

# АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ПРИ ИНИЦИАЦИИ ПОЛОСЫ СДВИГА В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ СТЕКЛЕ КАК МЕТОД ВЕРИФИКАЦИИ СУЩЕСТВОВАНИЯ МАСШТАБНОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ

*И. С. Ясников<sup>a\*</sup>, А. Ю. Виноградов<sup>b</sup>*

<sup>a</sup> *Тольяттинский государственный университет  
445020, Тольятти, Россия*

<sup>b</sup> *Norwegian University of Science and Technology  
7491, Trondheim, Norway*

Поступила в редакцию 22 ноября 2020 г.,  
после переработки 22 ноября 2020 г.  
Принята к публикации 17 декабря 2020 г.

Методом акустической эмиссии найдена функция распределения плотности вероятности длин полос сдвига в металлическом стекле и показана ее независимость от стехиометрического состава стекла и условий эксперимента. Ее степенной вид приводит к независимому подтверждению наблюдаемого квадратичного скейлинга в зависимости скорости сдвиговых процессов в металлическом стекле от времени.

DOI: 10.31857/S0044451021030081

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Масштабная инвариантность (или скейлинг), свидетельствующая об общности физических явлений на разных масштабных уровнях, вызывает несомненный интерес в различных областях естествознания [1–4]. При масштабной инвариантности рассматриваемое явление проявляет свойство автомодельности, т.е., изменяясь в пространстве и времени, явление воспроизводит само себя в изменяющихся пространственных или временных масштабах. С математической точки зрения это влечет за собой существование степенного соотношения между основными характеристиками рассматриваемого явления [4]. Самовоспроизведение физических явлений при масштабной инвариантности позволяет моделировать и изучать их в лабораторных условиях на малых масштабах и расширять полученные результаты на подобные крупномасштабные явления. В частности, в монографии [5] с точки зрения механики сплошных сред было обосновано, что фронт полосы сдвига при формировании разлома земной коры представляет собой макроскопическую

сейсмодислокацию с соответствующим дальнедействующим полем напряжений. В свою очередь, в работе [6], аналогичные выводы были сделаны для фронта полосы сдвига в металлическом стекле. Несмотря на разномасштабность рассматриваемых явлений, вполне естественно выдвинуть гипотезу об их масштабной инвариантности и, изучая кинематику полос сдвига в металлических стеклах, расширять полученные результаты на описание сдвиговых процессов в земной коре.

Самоорганизованная критичность в поведении металлических стекол, аналогичная таковой в гранулярных средах и тектонических процессах, отмечалась в ряде работ на основании исследований сбросов напряжения, сопровождающих процесс распространения полос сдвига (сброса) [7–9]. Однако этот процесс состоит из двух частей – быстрого формирования фронта полосы и последующего относительно медленного сдвига одной части образца относительно другой по полосе [10, 11].

В частности, в работах [12–14] в экспериментах по изучению кинетики зарождения и дальнейшего эволюционного роста полосы сдвига в металлическом стекле в реальном времени (*in-situ*) было выявлено, что зависимость скорости фронта полосы сдвига от времени имеет асимметричный импульс-

\* E-mail: yasnikov@phystech.edu

ный характер и условно состоит из двух этапов: (i) быстрое, за время  $\tau_i$  (менее 30 мкс), нарастание скорости фронта от нуля до некоторого максимального значения  $V_{max}$  (не менее 5 м/с), а затем (ii) медленное (около 300 мкс) затухание. При этом было обнаружено, что скорости сдвиговых процессов в металлическом стекле на этапе условного торможения от максимальной скорости до ее финализации имеют степенной характер распределения средней (или мгновенной в пределах погрешности измерения времени) в виде

$$\langle V(\xi) \rangle \propto \frac{1}{\xi^\alpha}$$

( $\xi$  — время в момент измерения), где  $\alpha \sim 2$ , что и подтвердилось многочисленными экспериментальными данными [13, 14].

