

О МЕХАНИЗМЕ РАЗРУШЕНИЯ ЛЕДЯНЫХ ПЛЕНОК МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ГАЗОГИДРАТОВ И ЕГО ВОЗМОЖНОМ ПРИЛОЖЕНИИ К ПРОЦЕССУ ЭМИССИИ МЕТАНА В АРКТИКЕ

И. А. Гарагаш^{1,2}, Л. И. Лобковский³

¹ Институт физики Земли имени О. Ю. Шмидта РАН (Москва, Российская Федерация)

² Институт динамики геосфер имени академика М. А. Садовского РАН (Москва, Российская Федерация)

³ Институт океанологии имени П. П. Ширшова РАН (Москва, Российская Федерация)

Статья поступила в редакцию 25 июля 2023 г.

Комментарий редколлегии журнала «Арктика: экология и экономика»

По мнению рецензентов, тема статьи представляется актуальной, однако сама статья носит дискуссионный, гипотетический характер без привязки к реальным геологическим условиям и без доказательной экспериментальной базы по условиям существования газогидратов. В то же время выдвинутые гипотезы широко известных авторов имеют право на существование и последующее научное обсуждение. С учетом данных комментариев редколлегия приняла решение опубликовать данную статью.

Для цитирования

Гарагаш И. А., Лобковский Л. И. О механизме разрушения ледяных пленок метастабильных газогидратов и его возможном приложении к процессу эмиссии метана в Арктике // Арктика: экология и экономика. — 2024. — Т. 14, № 1. — С. 36—45. — DOI: 10.25283/2223-4594-2024-1-36-45.

Высвобождение в Арктике залежей метана, который находится в связанном состоянии в виде газогидратов, может ускорить глобальное потепление. Угроза увеличения содержания метана в атмосфере связана с разложением газогидратов, находящихся в осадочной толще в метастабильном состоянии. Сформулированы механизмы разрушения, которые могут повлиять на диссоциацию природных газогидратов, и оценены риски возможных выбросов газа при продвижении медленных тектонических волн. Исследована неустойчивость подвижных гранул осадочной толщи и получено условие бифуркации микрополярного континуума, с которым может быть связана эмиссия метана из зон скопления метастабильных реликтовых газогидратов.

Ключевые слова: метастабильные газогидраты, неустойчивость в большом, микрополярный континуум, бифуркация, эмиссия метана.

Введение

Обобщенная модель многолетнемерзлого гидратсодержащего пласта состоит из обычной гранулированной осадочной породы, блоков льда и метастабильных газогидратов (рис. 1). Метастабильные газогидраты существуют при отрицательных температурах в результате возникновения на их поверхности тонкой непроницаемой ледовой оболочки,

приводящей к самоконсервации газогидратов [1; 2]. В результате изменения теплового режима мерзлотно-гидратной системы возможна частичная утрата стабильности этих гидратов, приводящая к очаговым газовыделениям над дестабилизированными участками [3—6]. Разрушение ледовой пленки и освобождение достаточно больших объемов газа, его фильтрация и последующие выбросы в водную толщу и атмосферу могут вызвать возмущение напряженного состояния осадочной толщи [7; 8],

приводящее к газовым выбросам с образованием характерных кратеров на поверхности [9]. В [10] высказано предположение, что причиной изменения напряженного состояния могут быть быстрые тектонические волны, порождаемые сильными землетрясениями. Такой сейсмогенно-триггерный механизм эмиссии метана позволил объяснить две фазы потепления климата в Арктике в XX и XXI вв., возбужденные сильнейшими землетрясениями в Алеутской зоне субдукции.

В [11] была предложена модель возникновения тектонических волн в результате фазовых превращений на границе жесткой литосферы и вязкой астеносферы, которая позволила показать, что вызываемые тектоническими волнами напряжения соизмеримы с напряжениями, создаваемыми приливными деформационными волнами. Хотя возникающие напряжения невелики, они могут служить триггером для реализации процессов, находящихся в критической точке бифуркации. Это подтверждает анализ корреляции между сейсмическим шумом и колебаниями естественных геофизических полей [12; 13]. Так, в [14] в результате анализа около 450 000 сейсмических событий установлено, что выделение сейсмической энергии увеличивается, когда приливная деформационная волна приподнимает земную поверхность на максимальную высоту до 25 см. Приходящая тектоническая волна возмущает напряженное состояние в разных зонах приповерхностного слоя достаточно длительное время (порядка нескольких месяцев), что может привести к эмиссии метана из зон скопления запертого газа в мерзлых породах и метастабильных реликтовых газогидратов.

