

05;12

Прочность и разрушение боросиликатного стекла ЛК7 при ударном сжатии

© А.С. Савиных,¹ Г.И. Канель,² С.В. Разоренов¹

¹ Институт проблем химической физики РАН,
142432 Черноголовка, Московская область, Россия
e-mail: savas@icp.ac.ru

² Объединенный институт высоких температур РАН,
125412 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 21 октября 2009 г.)

Представлены результаты измерений динамического предела упругости, откольной прочности, порогов разрушения и скорости волн разрушения при ударном сжатии стекла ЛК7. Величина динамического предела упругости (HEL) стекла, оцененная по форме профилей волн сжатия различной интенсивности, составляет 7.1 ± 0.1 ГПа. Величина откольной прочности превышает 7 ГПа при ударном сжатии в области упругости и остается большой с переходом через HEL. Волны разрушения формируются в диапазоне напряжений от 5.7 до 10.3 ± 0.5 ГПа.

Введение

Интерес к исследованию поведения силикатных стекол при ударно-волновом нагружении стимулируется как их использованием во многих приложениях, связанных с воздействием высокоскоростного удара, так и тем, что традиционно стекло является модельным хрупким материалом, на примере которого изучаются процессы разрушения при сжатии и растяжении. Известно, что ударное сжатие стекла может сопровождаться его необратимым уплотнением [1,2] и формированием волн разрушения [3–5]. Волна разрушения представляет собой движущийся фронт сетки трещин, инициируемых на поверхности стекла воздействием приложенного напряжения и распространяющихся в объем материала. Хотя феноменология и кинематика этого типа катастрофического разрушения в общих чертах вполне ясны, механизм его реализации, определяющие факторы и критерии требуют дополнительного изучения.

Боросиликатные стекла широко используются в технике по причине их повышенных прочностных свойств и высокой стойкости к химическим и термическим воздействиям. В связи с этим исследуется поведение боросиликатных стекол в условиях высокоскоростного удара и пробивания [4–9], измерения дополняются компьютерным моделированием реакции стекла на ударные нагрузки [10]. Однако полученных данных все еще недостаточно для исчерпывающего описания процессов деформирования и разрушения стекла. В настоящей работе представлены результаты измерений сжимаемости, динамического предела упругости, откольной прочности и порогов распространения волн разрушения в боросиликатном стекле ЛК7 в условиях одноосного ударного сжатия.

Материал и постановка экспериментов

Оптическое стекло ЛК7 относится к категории легких крон. Его плотность $\rho_0 = 2.305$ г/см³, измеренное значение продольной скорости звука $c_l = 5.678$ км/с, коэффициент Пуассона $\nu = 0.191$. Рассчитанное значение скорости звука, соответствующей объемной сжимаемости материала $c_b = c_l \sqrt{(1 + \nu)/3(1 - \nu)} = 3.98$ км/с. Согласно различным литературным данным, стекло ЛК7 по составу близко к стеклу Пирекс и содержит 81–83 mol.% SiO₂, 10–11 mol.% Ba₂O₃, 1–2 mol.% Al₂O₃, 4–5 mol.% Na₂O и другие окислы в малых количествах. Образцы представляли собой диски диаметром 60 мм и толщиной 6 или 1.2 мм.

Следуя результатам предыдущих работ, измерения динамического предела упругости стекла, откольной прочности и порога разрушения сжатием проведены в постановке, показанной на рис. 1. Образцы устанавливались на алюминиевом экране толщиной от 2 до 6 мм, в котором ударом алюминиевой пластины толщиной 2–7 мм со скоростью 1.15–2.7 км/с возбуждался импульс ударного сжатия заданной амплитуды и длительности. Метание пластин-ударников осуществлялось с использованием взрывных устройств [11]. Погрешность в величине скорости ударников не превышает 3%.