Выявленная в работе [13] степенная зависимость скорости полосы сдвига (и, соответственно, длины без учета постоянного слагаемого) свидетельствует о масштабной инвариантности процесса распространения полосы сдвига на этапе условного торможения. Следствия и пролонгации трактовок выявленной инвариантности также подробно обсуждались в работе [14]. Кроме того, было предложено аналитическое описание наблюдаемого скейлинга, которое 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 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.

Получая в работе [14] вид функции распределения по длинам полосы сдвига на этапе распространения от максимальной скорости до ее финализации, мы использовали факт пропорциональности между длиной полосы сдвига и локальным сбросом нагрузки [15, 16], и, в этом смысле, функция распределения по длинам полос сдвига должна повторять функцию распределения по сбросам нагрузки с точностью до постоянного нормировочного множителя. Такой подход хотя и правомерен, но является косвенным. Поскольку временная эволюция длины полосы сдвига происходит непрерывным образом, функция распределения по длинам полос сдвига не должна менять свой вид как на первом (нарастание скорости), так и на втором этапе (уменьшение скорости до финализации полосы сдвига). Однако

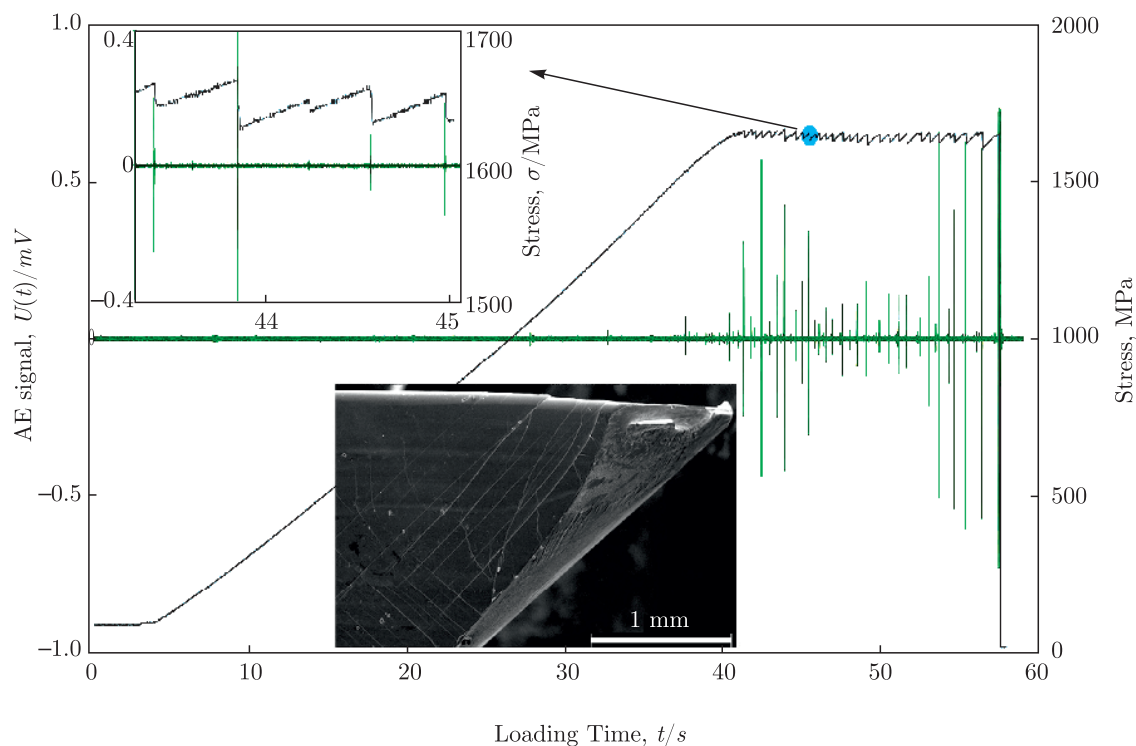
получение аналогичного распределения по длинам полосы сдвига на первом этапе, а именно быстрое (менее 30 мкс) нарастание скорости фронта полосы сдвига от нуля до некоторого максимального значения (не менее 5 м/с), осталось вне зоны нашего внимания, поскольку данный быстропротекающий процесс требует совершенно иного экспериментального подхода.

