

01;05

Низковязкая текучесть твердой дисперсной среды в эффекте Бриджмена

© Е.Г. Фатеев

Институт прикладной механики УрО РАН,
426067 Ижевск, Россия
e-mail: fateev@udman.ru

(Поступило в Редакцию 1 декабря 2003 г. В окончательной редакции 20 апреля 2004 г.)

Предлагается рассматривать квазидисперсное течение твердых материалов в микродисперсном состоянии на этапе быстрого динамического нагружения при высоком давлении в эффекте Бриджмена в рамках гидродинамического режима. Получена оценка величины эффективной динамической вязкости быстро текущей твердой среды в таких условиях, имеющей порядок $\eta \sim 1-3 \text{ Pa} \cdot \text{s}$, что обычно характерно только для маловязких жидкостей. Оценка времени процесса динамического нагружения на этапе быстрого сжатия в эффекте Бриджмена найдена в пределах $t \sim (3-6) \cdot 10^{-6} \text{ s}$ и удовлетворительно согласуется с известными экспериментальными данными.

1. Сильное квазистатическое сжатие многих диэлектриков и полупроводников между наковальнями с открытыми границами приводит к их объемному разрушению с высокоскоростным выбросом в микродисперсном состоянии из системы сжатия [1–3]. Схематичное изображение соответствующей системы сжатия показано на рис. 1. Подобные взрывные неустойчивости возникают при переходе упругой энергии сильно сжатого тела в области высоких давлений ($P \sim 0.1-10 \text{ GPa}$) в механическую работу со сверхбыстрой объемной разгрузкой системы после достижения в ней некоторых критических $P-T$ параметров [4–6]. Для каждого материала существует свой характерный порог давления и температуры, при которых он испытывает такой вид неустойчивости. Поэтому эффект Бриджмена (ЭБ) является модельным [4] для изучения механической устойчивости диэлектриков в условиях высоких давлений. Такая уникальная особенность эффекта незаменима также для лабораторного моделирования пределов механической устойчивости минералов, которые могут находиться в сейсмоактивных районах земной коры или в горных выработках с часто происходящими там горными ударами [4].

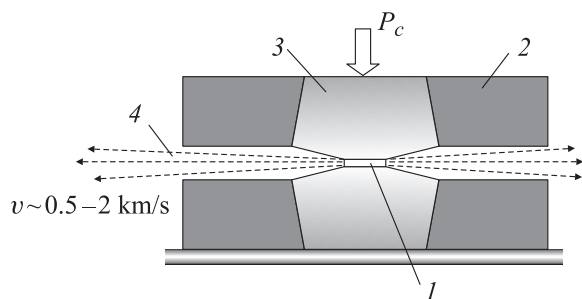


Рис. 1. Схема системы сжатия образца (1) между двумя наковальнями Бриджмена (2) со сверхтвердыми вставками (3), необходимыми для получения взрывного эффекта с высокоскоростным выбросом (4) части материала за пределы системы.

Выделяется два этапа в процессах, при которых проявляется эффект. На первом этапе диэлектрический образец медленно (квазистатически) нагружается со скоростями порядка $dP/dt < 0.1 \text{ GPa/s}$ до некоторого критического порога, при котором материал разрушается во всем своем объеме до микродисперсного состояния. Это приводит ко второму этапу в ЭБ, когда микродисперсный материал становится подобным квазидисперсности и, испытывая сильное давление, весь или частично выдавливается с взрывным выбрасыванием за пределы системы сжатия со скоростью порядка $v_e \sim 0.5-2 \text{ km/s}$ [4].

Существование быстрого квазидисперсного течения вещества между наковальнями в эффекте Бриджмена в процессе выброса [6–15] позволяет использовать ЭБ для эффективного безактивационного модифицирования неметаллических материалов. Особенность такого механохимического модифицирования при высоком давлении в отличие от альтернативных методов заключается в том, что позволяет более или менее точно фиксировать в процессах среднее давление и внешнюю температуру и исключает попадание в будущий агломерат или сплав химических элементов из рабочей оснастки. Кроме того, в условиях эффекта Бриджмена можно легко оказывать влияние на характер протекания механохимических процессов путем изменения порога возбуждения взрывного эффекта при изменении температуры [6–8], а также при воздействии на образцы электрическими полями в широком диапазоне амплитуд и частот [16–22].

