

Авторы благодарны П. В. Адоменасу за предоставленную смесь А.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] K a h n F. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 22. N 3. P. 111-113.
- [2] H a r e n g M., L e B e r r e S. // J. Phys. (France). 1976. V. 37. N 6. P. 135-136.
- [3] Х а т а е в и ч В.И., З е й н а л л ы А.Х. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 11. С. 651-654.
- [4] А б б а с - з а д е А.А., Х а т а е в и ч В.И. // Докл. АН Азерб. ССР. 1987. Т. 43. № 1. С. 29-33.
- [5] Л е в Б.И., М а р т ы ч е н к о В.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. В. 5. С. 245-247.
- [6] Б л и н о в Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
- [7] Ц в е т к о в В.А. // Зарубежная радиоэлектроника. 1982. № 1. С. 43-62.
- [8] К а п у с т и н А.П. Экспериментальные исследования жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 368 с.
- [9] А р а к е л ы а н С.М., Ч и л и н г а р ы а н Ю.С. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1984. 360 с.

Поступило в Редакцию
10 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 6
03; 04; 07

26 марта 1989 г.

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ

В.Н. К о н д р а ш о в, В.А. Т р у х и н,
О.В. Х о р у ж и й, В.Т. Ю р о в

Мощные лазеры являются эффективным средством управления высоковольтными разрядниками [1], используемыми, например, в высокоэнергетической ускорительной технике. Фокусировка лазерного излучения аксиально позволяет формировать сплошной проводящий канал, замыкающий электроды, и осуществить беспороговую коммутацию [2]. При этом существенное влияние на характеристики канала может оказывать степень однородности энерговклада вдоль его оси. Отклонение от цилиндричности приводит к турбулизации плазмы и разрушению канала [3] за сотни микросекунд.

В настоящей работе исследуется временная эволюция плазменного канала в воздухе с помощью методики многокадровой интерфе-

рометрии [4]. Рассмотрим режим, когда величина вклада лазерной энергии в газ значительно превышает омическое энерговыделение. На рис. 1 представлена типичная интегральная фотография (а) и интерферограммы искры при фокусировке аксиконом (угол при вершине конуса 160°) излучения Nd -лазера, схема аналогичного лазера описана в [5].

Аксиконная лазерная искра характеризуется лучшей аксиальной симметрией и однородностью вдоль оси по сравнению с так называемой „длинной лазерной искрой“, которая образуется при фокусировке с помощью длиннофокусной линзы [6]. Наиболее высокая степень однородности достигается за характерные времена расширения канала (примерно, κ 30 нс при радиусе сформировавшегося канала около 1 см). В дальнейшем на отдельных участках протяженной лазерной искры происходит локальное схлопывание канала, а на других – расширение (рис. 1, б). Спустя миллисекунду после создания канал искры еще имеет аксиальную симметрию, хотя модуляция диаметра d_{max}/d_{min} вдоль оси канала z достигает значений 1.5–2 (рис. 1, в). Затем турбулентность превращает канал в образование с хаотическим возмущением плотности.

Интересен следующий экспериментальный факт, который особенно наглядно иллюстрирует интерферограммы, сделанные при углах между интерферирующими пучками, близких к нулю (в этом случае возникающие интерференционные полосы ориентируются вдоль канала, и их локальные смещения позволяют судить о том, как деформируется канал во времени). В тех местах канала, где первоначально наблюдается перетяжка (рис. 2, а), в дальнейшем происходит увеличение диаметра канала (рис. 2, б–д). Наоборот, на участках, где был большой диаметр (на рис. 2 они отмечены стрелками), на последующих кадрах наблюдается медленное схлопывание канала со средней скоростью до 10–20 м/с.

Распад канала лазерной искры после его формирования обусловлен, по-видимому, развитием возмущений границы канала и перемешиванием горячего воздуха внутри канала с окружающим холодным воздухом. Начальные возмущения границы „разреженный горячий газ канала – плотный окружающий воздух“ вызваны неоднородным энерговыделением вдоль оси z , которое возможно из-за неравномерного пространственного распределения интенсивности излучения (в ближней зоне наблюдается кольцевая структура, связанная с дифракцией на апертурах активных элементов), а также из-за взаимодействия лазерного излучения с частицами пыли, попадающими в зону каустики (о влиянии аэрозольных частиц свидетельствует то, что при снижении лазерной энергии до 5–15 Дж, пробой воздуха происходит в одной или нескольких точках на оси фокусировки аксикона, местоположения которых меняется от опыта к опыту).