Идея опыта со стопкой тонких стеклянных пластин основывается на том, что инициирование волн разрушения на каждой поверхности стекла в стопке должно приводить к ослаблению лидирующей упругой волны с каждым ее переходом из пластины в пластину. В результате при достаточно большом количестве пластин в стопке должна формироваться двухволновая конфигурация сжатия, в которой напряжение сжатия за первой (упругой) волной асимптотически приближается к порогу разрушения. Сопоставление результатов опытов с одной толстой пластиной и стопкой тонких пластин

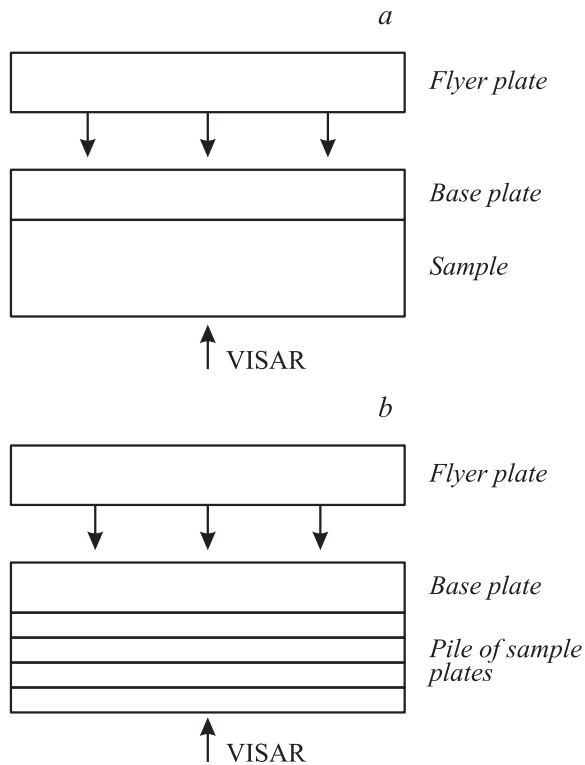


Рис. 1. Схема опытов с монолитным образцом стекла (a) и стопкой тонких стеклянных пластин (b).

представляет собой простой способ диагностирования волн разрушения и определения порога разрушения сжатием.

В экспериментах регистрировалась скорость свободной тыльной поверхности образцов как функция времени, $u_s(t)$, в процессе выхода на нее импульса ударного сжатия и последующих возмущений. Измерения проводились с использованием лазерного доплеровского измерителя скорости VISAR [12]. В качестве отражателя зондирующего излучения VISAR использовалась алюминиевая фольга толщиной $7\ \mu\text{m}$, наклеиваемая на поверхность эпоксидным клеем. Для обеспечения хорошей восприимчивости зарождения волн разрушения и их однородности все поверхности стеклянных пластин, за исключением тыльной свободной поверхности, подвергались шлифовке.

Результаты измерений

На рис. 2 представлены результаты измерений волновых профилей в стекле толщиной $6\ \text{mm}$ при скорости удара 1.2 , 1.8 и $2.7\ \text{km/s}$, а на рис. 3 — фазовая скорость в волне сжатия a_σ в зависимости от напряжения сжатия σ , рассчитанные по измеренным волновым профилям в приближении простой волны. Для простой волны, описываемой веером прямолинейных характеристик, фазо-

вая скорость a_σ определяется как

$$a_\sigma = \frac{h}{h/c_l + t(\sigma)}, \quad (1)$$

где h — расстояние между поверхностью соударения (полусом веера характеристик центрированной волны) и сечением в образце, для которого анализируется профиль напряжения $\sigma(t)$, t — интервал времени, отсчитываемый от фронта упругого предвестника. В данном случае величина h совпадает с толщиной образца. При анализе профиля скорости свободной поверхности $u_s(t)$ используется эмпирический закон удвоения скорости: $u_{fs}(t) = 2u_p(t)$, где du_p — текущее значение массовой скорости в простой волне, и соотношение между напря-

