

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерibas, В. М. Кудинов, Ф. И. Матвеевков. ФГВ, 1967, 3, 4.
2. G. R. Cowan, A. H. Holtzman. J. Appl. Phys., 1963, 34, 4.
3. И. Д. Захаренко. ФГВ, 1971, 7, 2.
4. И. Д. Захаренко, Т. М. Соболенко. ФГВ, 1971, 7, 3.
5. В. М. Кудинов. Explosive working of metals. Praha, 1974, 1.
6. А. С. Гельман. ФГВ, 1974, 10, 6.
7. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
8. Решение задач типа Стефана. М., изд. МГУ, 1971, вып. 1; 1972, вып. 2.
9. Н. С. Бахвалов. Численные методы. Т. 1. М., «Наука», 1975.
10. В. С. Чиркин. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М., Атомиздат, 1968.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАТУХАНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛАХ ПРИ НАГРУЖЕНИИ КОНТАКТНЫМ ВЗРЫВОМ

*А. А. Дерibas, В. Ф. Нестеренко, Г. А. Сапожников,
Т. С. Тесленко, В. М. Фомин*

(Новосибирск)

Для многих задач представляет интерес характер изменения давления на фронте ударной волны в металле от детонации заряда ВВ, находящегося в контакте с металлом. В первых расчетах затухания давления на фронте плоской ударной волны при ее движении по металлу по мере удаления от поверхности использовалась газодинамическая модель [1]. Полученные кривые для максимального давления в ударной волне в меди и никеле от контактных зарядов литого тротила с гексогеном 50/50 толщиной 15 мм использованы в работе [2], где сделан вывод, что давление убывает с глубиной быстрее, чем это предсказывает газодинамический расчет.

В данной работе приводится расчет аналогичной задачи на основе упругопластической модели для Ni и Cu. Полученные данные сравниваются с результатами экспериментального определения давления на фронте ударной волны на различных глубинах в меди, нагруженной зарядами ТГ 50/50, и с некоторыми остаточными характеристиками материалов.

1. Рассматривается задача о нагружении твердого тела (металл) продуктами детонации конденсированного ВВ в одномерном приближении. Пусть в точке $r=R_1$ возбуждается детонационная волна. Продукты детонации (ПД) истекают в пространство $r < R_1$ с текущей координатой свободной поверхности R_2 . В направлении $r > R_1$ распространяется детонационная волна, которая за время $t_0 = (R_0 - R_1)/D$ дойдет до границы контакта ($r=R_0$) с твердым телом и сообщит ему динамическую нагрузку. Здесь D — скорость детонационной волны.

Поведение твердого тела при динамическом нагружении описывается системой уравнений, которые в координатах Лагранжа имеют вид

$$\begin{aligned} 1/v \cdot \partial v / \partial t &= 1/r^{v-1} \cdot \partial (r^{v-1} u) / \partial r, \\ 1/v \cdot \partial u / \partial t &= \partial \sigma_1 / \partial r + (v-1) \cdot (\sigma_1 - \sigma_2) / r, \\ 1/\rho_0 \cdot \partial e / \partial t &= -p \cdot \partial v / \partial t + v [s_1 \partial \varepsilon_1 / \partial t + \\ &+ (v-1) s_2 \cdot \partial \varepsilon_2 / \partial t], \end{aligned} \quad (1)$$

где $v=1/\rho$, $\sigma_i = -p + s_i$, v принимает значение 1, 2, 3 соответственно

в случаях плоской, цилиндрической и сферической симметрии, другие обозначения общеприняты. Система (1) замыкается следующими уравнениями: гидростатическое уравнение состояния

$$p = p(\rho, e), \quad (2)$$

уравнение для описания упругопластического течения [3]

$$s'_i = 2\mu \left(\epsilon'_i - \frac{1}{3} \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial t} \right), \quad i = 1, 2, 3, \quad (3)$$