В качестве такого подхода при регистрации нарастания скорости фронта полосы сдвига от нуля до некоторого максимального значения авторами данной работы предлагается метод акустической эмиссии, основанный на регистрации упругих колебаний (акустических волн), которые будут генерироваться при инициации полосы сдвига [17–20].

Метод акустической эмиссии прекрасно зарекомендовал себя как мощный диагностический инструмент для интерпретации особенностей эволюции дислокационной структуры материала при деформации, в том числе и металлического стекла. Прогнозирующая способность этого инструмента в отношении появления особенностей пластического течения и наступления критического состояния является весьма перспективной как для лабораторных исследований, так и для практического применения в мониторинговых и диагностических системах в промышленности. В данной работе, на основе амплитудного распределения сигналов акустической эмиссии, предлагается метод восстановления распределения по длинам полос сдвига и показывается наличие скейлинговых эффектов в формировании и распространении полос сдвига в металлических стеклах.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве объектов исследований были выбраны несколько стеклообразующих сплавов на основе Zr, Ni и Pd, а именно  $Zr_{60}Cu_{30}Al_{10}$ ,  $Zr_{52.5}Ti_5Cu_{17.9}Ni_{14.6}Al_{10}$ ,  $Zr_{64.13}Cu_{5.75}Ni_{10.12}Al_{10}$ ,  $Ni_{40}Cu_{10}Ti_{33}Zr_{17}$ ,  $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ , которые были изготовлены методом литья под давлением в медную форму как описано в работе [21]. Образцы  $3 \times 3 \times 6$  мм<sup>3</sup> испытывались на сжатие с одновременной регистрацией сигнала акустической эмиссии. Детали методики можно найти в работе [21]. Сплавы  $Zr_{64.13}Cu_{5.75}Ni_{10.12}Al_{10}$  испытывались со скоростями  $10^{-2}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-5}$  с<sup>-1</sup>, остальные — со скоростью  $10^{-3}$  с<sup>-1</sup>. Запись сигнала акустической эмиссии велась непрерывно с 18 бит разрешением и частотой дискретизации 2 МГц. Использовался

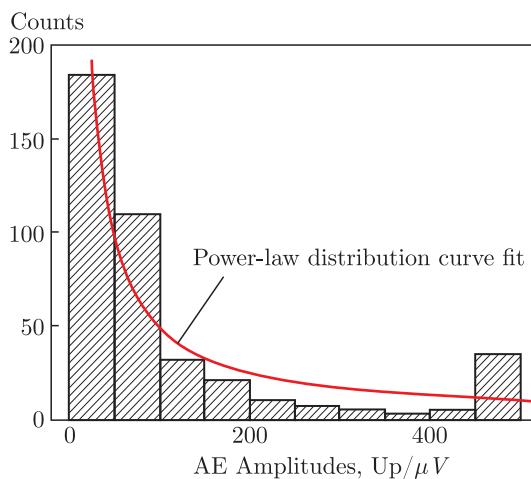


**Рис. 1.** Экспериментальные механического напряжения (черный цвет) и амплитуды сигналов акустической эмиссии (зеленый цвет) в зависимости от времени, полученные при нагружении сжатием образца объемного металлического стекла  $Zr_{60}Cu_{30}Al_{10}$  при скорости нагружения  $1 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$  [21]. На вставке показан фрагмент потока сигнала акустической эмиссии, иллюстрирующий синхронное появление импульсов акустической эмиссии и скачков напряжения из-за образования и распространения макроскопических полос сдвига, которые также показаны на микроскопическом изображении

широкополосный датчик AE900S-WB. Сигнал был усилен на 60 дБ и записан при помощи системы PCI-2 (Physical Acoustic Corp., США).

В результате проведения механических испытаний вышеуказанных образцов были получены экспериментальные зависимости механического напряжения и амплитуды сигналов акустической эмиссии в зависимости от времени. В качестве примера на рис. 1 представлены данные зависимости, которые были получены при нагружении сжатием образца объемного металлического стекла  $Zr_{60}Cu_{30}Al_{10}$  при скорости нагружения  $1 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$  [21]. На вставке рис. 1 показан фрагмент потока сигнала акустической эмиссии, иллюстрирующий синхронное появление импульсов акустической эмиссии и скачков напряжения из-за образования и распространения макроскопических полос сдвига, которые также показаны на микроскопическом изображении, полученном на сканирующем электронном микроскопе.