Целью данной статьи является оценка эффективных величин вязкости и времени динамического нагружения материалов в эффекте Бриджмена. Эти оценки могут позволить в дальнейшем прогнозировать возможную глубину протекания механохимических взаимодействий в реагентах и более полно представить природу самого эффекта Бриджмена.

2. Возможность реализации сверхпластичного состояния материалов в критических условиях неоднородного сжатия на наковальнях Бриджмена может быть обуслов-

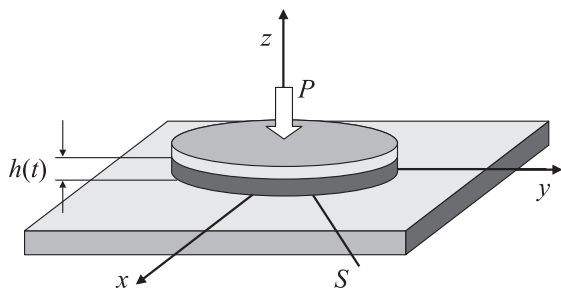


Рис. 2. Схема сдвливания жидкой пленки между двумя пластинами при нагружении под давлением P . Толщина сдвливаемой пленки зависит от времени $h(t)$. S — площадь гидродинамического контакта.

лена существенным уменьшением их вязкости за счет локального разогрева границ зерен [23] при взрывоподобной диссоциации межатомных связей. Сверхпластичное течение диспергированного материала при этом может быть во многом аналогичным течению вязкой жидкости. Поэтому для описания такого квазижидкого течения можно воспользоваться гидродинамическим приближением [24,25]. Такое приближение, однако, по отношению к процессам, протекающим в ЭБ, будет иметь лишь формальный характер. Это связано с тем, что по имеющимся экспериментальным данным материалы в условиях эффекта Бриджмена при динамическом нагружении обычно не переходят в расплавленное состояние, хотя и существенно разогреваются (в зависимости от условий на десятки и сотни градусов) [26,27].

Представим здесь модель течения квазижидкости между наковальнями в момент быстрого сдвливания объемно разрушенного тела при возбуждении в нем эффекта Бриджмена. Пусть сдвливаемая пленка квазижидкости находится между двумя быстро сближающимися поверхностями, стремящимися выдавить вязкую квазижидкость из зазора между ними, как показано на рис. 2. Если поверхности плоские и параллельно сближаются по нормали, а жидкость, заполняющая пространство между ними, несжимаема и имеет эффективную динамическую вязкость η , то распределение давления можно описать системой уравнений Навье–Стокса с соответствующими граничными условиями. В общем случае при ограничении нестационарными полями скоростей и давлений, проявляющими зависимость от времени только через обобщенную координату h (толщина слоя жидкоподобной пленки), система уравнений сводится к уравнению Рейнольдса. В результате его решения можно найти скорость сближения пластин v_n в зависимости от начальной нагрузки P и эффективной вязкости в виде [28]

$$v_n = \frac{Ph^3}{2\eta S}. \quad (1)$$

Здесь площадь гидродинамического контакта равна площади $S = 3/4\pi R^2$ рабочего среза наковален, имеющих радиус R . Время, необходимое для уменьшения толщины

пленки квазижидкости от начальной толщины h_0 до промежуточного значения h (при заданной нагрузке P), также находится из простого отношения

$$t = \frac{\eta S}{P} \left(\frac{1}{h^2} - \frac{1}{h_0^2} \right). \quad (2)$$

Отметим, что вязкость может сильно расти с увеличением давления P и весьма значительно падать с ростом температуры T . Для выполнения следующих ниже оценок воспользуемся качественным отношением, пригодным, в частности, для описания вязкости расплавов [29],

$$\eta \sim \eta_0 \exp\left(\frac{PV_0}{kT}\right). \quad (3)$$

Здесь k — постоянная Больцмана; V_0 — объем микропустоты, по порядку величины совпадающей с объемом частиц в расплаве, т.е. $V_0 \sim (0.5-2) \cdot 10^{-29} \text{ м}^3$. Использование этого качественного отношения и для потока дисперсных частичек вполне уместно, если считать, что поверхности частичек микрометровых размеров в момент выброса практически расплавлены.