т. е. в упругой области используется закон Гука; в пластической области материал пластины подчиняется закону текучести Мизеса

$$\frac{3}{2} (s_1^2 + s_2^2 + s_3^2) \leq J_0^2 \quad (4)$$

и ассоциированному закону течения

$$2\mu (\partial \epsilon_i / \partial t - 1/v \cdot \partial v / \partial t) = \partial s_i / \partial t + \lambda s_i, \quad (5)$$

$$\lambda = \frac{3}{2} \frac{W'}{J_0^2} E(W'),$$

где

$$W' = 2\mu \sum_{i=1}^3 s_i \left(\frac{\partial \epsilon_i}{\partial t} - \frac{1}{3v} \frac{\partial v}{\partial t} \right); \quad E(W') = \begin{cases} 1 & W' \geq 0, \\ 0 & W' < 0. \end{cases}$$

Скорости деформации определяются соотношениями:

$$\epsilon'_1 = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \epsilon'_2 = \frac{u}{r},$$

$$\epsilon'_3 = \epsilon'_2 \quad \text{при } v = 3,$$

$$\epsilon'_3 = 0 \quad \text{при } v = 2,$$

$$\epsilon'_3 = \epsilon'_2 = 0 \quad \text{при } v = 1.$$

Заметим, что если в этих уравнениях модуль сдвига μ и предел текучести J_0 положить равными нулю, то система будет описывать движение идеального сжимаемого газа.

Уравнение (2) для металла бралось в виде

$$p = a_0^2 (\rho - \rho_0) + (n - 1) \rho e,$$

где a_0, n — постоянные [4], а для продуктов детонации — в форме

$$p = (k - 1) \rho e.$$

2. Таким образом, данная физическая задача математически формулируется следующим образом. Найти функции $u, p, v, e, \sigma_i, \epsilon_i$ в областях $R_2 < r < \infty$, и $0 < t < \infty$, удовлетворяющие при $R_0 < r < \infty$ системе уравнений (1) — (5), а в области $R_2 < r < R_0$ системе (1) — (5) для $\mu = 0, J_0 = 0$ при следующих начальных и граничных условиях:

Н а ч а л ь н ы е у с л о в и я. При $t = t_0$ в момент выхода детонационной волны на контактную поверхность ВВ — металл ($r = R_0$) в пластине ($r > R_0$) полагаем

$$\rho = \rho_m, \quad p = 0, \quad u = 0, \quad S_i = 0.$$

Распределение параметров состояния ПД за фронтом детонационной

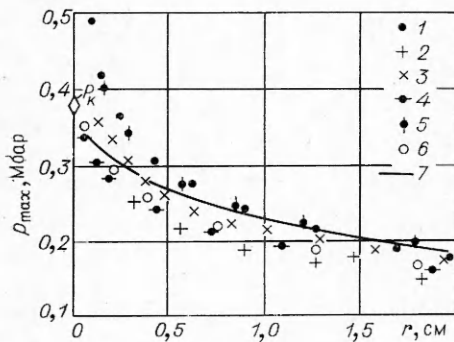


Рис. 1. Зависимость максимального давления на фронте ударной волны от текущей координаты.

1 — $h = 0,1875$; $c_q = 0,5$; $u_k = u_j$; 2 — $h = 0,1875$; $c_q = 0,5$, $u_k = u_p$; 3 — $h = 0,075$, $c_q = 0,5$, $u_k = u_j$; 4 — $h = 0,075$, $c_q = 0,5$, $u_k = u_p$; 5 — $h = 0,075$, $c_q = 0,3$, $u_k = u_j$; 6 — $h = 0,075$, $c_q = 0,7$, $u_k = u_j$; 7 — $h = 0,02$, $c_q = 0,5$, $u_k = u_j$.

волны $R_2 < r < R_0$ определяется из автомодельного решения, описывающего детонационную волну Чепмена — Жуге [5].

Граничные условия. На свободной поверхности ($r = R_2$) давление равно нулю, на контактной поверхности ($r = R_0$) требуется выполнение условия непрерывности нормальных напряжений и скорости.

3. Численное решение задачи определяется конечно-разностным методом Неймана—Рихтмайера, в котором для устойчивого счета волн сжатия используется искусственная вязкость, добавляемая аддитивно к давлению. В представленных расчетах применялась линейная искусственная вязкость

$$q = c_q c_p \Delta x \cdot du/dx, \quad (6)$$

где c_q — постоянная; c — местная скорость звука; $\Delta x = h$ — шаг разностной сетки. Использовалась конечно-разностная схема типа «крест», имеющая второй порядок аппроксимации по r на равномерной сетке и первый — по временной переменной.

