

На основании анализа экспериментальных данных, полученных при изучении химического состава крупных частиц алюминия, образовавшихся из мелких частиц путем слияния при горении баллистических составов, можно заключить, что горение алюминия протекает одновременно на поверхности частиц и в газовой фазе.

Коэффициент линейного расширения алюминия  $\alpha_{Al} = 29 \cdot 10^{-6}$  в три раза больше коэффициента линейного расширения двуокиси алюминия  $\alpha_{Al_2O_3} = 8,7 \cdot 10^{-6}$  [7].

Используя данные по физико-механическим свойствам двуокиси алюминия [8], нетрудно показать, что уже при  $T=50^\circ\text{C}$  из-за различия в коэффициентах расширения  $Al$  и  $Al_2O_3$  окисная пленка, покрывающая алюминий, начинает растрескиваться. При нагревании пленка из  $Al_2O_3$  под давлением жидкого алюминия и его паров в ослабленных местах разрушается. Этим можно объяснить несимметричность пламени при воспламенении частиц алюминия. При  $T=2050^\circ\text{C}$  и выше окисная пленка становится жидкой и условия для проникновения жидкого алюминия на поверхность частицы облегчаются. Кроме того, через окисную пленку диффундирует пар алюминия, который сгорает (окисляется) вблизи поверхности частицы.

Поступила в редакцию  
5/V 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Ф. Похил. Сб. «Физика взрыва», № 2. М., 1953.
2. П. Ф. Похил. Докт. дисс. М., 1954.
3. Г. В. Самсонов, К. И. Портной. Сплавы на основе тугоплавких соединений. Оборонгиз, 1961.
4. Процессы горения. Под ред. Б. Льюис. М., ИЛ, 1961.
5. R. Friedman and A. Masek. Combustion Flam., 1962, 6, 9—19.
6. L. Brewer. Chem. Reviews, 1959, 52.
7. Handbook of Chemistry and Physics, 1951—1952.
8. Исследования при высоких температурах. Под ред. В. А. Кириллина. М., ИЛ, 1962.

УДК 532.501.32

#### ПРОХОЖДЕНИЕ РАДИОВОЛН ЧЕРЕЗ ОБЛАСТЬ ВЗРЫВА

В. А. Вельмин, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов

(Москва)

Исследование параметров различных процессов, сопровождающих взрыв, было проведено во многих работах. Но в настоящее время было бы весьма трудно предсказать характер взаимодействия радиоволн с областью взрыва и в силу этого при изучении, например, прохождения радиоволн через область взрыва можно ожидать получения дополнительной новой информации о процессах, протекающих во внутренних областях взрыва, недоступных для измерений другими средствами. В отличие от прочих методов, например зондового, метод просвечивания радиоволнами, являясь активным, в то же время не вносит сколько-нибудь заметных возмущений в распределение измеряемых параметров (слабое поле).

Ниже приводятся результаты экспериментального исследования особенностей прохождения радиоволн сантиметрового диапазона через нестационарную область взрыва.

В опытах заряды типа ТГ 50/50 [1] массой 52, 104 и 225 г подрывались между центрированными параболической передающей антенной (по уровню 0,5 ширина диаграммы направленности  $10^\circ$ ), непрерывно излучающей на длине волны  $\lambda=3,2$  см, и приемной, выполненной в виде диэлектрического фторопластового стержня (ширина диаграммы направленности  $35^\circ$ ). Расстояние между антеннами ( $2R$ ) составляло 230 см. Сигнал с приемной антенны после квадратичного детектирования регистрировался осциллографами С1-33 и ЭНО-1.

Типичная осциллограмма, зарегистрированная ЭНО-1, изображена на рис. 1. Масса заряда 225 г, интервал между метками времени 20 мксек. Верхний луч соответствую-

ет полному прохождению (взрыва нет), нижний — полному перекрытию. Четко выражены два минимума прохождения при  $t_1 \approx 80$  мксек и при  $t_3 \approx 660$  мксек.

