

УДК 534.16

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ В СТЕКЛЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНФРАКРАСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

А. А. Кузнецов

Проведен анализ опубликованной ранее гипотезы о возникновении акустической эмиссии (АЭ) из-за рекомбинации дефектов, вынесенных на поверхность упругой волной. Определена динамика скорости появления дефектов на поверхности, определяющей уровень АЭ. Изучено влияние на него таких факторов как характер зависимости числа перемещаемых дефектов от интенсивности волны, их доля в общем количестве дислокаций и скорость затухания волны в образце. Проведено сравнение с данными эксперимента.

Ключевые слова: упругая волна, рекомбинация дефектов, акустическая эмиссия.

1. *Введение.* Метод акустической эмиссии широко применяется для изучения процессов, происходящих в жидкостях и твердых телах, подвергшихся различным воздействиям [1–3], в том числе для наблюдения и исследования медленных уединенных упругих волн (МУУВ) [4, 5]. Однако, несмотря на значительное количество опубликованных экспериментальных материалов, механизмы возбуждения этих волн и их взаимосвязи с АЭ до сих пор не установлены. В работе [6] представлена гипотеза о возникновении акустических импульсов вследствие рекомбинации дефектов, вынесенных упругой волной на поверхность образца. Предпринята также попытка, в рамках этой гипотезы, интерпретировать результаты измерений акустической эмиссии в стеклянных стержнях при воздействии на них инфракрасного лазерного импульса.

В данной работе проведен детальный анализ представленной в [6] гипотезы о влиянии МУУВ на возникновение АЭ и интерпретации экспериментальных данных. Рассмотрен вопрос о распространении полусферической волны в однородных стержнях с прямоугольным поперечным сечением. Определен объем, через который проходят разные части волнового фронта, и получена оценка относительного количества дефектов,

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: aleksey_kuzn@mail.ru.

вынесенных на поверхность, при различных зависимостях числа перемещаемых дислокаций от интенсивности волны и при разных скоростях ее затухания.

2. *Эксперимент.* В работе [6] исследовались стеклянные образцы (сорта крон) с прямоугольным поперечным сечением 6.0×4.7 мм², длина которых составляла ~ 23.5 и 48 мм. Схема экспериментальной установки была аналогична описанной в [3]. На один из торцов образца (см. рис. 1) подавался инфракрасный лазерный импульс от CO₂-лазера с длиной волны 10.6 мкм и непрерывной мощностью ~ 5 Вт. Для формирования импульса излучения применялся электромеханический прерыватель. Временная зависимость импульса регистрировалась с помощью фотоприемника ФСГ-22-3а1. Импульс имел форму, близкую к прямоугольной, его длительность равнялась ~ 0.3 сек, ширина переднего фронта ~ 0.03 сек.

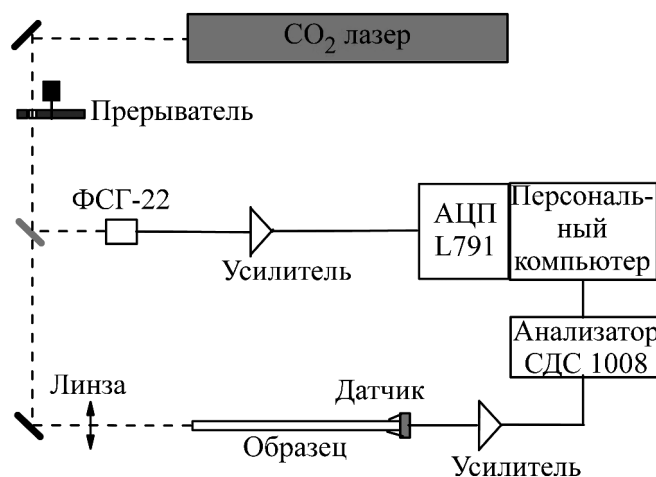


Рис. 1: Схема экспериментальной установки.

