

## ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ, ПОДЖИГАЕМОЙ ВБЛИЗИ ПРОВОДЯЩЕЙ МИШЕНИ

*И.Н.Гончаров, В.И.Конов, Т.М.Мурина,  
П.И.Никитин, А.М.Прохоров, В.М.Сидорин,  
В.А.Чудненко*

Обнаружен двойной всплеск электрического поля, возникающий при пробое воздуха лазерным излучением вблизи проводящей мишени. Появление электрического поля объясняется разделением зарядов на фронте светодетонационной волны и распространяющейся от плазмы ударной волны.

После того, как в работе [4] был обнаружен магнитный дипольный момент лазерной искры, появился ряд публикаций, посвященных изучению спонтанных магнитных полей лазерной плазмы. На существование собственного электрического дипольного момента лазерной искры в воздухе указывалось в работе [2], однако, изучения электрических полей вблизи искры не проводилось. В настоящей работе обнаружен двойной всплеск электрического сигнала на зонде, помещенном вблизи плазмы пробоя воздуха, который инициировался излучением неодимового лазера на поверхности проводящей мишени.

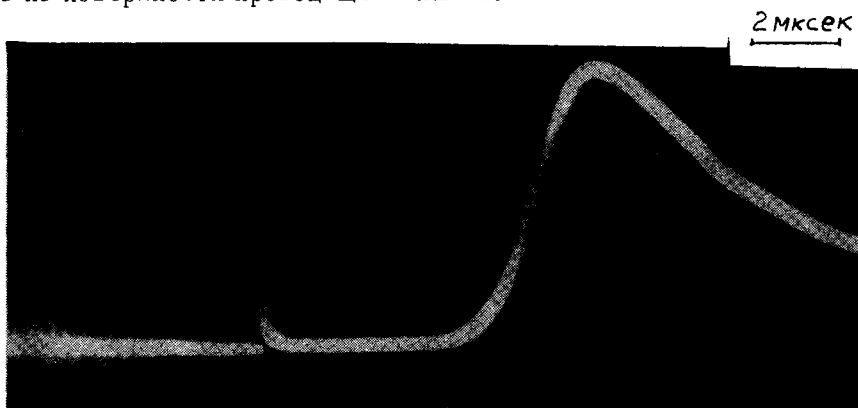


Рис. 1. Характерные оциллограммы сигналов с оголенного зонда

В опытах использовался лазер с энергией в импульсе  $E_0 \approx 10$  дж и длительностью по полувысоте 25 нсек. Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием  $f = 10$  см. Площадь пятна облучения на поверхности мишени составляла  $\approx 2$  мм<sup>2</sup>. Использовались металлические и диэлектрические мишени. Зондом служил отрезок центральной жилы кабеля с волновым сопротивлением 150 ом, который был согласован со входом широкополосного усилителя. Оллетка кабеля и проводящая мишень заземлялись. Сигналы регистрировались с помощью осциллографа С1-70.

Типичные сигналы, получаемые с оголенного зонда длиной 1 см, расположенного на расстоянии  $r = 12$  мм от оси лазерного луча и на расстоянии  $z = 4$  мм от поверхности медной мишени, представлены на рис. 1

Передний фронт первого сигнала совпадает по времени с лазерным импульсом. Амплитуда и форма этого сигнала не зависит от того, оголен ли зонд или помещен в диэлектрический кожух. Второй сигнал регистрируется только оголен зондом при пробое воздуха вблизи проводящей мишени. Серия опытов с различными экранами и фильтрами показала, что в нашем случае влиянием фотоэффекта с поверхности зонда можно пренебречь.