4. Рассмотрим некоторые методические вопросы используемого конечно-разностного метода на примере решения задачи о затухании ударной волны, вызванной действием ВВ, в полубесконечной преграде. В расчетах для простоты принято $t_0 = 0$; $R_0 = 0$. В качестве ВВ выбран ТГ 50/50 с $D = 0,76$ см/мкс, $\rho = 1,6$ г/см³, $k = 3$, пластина — железо с $\rho_m = 7,85$ г/см³, $n = 5,5$, $J_0 = 0,0093$ Мбар, $a_0 = 0,385$, $\mu = 0,814$ мбар, толщина слоя ВВ 1,68 см.

Разностная схема выбрана такой, что p , v , e , s_i отнесены к центрам ячеек, а массовая скорость u — к узлам. Контактная поверхность раздела ПД — металл совпадает с некоторым узлом $i = k$. Скорость контактной границы в начальный момент времени $t = 0$ задается равной либо массовой скорости ПД в точке Чепмена — Жуге $u_k = u_j = 0,19$ см/мкс, либо определяется из решения задачи о распаде разрыва в газодинамической постановке $u_k = u_p = 0,0876$ см/мкс (на контактной границе в этом случае $p_k = 0,3799$ мбар). Влияние u_k исследуется для различных h . В расчетах варьировался шаг по пространственной переменной и коэффициенты вязкости c_q при прочих равных условиях.

Зависимости максимального давления p_{max} на фронте ударной волны от текущей пространственной координаты r и распределение давления в пластине на момент времени $t = 3$ мкс показаны на рис. 1 и 2 соответственно. Результаты расчетов наиболее чувствительны к изменению u_k при счете на грубой сетке. Это связано с тем, что процедура задания u_k ($u_k \leq u_j$) равносильна сглаживанию профиля скорости на фронте волны при $t = 0$. И чем больше h , тем шире сглаженный участок волны и больше величина аппроксимационной вязкости. Из рис. 1, 2 видно, что на начальной стадии в районе контактной границы решения заметно различаются. Для больших h характерно более быстрое затухание ударной волны и более сильное ее размазывание, поскольку искусственная и аппроксимационная вязкость имеют большие значения. При больших же временах амплитуда волны менее чувствительна к h , поэтому при проведении серийных расчетов по затуханию ударной волны на больших расстояниях можно использовать достаточно грубую сетку,

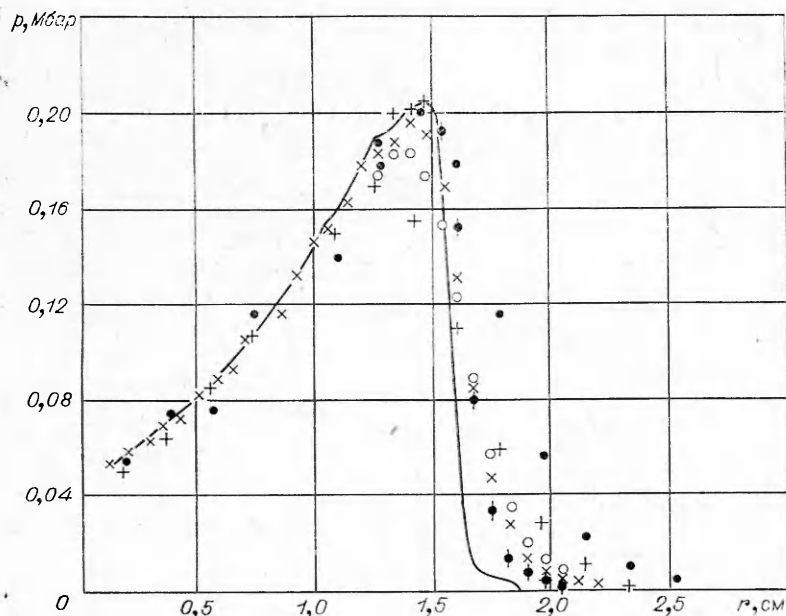


Рис. 2. Распределение давления в пластине на момент времени $t=3$ мкс. Обозначения см. на рис. 1.