Лазерное излучение фокусировалось на различные участки переднего торца с помощью линзы из NaCl, фокусное расстояние которой $f = 150$ мм. К противоположному торцу был подсоединен акустический датчик марки GT-300, входящий в аппаратно-программный комплекс, выпускаемый фирмой ЗАО «СДС» [7]. Сигнал от датчика через широкополосный усилитель подавался на анализатор импульсов акустической эмиссии СДС 1008, и затем выводился для регистрации на персональный компьютер.

С помощью специализированной программы «Маэстро», в частности, фиксировались время наступления акустического события (с точностью до 1 мкс), форма сигнала АЭ, максимум его амплитуды и частотный спектр. Импульсы акустической эмиссии регистрировались в течение 40 минут после лазерного воздействия.

На рис. 2 показан начальный участок (~ 2 сек) записи акустической эмиссии для пяти экспериментов с образцом длиной ~ 48 мм. Верхний график соответствует инфракрасному импульсу CO_2 -лазера. Амплитуды импульсов, порождённых акустической эмиссией, изменялись в пределах (0.04–0.08) мВ, отношение сигнал/шум для них составляло ~ 2 –4.

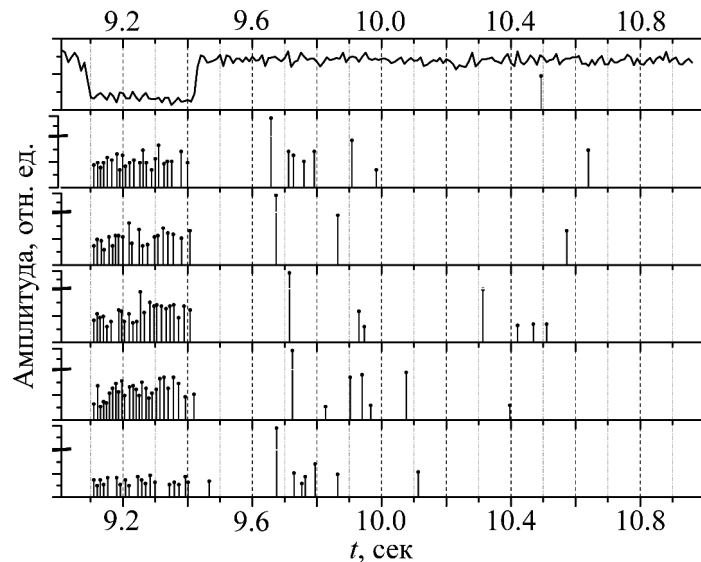


Рис. 2: Начальный участок временной зависимости акустической эмиссии для пяти экспериментов. (Фокусировка пучка в разные точки торца.) Верхний график соответствует импульсу CO_2 -лазера.

Во время воздействия лазерного импульса на образец (~ 0.3 сек), в каждом из рассматриваемых экспериментов зарегистрировано от 19 до 27 акустических событий. Среднее время между импульсами на этом участке составляет ~ 13 мсек. По окончании воздействия во всех пяти случаях частота появления импульсов АЭ существенно уменьшается, и промежуток времени между их появлением может превышать ~ 0.7 сек.

3. Расчет распространения волны в прямоугольном параллелепипеде. Не касаясь в данной работе вопроса об обоснованности приведенной в [6] гипотезы, а просто предположив, что она верна, оценим динамику акустических событий в условиях описанного эксперимента. Согласно гипотезе акустические импульсы возникают из-за рекомбинации дефектов на поверхности, поэтому необходимо определить с какой скоростью они там появляются. Поскольку в однородном образце число дислокаций, вынесенных на стенки, пропорционально объему, через который проходят соответствующие части волны, нужно установить зависимость этого объема от радиуса волны r , связанного с ее

скоростью v и временем t выражением: $r = v \cdot t$. Для этого была рассмотрена уединённая полусферическая волна, распространяющаяся в однородном стержне из точки, совпадающей с серединой его прямоугольного торца. Поперечные размеры образца составляли $2a \times 2b (a < b)$.

