УДК 539.319 : 536.424

О НАПРЯЖЕННОМ СОСТОЯНИИ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ПРОСЛОЙКИ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

Ю. Я. Богуславский

На основе теории упругопластических деформаций рассмотрен вопрос о распределении давления в веществе при фазовом переходе, сжимаемом плоскопараллельными жесткими наковальнями. Обсуждается механизм образования экспериментально наблюдаемой аномалии в виде ступеньки на зависимости давления от радиуса в районе межфазной границы. Определен размер ступеньки. Показано, что аномалия в виде ступеньки и возможные другие аномалии вызваны скачком объема при фазовом переходе. Проводится сравнение с экспериментом.

В работе [1] с помощью рубиновых датчиков исследовалось распределение давления в образцах хлорида калия, сжимаемого плоскопараллельными алмазными наковальнями, и его особенности при полиморфном превращении, в частности, в области межфазных границ. Тщательные измерения в районе межфазной границы показали, что в этой области на фоне монотонного изменения давления с изменением расстояния наблюдается характерная аномалия в виде ступеньки. Величина давления на ступеньке равна давлению равновесного фазового превращения. В дальнейшем, в работе [2], аналогичные аномалии на межфазных границах были получены в халькогенидах свинца в системе закругленный конус—плоскость и построены фазовые диаграммы этих веществ.

В настоящей работе делается попытка выяснить причину появления и механизм формирования ступеньки и определить ее размер, а также показано, что возможны другие аномалии зависимости давления от радиуса осесимметричной прослойки при фазовом переходе. Пусть осесимметричная прослойка (диск) сжимается плоскопараллельными жесткими наковальнями с силой F. Диаметр наковален и диска $2a$, толщина диска $2h$. Диск тонкий $\varkappa=h/a \ll 1$. Введем цилиндрические координаты $\rho=r/a$, φ, $\xi=z/a$, z отсчитывается от срединной плоскости диска. Касательные напряжения $\tau_{r\varphi}=\tau_{\varphi z}=0$. Дифференциальные уравнения равновесия и условие текучести Мизеса запишем в виде [3]

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial \rho}+\frac{\sigma_r-\sigma_\varphi}{\rho}+\frac{1}{\sqrt{3}}\frac{\partial \tau}{\partial \xi}=0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial \rho}+\frac{\tau}{\rho}+\sqrt{3}\,\frac{\partial \sigma_z}{\partial \xi}=0, \tag{2}$$

$$(\sigma_r-\sigma_\varphi)^2+(\sigma_\varphi-\sigma_z)^2+(\sigma_z-\sigma_r)^2+2\tau^2=2, \tag{3}$$

$$\sigma_r\sim\frac{\sigma_r}{\sigma_s},\quad \sigma_\varphi\sim\frac{\sigma_\varphi}{\sigma_s},\quad \sigma_z\sim\frac{\sigma_z}{\sigma_s},\quad \tau\sim\frac{\tau_{rz}}{\tau_s}$$

— безразмерные напряжения, $\sigma_s=\sqrt{3}\tau_s$ — предел текучести при сжатии. На боковой поверхности диска выполняется условие

$$\sigma_r|_{\rho=1}=0. \tag{4}$$

Сумма напряжений σ_z равна сжимающей силе

$$2\sigma_s \int_0^1 \sigma_z \rho d\rho = -\frac{F}{\pi a^2} = -P. \tag{5}$$

При решении задачи будем основываться на уравнениях теории упруго-пластических деформаций. (Уравнения теории упругопластических деформаций суть уравнения нелинейно-упругого тела). Хорошо известно, что при пластическом течении вещество ведет себя как несжимаемое, т. е. коэффициент Пуассона диска в пластическом состоянии можно положить равным 0.5. Уравнение несжимаемости имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial \rho} + \frac{u}{\rho} + \frac{\partial w}{\partial \xi} = 0, \tag{6}$$

где $u = u_r/a$, $w = u_z/a$ — безразмерные смещения. Остальные соотношения упругопластических деформаций запишем в стандартном виде [3]

$$\frac{\frac{\partial u}{\partial \rho} - \frac{u}{\rho}}{\sigma_r - \sigma_\varphi} = \frac{\frac{u}{\rho} - \frac{\partial w}{\partial \xi}}{\sigma_\varphi - \sigma_z} = \frac{\frac{\partial w}{\partial \xi} - \frac{\partial u}{\partial \rho}}{\sigma_z - \sigma_r} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial w}{\partial \rho}}{\tau}. \tag{7}$$