Формирование профиля границы раздела, отвечающего распределению энерговыделения вдоль канала, происходит за первые несколько микросекунд.

Наблюдаемое в эксперименте дальнейшее поведение возмущений границы раздела может быть объяснено генерацией волн, аналогичных

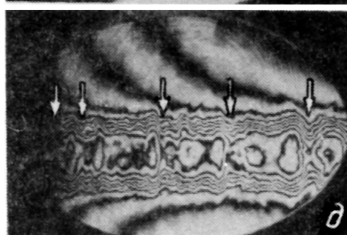
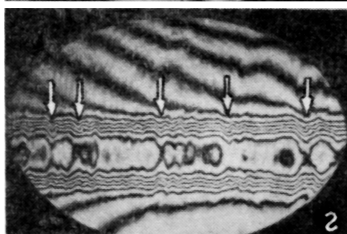
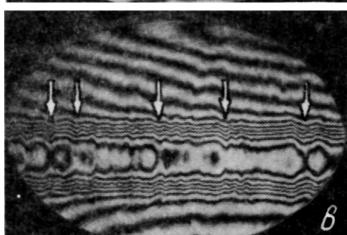
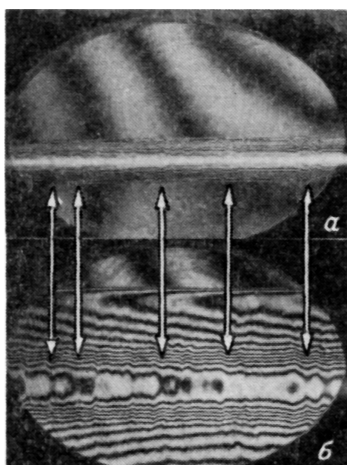
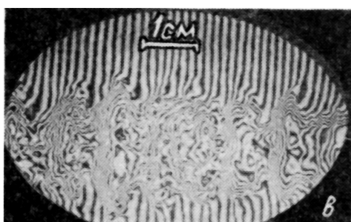
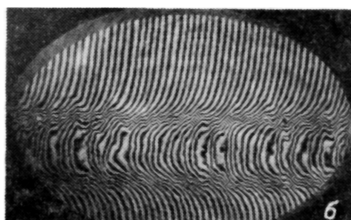
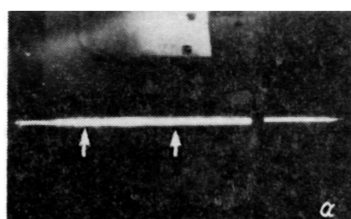


Рис. 1. Протяженная лазерная искра (а) и ее интерферограммы. t_3 - время задержки кадра относительно инициирующего импульса. б) $t_3 = 180$ мкс; в) 1 мс; черные стрелки (а) указывают ориентировочные границы зондирования. Лазерное излучение распространялось слева направо.

Рис. 2. Развитие возмущений. а) $t_3 = 4$ мкс; б) 32 мкс; в) 57 мкс; г) 83 мкс; д) 210 мкс.

гравитационным. При расширении канала ускорение границы раздела направлено к оси канала. Это соответствует ситуации „легкая жидкость над тяжелой“, причем плотность легкой жидкости много меньше плотности тяжелой.

Развитие возмущений вида $A(r, t) \exp(ikz)$ имеет в этом случае характер колебаний [7]. Характерная частота линейных колебаний в случае несжимаемой жидкости и плоской границы раздела

$$\omega^2 = kg,$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор; g – ускорение границы. Учет сжимаемости, цилиндричности, размытости границы, нелинейности колебаний приводит к появлению в этом соотношении коэффициента, близкого к единице и слабо зависящего от g и k .