Форма импульсов стабильная, хорошо повторяющаяся от опыта к опыту. На рис. 2, а, б, в, изображены типичные осциллограммы импульсов, зарегистрированных на С1-33 для зарядов массой 52, 102, 225 г соответственно. Длительность развертки 500 мксек. Нулевая линия соответствует свободному распространению радиоволн (взрыва нет). Между двумя минимумами прохождения (при  $t=t_1$  и  $t=t_3$ ) возникает макси-

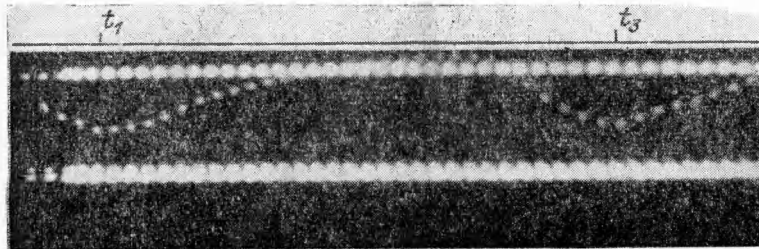


Рис. 1.

мум (при  $t=t_2$ ), расположенный выше нулевой линии, что соответствует усилению взрывом поля в точке наблюдения по сравнению со свободным распространением (эффект превышает возможные искажения сигнала в регистрирующих трактах).

Момент времени  $t_2$  удовлетворяет условию автоподобности

$$t_2 = \alpha \sqrt[3]{m} \quad (1)$$

Действительно, для осциллограмм рис. 2 значения  $\alpha$  (мксек  $\cdot$  г $^{-1/3}$ ) составляют 72 (а), 76 (б), 75 (в).

Аналогично

$$t_3 = \beta \sqrt[3]{m},$$

где  $\beta \approx 100$  мксек  $\cdot$  г $^{-1/3}$ .

Первый минимум прохождения при  $t \approx t_1$ , очевидно, связан с перекрытием прямых радиолучей сильной ударной волной, которая при  $t < t_1$  имеет скорость (4,5-3 км/сек), достаточную для создания сильной ионизации и, следовательно, высокой проводимости на фронте, из-за чего ее фронт непрозрачен. В дальнейшем (при  $t \approx t_1$ ) скорость фронта

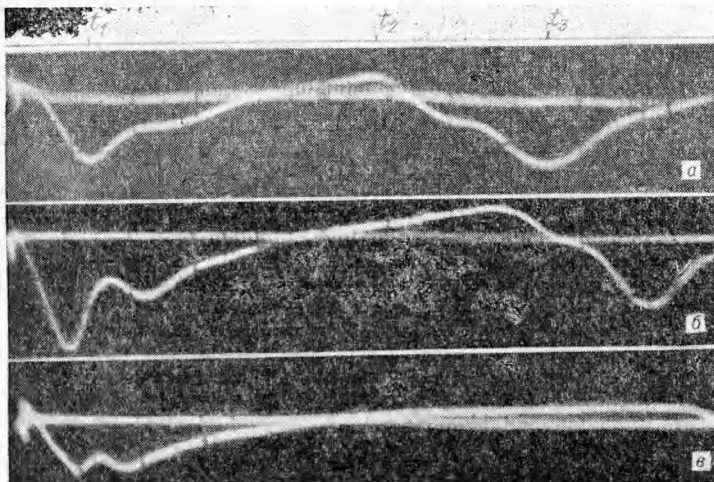


Рис. 2.

и проводимость за фронтом падают, и поле начинает проникать во внутренние области, что и объясняет наличие минимума прохождения.

Явление в режиме сильной ударной волны (очевидно, стационарное) было смоделировано с помощью проводящих дисков различных радиусов, помещаемых вместо взрыва. Зависимость принятого потока энергии  $I/I_0$  (в относительных единицах) от радиуса диска изображена на рис. 3, 1. На рис. 3 также изображена относительная интенсивность прошедшего поля для различных энергий взрыва (кривая 2 —  $m=52$  э,  $\beta - m_3=225$  э), найденная по нескольким экспериментальным осциллограммам (фронт импульса  $0 \leq t \leq t_1$ ), зарегистрированным на ЭНО-1 путем преобразования  $t \rightarrow r$  с помощью эмпирических соотношений [2]. До некоторого критического значения радиуса, увеличивающегося с энергией взрыва, кривая, построенная по осциллограмме, совпадает с кривой 1. Например, по кривой 2 находим, что ударная волна для применяемых радиоволн перестает быть идеально проводящей при  $r \sim r_{кр} \approx 15$  см, что соответствует скорости ударной волны  $D \gtrsim D_{кр} \approx 2,4$  км/сек. Эта скорость хорошо согласуется с  $D_{кр}$ , полученной в работе [1] из анализа эхо-сигналов от области взрыва.