Для удобства анализа волна разбивалась на три группы, отличающиеся друг от друга расположением волнового фронта на поверхности образца. А внутри каждой из групп части волны различались количеством отражений от стенок.

В первой группе волновой фронт на боковой поверхности имеет форму полуокружностей, с центром на середине торцевых ребер, а искомый объем совпадает с суммарным объемом двух пар половинок конусов (после отражений – усеченных). В общем виде выражение для этого объема Vi_D определяется следующими формулами (Подробнее см. в [8]):

$$Vi_D = Vi_{a,D} + Vi_{b,D} \quad i = 0, 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где

$$Vi_{a,D} = \frac{\pi(2i+1) \cdot a}{3} \cdot [r^2 - (2i+1)^2 \cdot a^2] \cdot \left[1 - \text{sgn}(i) \times \left(\frac{2i-1}{2i+1} \right)^3 \right], \quad (2)$$

$$Vi_{b,D} = \frac{\pi(2i+1) \cdot b}{3} \cdot [r^2 - (2i+1)^2 \cdot b^2] \cdot \left[1 - \text{sgn}(i) \times \left(\frac{2i-1}{2i+1} \right)^3 \right] \quad (3)$$

при $a(2i+1) < r < \sqrt{(2i+1)^2 a^2 + b^2}$ и $b(2i+1) < r < \sqrt{a^2 + (2i+1)^2 b^2}$ соответственно. В формулах (1)–(3), также как и в дальнейшем, число i после знака объема V обозначает количество отражений, которое претерпела соответствующая часть волны до появления на поверхности.

Во второй группе волновой фронт на поверхности стержня имеет форму четырех дуг ($< \pi$), концы которых располагаются на ребрах между соседними боковыми сторонами. Объем Vi_{OFF} , через который прошла волна для этой группы функций, волновой фронт, которой не соприкасается с торцом, определяется выражением

$$Vi_{\text{OFF}} = 2 \cdot (Vi_{a,\text{OFF}} + Vi_{b,\text{OFF}}) \quad i = 0, 1, 2, \dots, \quad (4)$$

где

$$Vi_{a,\text{OFF}} = \left\{ [r^2 - (2i+1)^2 a^2] \cdot \arcsin \left(\frac{b}{\sqrt{r^2 - (2i+1)^2 a^2}} \right) + b \cdot ki_a \right\} \times \\ \times \frac{(2i+1)a}{3} \times \left[1 - \text{sgn}(i) \times \left(\frac{2i-1}{2i+1} \right)^3 \right] \quad r > \sqrt{(2i+1)^2 a^2 + b^2}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
V_{i_b, \text{OFF}} = & \left\{ [r^2 - (2i + 1)^2 b^2] \cdot \arcsin \left(\frac{a}{\sqrt{r^2 - (2i + 1)^2 b^2}} \right) + a \cdot ki_b \right\} \times \\
& \times \frac{(2i + 1)b}{3} \times \left[1 - \text{sgn}(i) \times \left(\frac{2i - 1}{2i + 1} \right)^3 \right] \quad r > \sqrt{a^2 + (2i + 1)^2 b^2}, \quad (6) \\
ki_a = & \sqrt{r^2 - (2i + 1)^2 a^2 - b^2}, \quad ki_b = \sqrt{r^2 - a^2 - (2i + 1)^2 b^2}.
\end{aligned}$$

К третьей группе относятся те части волны, которые достигают поверхности стержня после отражения от соседних боковых сторон. Их волновой фронт появляется в углах образца в форме дуг ($< 0.4\pi$), один конец которых расположен на краю торцевой поверхности, а другой – удален от нее. Объем $V1_C$, через который проходят части волны из этой группы, можно оценить следующими выражениями

$$V1_C = V1_{a,C} + V1_{b,C}, \quad (7)$$

где

$$V1_{a,C} = \frac{2}{3} \cdot \left[(r^2 - b^2) \cdot \arccos \left(\frac{a}{\sqrt{r^2 - b^2}} \right) - a \cdot k0 \right] \times \left(b - \frac{ab}{\sqrt{r^2 - b^2}} \right), \quad (8)$$

$$V1_{b,C} = \frac{2}{3} \cdot \left[(r^2 - a^2) \cdot \arccos \left(\frac{b}{\sqrt{r^2 - a^2}} \right) - b \cdot k0 \right] \times \left(a - \frac{ab}{\sqrt{r^2 - a^2}} \right). \quad (9)$$