что дает значительную экономию машинного времени. Для получения же детальной картины течения требуется мелкая сетка. Например, на рис. 2 при счете с $h=0,02$ отчетливо видны несколько размазанных упругий предвестник и упругая волна разгрузки.

Уменьшение значений c_q (или q) приводит к меньшему размазыванию ударной волны. Для малых c_q в области больших градиентов появляется немонотонность решения за фронтом ударной волны, в частности завышение максимального давления.

5. Для нахождения p в каждой точке образца определялась скорость свободной поверхности материала, разгруженного от p до нулевого давления. Затем с использованием правила удвоения [6], которое с хорошей точностью выполняется до 500 кбар, находилась массовая скорость вещества за фронтом ударной волны и по известной ударной адиабате меди [7] — давление за фронтом. Поскольку давление достаточно сильно зависит от массовой скорости, то при базе измерения скорости 3—5 мм этот метод обеспечивает точность определения давления не хуже 3—5%. Схема измерения скорости свободной поверхности представлена на рис. 3. От величины магнитного поля (в настоящем случае $H=400$ Э) зависит только амплитуда сигналов, которая может быть прокалибрована по скорости пластины. В описываемых экспериментах измерялся лишь временной интервал t_1-t и массовая скорость за фронтом находилась по формуле

$$u=L/2(t_1-t),$$

где L — база измерения скорости свободной поверхности; t — момент начала ее движения; t_1 — момент торможения.

Типичная осциллограмма приведена на рис. 4. Применяемый метод измерения массовой скорости обеспечивает контроль однократности нагружения образца на базе измерения L , так как исключается взаимодействие волн разрежения от свободной поверхности с границей образца, нагруженной продуктами детонации. Этот контроль необходим при работе с образцами малой толщины (3—5 мм).

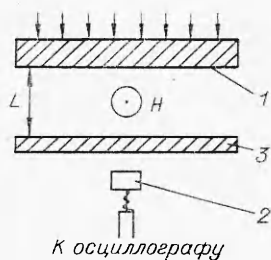


Рис. 3. Схема измерения скорости свободной поверхности медного образца.

1 — образец; 2 — измерительный контур; 3 — пластина для торможения образца; L — база измерения, H=400 Э; стрелками показано направление распространения фронта ударной волны.

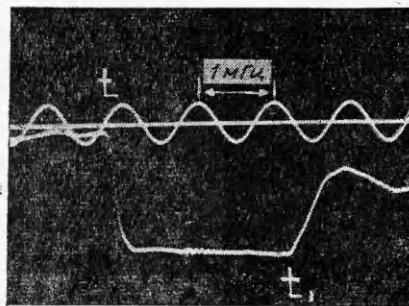


Рис. 4. Осциллограмма, полученная по схеме рис. 3. Частота меток времени 1 мГц, t — начало движения свободной поверхности образца, t₁ — момент торможения.

В опытах фактически измерялась скорость откольного элемента толщиной 1—3 мм, зависящей от толщины образца. Использовались заряды двух конфигураций. Малый заряд состоял из таблетки ТГ 50/50 диаметром 40 и толщиной 15 мм с генератором плоской волны (вес ~20 г). Большой заряд брался диаметром 60 мм, той же высоты с генератором плоской волны весом ~90 г. Профиль импульса детонационной волны имел форму криволинейного треугольника с длительностью полуспада ~1 мкс для малого заряда и ~2 мкс для большого.

