Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 6, с. 421 – 425 © 2019 г. 25 сентября

К вопросу о возникновении скейлинга в зависимости скорости сдвиговых процессов в металлическом стекле от времени

И. С. Ясников[+1)], *М. Н. Селезнев*[*], *А. В. Данюк*[+], *А. Ю. Виноградов*[×]

[+]*Научно-исследовательский институт прогрессивных технологий, Тольяттинский государственный университет, 445020 Тольятти, Россия*

[*]*Freiberg University of Mining and Technology, 09599 Freiberg, Germany*

[×]*Norwegian University of Science and Technology, 7491 Trondheim, Norway*

Поступила в редакцию 16 июля 2019 г.
После переработки 5 августа 2019 г.
Принята к публикации 10 августа 2019 г.

В Письме приводится попытка объяснения наблюдаемого квадратичного скейлинга в зависимости скорости сдвиговых процессов в металлическом стекле от времени. Сам факт, что данное явление для многочисленных экспериментов демонстрируется в диапазоне изменения времени на четыре порядка, а скорости полосы сдвига на девять порядков, говорит о его универсальности и возможности разделения механизмов локализации деформации в металлических стеклах.

DOI: 10.1134/S0370274X19180139

Металлическое стекло (МС) – один из наиболее быстроразвивающихся и перспективных материалов. Представляя из себя, по сути, замороженную жидкость, МС обладает изотропной аморфной структурой, обладающей высокой коррозионной стойкостью, биосовместимостью [1], прочностью [2], твердостью и износостойкостью [3]. В то же время наличие преимущественно металлических связей, обладающих куда большей гибкостью, чем ковалентные, обуславливает некоторую пластичность материала, сравнимую с пластичностью высокопрочных сталей [4]. При этом отношение предела упругости к модулю Юнга, т.е. способность аккумулировать упругую энергию очень высоко и сравнимо с полимерами [5]. Такое сочетание свойств делает МС чрезвычайно интересным материалом, как для фундаментальных исследований, так и для прикладной науки и производства [6].

Локализация деформации в МС происходит в так называемых полосах сдвига (ПС), поведение которых диктуется особенностями развития локализованного сдвига в аморфной структуре и зависит от условий эксперимента. Исследования ПС проводились авторами настоящей работы на испытательном стенде [7] с возможностью одновременного механического испытания образцов с симметричной винтовой подачей нагрузки до 10 кН, высокоскоростной регистрацией видеоданных с частотой записи до 120000 кадров в секунду; с микроскопическим увеличением до 45x и системой коаксиального освещения, а также регистрацией событий акустической эмиссии, сопровождающих быстропротекающие процессы в материале. При этом эксперименты можно было условно разделить на два основных типа:

- “статические” – изучение структуры, свойств и особенностей уже сформированных ПС (*ex situ*); в результате этих экспериментов было установлено, что вершина полосы сдвига в металлическом стекле является линейным дефектом дислокационного типа с дальнодействующими полями напряжений, спадающими с расстоянием как $\sim 1/r$ [8].
- “динамические”, т.е. изучение механизма и кинетики зарождения, роста и эволюции ПС в реальном времени (*in situ*); в результате этих экспериментов было выявлено, что зависимость скорости фронта ПС от времени имеет асимметричный импульсный характер и условно состоит из двух этапов: (1) быстрое (менее 30 мкс) нарастание скорости фронта от нуля до некоторого максимального значения (не менее 5 м/с), а затем (2) медленное (около 300 мкс) затухание по степенному закону [9].

Кроме (i) распространения фронта полосы сдвига, также могут быть выделены и другие типы сдвиговых процессов. Локализация деформации в МС при высоких напряжениях характеризуется высокой скоростью сдвига и может привести к образованию (ii) сдвиговой трещины [10]. Наконец, в терминальной ПС (т.е. в ПС, которая полностью рассекла об-