3. Оценим порядок эффективной динамической вязкости материалов в процессе их быстрого течения между наковальнями со скоростью выброса вещества при нормальной температуре $v_e^0 \approx (R/h)v_n$, пропорциональной скорости v_n сближения наковален (1) в момент, соответствующий условиям эффекта Бриджмена, в виде

$$\eta_0 \sim \frac{2}{3} \frac{Ph^2}{\pi R v_e^0}. \quad (4)$$

Используя известные экспериментальные данные (см. таблицу) для типичных параметров в условиях неустойчивости Бриджмена, можно получить $\eta_0 \sim 0.8-2.6 \text{ Па} \cdot \text{с}$ без учета влияния на динамическую вязкость высокого давления. Это значение имеет порядок величины, характерный для такой маловязкой жидкости, как глицерин ($\sim 0.85 \text{ Па} \cdot \text{с}$), что всего на 3 порядка превышает значения вязкости при температуре плавления воды H_2O ($\sim 0.002 \text{ Па} \cdot \text{с}$ [30]) и на 5–8 порядков ниже, чем для расплавленного оксидного стекла SiO_2 или B_2O_3 ($\sim 10^9$ и $10^6 \text{ Па} \cdot \text{с}$ соответственно [29]). При этом из

Характерные значения параметров в экспериментах с эффектом Бриджмена

Величина	Характерное значение	Источник данных
h_0	$\sim 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}$	[4–22]
h	$\sim 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}$	[4–22]
P_c	$\sim 10^9 \text{ Па}$	[4–22]
R	$\sim 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	[15–22]
v_e^0	$\sim (0.5-1.5) \cdot 10^3 \text{ м/с}$	[4]
$v_n \approx (h_0/R)v_e^0$	$\sim (0.8-2.4) \cdot 10^2 \text{ м/с}$	–
η	$\sim 0.8-2.6 \text{ Па} \cdot \text{с}$	(6)
t	$\sim (3-6) \cdot 10^{-6} \text{ с}$	(2)

формулы (2) для типичных значений параметров следует, что порядок времени процесса динамического нагружения без учета влияния высокого давления находится в пределах $t_0 \sim (1-4) \cdot 10^{-7}$ s, что на порядок меньше известной оценки [4]. Время процесса динамического нагружения, по-видимому, лимитирует скорость различных явлений массопереноса и химических реакций. Этот вывод основан также на сравнении оценок времени релаксации в химических превращениях в процессе эффекта Бриджмена, полученных в работах [4,5,9-13] и имеющих порядок $\sim 10^{-6}$ s.

Обнаруженные в описываемых условиях явления фракционирования химических элементов [15] могут, очевидно, свидетельствовать о разной скорости течения микрочастичек, обогащенных теми или иными элементами, попавшими в состав квазижидкости. На основе последнего предположения можно объяснить явления фракционирования, обнаруженные с образцами полупроводникового сплава GeSe₂, когда на краю дископодобного образца, оставшегося после взрывного эффекта на наковальнях, оказалась на 10–15% большая локальная концентрация Se, чем в центре диска [15]. Стоит также сравнить температуры плавления $T_{Se} = 170-217^\circ\text{C}$ и $T_{Ge} = 936^\circ\text{C}$. Это значит, что при одних и тех же давлениях и температурах, как следует из отношения (3), вязкость микродисперсных частичек, обогащенных Se, может оказаться гораздо меньше, чем у частичек, обогащенных Ge.

