

О ПРИРОДЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ВЗРЫВА

М. Е. Герценштейн, Е. И. Сиротинин

(Москва)

Разбирается механизм образования электрического импульса при взрыве обычных взрывчатых веществ. В детонационной волне образуется двойной электрический слой с напряжением порядка $kT \sim 0.2 - 0.6$ в. При выходе детонационной волны на поверхность заряда наступает прилипание электронов к молекулам продуктов взрыва и воздуха. При разлете заряженных продуктов взрыва расстояние между положительными и отрицательными зарядами растет, и напряжение возрастает до величины порядка киловольта. Асимметричный разлет заряженных продуктов взрыва и является причиной импульса. Теоретические оценки сравниваются с экспериментом [1].

В последнее время в ряде работ наблюдались электромагнитные возмущения при взрывах ВВ [1, 2]. При этом было показано [1], что наложение внешних полей не меняет характера регистрируемого сигнала. Это означает, что причиной возмущений являются внутренние процессы, имеющие место при взрыве. Оценки времени и масштабов явления показывают, что наблюдаемые поля являются квазистатическими. Поэтому магнитную и электрическую составляющие поля можно рассматривать независимо. Оценки показывают также, что предположение о магнитной природе импульса для опытов [1] приводит к нереально большим токам ($\sim 10^8$ а в течение 1 мсек) в области взрыва. Поэтому наиболее вероятным представляется электростатический механизм образования импульса.

Разделение зарядов может происходить в ударной волне [3, 4]. Однако на расстояниях около 10 радиусов заряда ВВ ударная волна становится сферической независимо от его формы [5]. Сферически симметричное движение электрических зарядов не может привести к появлению сигнала. Кроме того, время появления сигнала в [1] дает основание предполагать, что сигнал не связан с процессами в ударной волне. Поэтому, как и в [1], будем предполагать, что возникновение сигнала определяется асимметричным движением заряженных продуктов взрыва.

В пользу такого предположения, помимо приведенных в [1], можно добавить следующие соображения. Можно принять, что разлет ПВ прекращается в тот момент, когда их давление становится равным атмосферному. Для оценки времени остановки предположим для простоты, что облако ПВ имеет сферическую форму. Тогда радиус облака в момент остановки равен

$$r \sim \left(\frac{M}{4\pi\rho_k} \right)^{1/3}$$

где M — масса заряда ВВ, ρ_k — плотность ПВ при нормальных условиях. Интервал времени между моментом выхода детонационной волны на поверхность заряда и моментом остановки ПВ равен

$$t \sim \frac{r}{v} \sim \frac{1}{v} \left(\frac{M}{\rho_k} \right)^{1/3}$$

где v — средняя скорость разлета ПВ, которую можно принять равной ~ 1000 м/сек. Тогда для $M = 1$ кг $t \sim 1$ мсек, что примерно совпадает

с временем t_m между моментом инициирования и максимумом амплитуды зарегистрированного в [1] электрического сигнала взрыва. Зависимость $t \sim (M)^{1/3}$ соответствует полученной в [1] эмпирической зависимости.

Рассмотрение формы сигналов, полученных при взрыве цилиндрических зарядов с различным отношением высоты цилиндра к его диаметру [1], также подтверждает предположение о природе электрического импульса взрыва. Дело в том, что при взрыве цилиндра, инициированного с торца, расширение ПВ назад (в сторону, обратную направлению инициирования) происходит тем медленнее, чем больший путь уже прошла детонационная волна по взрывчатому веществу, т. е. тем медленнее, чем толще слой сжатых ПВ позади волны [6]. На осциллограммах, приведенных на фиг. 3 и 4 работы [1], положительная полуволна сигнала, которая обусловлена движением ПВ в направлении, обратном направлению инициирования (из соображений полярности сигнала), имеет тем меньшую длительность, чем меньше отношение высоты цилиндра к его диаметру, т. е. чем больше скорость движения ПВ в этом направлении.

При рассмотрении механизма образования сигнала возникают следующие вопросы:

- 1) Почему в квазинейтральной среде, какой являются разлетающиеся ПВ, происходит макроскопическое разделение электрических зарядов?
- 2) Что заставляет эти разделившиеся заряды разойтись на такие расстояния, на которых возникающие при этом поля достаточно велики, чтобы быть зарегистрированными на сравнительно больших расстояниях?
- 3) Почему возникающие заряды не нейтрализуются, несмотря на большие электрические поля притяжения между ними?