1)e-mail: yasnikov@phystech.edu

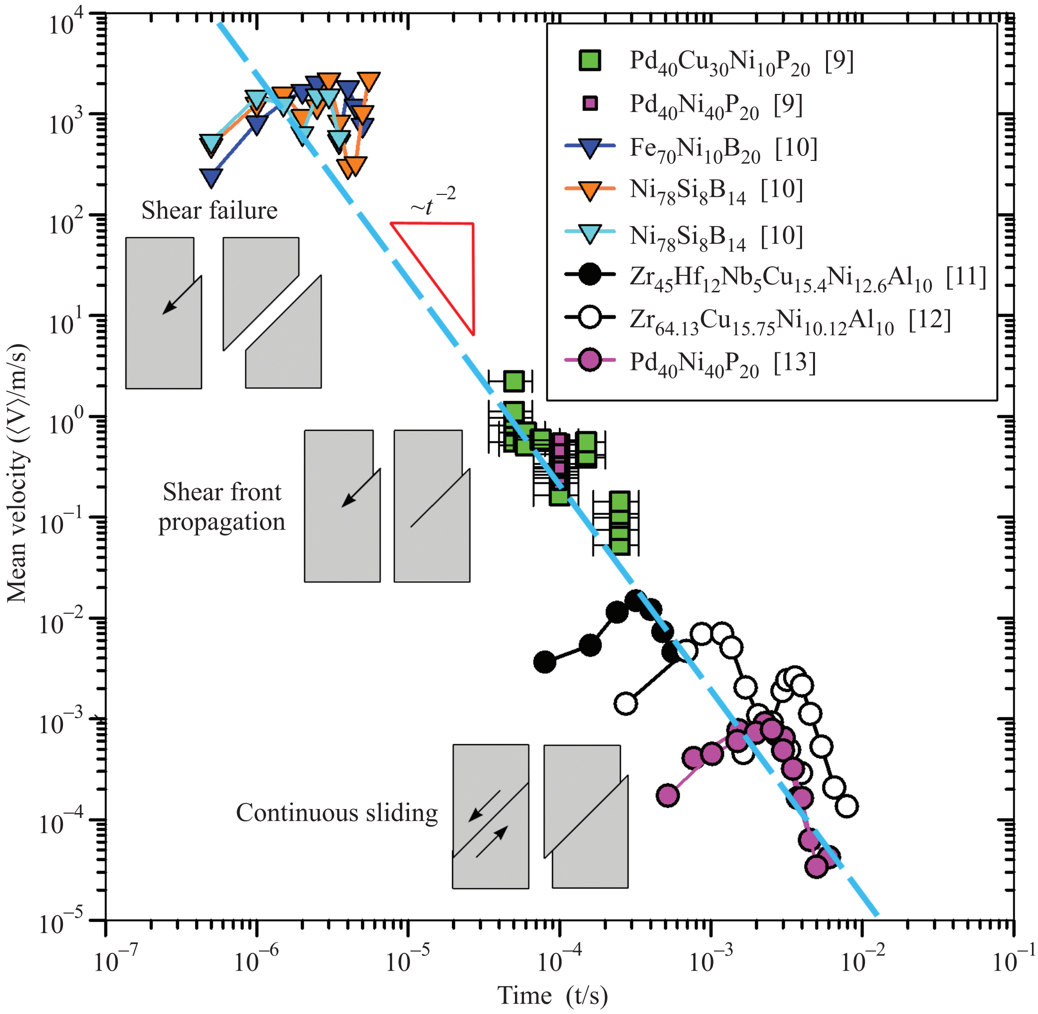

Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментальные данные различных авторов по измерению средней скорости сдвиговых процессов в металлических стеклах в широком диапазоне скоростей и времен, отсчитываемых от начала эксперимента: скорость фронта сдвиговой трещины (верхняя часть); скорость фронта полосы сдвига (средняя часть), скорость скольжения берегов терминальной полосы сдвига друг относительно друга (нижняя часть). Наблюдаемый скейлинг обозначен штриховой голубой линией. Данные легенды обозначают химический состав исследуемого сплава и ссылку на источник (график основан на данных работы [9] и дополнен)

разец) наблюдается (iii) скольжение берегов ПС друг относительно друга без нарушения сплошности образца [11–13]. Каждый из этих механизмов изображен схематически на вставках рис. 1 и характеризуется своим временем нарастания скорости и ее последующей эволюции. На рисунок 1 нанесено большинство известных экспериментально полученных зависимостей скорости сдвиговых процессов от времени, которое фиксируется от начала эксперимента. Несмотря на различие типов процессов и методов измерений, значения скоростей демонстрируют явный скейлинг степенного закона $V \sim \frac{1}{t^{\beta}}$ при изменении времени на четыре порядка и скорости на девять порядков.

Целью данной работы является аналитическое описание наблюдаемого скейлинга скоростей сдвиговых процессов в металлических стеклах.

