

7. И. М. Воскобойников, А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов. ФГВ, 1967, 3, 4, 585.  
 8. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.  
 9. Б. Н. Кондриков, В. Н. Шаповал. Тр. МХТИ, 1979, № 104.

## К ВОПРОСУ ОБ ИНИЦИИРОВАНИИ ДЕТОНАЦИИ АЗИДА СВИНЦА В ПРЕДПРОБИВНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Ф. И. Иванов, М. А. Лукин, Л. Б. Зувев, Н. А. Урбан  
(Новокузнецк)

В работе [1], а также в более поздних исследованиях [2—4] инициирования азидов тяжелых металлов электрическим полем, предложено, что за инициирование детонации ответственны процессы ударной ионизации кристаллической решетки с последующей рекомбинацией продуктов ионизации. Однако в настоящее время существует и развивается совершенно иной подход к объяснению данного явления. Так, например, в работах [5, 6] отстаивается точка зрения, что электрополевое инициирование детонации происходит по классическому механизму теплового пробоя, т. е. за счет воспламенения Ленца — Джоулевым теплом.

В предлагаемой работе приводятся экспериментальные результаты, доказывающие нетепловую природу механизма инициирования детонации в азиде свинца.

Нитевидные кристаллы  $\beta$ -PbN<sub>6</sub> выращивали по методике [7]. Полученные кристаллы имели в поперечнике размеры  $\approx 100 \times 15$  мкм, а в длину достигали 1,5—2 см. Нитевидные кристаллы выдерживали в предпробивных постоянном и импульсном электрических полях средней напряженностью  $10^5$ — $10^7$  В/м. Длительность одиночного импульса варьировали от 200 до 3 мкс. Для предотвращения пробоя по поверхности образцы помещали в специальную ячейку, заполненную вазелиновым маслом.

Процессы предпробивного разложения в электрическом поле исследовались по методике [8] по удержанному решеткой газу и с помощью электронно-микроскопических исследований платиноуглеродных реплик, получаемых с поверхности кристаллов  $\beta$ -PbN<sub>6</sub> при их послойном травлении. Используемые методы позволили изучить топографию распределения газообразного (молекулярного азота) и твердого продуктов разложения, оценить их количество и форму зародышей металлического свинца, образующихся под действием электрического поля. Кроме того, метод платиноуглеродных реплик позволяет оценить с помощью декорирования поверхности, аналогично [9], размеры и форму областей локального усиления поля (доменов сильного поля (ДСП)), образующихся в образцах либо в приэлектродной области, преимущественно у анода, либо одновременно на деформационных дефектах кристаллической структуры (рис. 1).

Тожественность наблюдаемых картин декорирования поверхности кристаллов с ДСП доказывается независимыми измерениями напряженности электрического поля в этой области, осуществляемыми с помощью эффекта Келдыша — Франца [10] по сдвигу границы края спектра собственного поглощения в области ДСП в сторону больших длин волн (рис. 2). Оценка напряженности электрического поля проведена по формуле

$$\varepsilon = - \frac{4\sqrt{2m^*} (E_d - \hbar\omega)^{4/3}}{3e\hbar \ln [(1 - 10^{-\Delta D})/K_0]}$$

где  $K_0 = [4\sqrt{\hbar\omega} (E_d - \hbar\omega)]/\hbar\omega$ ;  $E_d = 3,6$  эВ — ширина запрещенной зоны кристалла;  $m^* = 0,5m_0$  — эффективная масса поглощающих свет ча-

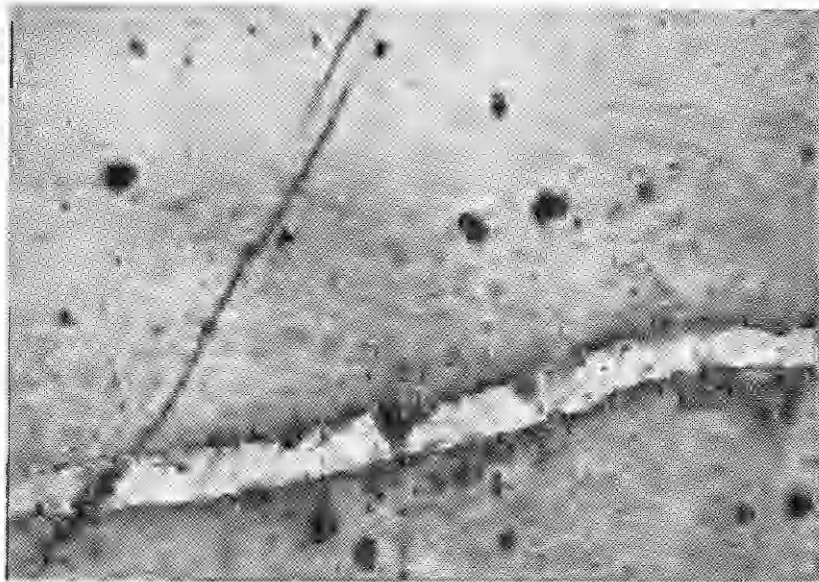


Рис. 1. Область локального усиления электрического поля (ДСП) в  $\beta$ -PbN<sub>6</sub>, декорированная методом платиноуглеродных реплик,  $\times 8000$ .