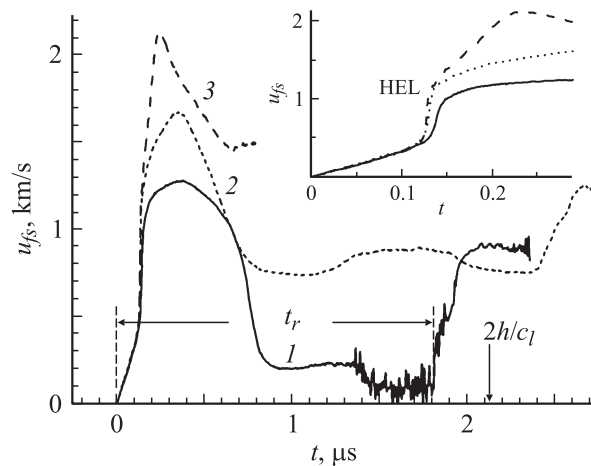


Рис. 2. Профили скорости свободной поверхности образцов стекла толщиной $6\ \text{mm}$ при ударе алюминиевой пластиной толщиной $2\ \text{mm}$ со скоростью $1.2\ \text{km/s}$ (1) через промежуточный экран толщиной $h_{bp} = 4\ \text{mm}$, $1.8\ \text{km/s}$ (2), $h_{bp} = 6\ \text{mm}$ и $2.7\ \text{km/s}$ (3), $h_{bp} = 2\ \text{mm}$. На врезке показаны фронты волн в увеличенном масштабе.

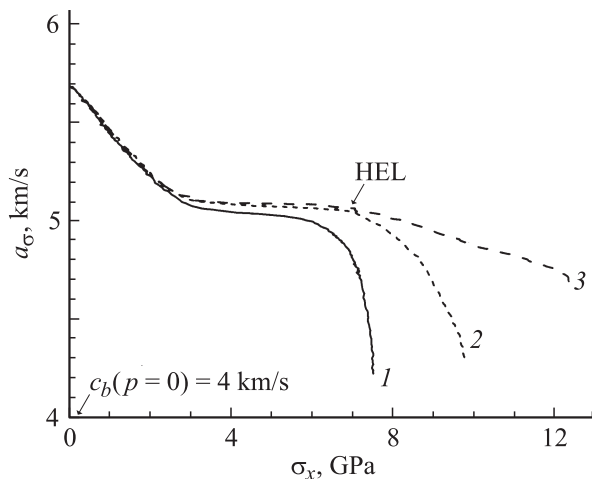


Рис. 3. Скорости распространения возмущений в волне сжатия для трех значений скорости удара (1 — 1.2 , 2 — 1.8 , 3 — $2.7\ \text{km/s}$).

жением и массовой скоростью в простой волне в виде

$$\sigma = \rho_0 \int_0^{u_p} a_\sigma(u_p) du_p. \quad (2)$$

Форма профиля упругой части волны сжатия подобна ранее регистрировавшейся для плавленого кварца [13,14], ее расширение по мере распространения является следствием аномальной сжимаемости в диапазоне напряжений до 3 ГПа (рис. 3). Обратимое возрастание сжимаемости плавленого кварца с увеличением давления в области упругого деформирования подтверждено прямыми измерениями скорости звука [15] и молекулярно-динамическими расчетами [16]. С дальнейшим возрастанием напряжения сжатия до ~ 7 ГПа падение скорости звука сменяется ее слабым ростом. Формирование стационарной ударной волны затруднено слабой зависимостью скорости распространения возмущений от напряжения сжатия или ее отсутствием в диапазоне напряжений 3–7 ГПа. Вместо этого в данных условиях имеет место накопление возмущений, связанных с диссипативными процессами в материале.

На измеренных профилях трудно четко выявить начало пластической деформации. В пободных случаях обычно с пределом упругости связывают точку на волновом профиле, обозначенную как HEL (Hugoniot Elastic Limit) при $\sigma = 7\text{--}7.2$ ГПа на рис. 3, выше которой имеет место систематическое расхождение волновых профилей с увеличением конечного давления ударного сжатия. С другой стороны, при скорости удара 1.2 км/с предел упругости стекла, определенный таким образом, не был превзойден, но результаты измерений демонстрируют явные признаки диссипации в конце фазы сжатия, выражающиеся, в частности, в падении скорости распространения возмущений в волне с приближением к максимуму сжатия.

