

Резкая зависимость от условий фокусировки связана с тем, что и здесь при лазерном инициировании существует некоторый критический размер возбуждаемого ВВ, как и в традиционном случае с использованием взрывных детонаторов. Однако этот критический размер оказывается в несколько раз меньшим, что связано, по-видимому, с много большей интенсивностью ударных волн, возбуждаемых при инициировании бризантных ВВ мощными лазерными импульсами наносекундной длительности. Строгие количественные соотношения могут быть получены при детальном экспериментальном исследовании динамики ударных волн в облучаемых лазерными пучками образцах твердого ВВ.

Таким образом, эксперименты показали, что бризантные ВВ (флегматизированный тэн) могут быть инициированы мощными наносекундными ( $\sim 3$  нс) импульсами неодимового лазера с энергией порядка нескольких десятков джоулей при плотностях светового потока на поверхности образца  $10^{12} \div 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Поступила в редакцию 14/II 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бриш, И. А. Галеев и др. ФГВ, 1969, 5, 4, 475.
2. Е. П. Александров, А. Г. Вознюк. ФГВ, 1978, 14, 4, 86.
3. J. E. Kennedy, I. W. Nunsiato. J. Mech. Phys. Solids, 1976, 24, 107.
4. А. А. Волкова, А. Д. Зинченко, Н. В. Санин и др. ФГВ, 1977, 13, 5, 760.
5. V. N. Belousov, V. L. Borzenko, I. N. Burdonsky e. a. Study of the acceleration of thin metal foils acted on by high-power laser emission. Proc. of an advisory group meeting on the technology of inertial confinement experiments. IAEA, Dubna, USSR, 19—23 July, 1976.
6. Н. Г. Басов, Н. Е. Быковский, А. Е. Данилов и др.— В кн.: Мощные лазеры и взаимодействие излучения с плазмой. Тр. ФИАН, т. 103. 1978.
7. С. Н. Брагинский.— В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 1. М.: Физматгиз, 1963.
8. А. А. Волкова, В. Ф. Куропатенко и др.— В кн.: Химическая физика горения и взрыва. Детонация. Черногоровка, 1978.

### ОСОБЕННОСТИ ВЗРЫВНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ПРОЧНЫХ СРЕД

*В. В. Буркин*

(Томск)

Применение электроимпульсного способа разрушения прочных сред при рудоподготовке, проходке скважин, дроблении некондиционного железобетона [1] вызвало интерес к характеристикам взрывного воздействия искрового канала на разрушаемую среду. В [2—4] расчетно-экспериментальным путем установлено, что уровень механических напряжений при пробое ПММА и некоторых ионных кристаллов достигает 5 ГПа, а коэффициент преобразования энергии, выделяемой в разрядном промежутке, в энергию возмущений составляет 0,1—0,25.

В настоящей работе на основе численного анализа обсуждаются особенности динамического поля напряжений вокруг искрового канала, сформированного в упругопластической среде. Рассматривается влияние количества энергии и длительности ее выделения на параметры возмущений, анализируется энергобаланс процесса.

1. Динамика волновых возмущений вокруг длинного цилиндра, моделирующего разрядный канал, описывалась уравнениями сохранения импульса, массы, энергии для упругопластической среды, приведенными в [5]. Для шаровой части напряжений принят степенной закон вида [6]

$$\frac{p}{\rho_0 c_e^2} = \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^n, \quad n = 1,7 \div 2.$$

Начальные условия соответствуют условиям невозмущенного тела, а в качестве граничного использовалось уравнение энергоданса искры в предположении однородности распределения давления в канале по сечению

$$\frac{dW}{dt} = \frac{dE}{dt} + \frac{dW_k}{dt} \quad (1)$$

Здесь  $W$  — энергия, выделяемая в канале при протекании тока;  $dE = p_k dV$  — приращение работы, совершаемой каналом при расширении;  $W_k = p_k V / (\gamma - 1)$  — энергия плазмы канала;  $p_k$ ,  $V$  — давление в канале и его объем;  $\gamma$  — эффективный показатель расширения плазмы, в расчетах принято  $\gamma = 1; 2$  [7].

