

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПРИ ВЗРЫВАХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

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

(Москва)

Известно, что ряд явлений в атмосфере Земли как естественного, так и искусственного происхождения, например, вторжение метеорных тел и другие, сопровождаются интенсивными электромагнитными процессами [1]. К этому же кругу явлений относятся и взрывы конденсированных ВВ в воздухе, приводящие к появлению в окружающем пространстве электромагнитного поля. По-видимому, впервые этот факт был описан Кольским [2] и в дальнейшем изучался экспериментально в работах [3,4]. В работах [2-4] делались также попытки выяснить механизм появления электромагнитных полей при взрывах ВВ.

Один из возможных механизмов сформулирован в работе [3], где предполагается, что электромагнитное поле возникает при разряде, происходящем в момент заземления поляризованной во внешнем поле (электрическом поле Земли) проводящей области взрыва.

Из этого механизма следует, в частности, что взрыв, произведенный непосредственно на поверхности Земли, не создает электромагнитного поля. Такая трактовка вызывает ряд сомнений. Механизм появления полей при взрыве до сих пор представляется невыясненным.

Ниже приводятся некоторые результаты экспериментального изучения электромагнитного поля, сопровождающего взрыв твердых ВВ, во внешнем электрическом поле и без него, с целью выяснения условий и факторов, влияющих на процесс генерации полей, а также с целью количественных измерений характера взаимодействия сферических ударных волн с внешним электрическим полем.

1. Методика измерений и регистрирующая аппаратура. В экспериментах использовались литые сферические заряды типа ТГ 50/50 (50% тротила, 50% гексогена) весом 52, 225 и 660 г.

Инициирование взрыва осуществлялось подрываемым электрическим способом или при помощи огнепроводного шнура капсюлем-детонатором КД-8, расположенным в центре заряда. Взрывы и измерения производились в камере колоколообразной формы, высотой 15 и диаметром 12 м, экранированной от электрического поля Земли.

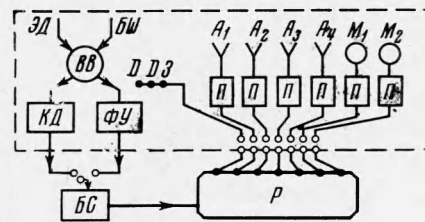
Импульсы электромагнитного поля взрыва принимались на вертикальные штыревые антенны, расположенные на уровне взрыва непосредственно на взрывной площадке на различных расстояниях от центра взрыва в пределах 5 м. Сигналы с антенн через

предусилители подавались на регистрирующие осциллографы ОК-17 по кабелю РК-1 длиной 10 м. При осциллографировании процесса синхронизация осуществлялась через блок регулируемых задержек от светового импульса, возникающего в момент выхода детонационной волны на поверхность заряда. Общая блок-схема эксперимента представлена на фиг. 1, где ЭД — электродетонатор, ВШ — огнепроводный шнур, ВВ — заряд, КД — запускающий контактный датчик, ФУ — запускающий фотоумножитель, БС — блок синхронизации, Д — пьезодатчики, З — электрический зонд, А<sub>1</sub>... А<sub>4</sub> — штыревые антенны, М<sub>1</sub>, М<sub>2</sub> — магнитные антенны, П — антенные предусилители.

Длительность импульса электрического поля для исследуемых величин зарядов составила 2—3 мсек. Теоретический анализ переходных характеристик эквивалентной схемы короткой штыревой антенны показал, что для неискаженной записи импульсов такой длительности необходимо обеспечить входное сопротивление предусилителя порядка 10<sup>10</sup> ом (при собственной емкости антенны ~3 пф). С этой целью в качестве предусилителя использованы два последовательно соединенных катодных повторителя, первый из которых включен по схеме с «плавающей сеткой» [5].

Прямое экспериментальное исследование переходной характеристики всего регистрирующего тракта путем записи сигнала от близко расположенной антенны, возбуждаемой прямоугольным импульсом тока длительностью 3 мсек, показало, что приемный тракт обеспечивает запись таких сигналов с погрешностью, не превышающей 15%. Эта измерительная схема ниже именуется «широкополосной».

Помимо этого применялись антенны в «узкополосном» варианте с входным сопротивлением предусилителя порядка 1 Мом, которые (как показывает дополнительное теоретическое рассмотрение и прямая экспериментальная проверка) дифференцируют сигналы рассматриваемой длительности.