Ниже дано обоснование возможного механизма разрушения ледяных пленок в результате реологической неустойчивости газогидратной толщи.

Методы и материалы

Микросейсмический шум является следствием подвижности отдельных микрофрагментов горных пород и зернистых материалов. В [15] подвижность зерен была учтена введением в известные вязкоупругие модели Максвелла и Фойгта наряду с вязкими и упругими элементами внутренних осциллирующих масс. Однако возникающие при относительном движении блоков изменения условий их взаимодействия при этом не учитывались. Вариант модели динамики фрагментированных сред с подвижными блоками был предложен в [16]. Другая особенность осадочных горных пород состоит в том, что начальные напряжения на гранях блоков имеют некоторый эксцентриситет, приводящий к изгибу и скручиванию зерен. В результате полное начальное напряжение состоит из симметричного и кососимметричного слагаемых, и так же делится накопленная упругая энергия. Этим объясняется нелинейный характер распространения динамических возмущений в горных породах [17].

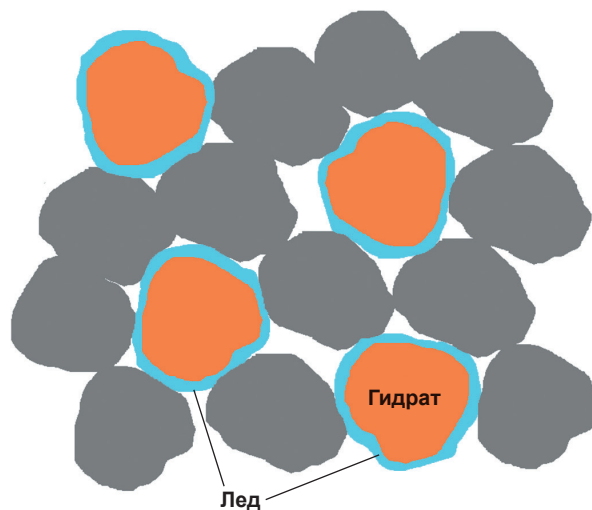


Рис. 1. Структура среды, состоящей из минеральной гранулированной матрицы с включениями зерен метастабильных газогидратов, окруженных тонкой ледяной оболочкой

Fig. 1. The structure of a medium consisting of a granular mineral matrix with inclusions of metastable gas hydrate grains surrounded by a thin ice shell

Подвижность зерен горных пород можно связать с внутренней неустойчивостью материала, которая наступает при нарушении постулата Друккера [18] о положительности работы, совершаемой в процессе нагружения приращениями напряжений $d\sigma_{ij}$ на приращениях деформаций $d\varepsilon_{ij}$. Наиболее известным примером такого рода является образование полос Чернова — Людерса. Было замечено [19], что их появление либо совпадает с резким уменьшением наклона кривой деформирования, либо происходит в момент образования «зуба текучести», т. е. при разупрочнении материала. Признаком неустойчивости материала служит утрата эллиптичности уравнениями нейтрального равновесия [20; 21]. В [22] показано, что условия неустойчивости существенно зависят от характера определяющих соотношений, в частности их отклонения от пластической ортогональности, обусловленного внутренним трением и дилатансией [23; 24]. Неустойчивость материала в неограниченном теле приводит либо к образованию бесконечно тонких слоев локализации, либо к зарождению регулярной системы полос сдвига, разделенных разгружающимся материалом [25]. Наряду с образованием полос сдвига возможно зарождение ячеек ускоренного и замедленного деформирования, определяющего разделение тела на блоки [26].

Неустойчивость деформирования гранулированной осадочной среды

Осадочная горная порода состоит из отдельных зерен, прижатых друг к другу весом вышележащей толщи. Размеры зоны контактов таких зерен зависят от гравитационных сил и меняются в результате тектонических и сейсмических нагрузок. Адекватной

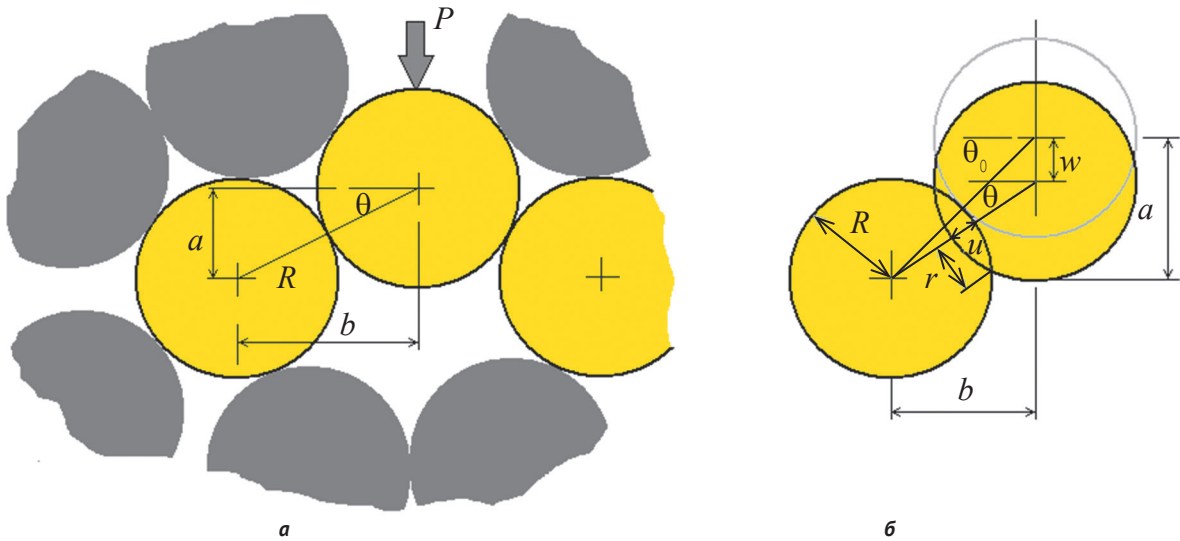


Рис. 2. Модель осадочной толщи (а) и геометрия контакта (б)
Fig. 2. Sedimentary model (a) and contact geometry (b)

моделью такой дискретной среды является упаковка твердых сфер [27].

Рассмотрим неплотную упаковку зерен (рис. 2а). Из рассмотрения геометрии контакта зерен, показанного на рис. 2б, получим соотношения, связывающие вертикальное смещение центральной сферы w с изменением угла θ и сближением сфер u :

$$\theta = \arctg\left(\frac{2R \sin \theta_0 - w}{2R \cos \theta_0}\right), \quad u = \frac{2R(\cos \theta - \cos \theta_0)}{\cos \theta}. \quad (1)$$

Далее рассмотрим равновесие сферических гранул (рис. 3). Согласно рис. 3а, вертикальные P_v и горизонтальные P_h усилия в зоне контакта связаны между собой соотношениями

$$P_v = \frac{1}{2}P, \quad P_v R \left[1 + \left(1 - \frac{u}{2R}\right) \cos \theta \right] - P_h R \left(1 - \frac{u}{2R}\right) \sin \theta - M = 0. \quad (2)$$

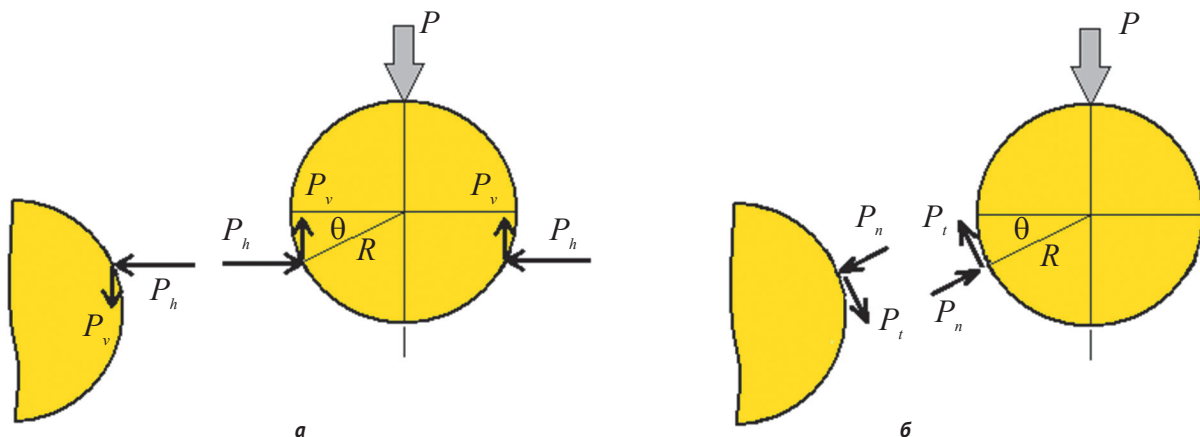


Рис. 3. Усилия, действующие на контакте зерен
Fig. 3. Forces acting on grain contact

Усилия P_v и P_h можно выразить через нормальные P_n и касательные P_t усилия на поверхности контакта (рис. 3б) следующими соотношениями:

$$P_v = P_n \sin \theta + P_t \cos \theta, \quad P_h = P_n \cos \theta - P_t \sin \theta. \quad (3)$$

Согласно решению Герца [28], перемещение u и нормальная сила P_n на поверхности контакта связаны зависимостью

$$P_n = \frac{2G}{3(1-\nu)} \sqrt{2Ru^3}, \quad (4)$$

где G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона.

Поскольку предполагается, что центральная сфера медленно движется, преодолевая силы трения под действием возрастающего усилия P , касательное усилие P_t запишем в виде

$$P_t = \alpha P_n, \quad (5)$$

где α — коэффициент сухого трения.

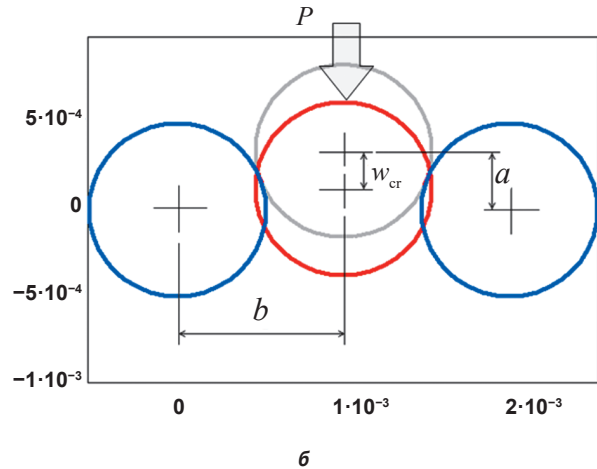
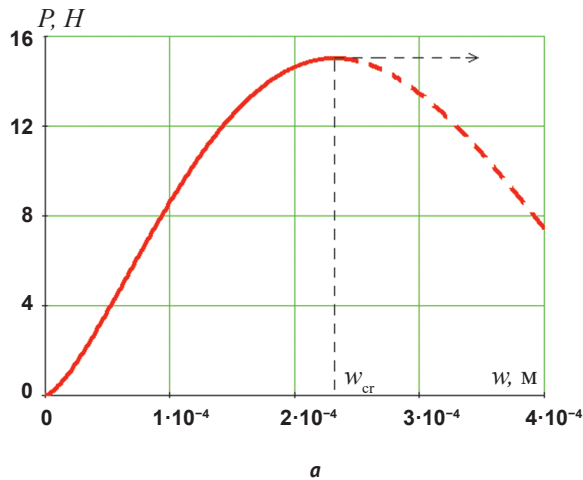


Рис. 4. Зависимость усилия P от перемещения зерна w (а); положение центральной гранулы в начальный момент (серый контур) и в момент проскальзывания (красный контур) (б)

Fig. 4. Dependence of force P on grain movement w (а); the position of the central granule at the initial moment (gray contour) and at the moment of slippage (red contour) (б)

Используя соотношения (2)—(5), получим выражение для силы P , вдавливающей центральную сферу в зазор между зернами, в виде

$$P = \frac{4G}{3(1-\nu)} \sqrt{2Ru^3} (\sin \theta + \alpha \cos \theta). \quad (6)$$

Рассмотрим зерна с модулем сдвига $G = 2 \cdot 10^9$ Па, коэффициентом Пуассона $\nu = 0,3$ и коэффициентом трения $\alpha = 0,2$. Зерна имеют радиус $R = 5 \cdot 10^{-4}$ м и расположены в начальном состоянии при $P = 0$ под углом $\theta_0 = 20^\circ$ по отношению друг к другу.

Расчет показывает, что по мере внедрения центральной зерна нагрузка P сначала растет, но затем при достижении критического смещения $w = w_{cr}$ она уменьшается, и гранула преодолевает зазор (рис. 4а). При этом угол достигает критического значения $\theta_{cr} = 6,8^\circ$. Положение зерна в этот момент показано на рис. 4б красным контуром. Можно сделать вывод, что зерна при контакте ведут себя, как система с перескоками (или с несмежными формами равновесия), когда переход в новое состояние равновесия осуществляется за счет накопленной в системе упругой энергии. В этом смысле поведение зерен аналогично поведению фермы Мизеса (рис. 5).

Ферма Мизеса представляет собой пример системы, неустойчивой в большом [29; 30]. При достижении предельной нагрузки происходит перескок показанное пунктиром. Заметим, что это явление возникает и при движении проппанта в трещине гидроразрыва [31].

Бифуркация микрополярного континуума, моделирующего поведение гранулированной среды

Чтобы понять, к чему приводит переход системы зерен в новое состояние равновесия, рассмотрим неустойчивое деформирование гранулированной

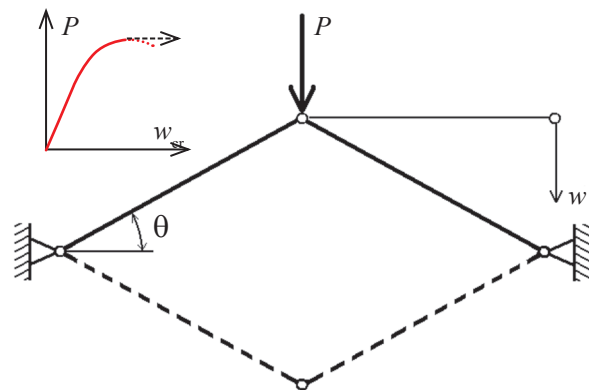


Рис. 5. Ферма Мизеса
Fig. 5. Mises farm

среды в рамках модели сплошной среды. Поскольку фрагментированные материалы обладают внутренней структурой, воспользуемся моделью дискретной среды, состоящей из упругих блоков, разделенных прослойками, как показано на рис. 6а. Нагружение вызывает относительное проскальзывание и перекачивание блоков. В результате усилия на границах блоков сводятся к распределению векторов напряжения $\vec{\sigma}$ и векторов моментного напряжения \vec{m} (рис. 6б).

Адекватной моделью такой среды служит микрополярный континуум, учитывающий наряду со средним смещением кинематически независимые повороты отдельных блоков. В рамках механики сплошных сред это приводит к предположению о том, что вектор напряжения на любой площадке имеет некоторый эксцентриситет, и наряду с тензором напряжений σ_{ij} на его гранях действуют изгибающие и крутящие моменты m_{ij} . Появление моментов приводит к асимметрии тензора напряжений σ_{ij} (на-



Рис. 6. Фрагмент гранулированной среды (а) и распределение поверхностных сил (б)
Fig. 6. Fragment of a granular medium (a) and distribution of surface forces (b)

рушению закона парности касательных напряжений). Для такого тела наряду с тремя дифференциальными уравнениями равновесия

$$\sigma_{kl,k} = 0 \quad (7)$$

должны выполняться уравнения [32]

$$m_{lk,l} + \varepsilon_{klm} \sigma_{lm} = 0, \quad (8)$$

следующие из условия уравниваемости моментов вокруг координатных осей x_i .