На рис. 4 показаны волновые профили для образцов толщиной 6 и 1.1 мм при промежуточной скорости удара, сопоставление которых демонстрирует затухание волны по мере ее распространения. При этом часть волны до $u_s = 1.2$ км/с ($\sigma = 7.1$ ГПа) распространяется автоматическим образом; в диапазоне $1.2 < u_{fs}(t) < 1.65$ км/с отклонение от автоматичности невелико.

По условиям метания за ударником со скоростью 1.8 км/с следовал толстый слой парафина; в остальных двух случаях, представленных на рис. 2, тыльные поверхности ударников были свободны. Из-за того что стекло имеет меньший динамический импеданс ρc , чем материал ударника и экрана — алюминий, разгрузка при скорости удара 1.2 км/с имеет ступенчатый характер. Неполная разгрузка в опыте со скоростью удара 1.8 км/с объясняется тем, что в этом опыте к тыльной поверхности ударника примыкал толстый слой парафина. При скорости удара 2.7 км/с отражение лазерного излучения VISAR от поверхности образца пропадало через примерно 0.8 μ s.

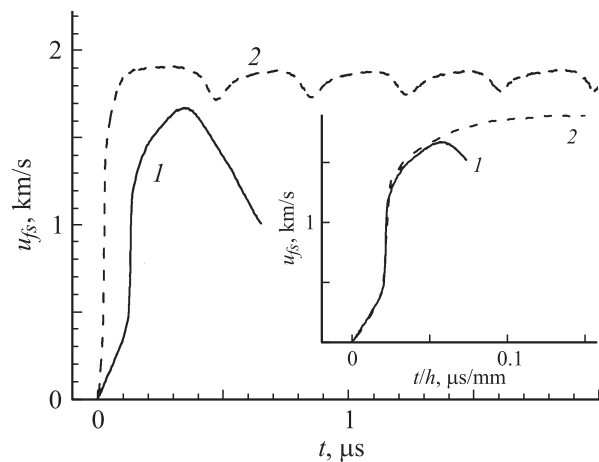


Рис. 4. Профили скорости свободной поверхности образцов стекла толщиной 6 (1) и 1.1 мм (2) при ударе со скоростью 1.8 км/с. На врезке показаны профили скорости как функции нормализованного времени t/h , где h — толщина образца.

После отражения импульса сжатия от свободной поверхности в образце генерируются растягивающие напряжения, величина которых нарастает по мере продвижения отраженной волны разрежения в глубь образца. Откольное разрушение под действием растягивающих напряжений при отражении импульса сжатия от свободной поверхности [11] должно ограничивать величину спада скорости свободной поверхности и формировать так называемый „откольный импульс“. Заметим, что откольное разрушение может инициироваться только в объеме материала без какого-либо участия поверхностных дефектов. В опыте с минимальной скоростью удара (1.2 км/с) профиль скорости свободной поверхности фактически повторяет форму импульса сжатия внутри стеклянной пластины и не содержит признаков откольного разрушения. Из того факта, что откольные явления не проявляются на профилях скорости свободной поверхности, следует, что динамическая прочность стекла на разрыв превышает 7 ГПа при ударном сжатии ниже предела упругости и остается чрезвычайно большой с превышением последнего. Высокое значение прочности стекла, реализуемое в экспериментах с ударными волнами, объясняется отсутствием внутренних концентраторов напряжений в гомогенном стекле.