Типичное амплитудное распределение сигналов акустической эмиссии и его приближение степенной функцией распределения, полученное



**Рис. 2.** Типичное амплитудное распределение сигналов акустической эмиссии и его приближение степенной функцией распределения, полученное при нагружении образца металлического стекла  $Zr_{64.13}Cu_{5.75}Ni_{10.12}Al_{10}$

при нагружении образца металлического стекла  $Zr_{64.13}Cu_{5.75}Ni_{10.12}Al_{10}$  представлено на рис. 2.

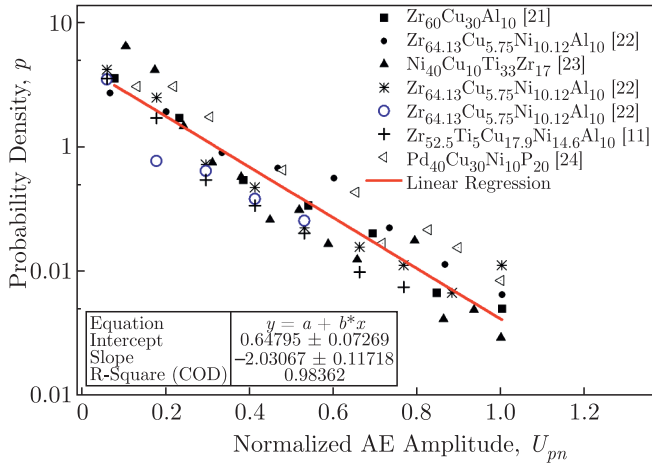


Рис. 3. Нормализованная по амплитуде функция распределения плотности вероятности амплитуд сигнала акустической эмиссии в исследованных сплавах

Проведенный далее анализ показал, что нормализованная по амплитуде функция распределения вероятности амплитуд сигнала акустической эмиссии в исследованных сплавах (рис. 3) представляет собой степенную функцию и в логарифмических координатах все экспериментальные данные хорошо ложатся на единую прямую независимо от стехиометрического состава металлического стекла и скорости нагружения при механических испытаниях.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, из рис. 3 непосредственно следует, что амплитуда сигналов акустической эмиссии при инициации полос сдвига является случайной величиной с плотностью распределения вероятности подчиняющейся степенному закону:

$$\varphi(U_{AE}) \propto \frac{1}{U_{AE}^N}, \quad \text{где } N = 2.03 \pm 0.12. \quad (1)$$

Мгновенная мощность акустической эмиссии при инициации полосы сдвига оценивается как мгновенная релаксация упругой энергии:

$$P_{AE} \approx \frac{d}{dt} \left( \frac{kL^2}{2} \right) \approx kL\dot{L} \approx kLV, \quad (2)$$

где  $L$  и  $V$  — текущая длина и скорость фронта полосы сдвига. Максимальная мощность сигнала акустической эмиссии на этапе инициации полосы сдвига соответствует моменту достижения максимальной скорости и соответствующей ей длине:

$$P_{AE}^{max} \approx kLV_{max}. \quad (3)$$

С другой стороны, мощность сигнала акустической эмиссии за время инициации  $\tau_i$  определяется среднеквадратичной амплитудой сигнала следующим соотношением:

$$P_{AE}^{max} = \frac{1}{\tau_i} \int_0^{\tau_i} U_{AE}^2(t) dt \approx U_{AE}^2. \quad (4)$$