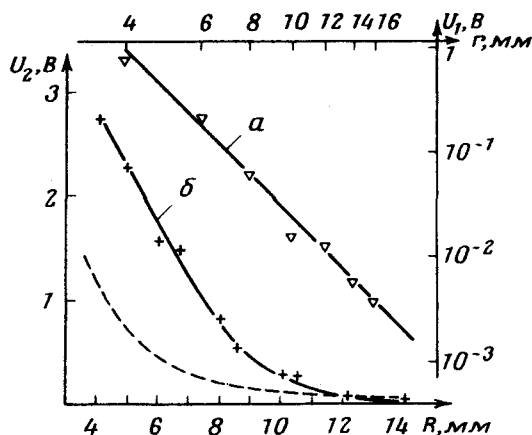


Рис. 2. *a* – Зависимость амплитуды первого сигнала  $U_1$  от расстояния до оси лазерного пучка  $r$ ; *b* – зависимость амплитуды второго сигнала  $U_2$  от расстояния до эффективного центра взрыва  $R$  (пунктир – расчетная кривая)

Возникающий во время лазерного импульса первый сигнал на зонде обусловлен, по нашему мнению, разделением зарядов на фронте светодетонационной волны. При интенсивности излучения  $I \approx 2 \cdot 10^{10}$  вт/см<sup>2</sup> фронт плазмы распространяется в детонационном режиме со скоростью  $\sim 70$  км/сек [3]. Электронная температура за фронтом детонационной волны может достигать  $T_e = 5 \cdot 10^5$  К, а толщина фронта светодетонационной волны, примерно равная длине поглощения лазерного излучения, составляет  $\sim 10^{-3}$  см [3]. На фронте светодетонационной волны существуют значительные градиенты  $n_e$  и  $T_e$ . Это приводит к тому, что электроны, более подвижные, чем ионы, вырываются вперед [4]. Электрическое поле во фронте светодетонационной волны можно оценить по формуле

$$E_{\Phi} = \frac{\nabla P_e}{n_e e} = \frac{\nabla T_e}{e} + T_e \frac{\nabla n_e}{n_e}, \quad (1)$$

где  $e$  – заряд,  $P_e = n_e T_e$  – давление электронов ( $T_e$  в эв). Для условий нашего опыта из (1) получим оценку  $E_{\Phi} \sim 10^5$  в/см. Силовые линии электрического поля замыкаются вне области плазмы. Сигнал с зонда, помещенного во внешнее электрическое поле, отражает изменение потенциала в цепи зонда. Можно связать амплитуду сигнала с зонда с максимальным значением поля  $E$  в данной точке по формуле  $U = R_L S_{\text{эфф}} E / 4\pi \Delta t$ , где  $R_L$  – сопротивление в цепи зонда,  $S_{\text{эфф}}$  – эффективная площадь зонда. В нашем случае при  $R_L = 150$  ом,  $S_{\text{эфф}} = 0,1$  см<sup>2</sup>,  $\Delta t = 3 \cdot 10^{-8}$  сек получим связь сигнала с зонда  $U$  и электрическим полем  $E$  [в/см] =  $2,2 \cdot 10^4 U$  [в]. На рис. 2 (кривая *a*) приведена зависимость амплитуды

первого импульса, регистрируемого зондом, от расстояния  $r$  при  $z = 4$  мм в логарифмическом масштабе. Прямая, проходящая через экспериментальные точки, имеет тангенс наклона  $\approx 4$ . Экстраполяция измеренных значений электрического поля во фронт светодетонационной волны согласуется с величиной поля  $E_{\Phi}$ , рассчитанной по (1).

Перейдем теперь к рассмотрению второго сигнала. Измерения для различных положений зонда  $r$  и  $z$  показали, что временная задержка второго сигнала  $t_3$  относительно начала лазерного импульса соответствует времени, необходимому, чтобы возникающая при пробое воздуха ударная волна достигла зонда. В координатах  $r$  и  $z$  были построены контуры одинаковой временной задержки второго сигнала, которые хорошо вырисовывают фронт сферической ударной волны в разные моменты времени (рис. 3). Эффективный центр ударной волны расположен на расстоянии  $z = 3$  мм от мишени. Значения  $t_3$  при  $r > 4$  мм хорошо описываются формулой для точечного взрыва:  $t_3 = (\rho_0 / E_0)^{1/2} R^{5/2}$ , где  $\rho_0$  — плотность холодного воздуха,  $E_0$  — энергия лазерного импульса,  $R$  — расстояние от центра взрыва к ближайшей к нему точке зонда. Пунктиром на рис. 3 нанесены расчетные значения положения фронтов ударной волны через 1 и 2 мксек после лазерного импульса.

