

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Jacquesson. Bull. G. A. M. A. C. 1959, IV, 4, 33.
2. В. С. Илюхин, В. Н. Кологривов. ПМТФ, 1962, 5.
3. J. Crosnier, J. Jacquesson, A. Migault. 4-th Symp. on Detonation Proc. U. S. Govt. Priht. off. 1965.
4. A. Migault, J. Jacquesson. Symposium H. D. P., Paris, 1968.
5. H. Conze, J. Crosnier, C. Berard. "Symposium H. D. P." Paris, 1968.
6. A. Migault, J. Jacquesson. J. de Physique, 1972, 33, 599.
7. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев и др. Письма ЖЭТФ, 1968, 7, 6.
8. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, с. 597.
9. О. И. Бужинский, С. В. Самылов. ФТТ, 1969, 11, 10.
10. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов и др. ЖЭТФ, 1970, 10, 1091.
11. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов и др. ЖЭТФ, 1971, 61, 1 (7), 254.
12. А. А. Дерibas, В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер. ФГВ, 1972, 8, 2.
13. В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер, Б. К. Стырон. ФГВ, 1973, 9, 3.
14. В. Ф. Нестеренко. ФГВ, 1974, 11, 5.
15. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, В. В. Полюдов. ФГВ, 1972, 8, 4.
16. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов. ЖТФ, 1973, XIII, 9.
17. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, В. М. Титов. ФГВ, 1974, 10, 2.
18. В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер. ФГВ, 1974, 10, 6.
19. В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер. Тез. IV Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву». М., РИО ИХФ АН СССР, 1974.
20. R. G. McQueen, S. P. Marsh. J. Appl. Phys, 1960, 31, 7.
21. Р. Мак-Куин, С. Марш и др. В кн. Высокоскоростные ударные явления. М., «Мир», 1973.
22. Методы измерения температуры. Ч. II. М., ИЛ, 1964.
23. Ф. Блатт. Физика электронной проводимости в твердых телах. М., «Мир», 1971.
24. Д. Ж. Займан. Электроны и фононы. М., «Мир», 1962.
25. G. C. Fletcher, E. P. Wohlfarth. Phil. Mag. 1951, 42, 106.
26. Ф. Банди. В кн. Физика высоких давлений. Под ред. К. Свенсона. М., ИЛ, 1969.
27. В. Л. Гинзбург, В. П. Шабанский. Докл. АН СССР, 1955, 100, 3.
28. J. Jacquesson, J. P. Romain а. о. 5-th Symposium on Detonation Proc. Viridid, 1970.
29. Ф. П. Боуден, Д. Тейбор. Трение и смазка твердых тел. М., «Машиностроение», 1968.
30. P. A. Urtiew, R. Grover, J. Appl. Phys., 1974, 45, 1.
31. R. Grover, P. A. Urtiew. J. Appl. Phys., 1974, 45, 1.
32. С. И. Анисимов, Я. А. Имас и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
33. Я. Б. Зельдович, С. Б. Кормер, В. Д. Урлин. ЖЭТФ, 1968, 55, 5, 1631.
34. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М., «Наука», 1964.
35. Гитфельд. В кн. «Физическая акустика». Т. 5. М., «Мир», 1973.
36. A. N. Pirragd, R. G. Chambers. Proc. Phys. Soc., 1952, A65, 955.
37. Yi Nan Kao. Phys. Rev., 1963, 129, 1122.
38. В. Д. Урлин. ЖЭТФ, 1965, 49, 2 (8).
39. И. Д. Захаренко. ФГВ, 1971, 7, 2.
40. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
41. А. В. Лыков. «Теория теплопроводности. М., ГИТТЛ, 1962.