Зависимости $V1_{a,C}$ и $V1_{b,C}$ определены на интервалах $\sqrt{a^2 + b^2} < r < \sqrt{9a^2 + b^2}$ и $\sqrt{a^2 + b^2} < r < \sqrt{a^2 + 9b^2}$ соответственно. Подобные выражения и области их применимости были получены также для функций $V2_C$ и $V3_C$.

Кроме того, поскольку в проведенных в [6] экспериментах лазерное излучение фокусировалось на различные участки торца, были определены зависимости, аналогичные описанным выше, для волны с центром, смещенным относительно середины торца образца. Вид этих выражений в целях экономии места в данной работе не приводится. Результаты расчета, полученные с их помощью, использованы в следующем разделе 4.

4. Результаты и их обсуждение.

4.1. Зависимости объема от радиуса волны.

На рис. 3 представлены графики зависимостей объема V , через который проходит полусферическая волна, исходящая из середины торца образца, от расстояния r . Зависимости получены для использовавшегося в экспериментах [6] стеклянного стержня (см. Раздел 2) с поперечными размерами 4.7×6 мм². Кривая 1 соответствует частям волны первой группы – $V0_D$, $V1_D$, $V2_D$ и $V3_D$, которые появляются через расстояния, кратные поперечным размерам стержня. Кривая 2 соответствует суммарной зависимости всех

частей волны V_{Σ} , т. е. включает в себя все графики, связанные с V_{iD} , V_{iOFF} ($i = 0, 1, 2, 3$) и V_{jC} ($j = 1, 2, 3$).

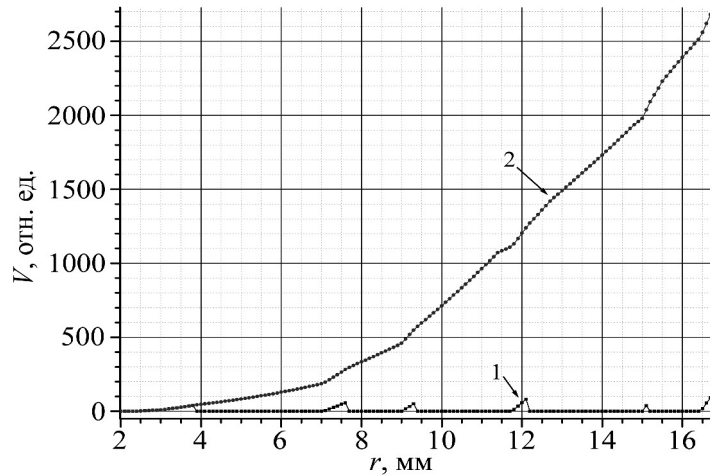


Рис. 3: Зависимости объема V , через который проходят части волны, от радиуса волны r . Кривая 1 – V_{0D} , V_{1D} , V_{2D} и V_{3D} ; 2 – суммарный объем V_{Σ} .

Из рис. 3 видно, что общий объем V_{Σ} монотонно и непрерывно возрастает, т. е. волна постоянно, а не “дважды за период”, как полагают авторы [6], должна выносить дефекты на поверхность. Видно также, что объемы V_{0D} , V_{1D} , V_{2D} и V_{3D} составляют лишь небольшую часть от общего объема, через который проходит полусферическая волна. При этом времена, кратные времени прохода волны поперек образца, не являются физически выделенными с точки зрения выноса дефектов на поверхность образца, как это предполагалось в [6].