Рассматривается случай, когда энерговыделение заканчивается к концу первого полупериода разрядного тока. Тогда для  $W$  можно воспользоваться соотношением [8]

$$W = 2AlUC^{1/4}L^{-3/4} \left( \frac{t}{2\sqrt{LC}} - \frac{1}{4} \sin \frac{2t}{\sqrt{LC}} \right)^{1/2}$$

или

$$W = W_1 \left( \frac{t}{T} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi t}{T} \right)^{1/2},$$

где  $T = \pi\sqrt{LC}$  — полупериод разрядного тока;  $W_1 = 2\sqrt{\pi/2} AlUC^{1/4}L^{-3/4}$  — количество энергии, выделившееся в канале за время  $T$ ;  $A$  — искровая постоянная диэлектрика;  $l$  — длина канала;  $U$ ,  $C$ ,  $L$  — напряжение, емкость и индуктивность в цепи. Диапазон варьирования  $T$  и  $W_1$  выбирался в соответствии с данными [1] и составлял  $T = Tc_e/r_0 \in [40, 800]$ ,  $W_1 = W_1/\rho_0 c_e^2 r_0^2 l \in [5, 100]$ . Расчеты проводились для радиуса канала в момент пробоя  $r_0 = 5 \cdot 10^{-5}$  м, модуля сдвига  $\bar{\mu} = \mu/\rho_0 c_e^2 = 0,25$ ,  $l = 10^{-2}$  м. Значение предела текучести  $\bar{Y} = Y/\rho_0 c_e^2$  изменялось от  $1,56 \cdot 10^{-3}$  до  $2,5 \cdot 10^{-2}$ . Здесь и ниже используются обычные в задачах о взрыве безразмерные величины:  $\bar{t} = tc_e/r_0$ ,  $\bar{u} = u/c_e$ ,  $\bar{p}_k = p_k/\rho_0 c_e^2$ ,  $\bar{\sigma}_1 = \sigma_1/\rho_0 c_e^2$ ,  $\bar{\sigma}_2 = \sigma_2/\rho_0 c_e^2$  — время, массовая скорость, давление в полости, радиальное и тангенциальное напряжения. Черта над символами в дальнейшем опускается.

Давление в канале на каждом временном слое рассчитывалось итерациями по неявным уравнениям для граничной ячейки. В целях сокращения счетного времени проводилось укрупнение расчетной сетки по алгоритму, аналогичному [9]. Контроль за счетом осуществлялся на основе баланса энергии излученных волн и работы, совершаемой каналом. Дисбаланс не превышал 1,5%. Работа вычислительной схемы проверялась при решении вспомогательной задачи о линейном расширении полости [10], допускающей автоматическое решение. Получено удовлетворительное согласие в области непрерывного решения.

2. Рассматриваемый процесс характеризуется значительным снижением амплитуды волны в узкой зоне вблизи канала. В большинстве вариантов ударная волна вырождается в область сжатия уже на расстоянии  $r/r_0 \approx 50 \div 100$ . Излучение упругого предвестника происходит либо с фронта пластической волны, распространяющейся вслед за предвестником, либо из области пластического деформирования вокруг канала. Несмотря на небольшие размеры этой области, параметры упругих волн существенно зависят от условий нагружения в ней, особенно в начальной фазе течения. Это видно из рис. 1, где приведено распределение радиальных ( $\sigma_1$ ) и тангенциальных ( $\sigma_2$ ) напряжений для трех характерных режимов. Интенсивное энерговыделение, отвечающее меньшим  $T$ , порождает более мощную волну. По мере распространения волны между областью сжатия около полости и головной частью импульса образуется зона растягивающих напряжений. Для электровзрыва в прочных средах,