Следует отметить, что измерение скорости фронта полосы сдвига является косвенным измеряемым параметром по измеряемому изменению длины, отнесенному к измеряемому интервалу времени, и является, таким образом, средней скоростью. При этом если погрешность измерения времени составляет интервал его измерения, то по теореме Лагранжа очевидно, что на этом временном интервале $[t_1; t_2]$ можно указать точку ξ, где средняя скорость в пределах представленной погрешности совпадет с мгновенной скоростью: т.е. в экспериментах мы, измеряя *сред-*

нюю скорость, получаем оценку *мгновенной* скорости с некоторой определенной погрешностью.

$$\langle V\rangle = \frac{L(t_2)-L(t_1)}{t_2-t_1} = L'(\xi\in[t_1;\, t_2]) = V(\xi\in[t_1;t_2]). \quad (1)$$

Таким образом, определение скорости фронта полосы сдвига сводится к измерению приращения длины полосы за интервал времени.

Измерение длины полосы сдвига L – это случайный процесс, и он осуществляется в интервале $L_i \le L \le L_0$, где L_i – длина полосы в момент достижения ей максимальной скорости, L_0 – длина образца. При этом плотность вероятности измерения определенной длины, имея *неоднородное* степенное распределение $\varphi(L)\sim\frac{1}{L^n}$ [14] с условием нормировки $\int\limits_{L_i}^{L_0}\varphi(L)dL = 1$, определяется степенной зависимостью вида:

$$\varphi(L) = \frac{n-1}{(L_i^{1-n}-L_0^{1-n})L^n} \sim \frac{L_i^{n-1}(n-1)}{L^n}. \quad (2)$$

Обсуждение значения степени распределения полос сдвига по длине будет дано далее.

Математическое ожидание зафиксировать во время эксперимента полосу сдвига длины $\tilde{L}$ определяется очевидным условием:

$$M[\tilde{L}] = \int\limits_{L_i}^{\tilde{L}} L\varphi(L)dL = \frac{L_i(n-1)}{n-2}\left[1-\frac{L_i^{n-2}}{\tilde{L}^{n-2}}\right]. \quad (3)$$

При этом математическое ожидание приращения длины полосы сдвига от L_1 в момент времени t_1 ($L_1 = L(t_1)$) до длины L_2 в момент времени t_2 ($L_2 = L(t_2)$) имеет вид:

$$M[L_2-L_1] = \frac{L_i^{n-1}(n-1)}{n-2}\frac{L_2^{n-2}-L_1^{n-2}}{L_1^{n-2}L_2^{n-2}}. \quad (4)$$

Измерение времени возможно в интервале $\tau_i < t < \tau_f$ где τ_i – время достижения максимальной скорости, τ_f – время остановки полосы: при этом время измеряется в таком интервале $[t_1;t_2]$, что $\tau_i < t_1 < t < t_2 < \tau_f$. Плотность вероятности измерения времени, имея *однородное* распределение с условием нормировки $\int\limits_{\tau_i}^{\tau_f}\chi(t)dt = 1$, определяется зависимостью вида:

$$\chi(t) = \frac{1}{\tau_f-\tau_i}. \quad (5)$$

При этом математическое ожидание интервала времени, на котором измеряется приращение длины, имеет вид:

$$M[t_2-t_1] = \frac{t_2^2-t_1^2}{2(\tau_f-\tau_i)} \sim \frac{t_2^2-t_1^2}{2\tau_f}. \quad (6)$$

Тогда ожидаемое значение средней скорости фронта полосы сдвига, которое будет получаться в многочисленных экспериментах в широком диапазоне начальных условий, определяется выражением:

$$\langle V\rangle = \frac{M[L_2-L_1]}{M[t_2-t_1]} = \quad (7)$$

$$= \frac{2\tau_f L_i^{n-1}(n-1)}{(n-2)(t_1+t_2)L_1^{n-2}L_2^{n-2}}\frac{L^{n-2}(t_2)-L^{n-2}(t_1)}{t_2-t_1}.$$