Подчеркнем, что основные особенности поведения границы раздела связаны с зависимостью ускорения от времени. Вследствие быстрого падения давления в канале ускорение резко уменьшается и частота колебаний будет снижаться. Для возмущения с типичной для данных опытов длиной волны $\lambda \sim 1$ см движение будет аperiодическим. Проиллюстрируем это с помощью оценок. Величину ускорения границы раздела (пусть ей соответствует плотность воздуха $0.5 \rho_0$, ρ_0 – плотность окружающего воздуха) оценим с помощью данных решения задачи о цилиндрическом взрыве с учетом противодавления [8]. Показатель адиабаты Пуассона γ возьмем равным 1.4. Погонное энерговыделение E_0 было оценено, исходя из результатов обработки интерферограмм (аналогично [4]), и приблизительно равно для наших условий 1 Дж/см. В момент времени $t_3 = 1$ мкс после пробоя характерный полупериод колебаний составляет $T/2 \sim 6$ мкс; при $t_3 = 3$ мкс $T/2 \sim 12$ мкс; при $t_3 = 10$ мкс $T/2 \sim 30$ мкс. Таким образом, за время выравнивания давления с атмосферным (~ 30 мкс) успевает произойти не более $3/4$ колебаний. Оценки показывают, что первые 5–7 мкс величина возмущения границы достигает максимума. Затем происходит обращение профиля границы и к 30 мкс величина возмущения та же, что и при 4–5 мкс, а скорость движения возмущения составляет десятки метров в секунду.

Дальнейшее движение горячего газа (расширение в области с большим диаметром и сжатие в узких местах) совершается по инерции, и торможение его определяется вязкостью среды.

В наших экспериментах на поздних временах модуляция канала имеет характерный размер $\lambda \sim 0.5$ –1 см. Более длинноволновые возмущения развиваются медленно, а коротковолновые возмущения имеют меньшую амплитуду вследствие быстрого выравнивания давления вдоль канала. Кроме того, в случае коротковолновых возмущений размытость границы существенно уменьшает частоту колебаний.

Таким образом, в данной работе в случае неравномерности энерговыделения вдоль оси Z обнаружен новый механизм разрушения канала, который может оказывать существенное влияние на коммутационные характеристики воздушных разрядников.

В заключение авторы благодарят А.М. Дыхне и Н.Г. Ковальского за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Накопление и коммутация энергии больших плотностей. Под редакцией У. Бостика, В. Нарди, О. Цукера. М., Мир, 1979, с. 384–401.

- [2] Марин М.Ю., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Шейндлин А.Е. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 21. С. 1322-1325.
- [3] Picone J.M., Boris J.P., Greig J.R., Raleigh M., Fernsler R.F. // J. of the atmospheric sciences. 1981. V. 38. N 9. P. 2056-2062.
- [4] Кондрашов В.Н., Ситников С.Ф., Соколов В.И. Препринт ИАЭ-3623/14. М., 1982. 7 с.
- [5] Рудницкий Ю.П., Ситников С.Ф., Соколов В.И., Чернышева Л.В. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 5. С. 349-354.
- [6] Ковальский Н.Г., Кондрашов В.Н., Распопин А.Н., Рудницкий Ю.П., Ситников С.Ф., Соколов В.И. Тезисы докладов межотраслевой научно-технической конференции „Взаимодействие излучения плазменных и электронных потоков с веществом”. М., 1984, с. 74-75.
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953, с. 56.
- [8] Кестенбойм Х.С., Росляков Г.С., Чудов Л.А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974. 255 с.

Поступило в Редакцию
21 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 6
01; 08

26 марта 1989 г.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗВУКОВОГО ИМПУЛЬСА С ПОДВИЖНОЙ ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА ДВУХ АКУСТИЧЕСКИХ СРЕД

В.А. Поздеев

Как известно, взаимодействие плоских волн с неподвижной границей раздела сред определяется формулами Френеля, приведенными в [1]. Частные случаи отражения акустической волны от движущейся границы рассмотрены в [2, 3].

Получим решение нестационарной волновой задачи взаимодействия звукового импульса с плоской границей раздела двух акустических сред с импедансами $Z_1 = \rho_1 c_1$ и $Z_2 = \rho_2 c_2$. Пусть плоская звуковая волна движется со скоростью c_1 вдоль оси Ox , направленной нормально границе раздела в сторону среды с импедансом Z_2 . Отсчет времени t начинается в момент достижения фронтом волны границы раздела $x = 0$, закон движения которой обозначим через $h = h(t)$.