Задача о сжатии осесимметричной тонкой прослойки, не претерпевающей фазового перехода, с учетом сжимаемости рассматривалась с помощью численных методов в [3]. Однако выпишем в приближении несжимаемости простые аналитические формулы, которые хорошо согласуются с результатом [3] и необходимы при дальнейшем рассмотрении вопроса о напряженном состоянии в веществе, испытавшем фазовый переход. Сечения $\xi = 0$, $\xi = \pm \varkappa$ в процессе сжатия остаются плоскими и, следовательно, $w = w(\xi)$. Обозначая $\partial w/\partial \xi = -2C(\xi)$, из уравнения (6) получим

$$u = C(\xi)\rho. \tag{8}$$

Следовательно, из (7) и (3) будем иметь

$$\sigma_r = \sigma_\varphi, \quad \sigma_z - \sigma_r = -\sqrt{1 - \tau^2}. \tag{9}$$

Следуя [3], решение запишем в виде

$$\tau = R(\rho)\frac{\xi}{\varkappa}. \tag{10}$$

Подставляя (8), (10) в (7), с помощью (3) при $\xi = \varkappa$ найдем

$$R = -\frac{C_1 \rho}{2\sqrt{3}\sqrt{1 + \frac{1}{12} C_1^2 \rho^2}}, \tag{11}$$

где $C_1 = C'(\varkappa)/C(\varkappa)$. Подставляя (10) и (11) в (1), с помощью (4) получим для размерной величины напряжения

$$\sigma_r = \frac{2\sigma_s}{\varkappa C_1}\left(\sqrt{1 + \frac{C_1^2}{12}\rho^2} - \sqrt{1 + \frac{C_1^2}{12}}\right). \tag{12}$$

Поскольку напряжение σ_z велико и четно по ξ, то можно считать, что σ_z не зависит от ξ. Из (9) следует

$$\sigma_z = \sigma_r - \frac{\sigma_s}{\sqrt{1 + \frac{C_1^2}{12}\rho^2}}. \tag{13}$$

Подставляя (13), (12) в (5), получим выражение для определения константы C_1

$$\frac{16}{\varkappa C_1^3}\left(\sqrt{\left(1+\frac{C_1^2}{12}\right)^3}-1\right)-\frac{2}{\varkappa C_1}\sqrt{1+\frac{C_1^2}{12}}-$$

$$-\frac{24}{C_1^2}\left(\sqrt{1+\frac{C_1^2}{12}}-1\right)=-\frac{P}{\sigma_s}. \tag{14}$$

Рассмотрим два предельных случая.

1) $C_1^2/12 \ll 1$. При этом из (14) следует $C_1 \simeq 24\varkappa\,(P/\sigma_s-1)$ и для напряжений

$$\sigma_r=\sigma_\varphi=2(P-\sigma_s)(\rho^2-1), \tag{15}$$

$$\sigma_z=\sigma_r-\sigma_s. \tag{16}$$

2) $C_1 \to \infty$ (развитая пластическая деформация). Из (14) получим $P=\sigma_s/3\sqrt{3}\varkappa$, а с учетом (11)—(13)

$$\sigma_r=\sigma_\varphi=\sigma_z=3P(\rho-1). \tag{17}$$

Рассмотрим теперь осесимметрическую прослойку, претерпевшую фазовый переход, с пределом текучести в фазе низкого давления σ_s^{I}, а в фазе высокого давления σ_s^{II}. Пусть при заданной температуре T_{Π} равновесное давление перехода есть

$$\sigma_r=-P_{\Pi}. \tag{18}$$

Обозначим равновесный радиус, определяющий межфазную границу без учета скачка объема при фазовом переходе, через ρ_{20}. При заданном P радиус ρ_{20} в общем случае определяется из (12), (14) и (18).