Поскольку среднюю скорость можно отнести к моменту времени, находящемуся внутри интервала $t_1 < t < t_2$, то по теореме Лагранжа существует такой момент времени ξ, что $t_1 < \xi < t_2$ и при этом $\frac{L^{n-2}(t_2)-L^{n-2}(t_1)}{t_2-t_1} = (n-2)L^{n-3}(\xi)L'(\xi)$. Отсюда немедленно получаем зависимость для средней скорости:

$$\langle V(\xi)\rangle = \frac{2(n-1)\tau_f L_i^{n-1}L^{n-3}(\xi)L'(\xi)}{(t_1+t_2)[L(t_1)L(t_2)]^{n-2}},\ \text{где}\ t_1<\xi<t_2. \quad (8)$$

Полагая для оценок $\frac{t_1+t_2}{2}\sim\xi$ и $L(t_1)L(t_2) \sim L^2(\xi)$, получаем:

$$\langle V(\xi)\rangle \sim \frac{\tau_f L_i^{n-1}L'(\xi)}{\xi[L(\xi)]^{n-1}}. \quad (9)$$

В рамках теоремы Лагранжа о среднем вполне можно допустить, что $\langle V(\xi)\rangle \sim L'(\xi)$ и тогда выражение (9) преобразуется к виду:

$$L(\xi) \sim L_i\left(\frac{\tau_f}{\xi}\right)^{\frac{1}{n-1}}. \quad (10)$$

И, соответственно, средняя скорость:

$$\langle V(\xi)\rangle \sim L'(\xi) \sim \frac{L_i\tau_f^{\frac{1}{n-1}}}{n-1}\xi^{-\frac{1}{n-1}-1} \sim$$

$$\sim \frac{L_i\tau_f^{\frac{1}{n-1}}}{n-1}\xi^{-\frac{n}{n-1}} \sim \frac{1}{\xi^\alpha},\ \text{где}\ \alpha = \frac{n}{n-1}. \quad (11)$$

Остается открытым вопрос с показателем n в степенной зависимости плотности функции распределения длин полос сдвига $\varphi(L)\sim\frac{1}{L^n}$. Известно, что если аргументы плотности функции распределения различных функций пропорциональны друг другу, то это не меняет показателя степени плотности функции распределения, а меняет лишь ее нормировку. И здесь возможная аргументация состоит из следующих тезисов, известных из литературных источников:

а) длина нетерминальной полосы сдвига L пропорциональна офсету (ступеньке) λ полосы сдвига на образце [15];

б) офсет λ (ступенька) полосы сдвига пропорционален локальному сбросу нагрузки $\Delta\sigma$ при движении полосы сдвига [16].

В силу пропорциональности $\Delta\sigma \sim \lambda \sim L$ функция распределения по длинам полос сдвига повторяет функцию распределения по сбросам нагрузки с точностью до постоянного нормировочного множителя.

Исходя из литературных данных (например, [17, 18]), плотность функции распределения по сбросам нагрузки (и, как следствие, по длинам полос сдвига) может иметь показатель степени с учетом погрешностей $n \sim 2.2\ldots 2.8$. Отсюда:

$$\left.\langle V(\xi)\rangle\right|_{n=2.2\ldots 2.8} \sim \frac{1}{\xi^{\frac{n}{n-1}}} \sim \frac{1}{\xi^{1.6\ldots 1.8}}, \qquad (12)$$

что, конечно, в пределах погрешности проводимых оценок близко к $\alpha = \frac{n}{n-1} \sim 2$.

Таким образом, имеющиеся в наличии экспериментальные данные свидетельствуют о степенном характере распределения средней (или мгновенной в пределах погрешности измерения времени) скорости сдвиговых процессов в металлическом стекле на этапе условного торможения от максимальной скорости до ее финализации в виде $\langle V(\xi)\rangle \sim \frac{1}{\xi^{\alpha}}$, где $\alpha \sim 2$, что и подтверждается многочисленными экспериментальными данными.

Выявленная степенная зависимость скорости полосы сдвига (и, соответственно, длины без учета постоянного слагаемого) свидетельствует о масштабной инвариантности процесса распространения полосы сдвига. В этом случае процесс инициации и последующего распространения полосы сдвига можно трактовать как *непрерывный фазовый переход* [19] (одной из особенностью которых является именно масштабная инвариантность) в объеме полосы сдвига. Термодинамическая трактовка наличия такого перехода и обоснование его критических параметров приведено, в частности, в работе [20]. Сама суть фазового перехода состоит в том, что в исходном образце металлического стекла существует ближний порядок и минимальная длина когерентности, а при последующей сдвиговой деформации в момент зарождения полосы сдвига возникает прослойка новой фазы с другой степенью упорядоченности. В частности, об этом свидетельствует резкое изменение длины когерентности при определенном значении сдвиговой деформации, полученное в результате моделирования методом молекулярной динамики авторами работы [21].