Представляло интерес сравнить остаточные свойства образцов, сжатых ударной волной, а затем разгруженных в волне разрежения, параметры которой определяются размером заряда и расстоянием от кон-

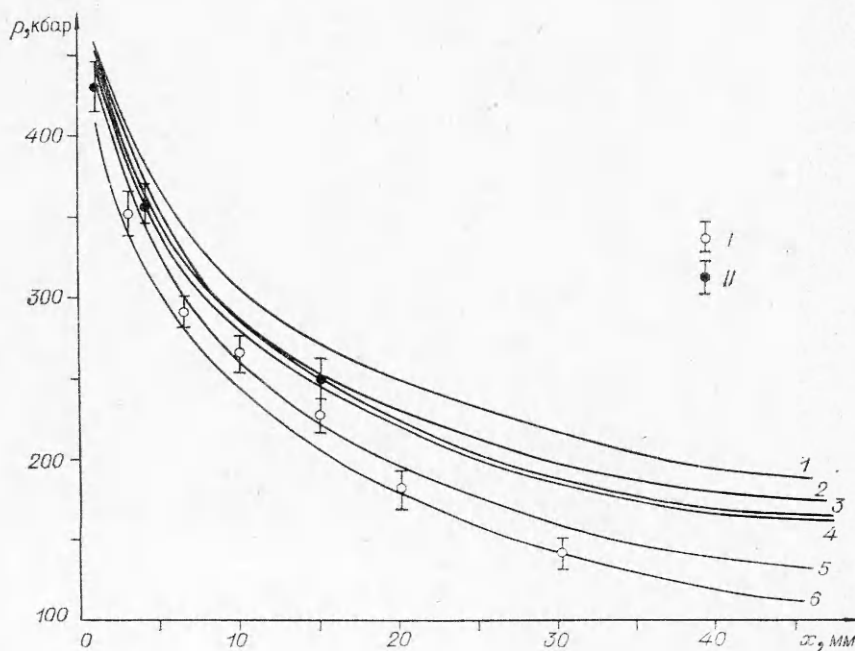


Рис. 5. Изменение с глубиной давления на фронте ударной волны.

1 — никель, заряд 33 мм ТГ; 2 — медь, заряд 33 мм ТГ; 3 — медь, заряд 16,8 мм ТГ (счет по газодинамической модели); 4 — никель, заряд 16,8 мм ТГ; 5 — медь, заряд 16,8 мм ТГ; 6 — железо, заряд 16,8 мм ТГ. I — медь, малый заряд ТГ (точки к кривой 5); II — медь, большой заряд ТГ (точки к кривой 2).

тактной границы ($5 \div 10$ мкс), и образцов, сжатых ударной волной, с такими же параметрами, но разгруженных в волне разрежения со свободной поверхности. При этом существенно меняются длительность ударно-сжатого состояния и скорость спада давления в волне разрежения ($0,15$ мкс вместо 5), которые могут влиять на остаточные свойства образцов. Исследовался образец из двух, прижатых друг к другу, пластин толщиной 35 и 3 мм, последняя служила откольным элементом. Остаточные свойства в ней сравнивались с аналогичными характеристиками в сплошном образце на такой же глубине при нагружении тем же зарядом.

На рис. 5 приведены рассчитанные кривые затухания максимального давления в ударной волне в меди, никеле и железе (без учета фазового превращения) от зарядов ТГ толщиной 33 и $16,8$ мм. Кривые для меди удовлетворительно совпадают с замеренными экспериментально величинами давления от зарядов ТГ двух конфигураций, по крайней мере до глубины 25 — 33 мм, где, по-видимому, начинает ощущаться влияние боковой разгрузки, т. е. процесс нагружения становится существенно неоднородным.

Из остаточных свойств металлов, нагруженных ударными волнами, рассматриваются микротвердость и величина остаточных микроскажений кристаллической решетки, определенные из уширения рентгеновских дифракционных линий. Подробное описание методик измерения этих характеристик изложено в работе [2]. Определялись изменения этих величин в меди, никеле и железе от зарядов ТГ двух описанных конфигураций. Сопоставляя значения микротвердости и микроскажения на каждой глубине с величиной максимального давления в ударной волне, существовавшего в металле на этой же глубине, можно построить кривые зависимости остаточных характеристик материала от амплитуды давления ударной волны. Для меди и никеля получилась единая зависимость микроскажений от давления (рис. 6).

