ при $r < l_2$; $\alpha = 1, \beta = 0$ при $l_2 \leq r \leq l_1$; и $\alpha = 1, \beta = 1$, при $r > l_1$. Эксперимент проводился при двух скоростях волны генерации; 1) $v_0 = 5 \cdot 10^6$ см/сек, при этом интенсивность в фокусе $I_0 \approx 2,5 \cdot 10^{10}$ Вт/см², $d \approx 0,4$ см, $l_1 = 1,2$ см; $l_2 \approx 3$ см; 2) $v_0 = 8 \cdot 10^6$ см/сек, при этом $I_0 \approx 4 \cdot 10^{10}$ Вт/см², $d \approx 0,5$ см; $l_1 \approx 1,2$ см; $l_2 = 2,5$ см. При $r \leq 10$ см интенсивность I превышала порог поддержания световой детонации ($I_{\text{пор}} \approx 10^8$ Вт/см²) [1].

На рис.1 приведена схема эксперимента. Луч 3 лазера 1 при движении создавал разряд в воздухе, иницируемый либо пробоем газа в фокусе, либо поверхностью металла [4].

Поверхность поочередно помешалась на разных расстояниях от фокуса (рис.2) для наблюдения явления при разных скоростях движения луча ($v_{\text{л}} = r \dot{\theta}$, где $\dot{\theta} = v_0 / F$) и разных интенсивностях, которым соответствуют разные скорости световой детонации ($v_D \approx (I/\rho_0)^{1/3}$).

Было экспериментально получено также образование конусной поверхности плазмы в случае волны генерации, иницированной на оси и расходящейся во все стороны по радиусу: толщина такой плазменной поверхности $h \approx v_D \tau_B$ в нашем случае ($\tau_B \approx 70$ нсек) была достаточно малой: $h \leq 2$ мм при $v_D \approx 2 \cdot 10^6$ см/сек.

Из рис.2 видно, что большим скоростям луча соответствуют большие углы наклона разрядов к лучу, которые доходили до 60° . При $v_{\text{л}} / v_D \approx 0,5 \div 0,7$ был наблюден срыв распространения и образование нового разряда с поверхности. Если же поверхность находилась на расстояниях r таких, что $v_{\text{л}} \gtrsim v_D$ ($r = 9$ см на рис.2), то разряд иницировался в каждой точке поверхности и экранировки поверхности наклонным разрядом не наблюдалось. При иницировании разряда на малом теле разряд уходил далеко в сторону при выполнении условий поддержания разряда $v_{\text{л}} / v_D \lesssim 0,7$.

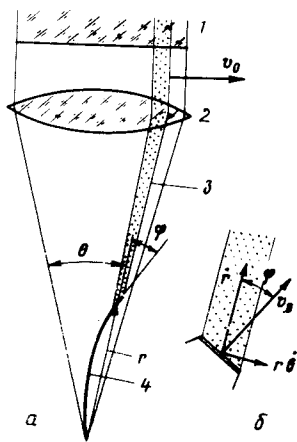


Рис.1.а — Схема эксперимента: 1 — выходной торец лазера, 2 — линза, 3 — луч от волны генерации, бегущей со скоростью v_0 поперек, 4 — плазма светового пробоя. б — Схема светодетонационной волны, распространяющейся под углом ϕ к лучу, движущемуся со скоростью $v_{л}$

Можно предположить, что наблюдаемое поперечное распространение световых разрядов связано с попаданием луча на плазму или ударную волну бокового разлета, созданную световой детонацией и рождением новых светодетонационных волн. Наблюдаемое явление наиболее просто описать, предположив, что распространение разряда определяется световой детонацией вдоль луча $\dot{r} = v_D(r)$ и заданным изменением угла луча $\theta = \theta(t)$. В этом случае тангенс наклона разряда равен $v_D/v_{л}$, где $v_D \approx (I/\rho_0)^{1/3} \approx A/r^{(\alpha+\beta)/3}$. Интегрирование дает $r^{(\alpha+\beta)/3+1} - r_0^{(\alpha+\beta)/3+1} = [(\alpha+\beta)/3+1] A t$. Например, при $\dot{\theta} = \text{const}$, $\theta - \theta_0 = \dot{\theta} t$ и $r^{(\alpha+\beta)/3+1} = r_0^{(\alpha+\beta)/3+1} + \left(\frac{\alpha+\beta}{3} + 1\right) \frac{A}{\dot{\theta}} (\theta - \theta_0)$, т.е. при $r > l_1$ зависимость $r \sim \theta^{3/5}$.