Кроме того, стоит отметить, что предложенное математическое описание хоть и носит оценочный характер, но обладает универсальностью приложения к любым сдвиговым процессам в механике сплошных сред, поскольку в качестве управляющего параметра использует лишь показатель степени n в функции плотности вероятности степенного распределения по длинам полос сдвига. Данный факт может быть использован, в частности, при оценке скорости и времени сдвиговых процессов в земной коре, что играет существенную роль при оценке динамики возможных землетрясений. В частности, в работе [22], в результате моделирования сдвиговых процессов в земной коре на лабораторном образце была получена аналогичная степенная зависимость между скоростью сдвигового скольжения и временем устойчивого скольжения до срыва в "нестабильность".

Работы по исследованию сдвиговых процессов в металлическом стекле продолжаются в настоящее время.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 18-08-00327.

1. J. Schroers, G. Kumar, T. M. Hodges, S. Chan, and T. R. Kyriakides, The Journal of The Minerals, Metals & Materials Society (TMS) **9**, 21 (2009).
2. Z. Q. Liu and Z. F. Zhang, J. Appl. Phys. **115**, 163505 (2014).
3. P. Tao, Y. Yang, X. Chen, J. Gao, and X. Chen, International Journal of Hydrogen Energy **38**, 9052 (2013).
4. M. M. Trexler and N. N. Thadhani, Prog. Mater. Sci. **55**, 759 (2010).
5. W. L. Johnson and K. A. Samwer, Phys. Rev. Lett. **95**, 195501 (2005).
6. М. Н. Селезнев, *Пространственно-временные закономерности локализованной пластической деформации объемных металлических стекол: дис. ... канд. физ-мат. Наук*, Тольят. гос. университет, Тольятти (2017).
7. M. Seleznev and A. Vinogradov, Rev. Sci. Instrum. **85**, 076103 (2014).
8. A. Vinogradov, M. Seleznev, and I. S. Yasnikov, Scr. Mater. **130**, 138 (2017).
9. M. Seleznev, I. S. Yasnikov, and A. Vinogradov, Mater. Lett. **225**, 105 (2018).
10. E. D. Tabachnikova, Y. I. Golovin, M. V. Makarov, and A. A. Shibkov, Le Journal de Physique IV **07**, C3-307 (1997).
11. W. J. Wright, R. R. Byer, and X. Gu, Appl. Phys. Lett. **102**, 241920 (2013).
12. S. X. Song and T. G. Nieh, Intermetallics **19**, 1968 (1977).

13. H. M. Chen, J. C. Huang, S. X. Song, T. G. Nieh, and J. S. C. Jang, Appl. Phys. Lett. **94**, 141914 (2009).
14. B. Shi, Y. Xu, F. Wei, S. Luan, and P. Jin, J. Non-Cryst. Solids **472**, 9 (2017).
15. R. T. Qu, Z. Q. Liu, G. Wang, and Z. F. Zhang, Acta Mater. **91**, 19 (2015).
16. P. Thurnheer, R. Maaß, K. J. Laws, S. Pogatscher, and J. F. Löffler, Acta Mater. **96**, 428 (2015).
17. Z. Y. Liu, G. Wang, K. C. Chan, J. L. Ren, Y. J. Huang, X. L. Bian, X. H. Xu, D. S. Zhang, Y. L. Gao, and Q. J. Zhai, J. Appl. Phys. **114**, 033521 (2013).
18. J. Antonaglia, X. Xie, G. Schwarz, M. Wraith, J. Qiao, Y. Zhang, P. K. Liaw, J. T. Uhl, and K. A. Dahmen, Sci. Rep. **4,** 4382 (2014).
19. J. P. Sethna, *Statistical Mechanics: Entropy, Order Parameters and Complexity*, Clarendon Press, Oxford (2017), 371 p.
20. Z. Liu, R. Li, G. Wang, S. Wu, X. Lu, and T. Zhang, Acta Mater. **59**, 7416 (2011).
21. G. Parisia, I. Procaccia, C. Rainone, and M. Singh, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **114**, 5577 (2017).
22. J. H. Dieterich and B. Kilgore, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **93**, 3787 (1996).