В качестве одного из наиболее вероятных механизмов разделения электрических зарядов в первоначально нейтральном ВВ можно рассматривать образование двойного электрического слоя в детонационной волне. Для ударной волны, распространяющейся в плазме, скачок потенциала на расстоянии свободного пробега (в случае неполной ионизации — на расстоянии дебаевского радиуса) составляет $\sim kT/e$ [3]. Вследствие большой подвижности электроны могут опережать ударную волну. Подобный механизм может иметь место и при распространении детонационной волны. В этом случае ПВ, наиболее удаленные от центра взрыва, будут заряжены отрицательно. Сравнительная низкая температура во фронте детонационной волны ($\sim 10^3$ °К) не может быть причиной непригодности такого рассмотрения, поскольку электропроводность ПВ согласно [7] определяется в основном плотностью и давлением во фронте детонационной волны и на несколько порядков превышает соответствующие значения, определяемые термической ионизацией. В [7] показано также, что зона высокой электропроводности расположена в сравнительно узком слое, примыкающем к фронту волны.

В момент выхода детонационной волны на поверхность заряда электропроводность ПВ резко падает. Это обусловлено, во-первых, падением давления на поверхности заряда и, во-вторых, прилипанием свободных электронов к молекулам кислорода с образованием отрицательных ионов, которое может происходить как в воздухе, так и внутри контактного слоя ПВ — воздух. В этих условиях, по-видимому, возникает своеобразная «закалка» состояния, характерного для двойного электрического слоя.

При выходе детонационной волны на поверхность заряда ВВ начинается разлет ПВ в атмосферу. Расширяющиеся в воздухе внешние слои ПВ уносят с собой избыток отрицательных зарядов. Уменьшение скорости ПВ до скорости звука происходит за время $\sim 10^{-3}$ сек, тогда как соответствующее уменьшение скорости ПВ за фронтом детонационной волны происходит за время $\sim 10^{-6}$ — 10^{-5} сек [8]. Следовательно, время разнесения за-

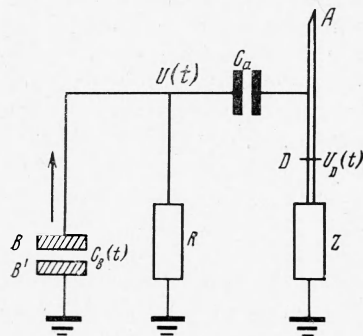
рядов по порядку величины совпадает с наблюдаемым в [1] временем нарастания электрического сигнала взрыва.

Существенную роль в рассматриваемом механизме играет процесс образования отрицательных ионов, поскольку проводимость сильно зависит от массы носителей заряда. Характерное время прилипания электронов к молекулам кислорода в воздухе при нормальном давлении не превышает $\tau_+ = 4 \cdot 10^{-8}$ сек [9]. Для электронов с $T_e \approx 2 \cdot 10^3$ °К, влетающих в воздух, сжатый ударной волной ($\rho = 8\rho_0$, где ρ_0 — плотность нормального воздуха), грубые оценки дают $\tau_+ \sim 10^{-9}$ сек. Время релаксации свободных зарядов равно $\tau_0 = (4\pi\sigma)^{-1}$. Во время разлета ПВ давление мало, поэтому

$$\sigma = \frac{e^2 N}{m\nu}, \quad \nu = n\nu q, \quad \nu = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}$$

Здесь m — масса носителя заряда, N — концентрация носителей, ν — эффективная частота соударений, q — эффективное сечение передачи импульса, n — концентрация молекул. Окончательно для τ_0 имеем

$$\tau_0 = \frac{nq(2mkT)^{1/2}}{4\pi e^2 N} \sim \frac{\sqrt{m}}{N}$$



Отношение «ионного» (индекс i) и «электронного» (индекс e) времени нейтрализации равно

$$\frac{\tau_{0i}}{\tau_{0e}} = \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \frac{N_c}{N_i}, \quad \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} > 10^2, \quad \frac{N_c}{N_i} \gg 1$$

Следовательно, образование отрицательных ионов увеличивает время жизни свободных электрических зарядов и оказывает влияние на процесс возникновения свободных зарядов. Поэтому амплитуда сигнала от взрыва заряда ВВ в атмосфере газа (или в оболочке из вещества), хорошо образующего отрицательные ионы, должна быть больше, чем в воздухе.

Макроскопическое разделение электрических зарядов после вылета электронов в воздух, по-видимому, невозможно, поскольку отношение плотности ρ_* в ударной волне к плотности ρ_0 в воздухе $\rho_*/\rho_0 = 8$. В то же время рассмотрение структуры фронта детонационной волны показывает, что область высокой электропроводности не может достигнуть поверхности заряда ВВ вследствие конечной ширины фронта (~ 0.1 мм [10]). Поэтому разнесение зарядов будет определяться отношением плотностей $\rho_{**}/\rho_k \sim 10^3 \div 10^4$, где ρ_{**} и ρ_k — плотность ПВ в детонационной волне и в момент остановки соответственно. (Плотность ПВ в момент остановки может быть заметно ниже плотности нормального воздуха.)