На рис.3 дана вычисленная зависимость $r(\theta)$, и приведены экспериментальные точки для разряда, распространяющегося от фокуса до $r \leq 4$ см при $v_0 = 5 \cdot 10^6$ см/сек. Видно достаточно хорошее согласие при $v_D \gg v_{л}$.

Возможно другое, согласованное взаимодействие движущегося луча с создаваемым фронтом световой детонации, приводящее к наклону фронта в сторону движения луча (рис.1, б). При этом угол ϕ между направлением луча и направлением световой детонации определяется из условия синхронизма движения: $v_D \sin \phi = v_{л}$, где $v_D \approx \left(\frac{I \cos \phi}{\rho_0}\right)^{1/3} \approx v_{D_0} \cos^{1/3} \phi$.

Максимальное значение $v_{л}/v_{D_0} = \sin \phi \cos^{1/3} \phi$ достигается для $\phi_m = 60^\circ$, при этом $v_{л}/v_{D_0} = \sqrt{3}/2^{4/3} \approx 0,7$. Угол ϕ_m определяет отрыв луча от разряда при больших скоростях луча, он близок к углам отрыва, полученным в эксперименте $\phi_m \approx 50 \div 60^\circ$. Близки к эксперименту также значения $(v_{л}/v_{D_0})_m$ и r_m , даваемые этой моделью. При $v_{л}/v_{D_0} \ll 1$ зависимость $r(\theta)$ даваемая этой моделью совпадает с зависимостью $r(\theta)$, даваемый простым описанием, изложенным выше.

Согласованное движение световых разрядов под углом к движущимся лучам открывают новый класс светогазодинамических явлений. По-

казана возможность слежения светового разряда за движущимся лучом с большой скоростью, соизмеримой со светодетонационной и возможность управления распространением светового разряда с помощью движения луча.

Рассмотренные поперечные разряды представляют не только феноменологический интерес. Они позволяют проанализировать условия бокового подхвата или повторного инициирования световых разрядов на плазме или ударной волне бокового разлета, а также показывают, что разряд в газе инициируемый лучом на поверхности не будет экранировать ее от дальнейшего воздействия движущегося луча, если его скорость превысит скорость детонации.