При скорости удара 1.2 км/с время реверберации импульса сжатия/растяжения в стеклянной пластине меньше ожидаемого для продольной упругой волны: переотраженный импульс сжатия выходит на поверхность в момент времени 1.8 μ s, тогда как оцененное время реверберации составляет $2hc_l = 2.13$ μ s. Отсюда следует, что отражение волны растяжения в стекле происходило не на поверхности удара, а на границе контактирующего с ударником приповерхностного слоя толщиной примерно 0.9 мм. Этот слой разрушен распространяющимися с поверхности трещинами — волной разрушения [3]. При

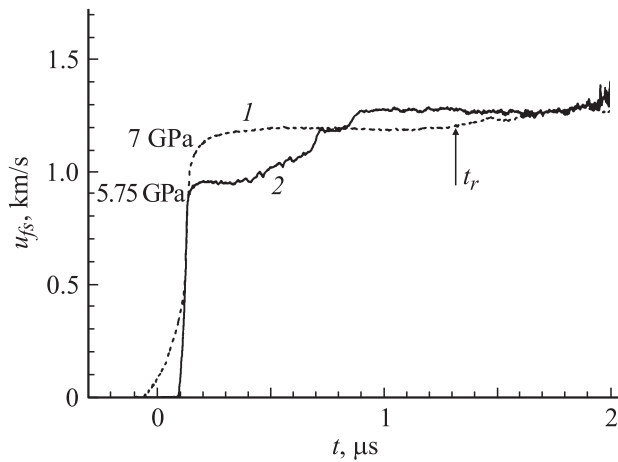


Рис. 5. Профили скорости свободной поверхности пластины стекла толщиной 6 мм (1) и стопки из пяти тонких пластин с той же общей толщиной (2) при ударе со скоростью 1.15 км/с.

скорости удара 1.8 км/с на профиле $u_s(t)$ (рис. 2) нет каких-либо свидетельств приповерхностного растескивания стекла: переотраженный импульс сжатия выходит на поверхность в этом случае даже несколько позже, чем при скорости удара 1.2 км/с. Интервал времени между фронтами исходного и переотраженного импульсов сжатия в этом случае примерно соответствует ожидаемому при продольной скорости звука ~ 5.2 км/с, соответствующей напряжению сжатия 4–5 ГПа (рис. 3). Причина небольшого подъема скорости в интервалах времени от 1.2 до $2 \mu\text{s}$ между падающим и отраженным импульсами остается неясной. Вероятно, эта аномалия связана с уплотнением и затуханием волны в слое стекла, примыкающем к поверхности соударения.

На рис. 5 сопоставляются результаты двух опытов, в которых регистрировались профили скорости свободной поверхности пластины стекла толщиной 6 мм и стопки из пяти тонких пластин с той же общей толщиной. В обоих случаях волна сжатия в стекле генерировалась ударом алюминиевой пластины толщиной 7 мм со скоростью 1.15 км/с через алюминиевый экран толщиной 2 мм.

В опыте с одной толстой пластиной на рис. 5 на профилях $u_{fs}(t)$ отмечается небольшой подъем скорости, момент t_r выхода которого на поверхность образца существенно опережает расчетный момент выхода переотраженного от экрана импульса. Появление этой слабой волны сжатия связано с отражением от фронта волны разрушения [3]. Так как неразрушенное стекло находится в состоянии упругого деформирования, по интервалу t_r времени между выходом на поверхность фронта исходной волны сжатия и переотраженной волны расстояние, пройденное волной разрушения до встречи с отраженной волной разрежения, определяется как $h_f = h - t_r c_l / 2$, где h — толщина образца, а ее скорость c_f как

$$c_f = c_l \frac{2 - c_l t_r / h}{2 + c_l t_r / h}. \quad (3)$$

При $t_r = 1.365 \mu\text{s}$, $c_l = 5.678$ км/с, $h = 6.02$ мм получаем $h_f = 2.14$ мм, $c_f = 1.23$ км/с. С учетом зависимости скорости звука от напряжения получаем более точную оценку $h_f = 2.36$ мм, $c_f = 1.32$ км/с. Это несколько меньше, чем скоростью волн разрушения в натриево-известковом стекле (1.35–1.6 км/с [17]). В опыте с тонким ударником, имеющим скорость 1.2 км/с (рис. 2) оцененная толщина разрушенного слоя оказалась значительно меньшей, что свидетельствует о прекращении распространения волны разрушения при разгрузке.