стиц;  $m_0$  — масса покоя электрона;  $e$  — заряд электрона;  $\omega$  — круговая частота падающего света;  $\hbar$  — постоянная Дирака;  $\Delta D = D_2 - D_1$  для длины волны  $\lambda = 390$  нм находится из графика рис. 2;  $D = \lg(I_{\text{эт}}/I)$ ;  $I_{\text{эт}}$  — интенсивность света, прошедшего через эталонную щель;  $I$  — интенсивность света, прошедшего через кристалл. Расчет дал значения, на 2—3 порядка превышающие среднюю напряженность поля по кристаллу.

Таким образом, в ДСП напряженность поля оказывается достаточной для ионизации кристаллической решетки азид свинца по туннельному или ударному механизмам. При деформации образца, сопровождающейся возникновением полос скольжения, электрическая проводимость кристаллов (фото- и темновая) уменьшается (рис. 3, 4). Увеличение сопротивления образца, согласно теории теплового пробоя [11], сопровождается и повышением пробивного напряжения кристалла.

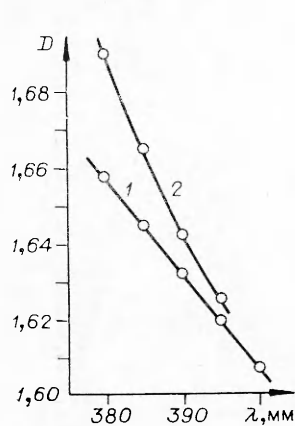


Рис. 2. Сдвиг границы края собственного поглощения в области локального усиления электрического поля.

1 — без поля; 2 — после наложения электрического поля;  $D$  — оптическая плотность;  $\lambda$  — длина волны.

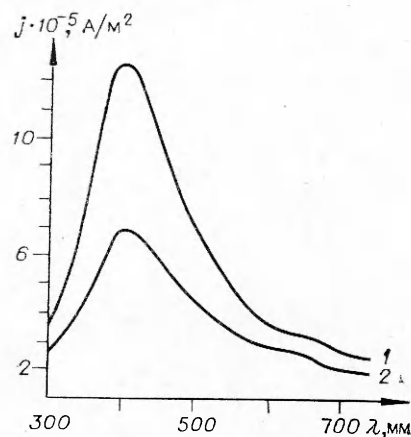


Рис. 3. Изменение фотопроводимости нитевидных кристаллов при их деформации.

1 — недеформированный кристалл; 2 — после деформации.

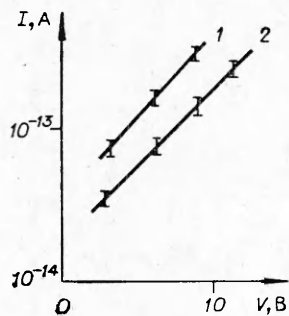


Рис. 4.

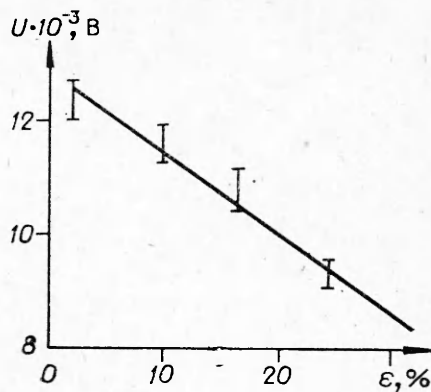


Рис. 5.

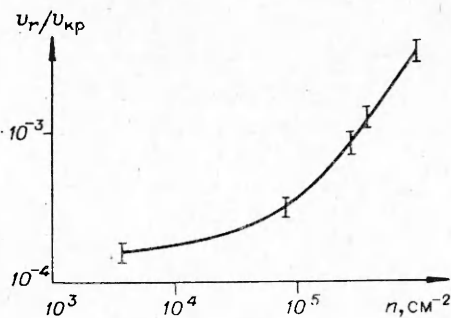


Рис. 6.