Затухание давления в железе (см. рис. 5, 6) показывает, что при использовании заряда ТГ толщиной 16 мм давление фазового перехода (130 — 150 кбар) достигается на глубине 28 — 32 мм. В опыте получено, что глубина, до которой имел место фазовый переход, определенная по излому кривых твердости и всех характеристик тонкой структуры, составляет 14 — 16 мм. Следовательно, обратимый фазовый переход в железе вызывает дополнительные потери, которые не учитывает упруго-пластическая модель, и приводит к более быстрому затуханию давления с глубиной. Аналогичный вывод сделан авторами в работе [9], где расчетом на основе двухфазной модели твердых тел показано, что затухание давления в веществах, в которых происходит фазовое превращение, идет значительно быстрее, чем в веществах с близкой ударной адиабатой, но не претерпевающих фазовых изменений.

Влияние ширины профиля импульса давления на остаточные свойства материала анализировалось как с помощью нагружения зарядами различной толщины, так и в описанных выше опытах с отколами. Получено, что микротвердость и величина рентгеновских характеристик структуры не зависят от ширины импульса давления, от скорости спада давления за ударным фронтом, а определяются только максимальной амплитудой давления в ударной волне.

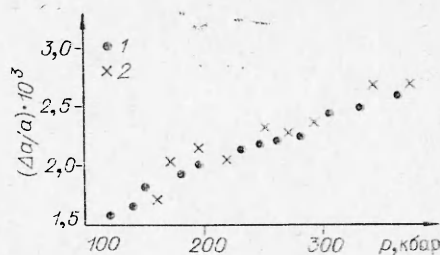


Рис. 6. Зависимость величины микроскажений кристаллической решетки $\Delta a/a$ от давления в ударной волне.

1 — опыты с медью; 2 — опыты с никелем.

Поступила в редакцию 3/VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
2. Т. С. Тесленко. ФГВ, 1977, 13, 1.
3. М. Л. Уилкинс. Расчет упруго-пластических течений. Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.
4. В. П. Челышев, В. И. Шехтер, Л. А. Шушко. ФГВ, 1970, 6, 2.
5. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко.— В сб.: Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
6. М. Райс, Р. Мак-Куин, Дж. Уолш.— В сб.: Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
7. Р. Мак-Куин, С. Марш.— В сб.: Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
8. Т. С. Тесленко. ФГВ, 1976, 12, 1.
9. Р. Н. Нигматулин, Н. Х. Ахмадеев. Отчет № 1819, Института механики МГУ. М., 1977.

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПРЕВРАЩЕНИЕ НИТРОБЕНЗОЛА ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЯХ ДО 30 ГПа

*В. В. Якушев, А. Н. Дремин, С. С. Набатов,
В. М. Шунин*

(Черноголовка)

Настоящая работа посвящена изучению динамической сжимаемости, электропроводности, диэлектрических свойств, поглощения света и ударной поляризации нитробензола в интервале динамических давлений 3—30 ГПа. Комплексное исследование предпринято для того, чтобы глубже понять процессы, происходящие в нитробензоле как представителе ароматических нитросоединений при высоких давлениях и температурах ударного сжатия.

В опытах использовали нитробензол марки ч. д. а., перегнанный под вакуумом. Измерительная аппаратура описана в [1]. Для получения требуемых динамических давлений применялись специальные взрывные устройства диаметром 80 и высотой 120 мм, создающие в образцах близкие к одномерным ударные волны слабоспадающего профиля. В ряде экспериментов по измерению электропроводности и для создания давлений выше 16 ГПа использовались алюминиевые ударники различной толщины, разогнанные продуктами детонации. В этом случае ударные волны в образцах имели прямоугольный профиль давления.

Динамическая сжимаемость и уравнение состояния

Ударная адиабата нитробензола определялась методом отражения [2]. В качестве эталонов выбраны медь ($U=3,95+1,50u$ км/с [3]) и алюминий ($U=5,25+1,39u$ км/с [4]). Здесь U — скорость фронта ударной волны (ФУВ), u — массовая скорость.

Схема опытов в области давления до 13 ГПа, где нитробензол остается хорошим диэлектриком, показана на рис. 1. Временными отметками пересечения ФУВ границ раздела экран — образец — электрод в данном случае служили электрические сигналы ударной поляриза-