В стопке стеклянных пластин инициирование волн разрушения происходит на каждой поверхности до тех пор, пока напряжение сжатия превышает порог разрушения. При этом напряжение на фронте упругой волны ступенчатым образом уменьшается на каждой поверхности в стопке стеклянных пластин. Это должно происходить до тех пор, пока напряжение не уменьшится до порога разрушения в этих условиях одноосного сжатия. Суперпозиция волн разрушения в пакете стеклянных пластин формирует двухволновую конфигурацию сжатия: упругая волна трансформируется в упругопластическую. При этом время сжатия во второй волне должно примерно соответствовать времени распространения встречных трещин через пластину в стопке. Напряжение за фронтом лидирующей упругой волны на выходе из стопки составляет 5.75 ГПа. По-видимому, это напряжение близко к порогу разрушения стекла в данных условиях. Для сравнения укажем, что порог разрушения сжатием натриево-известкового стекла в подобных условиях составляет 4 ГПа, а для оптического стекла К8 — 5.3 ГПа [17]. Плавленный кварц имеет несколько более высокий порог разрушения (7.7 ГПа), чем многокомпонентные силикатные стекла.

Верхняя граница диапазона напряжений ударного сжатия, в котором возможно образование волн разрушения в стекле ЛК7, оценивается из сопоставления результатов опытов с разной скоростью удара, представленных на рис. 6. При скорости удара 1.5 км/с и максимальном напряжении сжатия 8.8 ГПа на профиле $u_{fs}(t)$ регистрируется второй подъем с момента времени $1.29 \mu\text{s}$, который может быть объяснен либо откольным разрушением, либо переотражением волн на фронте разрушения. Однако в случае откола естественно было бы ожидать подобие профилей скорости свободной поверхности на рис. 6, как это обычно имеет место для других материалов. Представляется более вероятным, что второй подъем связан с переотражением волн на фронте разрушения.

При скорости удара 1.65 км/с и максимальном напряжении сжатия 9.8 ГПа переотраженный импульс сжатия выходит на поверхность несколько позже, что объясняется более ранней остановкой волны разрушения из-за меньшей толщины ударника. При скорости удара 1.8 км/с и максимальном напряжении сжатия вблизи поверхности соударения 10.8 ГПа волна разрушения, как уже обсуждалось, не образуется. Последнее утверждение подтверждается также опытом с тонким образцом

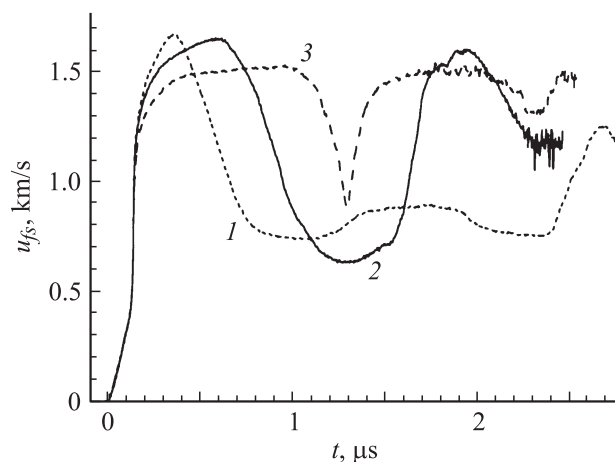


Рис. 6. Профили скорости свободной поверхности образцов стекла ЛК7 толщиной 6 mm при ударе двухмиллиметровой алюминиевой пластиной толщиной 2 mm со скоростью 1.8 km/s (1), 3 mm со скоростью 1.65 km/s (2) и 4 mm со скоростью 1.5 km/s (3). Толщина алюминиевого экрана 6, 2 и 2 mm соответственно. Непосредственно за алюминиевым ударником следовал слой парафина.

стекла при этой скорости удара, результат которого показан на рис. 4. В этом опыте после переотражения волны в стекле от алюминиевого экрана, имеющего более высокий динамический импеданс, фиксируются почти не затухающие колебания скорости поверхности с постоянным периодом $0.378 \pm 0.005 \mu\text{s}$. При $c_l = 5.678 \text{ km/s}$ это время реверберации волн соответствует толщине пластины 1.07 mm, лишь на 4% отличающейся от исходной толщины стекла 1.12 mm. Небольшое расхождение может быть вызвано необратимым уплотнением стекла. В любом случае результаты опытов, представленных на рис. 4 и 6, показывают, что верхний порог разрушения находится между 9.8 и 10.8 GPa, что существенно превышает оцененную выше величину динамического предела упругости $7.1 \pm 0.1 \text{ GPa}$.

