

04; 07

Журнал технической физики, т. 59, в. 5, 1989

КОНКУРЕНТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ОЧАГОВ ОПТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ

С. В. Захарченко, Г. А. Синтюрин

Длинная лазерная искра (ДЛИ), инициируемая пучком интенсивного лазерного излучения на аэрозольных частицах атмосферы, представляет собой цепочку очагов плазмы оптических разрядов [1]. Дискретный характер ДЛИ проявляется при любом повышении интенсивности излучения [2]. Исключение составляет сплошная лазерная искра, образующаяся при фокусировке излучения асфиком [3] за счет подпитки плазмы излучением через боковую поверхность. В данной работе этот случай не рассматривается.

Дискретная структура обусловлена, с одной стороны, аэрозольной природой ДЛИ [1], а с другой — конкурентным характером взаимодействия соседних плазменных искр. Предметом исследования в данной работе является конкурентный механизм взаимодействия плазменных очагов оптических разрядов на поздних стадиях их развития.

Схема экспериментальной установки может быть представлена следующим образом. Пучки излучения двух лазеров (длина волны обоих лазеров $\lambda = 1.06$ мкм, длительность импульсов $\tau_n \approx 13$ нс, энергии $E_1 = E_2 = 40$ мДж) смешиваются на одной пластине таким образом, чтобы их оси после фокусировки линзой (с фокусным расстоянием 10 см) составляли угол $3 \cdot 10^{-2}$ рад. В фокальный объем каждого пучка помещалась металлическая нить диаметром 150 мкм. Обе нити снабжены тонкими подвижками, позволявшими независимо перемещать их вдоль оси пучков. На нитях пучками лазерного излучения инициировались очаги плазмы оптических разрядов. Применение двух лазеров, срабатывавших одновременно, позволило избежать экранировки одного очага другим.

Динамика взаимодействия плазмы оптических разрядов исследовалась с помощью фотохронографа ФЭР-7, оптическая ось которого ориентирована в горизонтальной плоскости перпендикулярно осям пучков лазеров.

На рис. 1 представлены фотохронограммы развития плазмы оптических разрядов для трех расстояний между ними (0.5, 1.7 и 5 мм). На рис. 1, а очаги сливаются, конкурентное взаимодействие отсутствует, на рис. 1, б показана ситуация, когда очаги сначала сливаются, а затем, спустя ~ 1 мкс после инициирования, наблюдается их взаимное отталкивание. Наиболее отчетливо прослеживается конкурентный характер взаимодействия на рис. 1, в.

Анализ большой серии фотохронограмм развития плазмы оптических разрядов свидетельствует, что на той стадии развития плазмы, когда граница светящейся области совпадает

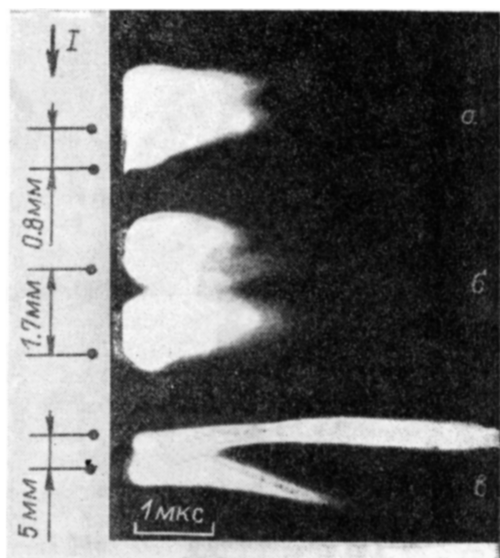


Рис. 1. Фотохронограммы развития плазмы в двух взаимодействующих очагах.

с ударной волной, конкурентное взаимодействие отсутствует. Ударная волна, порожденная одним из разрядов, проникает в плазму другого, вызывая дополнительный разогрев и свечение области взаимодействия. Характерный пример прохождения ударной волны в плазме разряда представлен на рис. 2. Здесь отчетливо прослеживается вторичный разогрев и свечение плазмы на фронте ударной волны.