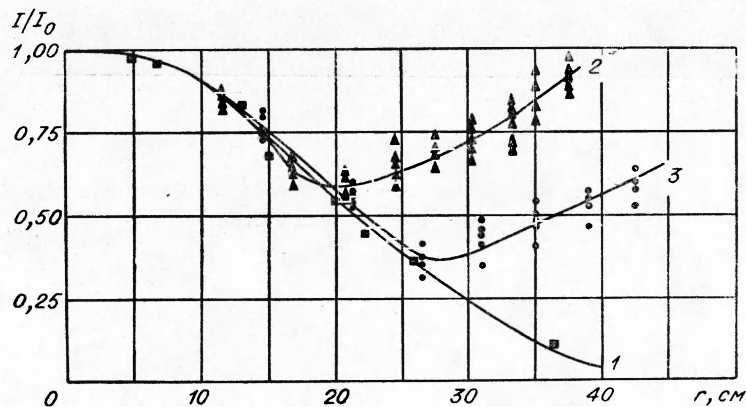


Рис. 3.

Усиление прошедшего поля взрывом при  $t \sim t_3$  показывает, что при  $t > t_3$  (и, видимо, при  $t \gtrsim t_1$ ) продукты взрыва обладают скорее диэлектрическими, чем проводящими свойствами, а фазовые соотношения играют существенную роль.

Отметим, что при использовании некоторых типов антенн с узкими диаграммами направленности в принципе возможно усиление принимаемого поля при просвечивании даже хорошо отражающих или поглощающих тел, если в сечении лепестка, проходящем через место расположения тела, одной из двух диаграмм с наименьшим углом раскрытия укладывается четное число зон Френеля. Тогда  $t_2$ , например, трактовалось бы как время, необходимое для перекрытия первой зоны расширяющимся объемом, и, следовательно,  $t_2$  должна была бы убывать с увеличением энергии взрыва, что не согласуется с обнаруженной зависимостью (1).

В данных опытах в точке подрыва в поперечном сечении диаграммы по уровню 0,1 укладывались две зоны Френеля (вклад второй значительно меньше, чем первой, из-за острой направленности).

Усиление поля при  $t \sim t_1$  может быть объяснено, если предположить, что продукты взрыва находятся от центра на расстоянии порядка, скажем, 1/2 размера первой зоны и проходят последовательно состояния от проводника до диэлектрика. Тогда в определенном интервале времени они имеют такой показатель преломления, что происходит дополнительный набег фаз волн, идущих через эту область на величину порядка  $\pi/2$ . При такой трактовке  $t_2$  есть время достижения продуктами взрыва этого состояния, поэтому  $t_2$  должно удовлетворять условию автомодельности (1). В рамках описанной модели можно объяснить и наличие второго минимума прохождения.

Для применения схемы явления необходимо, чтобы показатель преломления  $n$  во внутренних областях имел величину

$$n \approx 1 + \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{2}} \approx 1,2,$$

которая может быть связана с наличием паров воды или каких-либо других компонентов.

Дальнейшее развитие метода может привести к задаче определения по характеристикам рассеянного электромагнитного поля материальных параметров взрыва в различных фазах и к аналогичной квантовомеханической задаче восстановления свойств потенциала взаимодействия частиц с ядрами по характеристикам рассеяний.

*Поступила в редакцию  
10/1 1969*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Вельмин, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов. Письма ЖЭТФ, 1968, 7, 455.
  2. В. В. Адушкин. ПМТФ, 1963, 5.
-