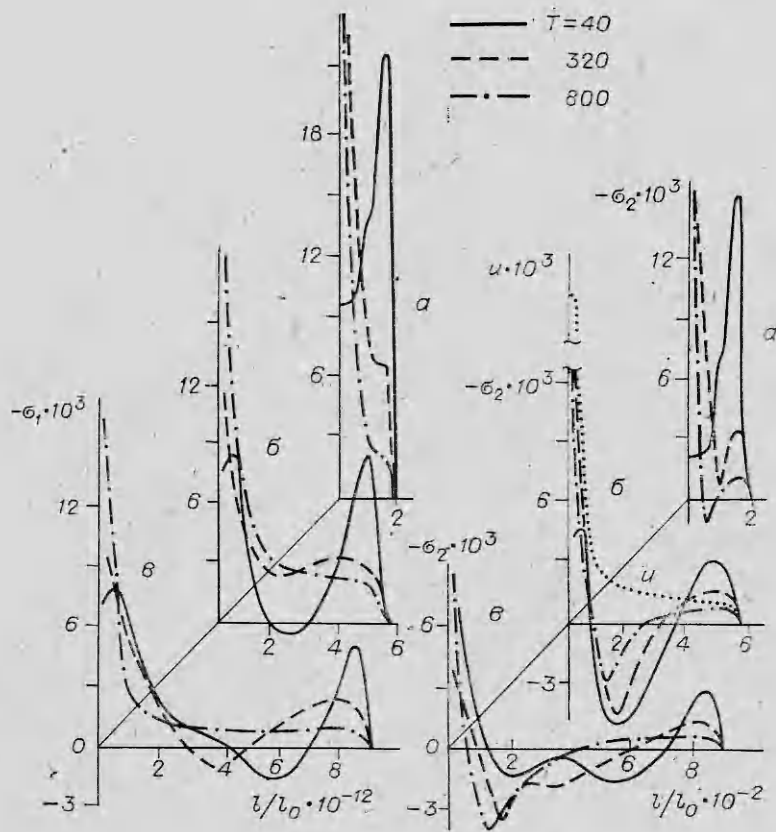


Рис. 1. Радиальное распределение напряжений в волне и скорости среды.  
*t*: а) 160, б) 480, в) 800.

как показывают расчеты, такой профиль волны напряжений наиболее типичен.

С увеличением времени энерговыделения зона растягивающих радиальных напряжений появляется позже, становится менее протяженной и при  $T = 800$  не проявляется совсем. Зона растягивающих тангенци-

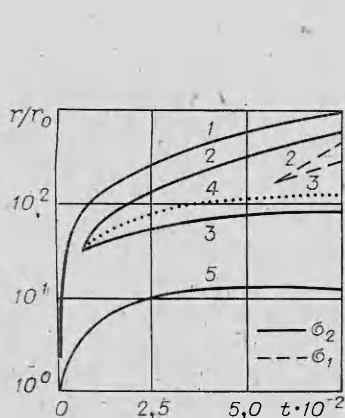


Рис. 2. Зависимости радиальных размеров области возмущения (1), границы зон растягивающих напряжений (2, 3) и канала (5) от времени;  $W_1 = 50$ ,  $T = 480$ ,  $Y = 6,25 \cdot 10^{-3}$ .  
 4 — траектория максимальных растягивающих напряжений.

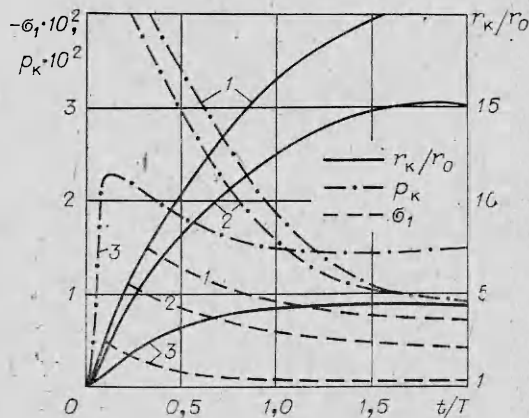


Рис. 3. Зависимости радиуса канала  $r_k/r_0$ , давления в нем  $p_k(t)$ , амплитуды  $\sigma_1(t)$  упругой волны для  $W_1 = 100$  (1), 50 (2) и 5 (3);  $T = 160$ ,  $Y = 6,25 \cdot 10^{-3}$ .

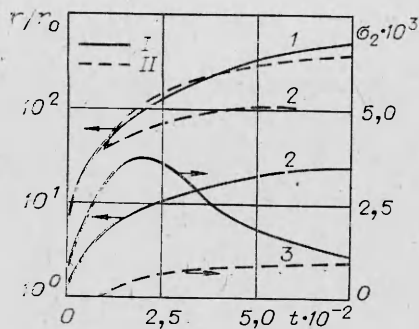


Рис. 4. Зависимости радиальных размеров зон растягивающих напряжений (1, 2) и их максимальных значений (3) для сред с разными пределами текучести;  $W_1 = 10$ ;  $T = 800$ .  
 $Y: I - 12,5 \cdot 10^{-2}$ ,  $II - 1,56 \cdot 10^{-3}$ .

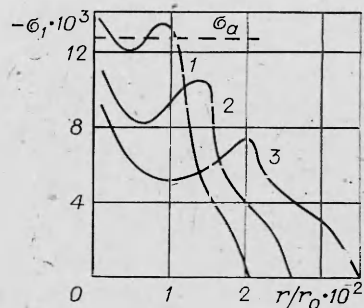


Рис. 5. Радиальные профили волны напряжений в моменты времени  $t = 140$  (1),  $180$  (2) и  $240$  (3);  $W_1 = 50$ ,  $T = 100$ ,  $Y = 6,25 \cdot 10^{-3}$ ,  $\mu = 1$ .

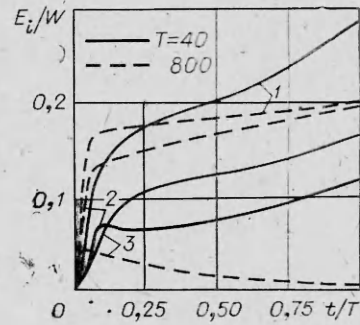
альных напряжений образуется значительно раньше, особенно с увеличением полупериода. При этом растягивающие напряжения  $\sigma_2$  принимают максимальные значения около канала. С течением времени размеры зоны растягивающих тангенциальных напряжений существенно увеличиваются (рис. 2). Отметим, что образование зон растягивающих напряжений не связано с началом движения среды к центру. Типичный профиль скорости среды  $u$ , отвечающий случаю  $W_1 = 100$ ,  $T = 800$ ,  $Y = 6,25 \cdot 10^{-3}$ , приведен на рис. 1.

Варьирование  $W_1$  и  $Y$  качественно не изменяет рассмотренную волновую картину. Очевидно, что уменьшение  $W_1$  приводит к снижению давления в канале, его размеров, сужению области сжатия около канала, а также к снижению амплитуды возмущений (рис. 3). К аналогичным результатам приводит увеличение  $Y$ . В более прочной среде амплитуда растягивающих напряжений  $\sigma_2$  выше, при этом зона растягивающих напряжений образуется раньше, а протяженность ее с увеличением  $Y$  растет. На рис. 4 показано изменение  $\sigma_2$  и их максимальных значений в средах с разными пределами текучести.

Специфической особенностью рассматриваемых упругопластических волн напряжений, качественно отличающей их от плоских волн, является образование такой конфигурации профиля волны, когда вторая (пластическая) волна продолжает существовать, хотя амплитуда ее фронта становится ниже упругого предела Гюгонно. На рис. 5 для трех моментов времени приведены соответствующие профили радиальных напряжений, штриховой линией обозначен упругий предел Гюгонно  $\sigma_a = \frac{1-\nu}{1-2\nu} Y \approx 1,23 \cdot 10^{-2}$ . На аналогичную особенность обращалось внимание в [11] при анализе расходящихся сферических волн. Отмеченная специфика волнового профиля обязана большому радиальному градиенту параметров волны, который имеет место в узкой зоне вблизи канала и объясняется большим геометрическим расхождением волны в этой зоне.

Анализ проведенных расчетов показывает, что поле напряжений в исследованном диапазоне соответствует картине разрушений, наблюдаемой в эксперименте. Согласно [12], область разрушения при пробое можно разделить на зоны раздавливания вокруг канала и растрескивания. Характерные радиальные масштабы этих зон для ионных кристаллов (ПММА, стекло, керамика, ряд горных пород) составляют  $(2 \div 4) \times 10^{-3}$  м и  $(3 \div 6) \cdot 10^{-2}$  м соответственно. Протяженность радиальных трещин увеличивается с ростом длительности энерговыделения. При этом радиальные трещины близки к правильной форме (см., например, [13]), что указывает на конкретный вид напряжения, предшествующего этому виду разрушения.

Рис. 6. Зависимость отношения полной энергии возмущений  $E_1$  (1), внутренней  $E_2$  (2) и кинетической  $E_3$  к энергии  $W$ , вводимой в канал;  $W_1 = 100$ ,  $Y = 6,25 \cdot 10^{-3}$ .



В расчетах область, охваченная возмущением, четко разделяется на две зоны, в которых могут реализоваться различные механизмы разрушения. В ближней к центру зоне  $r \leq (70 \div 100)r_0 = (3,5 \div 5) \cdot 10^{-3}$  м, напряжения  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  сжимающие и разрушение должно происходить за счет сдвига.

Чем интенсивнее режим энерговыделения, тем больше размеры этой зоны. В зоне  $r \geq 5 \cdot 10^{-3}$  м напряжение  $\sigma_2$  становится растягивающим, и, следовательно, здесь должны преобладать радиальные трещины. В случае интенсивного энерговыделения растягивающими становятся и радиальные напряжения  $\sigma_1$ . Для рассмотренных режимов возможно образование кольцевых трещин. Увеличение  $T$ , как видно из рис. 1, 2, стимулирует рост радиальных трещин. При этом их зарождение должно происходить в окрестности канала, где растягивающие напряжения  $\sigma_2$  принимают максимальные значения.

3. Энергетические характеристики рассматриваемых возмущений определяются условиями перехода энергии, выделяемой в канале, во внутреннюю и кинетическую энергию среды. В случае интенсивного энерговыделения переход происходит с помощью ударной волны, что обеспечивает более высокий коэффициент преобразования энергии  $W$  в энергию возмущений  $E_1$ . С увеличением  $T$ ,  $Y$  ударная волна вырождается в начальной стадии энергообмена и эффективность преобразования энергии снижается. На рис. 6 приведено изменение отношения полной энергии возмущений  $E_1$ , внутренней  $E_2$  и кинетической  $E_3$  к  $W$  во время энерговыделения. Для интенсивного режима характерно увеличение  $E_1/W$  к концу энерговыделения. Это объясняется тем, что давление в полости еще достаточно велико и полость продолжает совершать работу, хотя энерговыделение практически закончилось. При больших  $T$  давление в канале квазистационарно и значение  $E_1/W$ , согласно (1), близко к  $1 - 1/\gamma \approx 0,167$ . Чем длительнее энерговыделение, тем большую долю  $E_1$  составляет внутренняя энергия. Большое влияние на распределение энергии в волне оказывают прочностные свойства среды. Если в гидродинамическом приближении  $E_2/E_3 = 0,3 \div 0,7$  [10], то с ростом  $Y$  это отношение увеличивается в 10—100 раз. Радиальное распределение энергии в волне характеризуется высокой концентрацией энергии около полости. В большинстве вариантов в узкой зоне пластического деформирования сосредоточено до  $0,8E_1$ . Соответственно энергия упругих волн, обеспечивающих разрушение в более протяженной зоне растрескивания, составляет в среднем  $(0,2 \div 0,4)E_1$ . От концентрации энергии в зоне растрескивания во многом зависит число трещин в ней. В условиях разрушения среды электроимпульсным способом этот показатель, как показывают расчеты, относительно низок и более критичен к длительности энерговыделения. Чем меньше  $T$ , тем большая доля  $E_1$  уносится упругой волной. В связи с этим пробой в режиме интенсивного энерговыделения характеризуется более высокой концентрацией трещин около канала, основная часть которых не раскрывается. С увеличением длительности энерговыделения их количество снижается (до  $\sim 3-6$ ), а длина увеличивается [12, 13].