Следует отметить, однако, что представленные на рис. 3 зависимости и следующие из них выводы относятся к случаю, когда центр волны совпадает с серединой торца образца, количество перемещаемых дефектов не зависит от интенсивности волны и составляет пренебрежимо малую часть от общего числа дислокаций. Поэтому было изучено влияние таких факторов, как смещение начальной точки волны от центра торца; зависимость числа перемещаемых дефектов от интенсивности волны; поглощение волны при распространении в образце; уменьшение интенсивности при отражении от стенок; случай, когда доля перемещаемых дефектов составляет заметную часть от их общего количества.

В результате выяснилось, что действие указанных факторов не изменяет сделанных выше выводов, в частности, о постоянном выносе дефектов на поверхность. Но они могут влиять на характер изменения скорости их появления.

Из всего вышесказанного можно заключить, что приведенная в [6] интерпретация экспериментальных результатов некорректна.

4.2. Скорость выноса дефектов на поверхность образца.

Полученные зависимости $V(r)$ можно использовать для оценки динамики появления дефектов на поверхности, скорость которого согласно рассматриваемой гипотезе определяет уровень АЭ. На рис. 4 показаны оценочные зависимости количества дефектов, вынесенных на поверхность, N_Σ для одного из предельных случаев, когда доля перемещаемых волной дефектов составляет пренебрежимо малую часть ($< 10^{-3}$) от их общей начальной величины N . Кривая 1 – количество перемещаемых дефектов не зависит от интенсивности волны I , т. е. $N_\Sigma \sim V_\Sigma$. Кривые 2–4 – $dN_\Sigma \sim I \cdot dV_\Sigma \sim dV_\Sigma \cdot \exp\{-\beta \cdot r\}/r^2$. 2 – коэффициент поглощения $\beta = 0$; 3 – $\beta = 0.05 \text{ мм}^{-1}$; 4 – $\beta = 0.1 \text{ мм}^{-1}$. Здесь dN_Σ – количество дефектов, сдвинутых волной при прохождении малого объема dV_Σ .

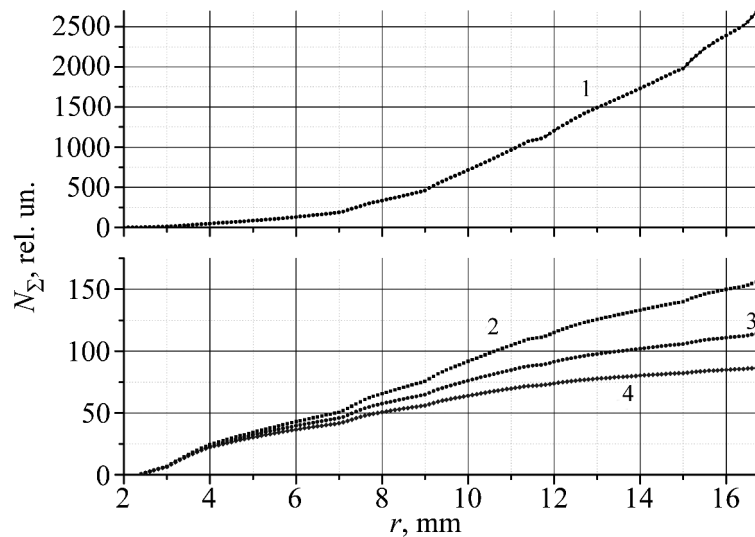


Рис. 4: Зависимости $N_\Sigma(r)$ для случаев $N_\Sigma < 10^{-3} \cdot N$. Кривая 1 – dN_Σ не зависит от I . Кривые 2, 3 и 4 – $dN_\Sigma \sim I$: 2 – коэффициент поглощения $\beta = 0$; 3 – $\beta = 0.05 \text{ мм}^{-1}$; 4 – $\beta = 0.1 \text{ мм}^{-1}$.