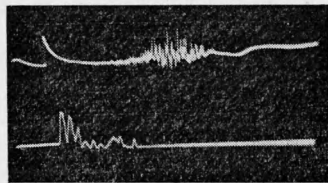


Фиг. 1

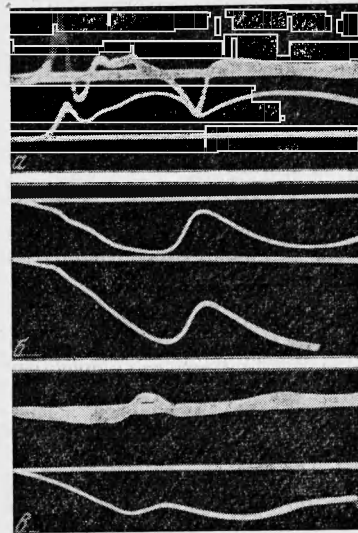
Для измерения магнитного поля использовались ферритовые антенны (десять витков изолированного провода на сердечнике, состоящем из нескольких цилиндрических ферромагнитных стержней) с предусилителем и интегрирующим устройством. Градуировка магнитных антенн в кольцах Гельмгольца показала, что при использовании интегрирующего устройства минимальная напряженность магнитного поля, которая может быть измерена, не превышает  $10^{-3}$  э. Моменты прихода ударной волны и продуктов взрыва на различные расстояния регистрировались при помощи системы пьезоэлектрических датчиков и электрических зондов. Постоянное электрическое поле в необходимых случаях создавалось между землей и горизонтальной сеткой диаметром  $2a = 1.5$  м, заряжаемой до потенциала порядка  $(-10 \div +3)$  кв. Эффективное поле  $E_{eff}$  на вертикальной оси, проходящей через центр сетки, можно найти по соотношению

$$\frac{E_{eff}}{E_0} = \left(1 - \frac{z}{\sqrt{a^2 + z^2}}\right) \quad \left(E_0 = \frac{\Phi}{h}\right)$$

Здесь  $z$  — расстояние от сетки до рассматриваемой точки,  $\Phi$  — потенциал сетки,  $h$  — расстояние между сеткой и поверхностью земли ( $h = 3$  м).



Фиг. 2



Фиг. 3

Хотя условия проведения экспериментов не были благоприятными (влияние стен камеры), тем не менее полученные результаты позволяют сделать ряд определенных выводов относительно физики протекаемых процессов.

2. Результаты экспериментов. Совокупность всех проведенных измерений электромагнитного поля взрыва с одновременной регистрацией движения фронта ударной волны и границы продуктов взрыва можно разделить на две группы. Первая объединяет серию взрывов без внешнего электрического поля. При этом подрыв ВВ осуществлялся как электрическим способом, так и при помощи огнепроводного шнура. Оказалось, что при электрическом подрыве наличие подводящих проводов оказывает существенное влияние на изучаемое явление. После выяснения этого факта все эксперименты проводились с подрывом огнепроводным шнуром. Регистрация проводилась как широкополосной, так и узкополосной аппаратурой.

На фиг. 2 изображена типичная осциллограмма импульса поля (верхний луч) от взрыва заряда 225 г на высоте 30 см от поверхности Земли, зарегистрированного узкополосной аппаратурой. Нижний луч — сигнал пьезоэлектрического датчика, расположенного в 33 см от заряда (длительность развертки 500 мксек). Видно, что в момент касания Земли ударной волной возникает электрический импульс и в отсутствие внешнего электрического поля.

На фиг. 3 и 4 представлена серия осциллограмм и их копий:

а) копии осциллограмм импульсов поля в вольтах с широкополосных антенн без внешнего электрического поля; осциллограмма импульсов с широкополосной антенны (нижний луч) и с узкополосной антенны (верхний луч),  $m = 225$  г,  $R = 250$  см;

б) копии осциллограмм импульсов с широкополосных антенн с внешним электрическим полем; осциллограмма импульсов с широкополосных антенн  $m = 225$  г,  $+3$  кв,  $R = 250$  см (верхний луч),  $R = 330$  см (нижний луч);

в) копии осциллограмм импульсов с широкополосных антенн с внешним электрическим полем,  $m = 52$  г; осциллограммы импульсов с широкополосной антенны (нижний луч) и с узкополосной антенны (верхний луч),  $m = 52$  г,  $+5$  кв,  $R = 250$  см.