Электрические процессы образования импульса можно описать с помощью приведенной на фигуре эквивалентной схемы. На фигуре B и B' — обкладки переменного конденсатора, образованного разлетающимися ПВ, C_a — емкость связи с антенной A , Z — импеданс прибора, регистрирующего напряжение U в точке D , R — сопротивление утечки конденсатора C_b за счет проводимости ПВ. Анализ такой схемы показывает, что при $R = \infty$ максимальное значение регистрируемого напряжения достигается примерно в момент наибольшего разлета ПВ, что хорошо согласуется с изложенными выше соображениями и результатами эксперимента [1]. При разнесении обкладок конденсатора напряжение на конденсаторе растет. Для плоского конденсатора

$$U(t) = U_0 \frac{l(t)}{l_0} = U_0 \frac{\rho_{**}}{\rho(t)}, \quad U_0 = \frac{kT_e}{e}, \quad U_k = U(t_m)$$

Для $T_e = 2000^\circ\text{K}$ $U_0 \approx 0,2$ в, поэтому $U_k \approx 0,2 (10^3 \div 10^4)$ в. Однако в рассматриваемом случае электронный газ в детонационной волне, по-видимому, является вырожденным [3]. Грубые оценки, основанные на использовании данных по электропроводности [7], дают величину энергии Ферми $E_f \geq 0.6$ эв. В этом случае $U_0 \geq 0.6$ в и $U_k \geq 0.6 (10^3 \div 10^4)$ в.

Приведенные оценки относятся к случаю плоского разлета ПВ. В реальном случае из-за неплоского характера разлета значения U_k будут меньше. Полученные значения U_k характеризуют лишь максимальные значения напряжений.

Для грубой оценки величины э.д.с., наводимой на вертикальной антенне с действующей высотой b , можно рассматривать возникающее поле как дипольное [1] с моментом D_0 . Это приводит к выражению

$$U_D = 2 \frac{D_0 b}{R_0^3} = 2 \left(\frac{S}{4\pi R_0^2} \right) \frac{b}{R_0} U_k$$

где S — горизонтальное сечение облака ПВ, R_0 — расстояние до антенны. Для $R_0 \sim 5$ м, $S \sim 1$ м² получаем $U_0 \approx (0.1 \div 4)$ в.

Возникновение двойного электрического слоя в детонационной волне можно также рассматривать как результат образования своеобразной «контактной разности потенциалов». Резкое изменение проводимости за фронтом детонационной волны [7] создает условия, близкие к условиям, имеющим место на границе металла с полупроводником (с электронной проводимостью). Оценки величины U_k в этом случае примерно совпадают с приведенными выше. Однако при таком рассмотрении обнаруживается эффект, который можно проверить в эксперименте.

Внешнее электрическое поле влияет на размеры и сопротивление контактного слоя. Если внешнее электрическое поле направлено от слоя с меньшей проводимостью к слою с большей проводимостью, то оно увеличивает толщину двойного слоя и его сопротивление. При противоположном направлении внешнего поля толщина двойного слоя и его сопротивление будут уменьшаться. Отсюда следует, что при иницировании заряда ВВ в направлении электрического поля Земли амплитуда регистрируемого сигнала должна быть несколько больше, чем при обратном направлении иницирования.

Авторы благодарны Я. Б. Зельдовичу и Ю. П. Райзеру за полезные обсуждения.

Поступила 6 VI 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Горшуиов Л. М., Кононенко Г. П., Сиротинин Е. И. Электромагнитные возмущения при взрывах. ЖЭТФ, 1967, т. 53, № 3 (9).
2. Andersen W. H., Long C. L. Electromagnetic radiation from detonating solid explosives. J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, No. 4.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
4. Зельдович Я. Б., Э.д.с., возникающая при распространении ударной волны по диэлектрику. ЖЭТФ, 1967, т. 53, № 1 (7).
5. Зельдович Я. Б. Теория ударных волн и введение в газодинамику. М., Изд-во АН СССР, 1946.
6. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
7. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ. ЖЭТФ, 1959, т. 37, № 6(12).
8. Зубарев В. Н. Движение продуктов взрыва за фронтом детонационной волны. ПМТФ, 1965, № 2.
9. Бродский В. Е., Загик С. Е. Измерение коэффициента прилипания термализованных электронов в кислороде и воздухе. Ж. техн. физ., 1966, т. 36, № 4.
10. Альтшулер Л. Б. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Усп. физ. н., 1965, т. 85, № 2.