При $C_1^2/12 \ll 1$ из (15), (18) получим

$$\rho_{20}=\left(1-\frac{P_{\Pi}}{2(P-\sigma_s^{\mathrm{I}})}\right)^{1/2}, \tag{19}$$

т. е. без учета скачка объема область $0 \leqslant \rho \leqslant \rho_{20}$ занимает фаза высокого давления, а область $\rho_{20} \leqslant \rho \leqslant 1$ фаза низкого давления. Однако реальный радиус ρ_2, определяющий межфазную границу в состоянии термодинамического равновесия, с учетом скачка объема при фазовом переходе есть

$$\rho_2=\rho_{20}\left(1-\frac{\delta V}{3V_0}\right), \tag{20}$$

где $\delta V/V_0$ — скачок объема при фазовом переходе. Следовательно, фаза высокого давления (фаза II) займет область $0 \leqslant \rho \leqslant \rho_2$, фаза низкого давления (фаза I) область $\rho_2 \leqslant \rho \leqslant 1$. Скачок объема приведет к тому, что в фазе I вещество начнет выжиматься по обе стороны от некоторой нейтральной окружности радиуса ρ_1, что и должно вызвать аномальное поведение давления вблизи межфазной границы. Для определения зависимости давления от радиуса диска необходимо решить систему уравнений (1)—(7) в фазах I, II. Решение в обеих фазах пишется в виде (10). В фазе I из уравнения (6), полагая $\partial w/\partial\xi=-2\tilde{C}(\xi)$, получим

$$u=\tilde{C}(\xi)\rho\left(1-\frac{\rho_1^2}{\rho^2}\right). \tag{21}$$

Подставляя (21) и (10) в (7), с помощью (3) найдем при $\xi=\varkappa$ для фазы I

$$R_{\mathrm{I}}=-\frac{\tilde{C}_1\rho\,(1-\rho_1^2/\rho^2)}{\sqrt{12+4\frac{\rho_1^4}{\rho^4}+\tilde{C}_1^2\rho^2\left(1-\frac{\rho_1^2}{\rho^2}\right)^2}}, \tag{22}$$

$$\sigma_r^{\mathrm{I}}-\sigma_\varphi^{\mathrm{I}}=\frac{4}{\sqrt{3}}\frac{\rho_1^2}{\rho^2}\frac{1}{\sqrt{12+4\frac{\rho_1^4}{\rho^4}+\tilde{C}_1^2\rho^2\left(1-\frac{\rho_1^2}{\rho^2}\right)^2}}, \tag{23}$$

$$\sigma_z^{\mathrm{I}}-\sigma_r^{\mathrm{I}}=-\frac{2}{\sqrt{3}}\left(3+\frac{\rho_1^2}{\rho^2}\right)\frac{1}{\sqrt{12+4\frac{\rho_1^4}{\rho^4}+\tilde{C}_1^2\rho^2\left(1-\frac{\rho_1^2}{\rho^2}\right)^2}}, \qquad (24)$$

где $\tilde{C}_1=\tilde{C}'(\varkappa)/\tilde{C}(\varkappa)$. Для фазы II справедливы выражения (9), (11). На межфазной границе должно выполняться условие

$$\sigma_r^{\mathrm{II}}|_{\rho=\rho_2}=\sigma_r^{\mathrm{I}}|_{\rho=\rho_2}=-P_{\mathrm{II}}. \qquad (25)$$

Подставляя (10), (11) в (1), получим в интервале $0\leqslant\rho\leqslant\rho_2$ для размерных напряжений

$$\sigma_r^{\mathrm{II}}=\frac{\sigma_s^{\mathrm{II}}}{\sqrt{3}\,\varkappa C_1}\left(\sqrt{12+C_1^2\rho^2}-\sqrt{12+C_1^2\rho_2^2}\right)-P_{\mathrm{II}}, \qquad (26)$$

$$\sigma_z^{\mathrm{II}}=\sigma_r^{\mathrm{II}}-\frac{\sigma_s^{\mathrm{II}}}{\sqrt{1+\frac{C_1^2}{12}\rho^2}}. \qquad (27)$$

При $C_1^2/12\ll 1$ из (26), (27) следует

$$\sigma_r^{\mathrm{II}}=\frac{\sigma_s^{\mathrm{II}}C_1}{12\varkappa}(\rho^2-\rho_2^2)-P_{\mathrm{II}}, \qquad (28)$$

$$\sigma_z^{\mathrm{II}}=\sigma_r^{\mathrm{II}}-\sigma_s^{\mathrm{II}}. \qquad (29)$$