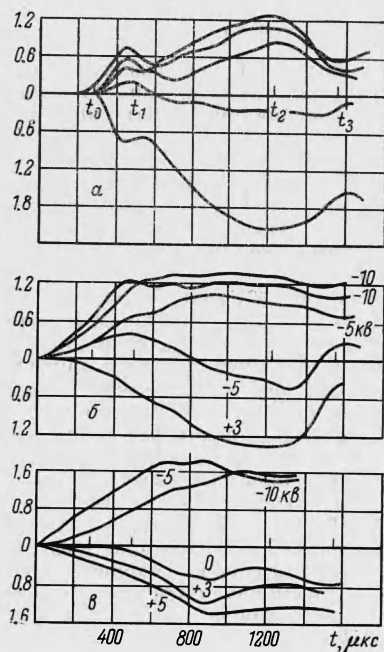
Как видно из фиг. 3, 4, импульс характеризуется относительно устойчивой формой. Полярность импульсов меняется от опыта к опыту. Характерной особенностью импульсов от всех взрывов без внешнего поля является отсутствие сигнала в течение времени, пока ударная волна не достигнет расстояния  $20r_0$ , где  $r_0$  — начальный ради-

ус заряда (это имеет место для взрывов разных энергий)<sup>1</sup>. Импульсы имеют максимумы (см. фиг. 3, 4, а), достигаемые в моменты времени  $t_1^0$  и  $t_2^0$  (здесь и в дальнейшем под  $t^0$  подразумевается отношение времени  $t_{сек}$  к  $(m_{кг})^{1/3}$ ), причем, для зарядов весом от 50 до 660 г  $t_1^0 = 7.4 \cdot 10^{-4}$  и  $t_2^0 = 2.1 \cdot 10^{-3}$ .

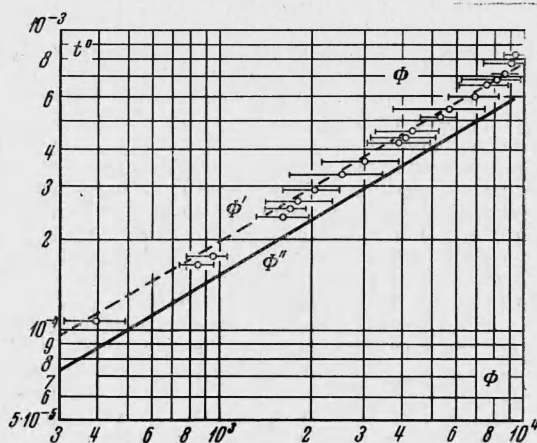
Второй максимум выражен отчетливо во всех опытах. Первый же максимум вместе с последующим минимумом, в ряде случаев, вырождается в точку перегиба.

Отметим, что в условиях опыта ударная волна достигала поверхности Земли в момент времени  $t = 1.6$  мсек и это время лишь случайно совпадает с минимумом при  $t = t_3$  ( $m = 225$  г).

Результаты измерений с магнитной антенной позволяют сделать вывод, что амплитуда магнитного поля не превышала  $10^{-3}$  э. Вторая группа экспериментов проведена со взрывами зарядов



Фиг. 4



Фиг. 5

во внешнем электрическом поле, создаваемом при помощи заряженной сетки, расположенной на высоте 3 м. Величина и направление внешнего поля варьировались изменением потенциала на сетке в пределах  $(-10 \div +3)$  кВ.

Регистрация электрических импульсов велась на четыре штыревые антенны (длиной 20 см), расположенные на расстояниях 250, 330, 430 и 490 см. На фиг. 3, 4, б и 3, 4, в приведены осциллограммы импульсов, зарегистрированных на различных расстояниях, для различных зарядов и при разных значениях внешнего поля.

Видно, что в интервале времени  $0 \leq t \leq t_0$  регистрируется нестационарное электрическое поле. Во всех без исключения случаях (всего 60 подрывов) полярность сигнала в этом интервале времени противоположна полярности внешнего поля. Вне этого временного интервала импульсы практически не отличаются от импульсов без внешнего поля.

Экспериментальные данные величины электрического поля  $E$ , измеренного при разных значениях внешнего поля  $E_{eff}$ , разных энергиях взрыва, на различных расстояниях  $R$  в интервале времени  $0 \leq t \leq t_0$ , представлены на фиг. 5 в виде безразмерной комбинации

$$\Phi(t^0) = \frac{R^3 E(t^0)}{2r_0^3 E_{eff}}$$

При вычислении  $E(t^0)$  принималось, что действующая высота антенны равна половине ее длины. Там же построены зависимости

$$\Phi''(t^0) = \left[ \frac{r''(t^0)}{r_0} \right]^3, \quad \Phi'(t^0) = \left[ \frac{r'(t^0)}{r_0} \right]^3$$

<sup>1</sup> Амплитуда электрического импульса в этом интервале времени пренебрежимо мала по сравнению с амплитудой импульса в максимуме этой же осциллограммы или по сравнению с амплитудой импульса в этом же временном интервале для взрывов во внешнем электрическом поле.