Низкие значения эффективной динамической вязкости указывают на возможность такого гетерогенного состояния материалов в условиях эффекта Бриджмена, когда часть вещества в квазижидкости сможет течь в слоях с еще более низкой вязкостью. Становится очевидным, почему в таких условиях при сверхбыстрой подвижности элементов в условиях высоких давлений возможно очень стремительное протекание различных химических реакций и других взаимодействий. Вполне вероятно, что реакции между реагентами, испытывающими эффект Бриджмена, могут происходить практически до конца на 100%, как это следует из наблюдений в работах [9-13]. При этом, конечно, скорость таких взаимодействий должна зависеть от начальной температуры смеси реагентов, поскольку и сам порог возбуждения зависит от температуры в первом приближении подобно отношению [6,20,22]

$$P(T) \sim P_0(1 - AT), \quad (5)$$

где P_0 — порог возбуждения ЭБ при комнатной температуре; A — некоторый параметр, зависящий от структуры вещества, энергетических характеристик и т.д.

Это значит, что в соответствии с выражениями (3)–(5) эффективная динамическая вязкость материала может зависеть от температуры и давления следующим образом:

$$\eta \sim \frac{2P(T)h^2}{3\pi Rv_e^0} \exp \frac{P(T)V_0}{kT}, \quad (6)$$

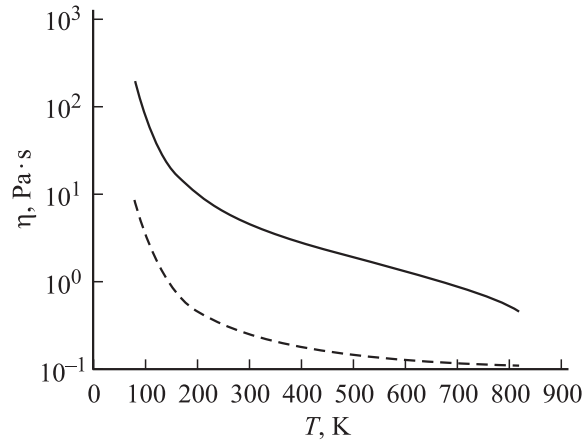


Рис. 3. Зависимости эффективной динамической вязкости материалов от температуры при быстром течении между наковальнями Бриджмена с учетом влияния давления на вязкость (сплошная кривая) и без учета (штриховая кривая).

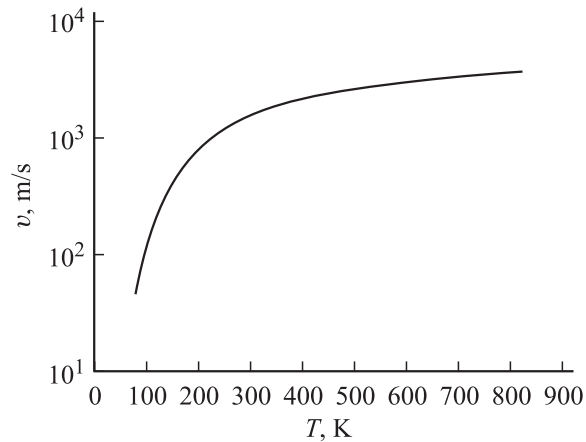


Рис. 4. Зависимость скорости потока квазижидкости между наковальнями в эффекте Бриджмена от первоначальной температуры с учетом влияния высокого давления.

и при указанных в таблице параметрах и коэффициенте $A \sim 10^3$ Pa/K может иметь вид, показанный на рис. 3. Оценку для зависимости скорости потока квазижидкости между наковальнями и соответственно скорости выброса от первоначальной температуры образца в системе нагружения с учетом высокого давления можно найти, пользуясь отношениями (1), (5) и (6), в виде

$$v_e \sim v_e^0 \exp^{-1} \left(\frac{P(T)V_0}{kT} \right). \quad (7)$$

Характер последней зависимости демонстрируется на рис. 4. Из формул (2), (5) и (6) также можно найти и порядок времени ударного нагружения $t \sim (3-6) \cdot 10^{-6}$ s с учетом влияния на процессы переноса квазижидкости высокого давления. Это время неплохо согласуется по порядку величины с найденным из экспериментов [4].