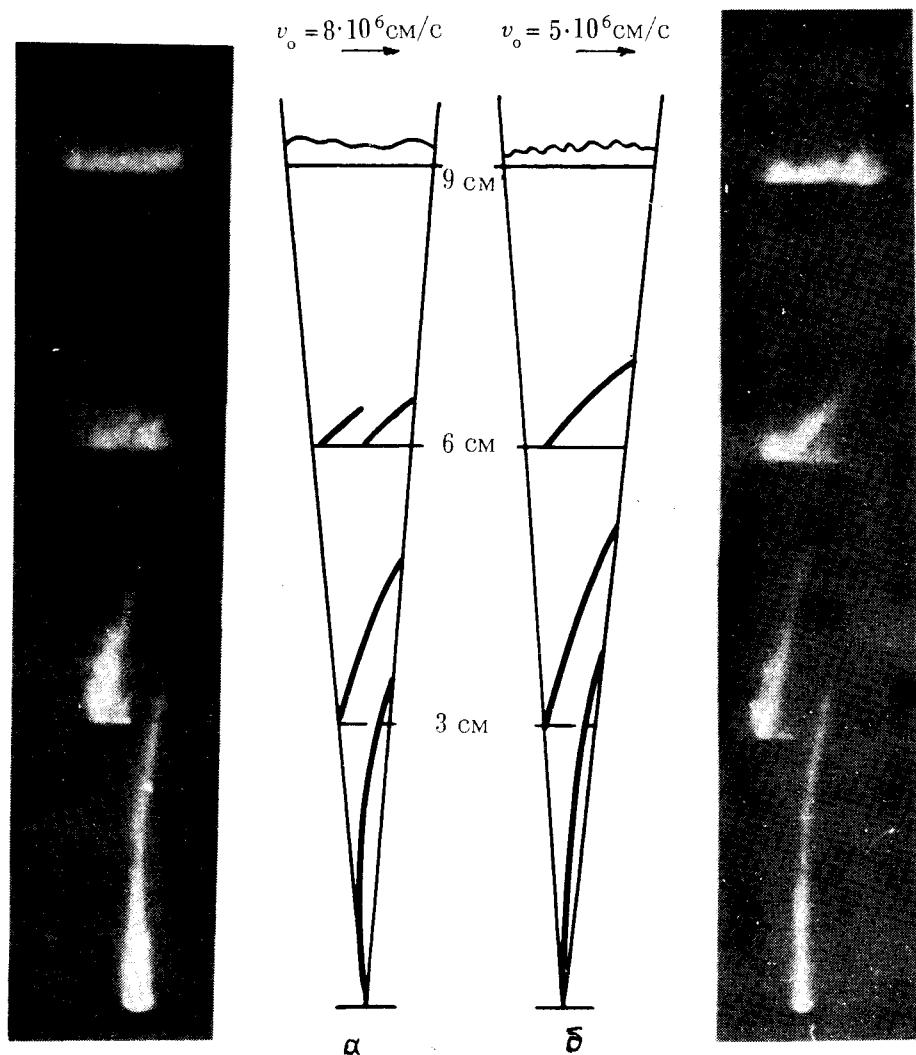


Рис.2. Виды световых пробоев на разных расстояниях от фокуса для двух скоростей волн: $v_0 = 8 \cdot 10^6$ см/сек (а) и $v_0 = 5 \cdot 10^6$ см/сек (б). Световые пробой инициировались от поверхности металла. Видно, что при увеличении скорости луча и уменьшении плотности потока — т.е. при приближении к линзе — световой пробой становится все более поперечным

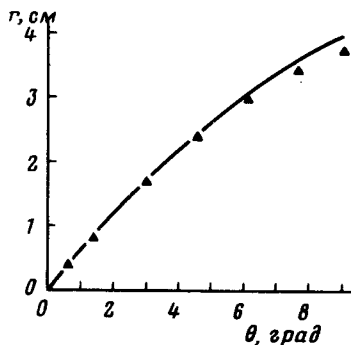


Рис.3. Зависимость радиуса фронта разряда от угла поворота луча для скорости волны $v_0 = 5 \cdot 10^6$ см/сек. Точки — данные эксперимента. Кривая построена теоретически

Быстро движущийся фронт плазмы, возникающей при таком быстром движении луча по поверхности, можно использовать по аналогии с [5] для доплеровских преобразований частот [6], ускорения частиц и т.д.

Возможно создание плазменных слоев и поверхностей при небольших мощностях и с малым расходом энергии, значительно меньшим, чем в случае использования коротких и мощных импульсов, осуществляющих пробой сразу на больших площадях, что явно не выгодно ввиду высоких порогов пробоя. Такие поверхности можно использовать, например, в качестве отражателей радиоволн [7].

Можно получить более сложные (винтовые, спиральные, в виде букв, слов, знаков и др.) траектории разрядов, используя соответствующие движения луча (в случае нашего лазера достаточно поставить специальную маску в резонатор, изменяющую путь волны генерации [8]). Представляет интерес также распространение и перенос разряда на большие расстояния от места инициирования, а также транспортировка разряда под прозрачными поверхностями или в прозрачных трубках.

Укажем другие возможные применения поперечных протяженных разрядов: создание каналов пониженной плотности [9] для проведения пучков заряженных и нейтральных частиц и быстро летящих макрочастиц; поддержание лучом сбоку светореактивного [10] и светоразрядного [11] ускорения макрочастиц и т.п., создание направленных пробоев и краевых усилений поля стримеров при приложении электрического поля.

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

Поступила в редакцию
10 апреля 1981 г.

Литература

- [1] Ю.П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М., изд. Наука, 1974; УФН, 87, 1965; УФН, 132, 549, 1980.
- [1] Г.А. Аскарьян, Б.М. Манзон. Письма в ЖЭТФ, 27, 113, 1978.
- [3] Г.А. Аскарьян, Б.М. Манзон. ЖТФ, 49, 2202, 1979.

- [4] Н.Н.Козлова, И.Э.Маркович, Н.В.Немчинов, А.И.Петрухин, Ю.Е.Плешанов, В.А.Рыбаков, В.А.Суляев. КЭ, 2, 1930, 1975.
- [5] Г.А.Аскарьян, Б.М.Манзон. Письма в ЖЭТФ, 31, 283, 1980.
- [6] В.И.Семенова. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 10, 1077, 1967.
- [7] Г.А.Аскарьян, Б.М.Манзон, И.М.Раевский. Письма в ЖТФ, 4, 1466, 1978.
- [8] Г.А.Аскарьян, Б.М.Манзон. Письма в ЖТФ, 7, №11, 1981.
- [9] Г.А.Аскарьян, Н.М.Тарасова. Письма в ЖЭТФ, 20, 277, 1974.
- [10] Г.А.Аскарьян, Е.М.Мороз. ЖЭТФ, 43, 2319, 1962.
- [11] Ф.В.Бункин, А.М.Прохоров. УФН, 119, 425, 1976.
-