Все четыре графика на рис. 4 возрастающие. Это означает, что в каждом из приведенных случаев дефекты должны постоянно появляться на поверхности в течение всего рассматриваемого периода. Общее число вынесенных на поверхность дефектов уменьшается с ростом номера кривой. Для оценки временных характеристик уровня АЭ можно сгладить зависимости 1–4 и рассмотреть их производные. Для сглаженной кривой 1 производная увеличивается с ростом r , для кривой 2 – колеблется вокруг неко-

торой постоянной величины, а для 3 и 4 – падает. Падение скорости появления дефектов на поверхности тем сильнее, чем выше β . Если дополнительно учесть уменьшение интенсивности волны при отражении от стенок образца, то в этом случае зависимость пойдет еще ниже, а скорость падения увеличится.

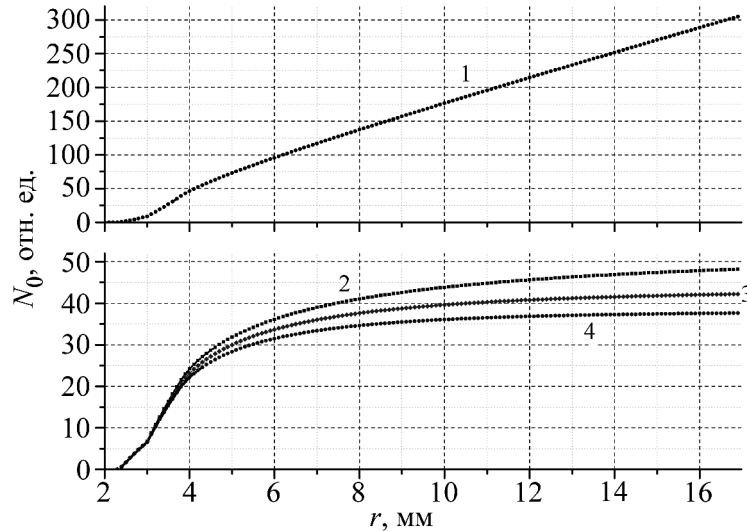


Рис. 5: Зависимости $N_{\Sigma}(r) \sim V0(r)$ для случаев $N_{\Sigma} > 0.9 \cdot N$. Кривая 1 – dN_{Σ} не зависит от I . Кривые 2, 3 и 4 – $dN_{\Sigma} \sim I$: 2 – коэффициент поглощения $\beta = 0$; 3 – $\beta = 0.05 \text{ мм}^{-1}$; 4 – $\beta = 0.1 \text{ мм}^{-1}$.

Другим предельным случаем является ситуация, когда при одном проходе волны перемещаются практически все имеющиеся дефекты (напр., $> 0.9 \cdot N$). Тогда зависимость V_{Σ} будет близка к функции $V0 = V0_D + V0_{\text{OFF}}$. Для этого случая оценочные зависимости N_{Σ} , совпадающие с $N0$, показаны на рис. 5. Обозначения такие же, как на рис. 4.

Для кривой 1 на рис. 5 скорость выноса дефектов на поверхность стремится к некоторой постоянной ненулевой величине, а для кривых 2, 3 и 4 – уменьшается с ростом r , стремясь к нулю. Падение скорости появления дефектов на поверхности, также как и на рис. 4, тем сильнее, чем выше коэффициент поглощения β .

В то же время на экспериментальных зависимостях во время действия ИК-импульса не наблюдается ярко выраженных увеличения или уменьшения уровня АЭ ни по амплитуде импульсов, ни по частоте появления. В этот период он более или менее постоянен и резко уменьшается после его окончания. Такое поведение не соответствует возможным вариантам изменения скорости выноса дефектов на поверхность. Однако этого явно не

достаточно для проверки справедливости гипотезы и для доказательства как наличия, так и отсутствия уединенных волн, поскольку во время лазерного воздействия на образец АЭ может возникать вследствие различных процессов, не связанных с МУУВ и рекомбинацией дефектов на поверхности [9]. Нужны дополнительные измерения, в том числе с разной шириной импульса.