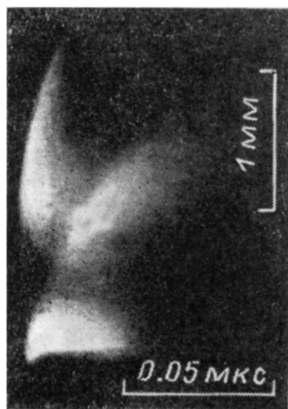


Рис. 2. Фотохронограмма взаимодействия ударной волны с плазмой оптического разряда.

Конкурентный характер взаимодействия плазменных очагов может проявиться после отрыва фронта ударной волны от светящейся области за счет внутренних движений газа. Хорошо известно [4], что отрыв ударной волны от светящейся области в воздухе в нормальных условиях имеет место при скорости фронта $V \approx 2$ км/с. В теории сильного взрыва [5] известно выражение для скорости ударной волны $V = 2/5 (W/\rho)^{1/2} t^{-3/2}$, где W — энергвыделение во взрыве, ρ — плотность воздуха, t — текущее время. Из выражения для скорости ударной волны можно оценить время, за которое скорость упадет до значения $V = 2$ км/с. Полагая $W = 40$ мДж, $\rho = 1.2 \cdot 10^{-3}$ г/см³, получаем $t_0 \approx 2.4 \cdot 10^{-7}$ с. Радиус ударной волны задается выражением $r = (W/\rho)^{1/2} t^{3/2}$. Подставляя численные значения, полагая $W = E$, где E — энергия в импульсе, получаем $r_0 = 1.2$ мм (для $t = t_0$).

Таким образом, если расстояние l между очагами оптических разрядов менее r_0 , то следует ожидать их слияния, что и наблюдается на рис. 1, а ($r_0 > l = 0.7$ мм). Увеличение

расстояния между очагами до $l > r_0$ ведет к более сложным процессам взаимодействия внутренних (за фронтом ударной волны) течений газа соседних очагов.

В работе [6] вычислены массовые скорости движения газа в зависимости от параметров ударной волны. На рис. 3 представлены зависимости относительной массовой скорости u/c_0 (где c_0 — скорость звука) от параметра ударной волны $\alpha_0 = r_{yb}/R$, где r_{yb} — радиус ударной волны, $R = (W/P)^{1/2}$ — динамическая характеристическая длина, $P = 10^6$ дин/см² — давление воздуха.

Кривая 1 на рис. 3, построенная для $r_{yb} = l_0 = 1.7$ мм и $R (W = 40$ мДж) ≈ 7.4 мм, соответствует ситуации на рис. 1, б. В этом случае касание очагов плазмы имеет место через $t \approx 3.5 \cdot 10^{-7}$ с $> t_0$ после инициирования разряда, кроме того $l_0 > r_0$, поэтому, когда радиус ударной волны возрастает до значения l_0 , фронт ударной волны уже оторвется от светящейся области, тогда динамика этих областей в двух разрядах будет определяться встречными течениями газа. На рис. 1, б взаимодействие встречных течений проявляется в виде взаимного отталкивания плазменных очагов.

Кривая 2 на рис. 3 построена для $r_{yb} = 1.7$ мм и $R_a (W_a = 20$ мДж) $= 5.8$ мм. Анализ кривых 1, 2 позволяет оценить характер взаимодействия двух соседних очагов с разными энергоскладами (40 и 20 мДж соответственно).

В этом случае массовые скорости различны, но отличаются не очень сильно. Поэтому слабый очаг в состоянии конкурировать с более мощным.

Кривые 3 и 4 построены для $r_{yb} = l_b = 5$ мм, $R (W = 40$ мДж) $= 7.4$ мм (3) и $R_a (W_a = 20$ мДж) $= 5.8$ мм (4). Такая ситуация соответствует рис. 1, в (верхний и нижний очаг соответственно). Из анализа кривых 3, 4 следует, что при $r_{yb}/R_a = 0.85$ уже имеет место отрицательная фаза массового движения газа, но для случая, описываемого кривой 3 (верхний

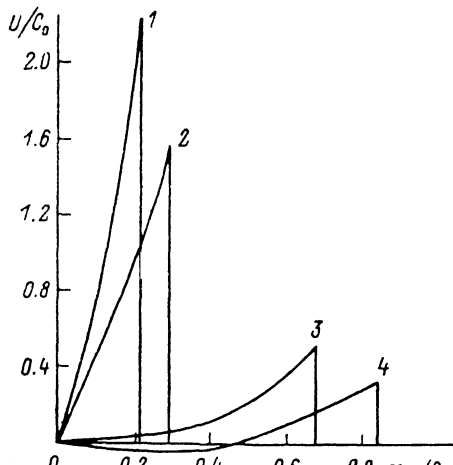


Рис. 3. Зависимости относительной массовой скорости движения газа от параметра ударной волны.