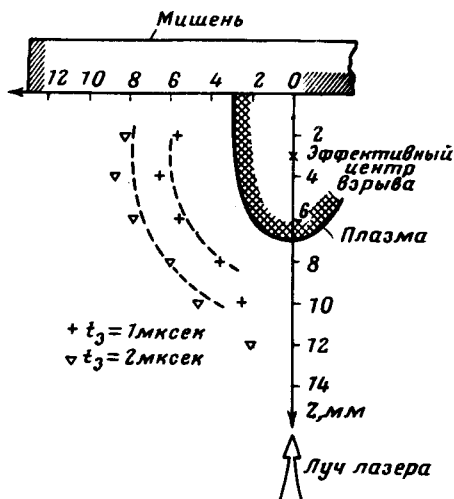


Рис. 3. Контурные положения зонда с одинаковой временной задержкой второго сигнала относительно начала лазерного импульса

Фронт свободной (вдали от мишени) ударной волны поляризован за счет разделения зарядов и представляет двойной электрический слой. При этом на фронте ударной волны существует скачок потенциала, который можно оценить [4] выражением

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_0 \approx \frac{T_e \Phi}{e} \quad (2)$$

где  $\phi_0$  — потенциал невозмущенного воздуха перед фронтом ударной волны,  $\phi_1$  — потенциал за фронтом свободной ударной волны,  $T_{e\phi}$  — температура электронов во фронте ударной волны,  $\rho_1/\rho_0$  — ударное сжатие. Однако, край фронта ударной волны, скользящей по заземленной проводящей мишени, не может быть поляризован. Возникающие в заземленной мишени поверхностные токи препятствуют разделению зарядов на крае фронта ударной волны, скользящего вдоль мишени. Поэтому потенциал за фронтом ударной волны вблизи мишени не будет иметь скачка и равен  $\phi_0$ . Тогда вдоль самого фронта ударной волны возникает падение потенциала равное  $\Delta\phi$ , которое определяется из (2). Таким образом, когда ударная волна достигает зонда, между зондом и заземленной мишенью существует разность потенциалов  $\Delta\phi$ , и следовательно, по фронту ударной волны, который является неплохим проводником, протекает электрический ток, вызывающий второй сигнал на экране осциллографа. Кривая *b* на рис. 2 представляет собой зависимость амплитуды второго сигнала от расстояния до эффективного центра сферической ударной волны. Там же проводится пунктиром рассчитанная по (2) кривая, построенная в предположении, что  $T_{e\phi}$  совпадает с температурой газа за фронтом ударной волны. Такая трактовка второго сигнала подтверждается серией опытов с поджиганием плазмы пробоя воздуха без мишени и на диэлектрической мишени. В этих случаях для наблюдения второго сигнала, т. е. для создания падения потенциала вдоль фронта ударной волны, вводился второй заземленный зонд. Второй сигнал возникал тогда, когда фронт ударной волны замыкал оба зонда.

Отметим, что регистрацию второго сигнала можно использовать как метод диагностики ударных волн, который дает информацию о пространственной картине фронта ударной волны, законе ее распространения и температуре за фронтом.

Авторы выражают благодарность А.И.Барчукову и Ф.В.Бункину за полезные обсуждения.

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

Поступила в редакцию  
31 августа 1977 г.

### Литература

- [1] В.В.Коробкин, Р.В.Серов. Письма в ЖЭТФ, 4, 103, 1966.
- [2] Г.А.Аскарьян, М.С.Рабинович, А.Д.Смирнова, В.Б.Студенов. Письма в ЖЭТФ, 2, 503, 1965.
- [3] С.Л.Мандельштам, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров, Ю.П.Райзер, Н.К.Суходрев. ЖЭТФ, 49, 127, 1965.
- [4] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., изд. Наука, 1966 г.