5. *Заключение.* Рассмотрены вопросы акустической эмиссии в стекле при воздействии на него инфракрасного лазерного импульса. Подробно рассмотрены результаты экспериментов по регистрации акустических импульсов как во время, так и после облучения торца стеклянного стержня одночастотным CO₂-лазером.

Проведен детальный анализ представленной в [6] интерпретации экспериментальных данных, которая основана на приведенных там же следующих предположениях. Возбужденная лазерным импульсом уединённая упругая волна, распространяясь в образце благодаря градиенту плотности на переднем фронте, перемещает различные дефекты и выносит их на поверхность. На поверхности дефекты рекомбинируют, образуя импульсы АЭ, которые распространяются по поверхности образца и фиксируются регистрирующей аппаратурой.

Рассмотрено распространение уединённой полусферической волны в однородном стержне из различных точек его прямоугольного торца. Определены зависимости объема, через который проходят части волны, достигшие поверхности, от расстояния между ее центром и волновым фронтом.

Получены оценочные зависимости относительного количества дефектов, вынесенных волной на поверхность, для случаев, когда число перемещаемых волной дефектов не зависит от ее интенсивности I , и когда оно пропорционально $I = I_0 \cdot \exp\{-\beta \cdot r\}/r^2$. Для этих же случаев определена динамика уровня АЭ. В результате могут быть сделаны следующие выводы:

– Во время лазерного воздействия на образец АЭ может возникать вследствие различных процессов, не связанных с уединенными упругими волнами, что существенно затрудняет идентификацию и изучение МУУВ по результатам измерений в этот период.

– При распространении уединенной волны в стержне объем, через который прошли части волны, достигшие поверхности, непрерывно увеличивается.

– Если верна приведенная в [6] гипотеза о механизме возникновения АЭ из-за рекомбинации дефектов, вынесенных упругой волной на поверхность образца, то предложенная в той же работе интерпретация экспериментальных результатов (см. выше) некорректна.

– В случае справедливости рассматриваемой гипотезы такие факторы как характер зависимости числа перемещаемых дефектов от интенсивности волны, их доля в общей величине дислокаций и скорость затухания волны в образце будут существенно влиять на динамику уровня АЭ.

Полученные в данной работе результаты могут быть использованы при поиске и проверке механизмов возникновения АЭ и других явлений, связанных с распространением уединенных волн в образцах с прямоугольным поперечным сечением.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] А. Байдуллаева, В. П. Велещук, А. И. Власенко и др., ФТП **42**(3), 286 (2008).
- [2] Д. М. Кузнецов, А. Н. Смирнов, А. В. Сыроешкин, Рос. хим. ж. **LI**(1), 114 (2008).
- [3] С. Д. Зотов, Е. М. Кудрявцев, Э. Н. Лоткова и др., Препринт ФИАН № 6 (М., ФИАН, 2013).
- [4] В. В. Рощупкин, Е. М. Кудрявцев, М. А. Покрасин и др., *Материалы 10-й Юбилейной Международной научно-практической конференции “Качество, стандартизация, контроль: теория и практика”, 2010 г., г. Ялта* (Киев, АТМ Украины, 2010), с. 112; <http://www.atmu.net.ua/downloads/archive/Kachestvo2010.pdf>.
- [5] В. Н. Колокольцев, Е. М. Кудрявцев, М. М. Ляховицкий и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **38**(6), 24 (2011).
- [6] Е. М. Кудрявцев, А. А. Лебедев, С. Д. Зотов и др., *Сборник трудов VIII Международной конференции “Фундаментальные проблемы оптики – 2014”*. СПб, (СПб, РИО НИУ ИТМО, 2014), с. 176.
- [7] <http://www.sds.ru/>
- [8] А. А. Кузнецов, Препринт ФИАН № 24 (М., ФИАН, 2014).
- [9] А. Г. Григорьянц, А. А. Соколов, *Лазерная обработка неметаллических материалов*, Книга 4 (М., Высш. шк., 1988).

Поступила в редакцию 26 декабря 2014 г.