Простые формулы для напряжений в фазе I могут быть получены в случае слаборазвитого пластического течения. Будем считать, что в (22)—(24) $(\tilde{C}_1^2/12)\rho^2(1-\rho_1^2/\rho^2)^2\ll 1$, и подставим (10), (22), (23) в (1). С учетом граничных условий (4), (25) в интервале $\rho_2\leqslant\rho\leqslant 1$ получим выражения для размерных напряжений в фазе I

$$\sigma_r=-\frac{\tilde{C}_1\sigma_s^{\mathrm{I}}}{12\varkappa}(1-\rho^2)-\frac{\tilde{C}_1\rho_1^2\sigma_s^{\mathrm{I}}}{6\varkappa}\ln\rho+\frac{\sigma_s^{\mathrm{I}}}{3}\rho_1^2\left(\frac{1}{\rho^2}-1\right), \qquad (30)$$

$$\tilde{C}_1=\frac{12\varkappa\left[P_{\mathrm{II}}+\frac{\sigma_s^{\mathrm{I}}\rho_1^2}{3}\left(\frac{1}{\rho_2^2}-1\right)\right]}{\sigma_s^{\mathrm{I}}\left[1-\rho_2^2+2\rho_1^2\ln\rho_2\right]},$$

$$\sigma_z=\sigma_r-\sigma_s^{\mathrm{I}}\left(1+\frac{1}{3}\frac{\rho_1^2}{\rho^2}\right). \qquad (31)$$

Определим теперь положение нейтральной окружности ρ_1. Смещение внутренней границы фазы I к центру, вызванное скачком объема, определяется из (21) и равно

$$u=\tilde{C}(\xi)\,\rho_{20}\left(1-\frac{\rho_1^2}{\rho_{20}^2}\right).$$

В силу сохранения сплошности с помощью (20) найдем

$$\rho_1=\rho_{20}\left(1+\frac{\delta V}{3V_0\tilde{C}(\xi)}\right)^{1/2}.$$

Величина

$$\tilde{C}(\xi)\simeq\tilde{C}(\varkappa)=\frac{P}{E_k},$$

где E_k — местный модуль упругости [3]. В условиях пластического течения $E_k\sim\sigma_s$ и, следовательно, $\tilde{C}(\varkappa)\gg 1$. Так как в твердых телах $\delta V/V_0<1$, то с хорошей точностью во всех формах можно положить $\rho_1=\rho_{20}$. (В случае упругих деформаций $E_k\simeq E$ — модулю Юнга и может оказаться, что для не очень малых величин $\delta V/V_0$ значение $\rho_1>1$. Это означает, что фазовый переход не реализуется и вещество будет находиться в метастабильном состоянии. Такая ситуация наблюдается в KCl до сдвига [1]).

Формулы (28)—(31) являются решениями системы уравнений (1)—(7). Неизвестная константа C_1 определяется из условия (5), которое следует записать в виде

$$2\left(\int\limits_0^{\rho_2}\sigma_s^{II}\rho d\rho+\int\limits_{\rho_2}^1\sigma_s^{I}\rho d\rho\right)=-P. \tag{32}$$

Подставляя (28)—(31) в (32), получим выражение для определения C_1

$$\frac{16\sigma_s^{II}}{\varkappa C_1^3}\left(\left(1+\frac{C_1^2\rho_2^2}{12}\right)^{3/2}-1\right)-\frac{2\sigma_s^{II}}{\varkappa C_1}\sqrt{1+\frac{C_1^2}{12}\rho_2^2}\,\rho_2^2-\frac{24\sigma_s^{II}}{C_1^2}\left(\sqrt{1+\frac{C_1^2\rho_2^2}{12}}-1\right)-$$
$$-P_{II}\rho_2^2-\frac{\tilde{C}_1\sigma_s^I}{12\varkappa}\left(1-\rho_2^2-\frac{1}{2}(1-\rho_2^4)-2\rho_1^2\rho_2^2\ln\rho_2-\rho_1^2(1-\rho_2^2)\right)+$$
$$+\sigma_s^I\left(\frac{1}{3}\rho_1^2-1\right)(1-\rho_2^2)=-P. \tag{33}$$