Рис. 4. Вольт-амперная характеристика кристаллов.  
1 — недеформированный кристалл; 2 — после деформации.

Рис. 5. Уменьшение порогового напряжения инициирования детонации в кристаллах от деформации.

Рис. 6. Зависимость степени разложения кристаллов в электрическом поле от плотности дислокаций.

В данном случае наблюдаемые закономерности обратны. При деформации нитевидных кристаллов  $\beta$ -PbN<sub>6</sub>, несмотря на значительное увеличение электросопротивления, критическое пороговое напряжение пробы, а следовательно, и инициирования детонации уменьшаются (рис. 5). В предпробивном электрическом поле деформация образцов приводит к значительной интенсификации предпробивного разложения (рис. 6)



Рис. 7. Локализация металлического свинца на выходах дислокаций на поверхность 100. Декорирована полоса скольжения,  $\times 10\,000$ .

и локализации продуктов распада на деформационных дефектах (рис. 7).

Характер представленных экспериментальных зависимостей позволяет утверждать, что инициирование детонации азидов свинца происходит по механизму ударной ионизации, развивающейся в ДСП. Природа ДСП связана либо с образованием областей приконтактного обеднения основными носителями заряда (создание барьеров типа Шоттки [12]), либо захватом носителей заряда на дефектах кристаллической структуры (типа оборванных некомпенсированных связей в полосах скольжения или катионных вакансий). В том и другом случае образуется электрически активная структура типа  $p - n - p$  или  $p - p^+ - p$ .

Тепловые эффекты при электрополевом инициировании азидов играют роль только на конечных стадиях развития пробоя, когда концентрация свободных носителей заряда (в силу дырочной природы  $\beta\text{-PbN}_6$  — радикалов  $\text{N}_3^0$ ) становится сопоставимой с их концентрацией, захваченной на ловушках. Рекомбинация локализованных и инжектированных или полученных в результате ударной ионизации дырок приводит к цепному развитию процесса детонации, сопровождающегося большим положительным тепловым эффектом.

Поступила в редакцию 18/II 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. И. Сухушин, Ю. А. Захаров. Тез. докл. I Всесоюз. симп. по горению и взрыву. М.: Наука, 1968.
2. Ю. И. Сухушин, Ю. А. Захаров, Ф. И. Иванов. Химия высоких энергий, 1973, 7, 261.
3. Ю. И. Сухушин, Ф. И. Иванов, Ю. А. Захаров. Матер. Всесоюз. конф. «Физика диэлектриков и перспективы ее развития». Т. 2. Л., 1973.
4. Ю. А. Захаров, Ф. И. Иванов, Ю. И. Сухушин.— В кн.: Кинетика и механизм реакций в твердом теле. Минск, 1975.
5. Н. А. Мельников, А. Н. Гаврилин, Н. И. Димова и др. ЖФХ, 1970, XIV, 9.
6. В. В. Стеньгач. ФГВ, 1970, 6, 1, 47.
7. Ф. И. Иванов, М. А. Лукин, Г. В. Назарова.— В кн.: Нитевидные кристаллы для новой техники. М., 1979.
8. F. Hill. Nature, 1956, VII, 178.
9. Декорирование поверхности твердых тел/Под ред. Л. Д. Кисловского. М.: Наука, 1976.
10. Л. В. Келдыш. ЖЭТФ, 1958, 34, 968.
11. В. Франц. Пробой диэлектриков. М.: ИЛ, 1961.
12. P. Mark, T. Gora. J. Solid State Chem., 1975, 15, 79.

#### ДВУХФАЗНАЯ НИЗКОСКОРОСТНАЯ ДЕТОНАЦИЯ ПОРИСТОГО ВВ

В. В. Андреев, А. П. Ершов, Л. А. Лукьянчиков  
(Новосибирск)

В зарядах порошковых взрывчатых веществ диаметром  $d = 2 \div 8$  мм, помещенных в оболочку малой прочности, может быть возбужден своеобразный детонационный процесс с характерной скоростью около 1 км/с [1, 2]. Волна имеет размазанный профиль с постепенным нарастанием давления [1—5]. Ведущая роль в распространении волны принадлежит потоку горячих газов, фильтрующихся из области высокого давления и поджигающих частицы вещества.

Исследование природы процесса важно для понимания преддетонационных режимов, а также для широкого круга вопросов горения в потоке. В данной работе проводится анализ физической картины рассматриваемой низкоскоростной детонации.

Эксперименты проводили с тэном при начальной пористости  $\phi = 0,42$ , помещенным в гильзу из оргстекла. Процесс возбуждался искровым