С учетом равноускоренного зарождения полосы сдвига, имеем

$$L = L(V_{max}) = \frac{1}{2} V_{max} \tau_i. \quad (5)$$

Учитывая (5), формулу (3) можно преобразовать к виду

$$P_{AE}^{max} \approx kLV_{max} \approx kL^2. \quad (6)$$

А с учетом (4) получаем

$$U_{AE}^2 \approx kL^2 \quad \text{или} \quad U_{AE} \approx kL. \quad (7)$$

Поскольку плотность распределения вероятности инварианта к нормировке по аргументу:

$$\int \varphi(U_{AE}) dU_{AE} = \int \varphi(L) dL \quad (8)$$

отсюда легко получить, что для двух пропорциональных друг другу аргументов вид функции плотности распределения вероятности совпадает. Непосредственно из формулы (1) сразу следует

$$\varphi(L) \approx \frac{1}{L^n}, \quad \text{где } n = 2.03 \pm 0.12. \quad (9)$$

В работе [14] была получена формула для скейлинга средней скорости полосы сдвига на этапе ее торможения в виде

$$\langle V(\xi) \rangle \propto \frac{1}{\xi^\alpha}, \quad (10)$$

где

$$\alpha = \frac{n}{n-1}.$$

С учетом (9) немедленно получаем

$$\langle V(\xi) \rangle \propto \frac{1}{\xi^{\frac{n}{n-1}}} \approx \frac{1}{\xi^2}. \quad (11)$$

Таким образом, нами получен степенной характер 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

$$\langle V(\xi) \rangle \propto \frac{1}{\xi^\alpha},$$

что подтверждается не только многочисленными экспериментальными данными ( $n \approx 2.2, \dots, 2.8$ ,  $\alpha \approx 1.6, \dots, 1.8$ , работа [14]), но и прецизионными данными, полученными методом акустической эмиссии на этапе нарастания фронта полосы сдвига ( $n = \alpha = 2.03 \pm 0.12$ , настоящая работа).

С учетом

$$\langle V(\tau_i) \rangle = V_{max}$$

немедленно получаем

$$\langle V(\xi) \rangle = \frac{V_{max}\tau_i^2}{\xi^2}. \quad (12)$$

Интегрируя последнее соотношение с учетом условия

$$L(\xi \rightarrow \infty) = L_S,$$

где  $L_S$  — длина образца, получаем

$$L(\xi) = L_S - \frac{V_{max}\tau_i^2}{\xi}. \quad (13)$$

Соотношения (12) и (13) описывают масштабную инвариантность процесса распространения полосы сдвига на этапе условного торможения в переменных ( $\xi$ ;  $L_S - L(\xi)$ ) и ( $\xi$ ;  $\langle V(\xi) \rangle$ ), соответственно.

В качестве дополнительной аргументации приведенного подхода, который связан с формулой (2), можно провести параллель между сейсмическими сдвиговыми процессами в земной коре и эволюцией полос сдвига в металлических стеклах. В частности, в работе [25] указывается, что величина сейсмического момента  $M_0$  и масштаб землетрясения длины  $L$  (аналог длины полосы сдвига, но только в случае длины сейсмодислокации) связаны соотношением  $M_0 \propto L^2$ . В работе [26] на основе анализа 1308 сейсмических событий была установлена взаимосвязь между излученной сейсмической энергией и величиной сейсмического момента в виде

$$E_S = 2.33 \cdot 10^{-6} M_0^{1.04}. \quad (14)$$

Или, с учетом  $M_0 \propto L^2$ , немедленно получаем

$$E_S \propto M_0^{1.04} \propto L^{2.08} \approx L^2, \quad (15)$$

что полностью соответствует формуле (2), которую мы использовали для того, чтобы описать мгновенную релаксацию упругой энергии в металлическом стекле. Это лишний раз подчеркивает возможность использования предложенного подхода также и при описании сдвиговых процессов в земной коре. Однако стоит отметить, что, несмотря на то, что масштабная инвариантность физических величин описывающих сдвиговые процессы в земной коре подтверждена многочисленными работами (например, [27, 28]), она до сих пор является предметом дискуссий и нуждается в критическом анализе в силу неоднозначности численных параметров скейлинга.