характеризующие закон изменения во времени объема области, охваченной, соответственно, ударной волной и передней границей продуктов взрыва.

Зависимости радиуса фронта ударной волны  $r''(t^\circ)$  и продуктов взрыва  $r'(t^\circ)$  от времени вычислены по эмпирическим соотношениям, полученным в работе [6]

$$\frac{r''}{r_0} = [3 \cdot 10^5 (t^\circ - t_{d^\circ}) + 1]^{0.603}, \quad 1 \leq \frac{r''}{r_0} \leq 12$$

$$\frac{\Delta}{r_0} = 0.045 \left[ \left( \frac{r''}{r_0} \right)^{1.4} - 1 \right], \quad 1 \leq \frac{r''}{r_0} \leq 35$$

Здесь  $\Delta$  — расстояние между фронтом ударной волны и передней границей продуктов взрыва. Эти соотношения получены в работе [6] для зарядов типа ТГ 50/50 весом 50—135 г. Как показали наши измерения, эти соотношения применимы и ко взрывам зарядов весом 225—600 г.

**3. Обсуждение результатов.** В проведенных в ходе работы опытах с одной стороны наблюдался импульс поля при касании ударной волной поверхности Земли при нулевом внешнем поле, с другой — импульс поля во внешнем электрическом поле еще до заземления проводящей области взрыва (см. предыдущий пункт). Оба эти факта не подтверждают предложенный в [3] механизм образования поля при взрыве твердых ВВ.

Возникновение импульсного поля в момент касания ударной волной поверхности Земли, по-видимому, связано с наличием амбиполярного радиального поля на фронте сильной ударной волны или за фронтом, где имеется значительный градиент ионизации. Пока ударная волна не коснулась подстилающей поверхности, это поле локализовано в некотором сферическом двойном слое. С момента касания и позже условия образования амбиполярного поля за счет градиентов на границе раздела, «продукты взрыва — земля», иные. По этой причине вся область взрыва приобретает некий эффективный дипольный момент, что приводит к появлению поля во внешней области.

Появление электромагнитного поля при взрыве во внешнем электрическом поле, очевидно, является следствием поляризации проводящей области взрыва в этом поле.

Совпадение угловых наклонов функций  $\Phi''(t^\circ)$ ,  $\Phi'(t^\circ)$  и  $\Phi(t^\circ)$  свидетельствует о наличии расширяющегося сферического объема, внутрь которого внешнее поле не проникает и граница которого движется по закону движения фронта ударной волны и продуктов взрыва. Как видно из фиг. 5, эта граница все время находится между фронтом ударной волны и продуктами взрыва. Следует отметить, однако, что этот факт установлен с меньшей определенностью, поскольку он получен при некоторых дополнительных предположениях (например, об эффективной высоте приемной антенны в ближней зоне излучателя), нуждающихся в дополнительном изучении.

Сферический объем с компенсированным внешним полем создает поле на малых расстояниях над плоской Землей, которую для данных частот можно считать идеально проводящей

$$E(t^\circ) = 2E_{eff} \frac{r^3(t^\circ)}{R^3}$$

что соответствует приведенной на фиг. 4 зависимости  $\Phi(t^\circ)$ . Вполне понятно, что радиус  $r(t)$  проводящей сферы с компенсированным электрическим полем должен находиться в рассматриваемый интервал времени между фронтом ударной волны и продуктами взрыва так как, например, при  $r'' = 20r_0$  температура непосредственно за фронтом ударной волны составляет  $\sim 800^\circ \text{K}$  и недостаточна для создания заметной термической ионизации, а температура воздуха около передней границы продуктов взрыва составляет  $\sim 3800^\circ \text{K}$ , что приводит к появлению электронной концентрации  $\sim 10^{13} \text{1/cm}^3$  (см. [7-9]).

Более точно закон движения граничной поверхности определяется тем условием, что внешнее поле  $E_{eff}$  к рассматриваемому моменту времени  $t$  затухнет в области с проводимостью  $\sigma(r, t)$ , например, до 0.1 своего начального значения

$$\int_0^t \sigma(r, t') dt' \approx 2.3$$

Очевидно, что в случае сильной ударной волны  $r(t) \sim r''(t)$ , для слабой  $r(t) \ll r''(t)$ . На пространственно-временное распределение проводимости за фронтом сферической ударной волны, определяющее зависимость  $r(t)$ , влияет распределение температуры, неравновесность процесса ионизации и, по-видимому, ряд других факторов.