При $C_1^2\rho_2^2/12\ll 1$ соотношение (32) упрощается

$$C_1=\frac{24\varkappa\left[P-\left(P_{II}+\sigma_s^{II}\right)\rho_2^2-\frac{\tilde{C}_1\sigma_s^I}{12\varkappa}\left(1-\rho_2^2-\frac{1}{2}(1-\rho_2^4)-2\rho_1^2\rho_2^2\ln\rho_2-\rho_1^2\times(1-\rho_2^2)\right)-\sigma_s^I\left(1-\frac{1}{3}\rho_1^2\right)(1-\rho_2^2)\right]}{\sigma_s^{II}\rho_2^4}. \tag{34}$$

Так как выражение (30) имеет максимум и $-\sigma_{r,\,m}>P_{II}$, то решение (26)—(31), (33) является метастабильным. Анализ условия нагружения (34) показывает, что фазы I и II могут сосуществовать при выполнении неравенства $P_{II}<P$. При этом давление в центре диска в случае значительного скачка объема заметно уменьшится в сравнении с величиной давления в отсутствие фазового перехода. Если выполняется обратное неравенство $P_{II}>P$, то давление во внутренней области $0\leqslant\rho\leqslant\rho_2$ меньше P_{II} и, следовательно, фаза II не образуется. С помощью (30) легко установить область метастабильности

$$\Delta=2(\rho_m-\rho_2)=2\left(\rho_m-\rho_1+\frac{\rho_{20}}{3}\frac{\delta V}{V_0}\right), \tag{35}$$

где ρ_m определяется из условия $\partial\sigma_r/\partial\rho\,|_{\rho=\rho_m}=0$, которое приводит к биквадратному уравнению

$$\rho_m^4-\rho_1^2\rho_m^2-\frac{4\varkappa\rho_1^2}{\tilde{C}_1}=0. \tag{36}$$

Уравнение (36) всегда имеет один положительный корень

$$\rho_m=\sqrt{\frac{1}{2}\rho_1^2+\sqrt{\frac{1}{4}\rho_1^4+\frac{4\varkappa\rho_1^2}{\tilde{C}_1}}}. \tag{37}$$

При $\rho_1\gg 4(\varkappa/\tilde{C}_1)^{1/2}$, $\rho_m\simeq\rho_1$ и из (35) получим

$$\Delta=\frac{2}{3}\rho_{20}\frac{\delta V}{V_0}. \tag{38}$$

Естественно, что область метастабильного состояния (35) должна со временем срелаксировать. В результате возникает область смеси фаз размером Δ при давлении P_{II}, т. е. в районе межфазной границы образуется ступенька. Необходимо отметить, что с ростом P растет величина ρ_{20} и, следовательно, ступенька смещается дальше от центра. Однако при малых величинах $\rho_{20}\approx\rho_1\ll 4(\varkappa/\tilde{C}_1)^{1/2}$ вклад слагаемого $2(\rho_m-\rho_1)$ в размер ступеньки, как это следует из (35), (37), значителен, а при больших значениях $\rho_{20}\simeq\rho_1\gg 4(\varkappa/\tilde{C}_1)^{1/2}$ этим слагаемым можно пренебречь и размер Δ определяется выражением (38). В обоих случаях размер ступеньки примерно одинаков, что качественно соответствует эксперименту [2]. В отсутствие фазового перехода $\delta V/V_0=0$, $\rho_1=0$ и, следовательно, $\Delta=0$. Из [1] имеем $\varkappa=10^{-2}$, $\rho_{20}=0.5$, $a=0.4$, $\delta V/V_0\simeq 0.2$. С помощью (38) найдем $\Delta\simeq 0.03$ мм, что хорошо согласуется с экспериментом. Стабильное решение (1)—(7) можно записать в следующем виде.

В области $0\leqslant\rho\leqslant\rho_2$

$$\sigma_r^{\mathrm{II}}=-\frac{2\sigma_s^{\mathrm{II}}}{\varkappa C_1}\left(\sqrt{1+\frac{C_1^2}{12}\rho_2^2}-\sqrt{1+\frac{C_1^2}{12}\rho^2}\right)-P_{\mathrm{II}}, \tag{39}$$

$$\sigma_z^{\mathrm{II}}=\sigma_r^{\mathrm{II}}-\frac{\sigma_s^{\mathrm{II}}}{\sqrt{1+\frac{C_1^2\rho^2}{12}}}. \tag{40}$$

Так как предел текучести в смеси фаз мал по сравнению с фазами I и II, то в области $\rho_2\leqslant\rho\leqslant\rho_2+\Delta=\rho_*$

$$\sigma_z=\sigma_r=\sigma_\varphi=-P_{\mathrm{II}}. \tag{41}$$

В области $\rho_*\leqslant\rho\leqslant 1$

$$\sigma_r^{\mathrm{I}}=-\frac{P_{\mathrm{II}}}{1-\rho_*^2}(1-\rho^2), \tag{42}$$

$$\sigma_z^{\mathrm{I}}=\sigma_r^{\mathrm{I}}-\sigma_s^{\mathrm{I}}. \tag{43}$$

Условие (5) в данном случае имеет вид

$$2\left(\int\limits_0^{\rho_2}\sigma_z^{\mathrm{II}}\rho d\rho+\int\limits_{\rho_*}^{1}\sigma_z^{\mathrm{I}}\rho d\rho\right)=-P+P_{\mathrm{II}}(\rho_*^2-\rho_2^2). \tag{44}$$

Подставляя (39)—(43) в (44), получим выражение для определения константы C_1 при условии $C_1^2\rho_2^2/12\ll 1$

$$\frac{C_1\sigma_s^{\mathrm{II}}\rho_2^4}{24\varkappa}=P-(P_{\mathrm{II}}+\sigma_s^{\mathrm{II}})\rho_2^2-\frac{1}{2}P_{\mathrm{II}}(1+\rho_*^2-2\rho_2^2)-\sigma_s^{\mathrm{I}}(1-\rho_*^2). \tag{45}$$

Из (45) следует, что в отличие от метастабильного состояния фазы I и II при наличии ступеньки могут сосуществовать при выполнении не только неравенства $P_{\mathrm{II}}<P$, но и обратного неравенства $P_{\mathrm{II}}>P$. Однако в последнем случае давление в центре диска несколько падает по сравнению с его значением без фазового перехода, но при той же нагрузке. (Необходимо отметить, что при развитой пластической деформации решение со ступенькой не реализуется). На основе данных работы [1] оценим максимальное значение давления при фазовом переходе в KCl в центре наковален. Имеем $P=30$ кбар, $P_{\mathrm{II}}\simeq 19$ кбар, $\delta V/V_0=0.2$, $\varkappa=10^{-2}$. Полагая $\sigma_s^{\mathrm{I}}\approx\sigma_s^{\mathrm{II}}\approx 3$ кбар, с помощью (19), (20), (45) из (39), (40) найдем $\sigma_r^{\mathrm{II}}\simeq -58$ кбар, $\sigma_t^{\mathrm{II}}\simeq -60$ кбар. Эти значения хорошо согласуются с наблюдаемым распределением давления после сдвига [1], т. е. однофазное метастабильное состояние с преобладанием одноосного напряжения σ_z до сдвига релаксирует в равновесное состояние после сдвига со значительным увеличением давления в центре диска. Такая возможность отмечалась в [4].

Список литературы

[1] Бланк В. Д., Богуславский Ю. Я., Еремец М. И., Ицкевич Е. С., Коняев Ю. С., Широков А. М., Эстрин Э. И. // ЖЭТФ. Т. 87. № 3 (9). С. 922—926.
[2] Бегоулев В. Б., Тимофеев Ю. А., Виноградов Б. В., Яковлев Е. Н. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 8. С. 254—256.
[3] Качанов Л. М. Основы теории пластичности. М., 1956. 320 с.
[4] Богуславский Ю. Я. // Тез. докл. Междунар. конф. по физике и технике высоких давлений, посвященной 80-летию со дня рождения академика Л. Ф. Верещагина. Троицк, 1989. С. 36.

Институт физики высоких давлений
им. Л. Ф. Верещагина
Троицк

Поступило в Редакцию
11 апреля 1991 г.