**Финансирование.** Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 18-08-00327.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. P. Sethna, *Statistical Mechanics: Entropy, Order Parameters and Complexity*, Clarendon Press, Oxford (2017), 371 p.
2. G. B. West and J. H. Brown, *Physics Today* **57**, 9, 36 (2004).
3. M. Zaiser, *Advances in Physics* **55**, 185 (2006).
4. G. I. Barenblatt, *Scaling*, Cambridge University Press, Cambridge (2003).
5. Keiiti Aki and P. G. Richards, *Quantitative Seismology: Theory and Methods*, W. H. Freeman and Co., San Francisco (1980), volumes I and II.
6. A. Vinogradov, M. Seleznev, and I. S. Yasnikov, *Scripta Materialia*. **130**, 138 (2017).
7. K. A. Dahmen, Y. Ben-Zion, and J. T. Uhl, *Nature Physics* **7**, 554 (2011).
8. J. Antonaglia, W. J. Wright, X. Gu, R. R. Byer, T. C. Hufnagel, M. LeBlanc, J. T. Uhl, and K. A. Dahmen, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 155501 (2014).
9. G. Wang, K. C. Chan, L. Xia, P. Yu, J. Shen, and W. H. Wang, *Acta Materialia* **57**, 6146 (2009).
10. T. C. Hufnagel, C. A. Schuh, and M. L. Falk, *Acta Materialia* **109**, 375 (2016).

11. D. Klaumünzer, A. Lazarev, R. Maaß, F. H. Dalla Torre, A. Vinogradov, and J. F. Löffler, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 185502 (2011).
12. A. Vinogradov, *Scripta Materialia* **63**, 89 (2010).
13. M. Seleznev, I. S. Yasnikov, and A. Vinogradov, *Materials Lett.* **225**, 105 (2018).
14. И. С. Ясников, М. Н. Селезнев, А. В. Данюк, А. Ю. Виноградов, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 421 (2019) [I. S. Yasnikov, M. N. Seleznev, A. V. Danyuk, and A. Yu. Vinogradov, *JETP Lett.* **110**, 436 (2019)].
15. R. T. Qu, Z. Q. Liu, G. Wang, and Z. F. Zhang, *Acta Materialia* **91**, 19 (2015).
16. P. Thurnheer, R. Maaß, K. J. Laws, S. Pogatscher, and J. F. Löffler, *Acta Materialia* **96**, 428 (2015).
17. S. H. Carpenter and F. P. Higgins, *Metallurgical Transactions* **8A**, 10, 1629 (1977).
18. T. T. Lamark, F. Chmelik, Y. Estrin, and P. Lukac, *Journal of Alloys and Compounds* **378**, 202 (2004).
19. A. Vinogradov, I. S. Yasnikov, and Y. Estrin, *Journal of Applied Physics* **115**, 233506 (2014).
20. A. Vinogradov, D. Orlov, A. Danyuk, and Y. Estrin, *Materials Science and Engineering A* **621**, 243 (2015).
21. A. Vinogradov, A. Lazarev, D. V. Louzguine-Luzgin, Y. Yokoyama, S. Li, A. R. Yavari, and A. Inoue, *Acta Materialia* **58**, 6736 (2010).
22. D. V. Louzguine-Luzgin, A. Vinogradov, S. Li, A. Kawashima, G. Xie, and A. R. Yavari, *Metallurgical and Materials Transactions A* **42**, 1504 (2010).
23. D. V. Louzguine-Luzgin, A. Vinogradov, G. Xie, S. Li, A. Lazarev, S. Hashimoto, and A. Inoue, *Philosophical Magazine A* **89**, 2887 (2009).
24. A. Vinogradov, A. Danyuk, and V. A. Khonik, *Journal of Applied Phys.* **113**, 153503 (2013).
25. C. H. Scholz, *Bulletin of the Seismological Society of America* **72**, 1 (1982).
26. Г. Г. Кочарян, Г. Н. Иванченко, С. Б. Кишкина, *Физика Земли* **4**, 141 (2016) [G. G. Kocharyan, G. N. Ivanchenko, and S. B. Kishkina, *Izvestiya, Physics of the Solid Earth* **52**, 606 (2016)].
27. J. G. Anderson, S. G. Wesnousky, and M. W. Stirling, *Bulletin of the Seismological Society of America* **86**, 683 (1996).
28. Jeen-Hwa Wang, *Terrestrial Atmospheric and Oceanic Sciences* **29**, 589 (2018).