Дальнейшее более детальное экспериментальное изучение закона движения  $r(t)$  при взрывах во внешнем электрическом поле, возможно, позволит получить дополнительные данные об этих процессах. При этом могут возникнуть трудности в связи с влиянием электрического поля, возникающего и при  $E_{eff} = 0$ . Очевидно, что можно сделать сколько угодно малым относительное влияние этого фактора, увеличивая величину внешнего поля.

В связи с этим можно было бы использовать значительные поля, возникающие в грозных облаках. Пусть взрыв, произведенный на высоте 10 км в поле  $E_{eff} = 10^5$  в/м, компенсирует поле в объеме радиуса 10 м. Тогда на поверхности Земли возникает квазистатическая компонента поля (индукционная и волновая много меньше)  $E = 0.1$  мв/м, что вполне измеримо.

Что касается импульсного поля при  $t > t_0$ , не связанного с внешним электрическим полем и со взаимодействием ударной волны и продуктов взрыва с поверхностью Земли, то его природа остается невыясненной и явится примером дальнейших исследований.

В заключение благодарим В. Ф. Кореца за содействие в организации работ и В. М. Дмитриева за помощь в проведении эксперимента.

Поступила 25 XII 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Астапович И. С. Метеорные явления в атмосфере земли, М., Физматгиз, 1958.
2. K o l s k y Н. Electromagnetic waves emitted on detonation of explosives. Nature, 1954, vol. 173, No. 4393, p. 77.
3. С o o k М. А. The Science of high explosives. N. Y., Reinhold, 1958.
4. A n d e r s o n W. H., L o n g C. L. Electromagnetic radiation from detonating solid explosives. I. Appl. Phys. 1965, vol. 36, No. 4.
5. Г р и б а н о в Ю. П. Измерения в высокоомных цепях. М.—Л., Энергия, 1967.
6. А д у ш к и н В. В. О формировании ударной волны и разлете продуктов взрыва в воздухе. ПМТФ, 1963, № 5.
7. Предводителей А. С., Ступоченко Е. В., Рождественский И. Б. Таблица газодинамических и термодинамических величин потока воздуха за прямым скачком уплотнения. М., ВЦ АН СССР, 1962.
8. Предводителей А. С., Ступоченко Е. В., Самуйлов Е. В. и др. Таблица термодинамических функций воздуха. М., Изд-во АН СССР, 1957.
9. З е л ь д о в и ч Я. Б., Р а й з е р Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд. 2, М., «Наука», 1966.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ГРУППОВЫХ СВОЙСТВ УРАВНЕНИЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ И ИХ ИНВАРИАНТНЫЕ РЕШЕНИЯ

Н. П. Гриднев

(Новосибирск)

Проведен групповой анализ системы уравнений магнитной гидродинамики. В отличие от работ [1,2] исследовались групповые свойства уравнений движения сжимаемой жидкости с учетом конечной проводимости. Выписаны возможные инвариантные решения системы уравнений магнитной гидродинамики в одномерном случае. Приведены примеры аналитического и численного решения задачи о взаимодействии потока проводящего газа с магнитным полем.

Рассмотрим систему уравнений, описывающую в гидродинамическом приближении нестационарное течение электропроводного газа в магнитном поле. Токами смещения всюду пренебрегаем.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} &= \text{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{h}] - \text{rot} (\mathbf{v}_m \text{rot } \mathbf{h}) \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \frac{1}{4\pi\rho} (\text{rot } \mathbf{h} \cdot \mathbf{h}) + \frac{1}{\rho} \text{div } \boldsymbol{\tau} \\ \frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \text{grad } p) + \gamma p \text{div } \mathbf{v} &= \frac{\gamma-1}{4\pi} \mathbf{v}_m (\text{rot } \mathbf{h})^2 - (\gamma-1) \text{div } \mathbf{q} + (\gamma-1) F \quad (S_1) \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) &= 0, \quad p = R\rho T, \quad \text{div } \boldsymbol{\tau} = \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} \mathbf{e}_i \\ \tau_{ik} &= \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_j}{\partial x_j} \delta_{ik} \right) + \xi \frac{\partial v_j}{\partial x_j} \delta_{ik} \\ \mathbf{q} &= -\lambda \text{grad } T, \quad F = \frac{\tau_{ik}}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right), \quad \mathbf{v}_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \end{aligned}$$

Положим, что проводимость  $\sigma$ , коэффициент теплопроводности  $\lambda$ , коэффициенты вязкости  $\mu$  и  $\xi$  газа зависят от  $p$  и плотности  $\rho$  следующим образом:

$$\sigma = a p^m \rho^n, \quad \lambda = b p^\alpha \rho^\psi, \quad \mu = d p^\beta \rho^\varphi, \quad \xi = f p^\beta \rho^\varphi \quad (1)$$