Заключение

В работе представлены результаты измерений динамического предела упругости, откольной прочности, порогов разрушения и скорости волн разрушения при ударном сжатии стекла ЛК7. Величина динамического предела упругости (HEL) стекла, оцененная по точке систематического расхождения профилей волн сжатия различной интенсивности, составляет $7.1 \pm 0.1 \text{ GPa}$, но и при меньших напряжениях ударного сжатия результаты измерений демонстрируют явные проявления релаксации напряжений. Величина откольной прочности превышает 7 GPa при ударном сжатии в области упругости и остается большой с переходом через HEL. Волны разрушения формируются в диапазоне напряжений от 5.7 до $10.3 \pm 0.5 \text{ GPa}$, т.е. от значений напряжений сжатия в области упругого деформирования до напряжений, значительно превышающих предел упругости.

В работе [18] на основании результатов исследования влияния поперечных напряжений на порог разрушения стекла при ударном сжатии было высказано предположение, что в механизме распространения волны разрушения существенную роль играют процессы локального уплотнения в окрестности наклонных трещин. Вероятно, верхний порог разрушения стекла определяется началом его уплотнения в объеме.

Работы выполнены при поддержке Программы фундаментальных исследований президиума РАН „Фундаментальные проблемы механики взаимодействий в технических и природных системах, материалах и средах“ и Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“, государственный контракт № 02.740.11.0200.

Список литературы

- [1] Gibbons R.V., Ahrens T.J. // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. N 23. P. 5489–5498.
- [2] Канель Г.И., Молодец А.М. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 2. С. 398–407.
- [3] Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортвов В.Е. Успехи механики. 2005. Т. 3. Вып. 3. С. 3–51.
- [4] Bless S.J., Brar N.S. // Shock Wave Sci. and Techn. Reference Library / Ed. by Y. Horie. Berlin–Heidelberg: Springer, 2007. Vol. 2. P. 105–141.
- [5] Cagnoux J. // AIP Conf. Proc. 1981. Vol. 78. P. 392.
- [6] Bourne N.K. // J. Impact Eng. 2008. Vol. 35. N 8. P. 674–683.
- [7] Bourne N.K., Forde L.C., Millett J.C.F., Field J.E. // J. Phys. IV France. 1997. Vol. 7. P. C3-157-C3-162.
- [8] Millett J., Bourne N. // Scripta mater. 2000. Vol. 42. P. 681–685.
- [9] Anderson C.E., Orphal D.L., Behner T., Templeton D.W. // Int. J. Impact Eng. 2009. Vol. 36. N 6. P. 789–798.
- [10] Sun X., Liu W., Chen W., Templeton D. // Int. J. Impact Eng. 2009. Vol. 36. P. 226–234.
- [11] Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 407 с.
- [12] Barker L.M., Hollenbach R.E. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 4669.
- [13] Barker L.M., Hollenbach R.E. // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 10. P. 4208.
- [14] Chhabidas L.C., Grady D.E. // Shock waves in condensed matter / Ed. by J.R. Asay, R.A. Graham, G.K. Straub. Amsterdam: North-Holland, 1983. P. 175.
- [15] Zha C.S., Hemley R.J., Mao H.K., Duffy T.S., Meade C. // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. P. 13 105.
- [16] Liang Y., Miranda C.R., Scandolo S. // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 75. P. 024 205.
- [17] Kanel G.L., Razorenov S.V., Savinykh A.S., Rajendran A., Chen Z. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 98. P. 113 523.
- [18] Kanel G.L., Bless S.J., Savinykh A.S., Razorenov S.V., Chen Z., Rajendran A. // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 104. P. 093 509.