¹ Здесь и далее анализ проведен для наиболее простой ситуации — сферической симметрии взрыва.

очаг на рис. 1, в), фаза движения еще положительна. Отрицательная фаза движения газа начинается при $r_{\text{гв}}/R=0.72$ [8]. Поэтому в двух соседних очагах движения газа, направленного от более мощного к менее мощному, складывается и слабый плазменный, т. е. очаг «не выживает» (рис. 1, в).

Таким образом, проведенный анализ позволяет выделить три характерных режима взаимодействия плазменных очагов оптических разрядов.

1) При выполнении условия $l/R \leq r_0/R$ конкурентное взаимодействие очагов отсутствует, возможно их слияние (для условий данного эксперимента $r_0/R=0.2$).

2) Если $r_0/R < l/R < 0.72$, то конкуренция плазменных очагов проявляется как их взаимное отталкивание.

3) Если для двух соседних очагов одновременно выполняется условие $l/R_1 \geq 0.72$ и $l/R_2 \leq 0.72$, то в этом случае следует ожидать полного подавления слабого очага мощным.

Если оба очага удовлетворяют условию $l/R > 0.72$, то взаимодействие между ними будет слабым.

Литература

- [1] Захарченко С. В., Синтюрин Г. А. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 6. С. 1095—1100.
- [2] Данилов О. Б., Тульский С. А. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 10. С. 2040—2043.
- [3] Волкова Н. А., Коробкин В. В., Малышева Е. Ю. и др. Препринт ИВТАН. № 5-126. М., 1983. 33 с.
- [4] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
- [5] Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972. 440 с.
- [6] Броуд Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. М.: Мир, 1976. 270 с.

Научно-производственное объединение «Тайфун»
Обнинск

Поступило в Редакцию
3 февраля 1988 г.

05; 09; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 5, 1989

ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ, СОДЕРЖАЩИХ ВЕРТИКАЛЬНЫЕ БЛОХОВСКИЕ ЛИНИИ, В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Г. Шишков, В. В. Гришачев, Е. Н. Ильичева, Ю. Н. Федюнин

Структурным элементом доменных границ (ДГ) в феррит-гранатовых пленках (ФГП) являются вертикальные блоховские линии (ВБЛ), которые разделяют участки границы с противоположными направлениями намагниченности [1]. В связи с возможностью создания запоминающих устройств со сверхвысокой плотностью записи на ВБЛ [2] большое значение приобретают пространственная стабилизация пар ВБЛ, способность их объединяться в кластеры, устойчивость таких систем ВБЛ [3, 4]. В данной работе методом однократной высокоскоростной фотографии (ВСФ) исследовалась возможность динамического формирования и обнаружения пространственно стабилизированного протяженного кластера ВБЛ с ФГП состава $(\text{Bi, La})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$ с намагниченностью насыщения $4\pi M=100$ Гс, толщиной $h=8$ мкм, периодом полосовой структуры $p=24$ мкм.

Метод ВСФ был реализован на базе твердотельного импульсного АИГ лазера с длительностью вспышки около 10 нс на длине световой волны 530 нм и поляризационного микроскопа с оптическим увеличением до $800\times$. Магнитная система установки состояла из катушки поля смещения, формирующей постоянное магнитное поле, перпендикулярное плоскости ФГП, $H_{\text{см}}$, импульсной катушки диаметром 2—3 мм, содержащей около 50 витков тонкого провода и формирующей импульсное магнитное поле H . Одиночный полосовой домен (ПД) длиной более 1 мм формировался системой проводников, напыленных на специальную подложку из стекла. Импульсная катушка и стеклянная подложка с разных сторон накладывались на ФГП и вся система размещалась в центре катушки поля смещения. ПД формировался у края импульсной катушки, где существует неоднородность создаваемых ею магнитных полей H_x , H_y , H_z (рис. 1). Домен сжимался H_z -составляющей магнитного импульса. Мгновенные фотографии выполнялись в различные моменты времени: