

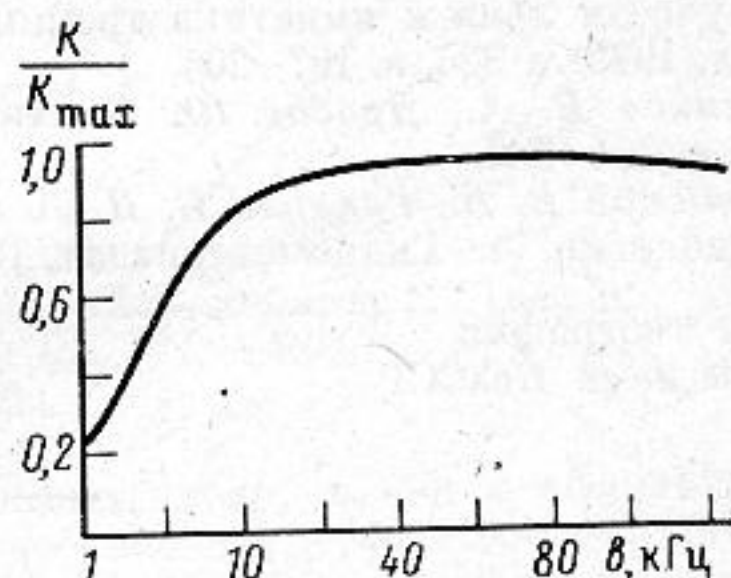
ОБ ОДНОЙ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЗВУКООБРАЗОВАНИЯ В ОБРАЗЦАХ ЛЬДА ПРИ НАГРУЖЕНИИ

Митяев П. В., Токмагамбетов Г. А.

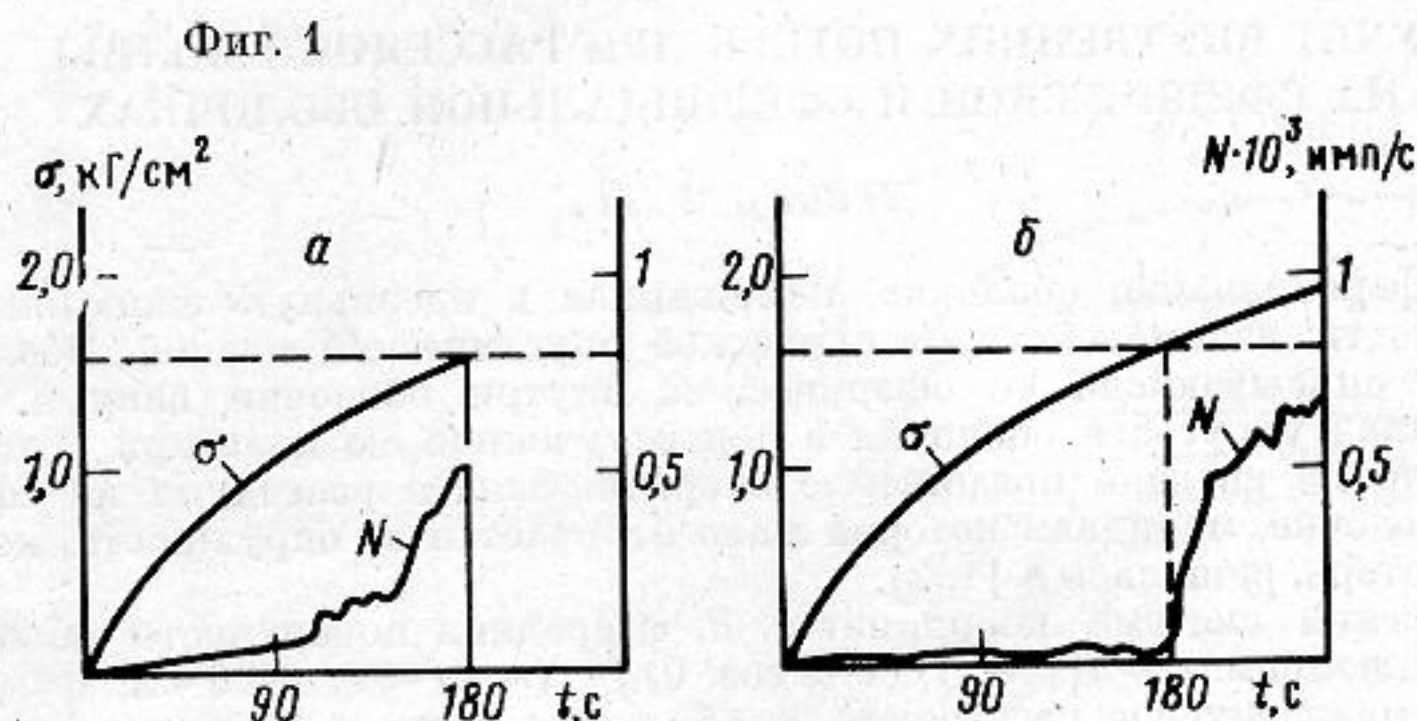
Возникновение волновых явлений в твердых телах при их деформировании и разрушении известно достаточно давно. В работах [1-3, 5] описаны такого типа явления для льда.

Для выявления связи процесса деформирования и разрушения льда с возникающими при этом звуковыми явлениями (акустической эмиссией) были проведены опыты с образцами льда в форме куба размерами $10 \times 10 \times 10$ см и $30 \times 30 \times 30$ см. Лед, из которого вырезались образцы, относился к форме льда Ih [5]. Образцы состояли из мелких кристаллов, расположенных упорядоченным образом. Кристаллографическая ориентировка, размеры и форма кристаллов льда в ходе опытов в основном не менялись. Для создания напряженного состояния применялось специально разработанное бесшумное устройство нагружения. С целью устранения различного рода

Фиг. 1. Амплитудно-частотная характеристика усилительного тракта измерительной установки



Фиг. 2. График зависимости интенсивности акустической эмиссии от приложенной нагрузки: а — при первом нагружении образца льда, б — при повторном нагружении образца льда



Фиг. 1

Фиг. 2

побочных эффектов нагружение осуществлялось через тонкие тефлоновые прокладки, причем предварительно путем термической обработки достигалась параллельность граней образца.

Измерительная установка включала датчик, предусилитель, фильтры, широкополосный усилитель (см. фиг. 1), осциллограф и магнитофон. Для измерений в диапазоне частот до 1 кГц применялись акселерометры АНС-004 и высокочувствительные микрофоны, а для измерения в диапазоне частот до 100 кГц — датчики, изготовленные на основе пьезокерамики ЦТС-19. Пьезокерамические датчики (акселерометры) жестко крепились к торцам образцов, причем предварительно они охлаждались до температур окружающего воздуха (от -4 до -16°C). Проводилось исследование формы и частотного спектра сигналов. Измерялись интенсивность акустической эмиссии и время ее появления.

В ходе опытов было показано, что различие форм и частотного спектра для образцов льда вызвано особенностями процессов пластического деформирования и хрупкого разрушения. Низкочастотный максимум при хрупком разрушении образцов льда приходится на область частот 200–360 Гц. Появлению сигналов акустической эмиссии в низкочастотном диапазоне предшествовала высокочастотная акустическая эмиссия.

На высоких частотах наблюдался эффект невоспроизводимости сигналов акустической эмиссии при повторном нагружении образцов льда. Насколько можно судить по имеющимся литературным данным [4, 5], для льда этот эффект наблюдался впервые.

При исследовании этого эффекта проводилось многократное деформирование предварительно недеформированных образцов льда. При первом нагружении образца

измерялись интенсивность акустической эмиссии, время ее появления и нагрузка на образец. При повторном нагружении акустическая эмиссия пропадала. Однако после достижения повторной нагрузкой максимального значения первого нагружения происходило скачкообразное восстановление интенсивности сигналов акустической эмиссии до уровня, соответствующего этой максимальной нагрузке. На фиг. 2 показано проявление этого эффекта для образца поликристаллического льда.

Таким образом, полученные данные позволяют утверждать о существовании у льда памяти предыстории нагружения, что выражается эффектом невоспроизводимости сигналов акустической эмиссии при повторном нагружении. Описанный эффект, по-видимому, может быть использован для прогноза подвижек ледников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богородский В. В., Гаврило В. П. Физические методы исследования напряженного состояния ледяного покрова.— Тр. ААНИИ. Л.: Гидрометеиздат, 1974, т. 316, с. 59–69.
2. Богородский В. В., Гаврило В. П., Сухоруков К. К. Акустические шумы разрушения льда при вскрытии рек.— Акуст. журн., 1977, т. 23, № 5, с. 812–815.
3. Зарецкий Ю. К., Фиш А. М., Гаврило В. П., Гусев А. В. Вопросы кратковременной ползучести льда и кинетика трещинообразования.— Тр. ААНИИ. Л.: Гидрометеиздат, 1975, т. 326, с. 197–204.
4. Грешников В. А., Дробот Ю. Б. Акустическая эмиссия. М.: Изд-во стандартов, 1976, с. 254–269.
5. Богородский В. В., Гаврило В. П. Лед. Физические свойства. Современные методы гляциологии. Л.: Гидрометеиздат, 1980, с. 352–375.

Институт географии
Академии наук КазССР

Поступило в редакцию
11.II.1985

УДК 534.26

УЧЕТ ВНУТРЕННИХ ПОТЕРЬ ПРИ РАССЕЙАНИИ ВОЛНЫ НА СФЕРИЧЕСКОЙ И СФЕРОИДАЛЬНОЙ ОБОЛОЧКАХ

Пекер Ф. Н.

Тонкая сфероидальная оболочка, помещенная в идеальную сжимаемую безграничную жидкость, взаимодействует с плоской акустической волной. Оболочка мало отличается от описывающей ее сферической. Внутри оболочки вакуум. Требуется определить вклад упругости оболочки в переизлученное ею поле при условии, что в материал оболочки введено поглощение энергии. Задача рассеяния на сферической оболочке и оболочке, меридиан которой мало отличается от окружности, но без учета внутренних потерь, решалась в [1, 2].

В сферической системе координат r, θ, φ средняя поверхность оболочки описывается выражением $r_1 = a[(1-\varepsilon)/(1-\varepsilon \cos^2 \theta)]^{1/2}$ ($r_1 \leq r < \infty$, $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$), где $\varepsilon = d^2/4a^2$, d — межфокусное расстояние, a — большая полуось. Так как форма оболочки близка к сферической, то $\varepsilon \ll 1$ и задача решалась методами теории возмущений [3]. Движение частиц жидкости потенциальное и подчиняется волновому уравнению. Движение средней поверхности оболочки описывается уравнениями, которые получены на основании моментной теории оболочек в работе [4].

В материал оболочки введено поглощение энергии, следуя модели вязкоупругих сред Фогта [5]. В рамках этой модели упругие константы λ, μ (параметры Ламе) представляются как операторы первого порядка по времени в виде $\lambda_* + 2\mu_* = (\lambda + 2\mu)(1 + \alpha_1 \partial/\partial t)$, $\mu_* = \mu(1 + \beta_1 \partial/\partial t)$, где $\alpha_1 = (\lambda_1 + 2\mu_1)/(\lambda + 2\mu)$, $\beta_1 = \mu_1/\mu$, λ_1, μ_1 — соответственно константы продольной и сдвиговой вязкости. Параметры Ламе в виде операторов по времени были поставлены в общие уравнения теории оболочек [4]. Все геометрические величины в этих уравнениях представлялись в виде степенных рядов по ε с удержанием нулевого и первого членов. По изложенному в [4] методу получено уравнение движения сфероидальной оболочки для нормального перемещения средней поверхности в первом приближении, которое необходимо для удовлетворения условиям контакта оболочки с невязкой жидкостью:

$$\begin{aligned}
 (\nabla^2 + 2) \left(\frac{h^2}{12a^2} (\nabla^2 + 1)^2 + 1 - \nu^2 \right) W + (\nabla^2 + 2) \left(\frac{h^2}{12a^2} \alpha_1 (\nabla^2 + 1)^2 + \beta_1 (1 - \nu^2) \right) W + \\
 + \frac{a^2}{c_1^2} (\nabla^2 + 1 - \nu) \dot{W} = \frac{a^2}{\rho_M c_1^2 h} (\nabla^2 + 1 - \nu) Z + \varepsilon T(W_0).
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Здесь ∇^2 — оператор Лапласа в сферической системе координат, c_1 — скорость продольных волн в материале оболочки, ρ_M — плотность материала оболочки, ν — коэффициент Пуассона, Z — нормальная составляющая внешней нагрузки, h — толщина оболочки, W — нормальное перемещение средней поверхности, $T(W_0)$ — функция,