УДК 534.222.2

СТОЛКНОВЕНИЕ ПЛОСКИХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В АММОНИТЕ 6ЖВ

А. А. Дерibas, Н. А. Костюков, А. М. Ставер

(Новосибирск)

Постановка и решение задачи о столкновении плоских детонационных волн были опубликованы в [1, 2]. Решение этой задачи позволило авторам [1, 2] определить величину угла перехода регулярного

отражения в нерегулярное (маховское) в предположении, что продукты детонации описываются уравнением состояния политропического газа. Экспериментальная проверка полученного решения впервые была сделана в [3] с помощью скоростного фоторегистра на литых зарядах ТГ 50/50. Значение половины угла, при котором возникает переход от регулярного режима отражения к нерегулярному (критический угол), оказалось равным 49° . В работах [4, 5] были определены критические углы для составов С-4 (RDX — пластификатор 91/9) и В (RDX/TNT-60/40). Определение критического угла в работе [4] проводилось по «меткам», оставляемым детонационными волнами на мягкой стали при столкновении полусферических детонационных волн в составе С-4 при атмосферном давлении, переход от регулярного режима к маховскому происходил при угле падения $49,5 \pm 3^\circ$, а для взрывчатого вещества, предварительно сжатого в ударной волне до давления 50 кбар, при угле $45,5 \pm 2^\circ$. Значение угла перехода для состава, близкого по свойствам к составу В, было измерено в [5] и оказалось равным 50° (при угле $47,5^\circ$ маховская волна возникала один раз в каждом двух опытах).

Регулярное и маховское отражения могут возникать также при наклонном падении детонационных волн на преграду, при этом наблюдается увеличение давления в преграде. Этот эффект используется для обработки металлов взрывом [6]. Расчетное значение критического угла при столкновении косой детонационной волны в аммоните 6ЖВ со сталью оказалось равным 56° .

В настоящей работе экспериментально разными методами определено критическое значение угла перехода от регулярного режима отражения к маховскому при столкновении плоских детонационных волн в аммоните 6ЖВ. Предпринята попытка теоретически описать полученное экспериментальное значение.

Схема получения двух плоских детонационных волн, сталкивающихся под углом 2α (α — угол падения), приведена на рис. 1. Аммонит засыпался в контейнер, две противоположные стенки которого изготовлены из тонких слоев ВВ (ниже будем называть его инициирующим), имеющего скорость детонации больше, чем у аммонита, и давление в продуктах детонации, обеспечивающее нормальный режим детонации аммонита. Детонация инициирующего ВВ возбуждалась вдоль линии АВ с помощью нескольких отрезков детонирующего шнура одинаковой длины и детонатора. Изменение углов столкновения в широких пределах достигалось изменением геометрии контейнера (рис. 1, а—в), размер которого вдоль линии АВ составлял 45 мм. В качестве инициирующего слоя в работе использовалось пластическое ВВ толщиной 3—3,2 мм со скоростью детонации 7,4 км/с. Плотность аммонита $0,9 \text{ г/см}^3$. Контейнер устанавливался на пластину — мишень толщиной 10 мм, изготовленную из стали или никеля.

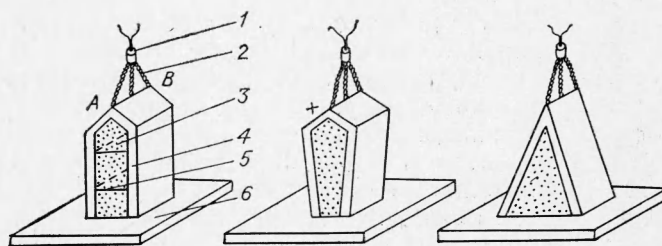


Рис. 1. Схемы получения сталкивающихся детонационных волн.

1 — детонатор; 2 — детонирующий шнур; 3 — исследуемое ВВ; 4 — инициирующее ВВ; 5 — свинцовые фольги; 6 — мишень.

Картина столкновения детонационных волн регистрировалась с помощью рентгеновской импульсной установки с временем экспозиции 0,1 мкс. Контейнер размещался между источником рентгеновского излучения и кассетой с фотопленкой так, чтобы обеспечивалась параллельность между осью излучения и нижней плоскостью контейнера, а также между осью излучения и гранями, изготовленными из инициирующего ВВ. Регистрация процесса столкновения детонационных волн производилась в такой момент времени, когда детонация в инициирующем ВВ и в аммоните выходила на стационарный режим.

Для изучения особенностей течения за детонационными волнами использовалась методика, описанная в работе [7]. Для этого в образце аммонита параллельно нижней плоскости контейнера размещались свинцовые фольги толщиной 25 мкм. По форме, которую они принимали за детонационным фронтом, изучалось распределение массовых скоростей в продуктах детонации.

При обработке рентгеновских фотографий критерием существования маховского режима отражения служило наличие:

- 1) на рентгеновском снимке маховской «ножки»;
- 2) на снимке светлой полосы за маховской волной;
- 3) большего смещения той части свинцовых фольг, через которую

прошла маховская волна. Существование этих признаков вытекает из представлений простой трехударной теории, согласно которой массовая скорость частиц за маховской волной в лабораторной системе координат больше, а плотность меньше, чем за отраженной ударной волной.

Кроме того, было замечено, что при выходе детонационной волны на мишень на ней возникает хорошо различимый отпечаток в виде узкой линии при регулярном режиме отражения и в виде полосы — при маховском режиме. По ширине этой полосы, а также по рентгеновским фотографиям определялся размер маховской ножки. Использование этих методик позволило, по нашему мнению, определить величину критического угла с большой достоверностью.

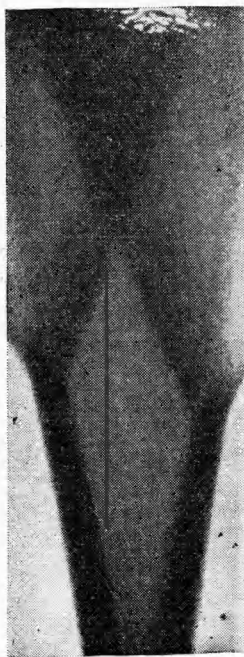


Рис. 2. Режим регулярного отражения.

На рис. 2 показана рентгеновская фотография столкновения детонационных волн в режиме регулярного отражения. В нижней части фотографии видны две темные полосы и светлое поле между ними, это соответственно проекции пластического ВВ и аммонита. Хорошо наблюдается угол, образованный падающими детонационными волнами, из вершины которого выходят две отраженные ударные волны. За падающими и отраженными волнами происходит увеличение плотности продуктов детонации. В этом эксперименте угол столкновения равен $29 \pm 2^\circ$, а угол отражения $-28 \pm 2^\circ$. На поверхности мишени хорошо просматривается линия, образованная сталкивающимися детонационными волнами.

На рис. 3, а, б представлены снимки столкновения детонационных волн в маховском режиме. На рис. 3, а, кроме падающих детонационных и отраженных ударных волн, видны маховская «ножка» и свинцовые фольги перед и за детонационным фронтом. На фиг. 3, б хорошо видна область пониженной плотности за маховской волной (светлый клин). Фотографии отпечатков на мишенях, которые получены в опытах рис. 3, а, б, приведены соответственно на рис. 3, в, г.

Явление столкновения детонационных волн изучалось в диапазоне углов от 23 до 50° . В результа-

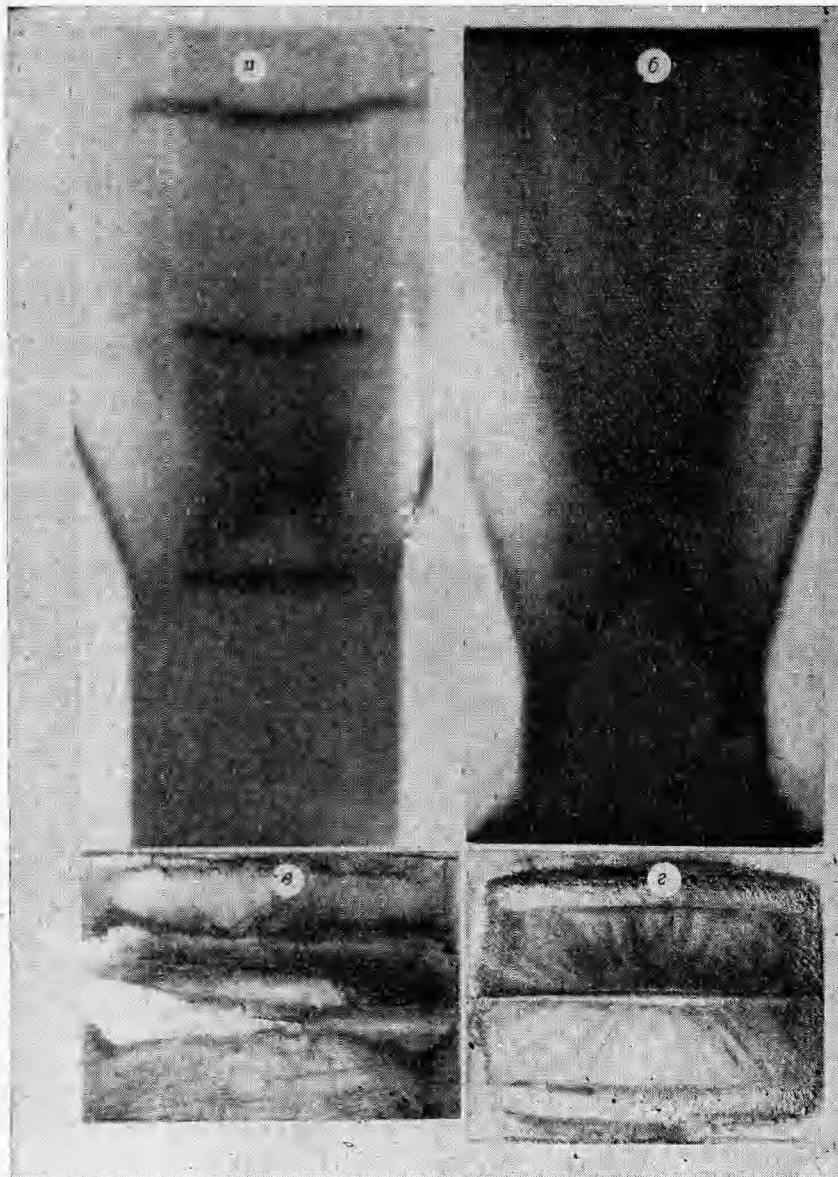


Рис. 3. Режим нерегулярного отражения.

а) опыт с поперечными фольгами при угле столкновения 46°; б) угол столкновения 35°; в) фотография мишени при угле столкновения 46°; г) фотография мишени при угле столкновения 35°.

те обработки рентгеновских фотографий и отпечатков на мишенях было определено значение критического угла, которое оказалось равным $33 \pm 2^\circ$. Для теоретического вычисления критического угла необходимо знать показатель политропы продуктов детонации за фронтом падающей детонационной волны, который определяется из соотношения

$$\gamma = \frac{D}{u} - 1, \quad (1)$$

где D — скорость детонации в исследуемом ВВ; u — массовая скорость продуктов детонации в плоскости Чемпена-Жуге. Скорость детонации

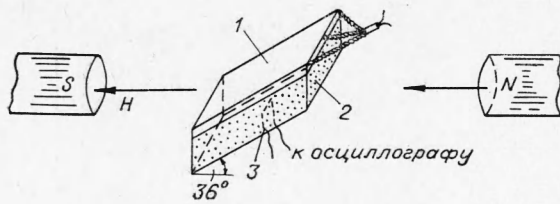


Рис. 4. Схема измерения массовой скорости продуктов детонации.

1 — инициирующее ВВ; 2 — исследуемое ВВ; 3 — датчик.

рентгеновских фотографий и оказался равным $36 \pm 1^\circ$ и, следовательно, скорость детонации аммонита $D = 4,4 \pm 0,2$ км/с.

Массовая скорость продуктов детонации в плоскости Чемпена-Жуге измерялась по электромагнитной методике [8]. Схема эксперимента показана на рис. 4. Датчик изготовлялся из алюминиевой фольги толщиной 50 мкм и размещался в аммоните таким образом, чтобы плоскость его рабочей части была параллельна фронту детонационной волны. Для того чтобы рабочая часть датчика двигалась перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, образец устанавливался между полюсами магнита так, чтобы плоскость инициирующего ВВ составляла угол 36° с направлением вектора напряженности магнитного поля.

Типичная осциллограмма изменения ЭДС от времени приведена на рис. 5. В результате обработки осциллограмм массовая скорость в плоскости Чемпена-Жуге за фронтом кривой детонационной волны оказалась равной $1,3 \pm 0,15$ км/с, а показатель политропы из (1) $2,4 \pm 0,4$. На рис. 6 показана схема столкновения двух плоских детонационных волн в режиме регулярного отражения.

Теория, представленная в [1, 2], основывается на предположении, что внутренняя энергия продуктов детонации определяется формулой

$$E = \frac{pV}{\gamma - 1}, \quad (2)$$

где p и V — соответственно давление и удельный объем продуктов детонации. В области АОС поток считается однородным с параметрами Чемпена-Жуге:

$$p_1 = \frac{1}{V_0} \frac{D^2}{(\gamma + 1)}, \quad (3)$$

$$V_1 = V_0 \frac{\gamma}{\gamma + 1},$$

где V_0 — удельный объем ВВ. Кроме того, предполагается, что при пе-

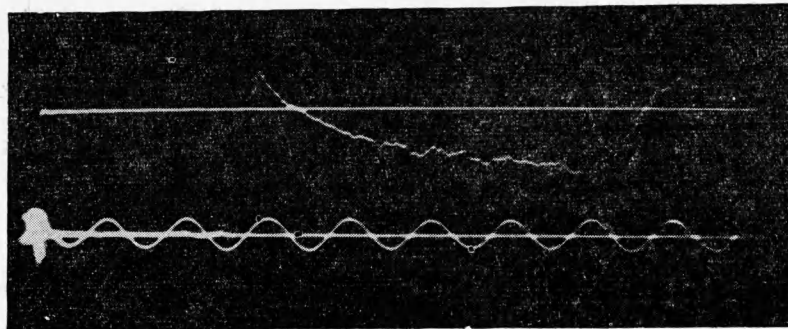


Рис. 5. Типичная осциллограмма изменения ЭДС в функции времени.

аммонита вычислялась по известной скорости детонации инициирующего ВВ и углу между фронтом детонационной волны в аммоните и плоскостью инициирующего ВВ (ω):

$$D = D_u \cdot \sin \omega.$$

В наших экспериментах угол ω определялся из

переходе через ударный фронт OC значение γ не меняется, а результирующее отклонение линии тока равно нулю.

После некоторых простых преобразований можно получить уравнение, связывающее угол падения α с углом β (см. рис. 6) и показателем политропы γ .

$$\frac{\alpha \operatorname{ctg} \beta \operatorname{tg}^2 \alpha + (\gamma + 1) \operatorname{ctg} \beta - \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{ctg} \beta [\gamma \operatorname{tg}^2 \alpha + (\gamma + 1) + \operatorname{ctg} \beta \operatorname{tg} \alpha]} - \frac{2\gamma^2}{(\gamma + 1) \cos^2 \beta [\gamma^2 + (\gamma + 1)^2 \operatorname{ctg} \alpha]} - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} = 0. \quad (4)$$

Анализ уравнения (4) показывает, что для любого значения γ найдется такой угол падения $\alpha_{\text{кр}}$, что при $\alpha > \alpha_{\text{кр}}$ не существует значения β в области действительного переменного. Физически это означает отрыв точки O от линии столкновения [1].

График зависимости $\alpha_{\text{кр}} = f(\gamma)$ (вычисленной на ЭВМ) приведен на рис. 7. Из него видно, что значения $\alpha_{\text{кр}} = 33^\circ$ не достигается ни при каких величинах γ . В то же время рассматриваемая теория удовлетворительно согласовывалась с экспериментами [3—5].

Причиной такого расхождения, по нашему мнению, может служить возможное изменение показателя политропы при переходе через фронт отраженной ударной волны. Эти предположения соответствуют выводам, сделанным в работах [9, 10], об определяющем влиянии на показатель политропы состава продуктов взрыва, а согласно работы [11], процентное содержание компонент данного вида в продуктах взрыва зависит от параметров состояния (например, давления) этих продуктов. Проведенные оценки показали, что давление за отраженной ударной волной при углах падения детонационных волн, близких к критическому, возрастает в несколько раз по сравнению с давлением перед ней. Таким образом, за отраженной волной создаются условия для изменения состава продуктов детонации, а следовательно, и для изменения показателя политропы.

Методом поляра на ЭВМ по известным значениям критического угла и показателя политропы за падающей детонационной волной было рассчитано значение показателя политропы за отраженной ударной волной, которое оказалось равным 3,1. При этом давление за отраженной ударной волной возрастает в 4÷5 раз.

На основании проведенного исследования можно сделать следующие выводы.

1. При столкновении под углом плоских детонационных волн в аммоните 6ЖВ возможно существование двух различных режимов взаимодействия: регулярного и нерегулярного. Значение критического угла перехода одного режима в другой оказалось равным $33 \pm 2^\circ$.

2. Показано, что наблюдаемое значение критического угла в аммоните 6ЖВ не согласуется с расчетными по уравнениям, предложенным в [1, 2].

3. Сделано предположение, что показатель политропы продуктов детонации возрастает

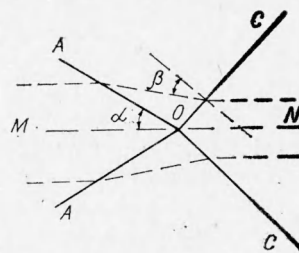


Рис. 6. Схема столкновения двух плоских детонационных волн.

OA — падающие детонационные волны; OC — отраженные ударные волны; MN — линии столкновения; — — — линии тока в системе координат, связанной с детонационным фронтом.

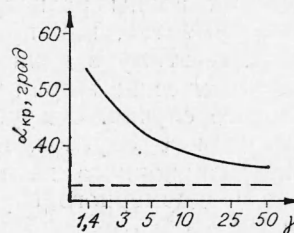


Рис. 7. Зависимость критического угла от показателя политропы.

ет за отраженной ударной волной. При этом предположении показатель политропы вблизи критического угла за отраженной ударной волной может быть принят равным 3,1.

Поступила в редакцию
23/VIII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. К. П. Станюкович. Неустановившееся движение сплошной среды. М., 1955.
2. В. В. Дуппе. Phys. Fluids., 1964, 7, 10, 1707.
3. Е. А. Феоктистова. Докл. АН СССР, 1961, 136, 6.
4. В. В. Дуппе. Phys. Fluids., 1961, 4, 7.
5. J. P. Argous et. al. Fourth Symposium on Detonation, 1965.
6. А. Г. Тесленко, Р. М. Дидык и др. ФГВ, 1974, 10, 1.
7. А. М. Ставер.— В кн. 1-st Intern. Symposium on Explosive Cladding, Morianske Lazne, okt. 5—9 1970 Pardubice — Semtin, 1971, p. 343—351.
8. А. Н. Дремин, В. К. Шведов. ПМТФ, 1964, 2.
9. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 128, 5.
10. А. Я. Апин, И. М. Воскобойников. ПМТФ, 1961, 5.
11. Л. В. Дубнов, Н. С. Бахаревич, А. И. Романов. Промышленные взрывчатые вещества. М., «Недра», 1973.

УДК 539.89+537.226

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ БЫСТРОРЕЛАКСИРУЮЩИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

А. Г. Антипенко, С. С. Набатов, В. В. Якушев

(Черноголовка)

Изучение индуцированной ударной волной электрической поляризации диэлектриков (ударной поляризации) позволяет получать информацию как о физических свойствах вещества вблизи фронта ударной волны (ФУВ), так и о химических процессах, происходящих при высоких динамических давлениях. Большой интерес с этой точки зрения представляют низкомолекулярные полярные диэлектрики, к которым относятся такие важные в практическом отношении объекты, как взрывчатые вещества и органические мономеры. Особенность многих соединений этого класса — весьма малое время релаксации поляризации τ за ФУВ, составляющее обычно $10^{-9} \div 10^{-11}$ с [1, 2].

Из-за несовершенств современных взрывных генераторов плоской ударной волны разновременность входа ФУВ в образец в реальных экспериментах, как правило, намного превышает указанные величины τ . Поэтому в данном случае непосредственно не применимы феноменологические теории ударной поляризации [3—7], развитые для одномерного случая. С другой стороны, как будет показано ниже, малые значения τ обуславливают необходимость учета конечной нагрузки поляриационного датчика, т. е. невозможность применения решений для одномерного случая, на короткозамкнутой измерительной цепи [8].

В настоящей работе решены задачи о поляризации быстрорелаксирующих диэлектриков при ударном сжатии с учетом конечной активной нагрузки и неоднородности нагружения. Рассмотрены случаи от-