4. Проведенный анализ показывает, что поле динамических напряжений при взрыве в прочных средах характеризуется рядом особенностей. Специфика поля напряжений обусловлена большим геометрическим расхождением волны. В результате амплитуда возмущений снижается до уровня, при котором определяющее значение имеет анизотро-

пия напряжений в упругой волне, которая наиболее существенно проявляется в образовании области растягивающих тангенциальных напряжений в волне нагрузки. Полученное распределение напряжений в волне согласуется с картиной разрушений в эксперименте и позволяет в рассмотренном диапазоне изменения свойств среды и условий энерговыделения прогнозировать масштабы и характер разрушения.

Поступила в редакцию 20/III 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Электроимпульсная технология и электромагнитные процессы в нагруженных твердых телах. Тез. докл. Всес. науч. совещ. Томск, 1982.
2. В. В. Буркин, П. В. Макаров, Б. В. Семкин и др. ЖТФ, 1975, 45, 11.
3. В. В. Буркин, П. В. Макаров, Б. В. Семкин и др.— В кн.: Физика импульсных давлений. Вып. 44 (74). М., 1979.
4. М. П. Тонконогов, Ю. Д. Ильюшенков, П. Е. Шилин и др. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 18.
5. М. Л. Уилкинс.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.
6. М. Борн, М. Гешперт-Мейер. Теория твердого тела. Л.— М.: ОНТИ, 1938.
7. К. А. Наугольных, Н. А. Рой. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.
8. Н. Т. Зиновьев, Б. В. Семкин.— В кн.: Техника высоких напряжений и электрическая прочность изоляции. Томск, 1978.
9. П. Ф. Коротков, В. С. Лобанов, Б. Д. Христофоров. ФГВ, 1972, 8, 4.
10. В. В. Буркин, Б. В. Семкин. ВИНТИ, Деп. № 652-80.
11. D. Stofler. Fortschritte der Mineralogie, 1972, 49, 1.
12. А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев и др. Импульсный пробой и разрушение диэлектриков и горных пород. Томск, 1971.
13. И. И. Каляцкий, В. И. Курец, Н. М. Волкова. Электронная обработка материалов, 1978, 1.

#### К ВОПРОСУ О ВОЗНИКНОВЕНИИ ДЕТОНАЦИИ В НЕРАВНОМЕРНО НАГРЕТОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

*Б. Е. Гельфанд, А. Н. Поленов, С. М. Фролов, С. А. Цыганов  
(Москва)*

Один из аспектов взрывобезопасности газовых смесей — возможность возникновения детонации. В этой связи представляется важным изучение закономерностей возникновения и развития детонации. В [1] рассмотрена физическая система, в которой возможно возникновение детонации без внешнего инициирующего источника и сделан вывод о существовании критических градиентов температуры. Неравномерный нагрев реакционноспособной смеси может иметь место в некоторых реальных технологических системах, использующих процессы горения. Подобной системой можно моделировать процессы в двигателях внутреннего сгорания и в различных химических реакторах. Представляет интерес исследовать такую систему в широком диапазоне физико-химических свойств для выяснения механизма образования детонационного режима и физической сущности обнаруженных в [1] «критических» градиентов температуры.

В настоящей работе на основе анализа численного решения рассмотрены физические закономерности образования детонационного режима в системе с неравномерно нагретой смесью; построена критериальная зависимость характеристик процесса в широком диапазоне определяющих параметров, дана физическая интерпретация «критических» (в смысле [1]) градиентов температуры.

#### Постановка задачи

Рассмотрим процессы, происходящие в замкнутом объеме, заполненном реакционноспособной идеально-газовой смесью. Предположим, что в начальный момент времени давление  $P$  во всем объеме постоянно, су-