4. В результате рассмотрения характера низковязкого течения твердых материалов в микродисперсном состо-

янии в условиях эффекта Бриджмена найдена оценка величины эффективной вязкости для них, имеющей порядок $\eta \sim 1-3 \text{ Pa} \cdot \text{s}$, т.е. в экстремальных условиях эффективная вязкость твердых дисперсных сред может быть на уровне низковязких жидкостей, подобных глицерину. В таких условиях в принципе возможна сверхбыстрая подвижность химических элементов при высоких давлениях. Это в свою очередь, по-видимому, и может способствовать стремительному протеканию различных химических реакций и других взаимодействий в условиях эффекта Бриджмена, как это продемонстрировано в работах [9–15].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-05-64641).

Список литературы

- [1] *Bridgman P.V.* // Phys. Rev. 1935. Vol. 48. N 15. P. 825–847.
- [2] *Bridgman P.V.* // Proc. Am. Acad. Art. Sci. 1937. Vol. 71. N 9. P. 387–454.
- [3] *Bridgman P.V.* // J. Appl. Phys. 1937. Vol. 8. N 4. P. 328–336.
- [4] *Ярославский М.А.* Реологический взрыв. М.: Наука, 1982. 193 с.
- [5] *Ениколопян Н.С., Мхитарян А.А., Карагезян А.С.* и др. // ДАН СССР. 1987. Т. 292. № 4. С. 887–890.
- [6] *Фатеев Е.Г., Хан В.П.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 20. С. 52–56.
- [7] *Хан В.П., Фатеев Е.Г.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 8. С. 81–84.
- [8] *Fateev E.G., Khan V.P.* // Papers of Intern. Conf. „Non-crystalline semiconductors-89“. Uzhgorod (USSR), 1989. С. 121–123.
- [9] *Ениколопян Н.С., Вольева В.Б., Хзарджян А.А.* и др. // ДАН СССР. 1987. Т. 292. № 5. С. 1165–1169.
- [10] *Ениколопян Н.С.* // ДАН СССР. 1985. Т. 283. № 4. С. 897–899.
- [11] *Ениколопян Н.С., Хзарджян А.А., Гаспарян Э.Э.* и др. // ДАН СССР. 1987. Т. 294. № 5. С. 1151–1154.
- [12] *Ениколопян Н.С., Мхитарян А.А., Карагезян А.С.* // ДАН СССР. 1986. Т. 288. № 3. С. 657–660.
- [13] *Ениколопян Н.С.* // ДАН СССР. 1988. Т. 302. № 3. С. 630–634.
- [14] *Walley S.M., Balzer J.E., Proud W.G.* et al. // Proc. Roy. Soc. London. A. 2000. Vol. 456. N 3. P. 1483–1508.
- [15] *Фатеев Е.Г., Хан В.П.* // ФГВ. 1992. Вып. 2. С. 70–74.
- [16] *Фатеев Е.Г.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 6. С. 93–105.
- [17] *Фатеев Е.Г.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 10. С. 48–52.
- [18] *Фатеев Е.Г.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 20. С. 83–88.
- [19] *Фатеев Е.Г.* // Доклады РАН. 1997. Т. 354. Вып. 2. С. 252–255.
- [20] *Фатеев Е.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 65. Вып. 12. С. 876–880.
- [21] *Фатеев Е.Г.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 6. С. 37–40.
- [22] *Фатеев Е.Г.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 4. С. 43–48.
- [23] *Краснощеков Ю.И., Кузнецов Л.К., Перевезенцев В.Н.* и др. // ДАН СССР. 1990. Т. 312. № 4. С. 872–875.
- [24] *Лаврентьев М.А.* // УМН. 1957. Т. 12. Вып. 6. С. 41–48.
- [25] *Баланкин А.С.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 13. С. 1231–1234.
- [26] *Абрамова К.Б., Пахомов А.Б., Перегуд Б.П.* и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 4. С. 817–821.
- [27] *Пехович А.И., Жидких В.М.* Расчеты теплового режима твердых тел. Л.: Энергия, 1976. 351 с.
- [28] *Галахов М.А., Гусятников П.Б., Новиков А.П.* Математические модели контактной гидродинамики. М.: Наука, 1985. 232 с.
- [29] *Сандитов Д.С., Бартенев Г.М.* Физические свойства неупорядоченных систем. М.: Наука, 1982. 294 с.
- [30] *Эйзенберг Д., Кауцман В.* Структура и свойства воды. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 280 с.