Здесь ε_{kim} — функция, равная +1 при четных перестановках индексов, -1 при нечетных перестановках и 0 в остальных случаях.

Полные напряжения σ_{ij} представляют собой суммы симметричных $\sigma_{(ki)}$ и антисимметричных $\sigma_{[kl]}$ частей (рис. 7).

Асимметрия тензора напряжений σ_{ij} (нарушение закона парности касательных напряжений) связана с появлением наряду с макроскопическими вращениями кинематически независимых микроповоротов ϕ_i отдельных фрагментов

$$\omega_k = \varepsilon_{kim} (u_{m,l} - u_{l,m}) / 4. \quad (9)$$

При этом полные деформации ε_{ki} можно разделить на симметричную

$$\varepsilon_{(kl)} = (u_{k,l} + u_{l,k}) / 2 \quad (10)$$

и антисимметричную

$$\varepsilon_{[kl]} = \varepsilon_{kml} (\phi_m - \omega_m) \quad (11)$$

части.

Действие моментов m_{ki} приводит к изгибу блоков и появлению тензора кривизн (тензора микрополярных деформаций третьего ранга)

$$\kappa_{kl} = \phi_{l,k}. \quad (12)$$

Поскольку рассматривается неустойчивое поведение среды, определяющие соотношения [23] запишем в скоростях:

$$\dot{\sigma}_{(kl)} = \lambda \dot{\varepsilon}_{(rr)} \delta_{kl} + (2\mu + \beta) \dot{\varepsilon}_{(kl)}, \quad (13)$$

$$\dot{\sigma}_{[kl]} = \beta \dot{\varepsilon}_{[kl]}, \quad (14)$$

$$\dot{m}_{kl} = 4B \dot{\kappa}_{kl}, \quad (15)$$

где λ и μ — коэффициенты Ламе; β — поворотный модуль; B — изгибный модуль.

Очевидно, что модули λ , μ и B являются положительными величинами, чего нельзя сказать о поворотном модуле β . В состоянии неустойчивого деформирования при проскальзывании зерен друг относительно друга, как это показано на рис. 4б, энергия среды уменьшается. Поэтому скорость изменения работы антисимметричных напряжений на поворотах

$$\dot{E}_\phi = \beta (\dot{\psi}_k - \dot{\omega}_k) (\dot{\psi}_k - \dot{\omega}_k) \quad (16)$$

примем отрицательной.

Отсюда следует, что поворотный модуль β должен быть отрицательным. Заметим, что этот результат аналогичен условию бифуркации пластического течения материалов с внутренним трением и дилатансии при отрицательном модуле пластического упрочнения на падающей ветви кривой деформирования [22].

Рассмотрим, как неустойчивость повлияет на распределение напряжений и деформаций. Ограничимся случаем плоской деформации и перепишем уравнения равновесия (7) и (8) в виде

$$\sigma_{11,1} + \sigma_{21,2} = 0, \quad \sigma_{12,1} + \sigma_{22,2} = 0, \quad (17)$$

$$m_{1,1} + m_{2,2} + \sigma_{12} - \sigma_{21} = 0. \quad (18)$$

Определяющие соотношения (13)—(15) для скоростей изменения смещений и напряжений примут вид

$$\dot{\sigma}_{11} = (\lambda + 2\mu) \dot{u}_{1,1} + \lambda \dot{u}_{2,2} + \beta \dot{u}_{1,1}, \quad (19)$$

$$\dot{\sigma}_{22} = (\lambda + 2\mu) \dot{u}_{2,2} + \lambda \dot{u}_{1,1} + \beta \dot{u}_{2,2},$$

$$\dot{\sigma}_{12} = \mu (\dot{u}_{1,2} + \dot{u}_{2,1}) + \beta \dot{u}_{2,1} - \beta \dot{\phi}_3, \quad (20)$$

$$\dot{\sigma}_{21} = \mu (\dot{u}_{1,2} + \dot{u}_{2,1}) + \beta \dot{u}_{1,2} - \beta \dot{\phi}_3,$$

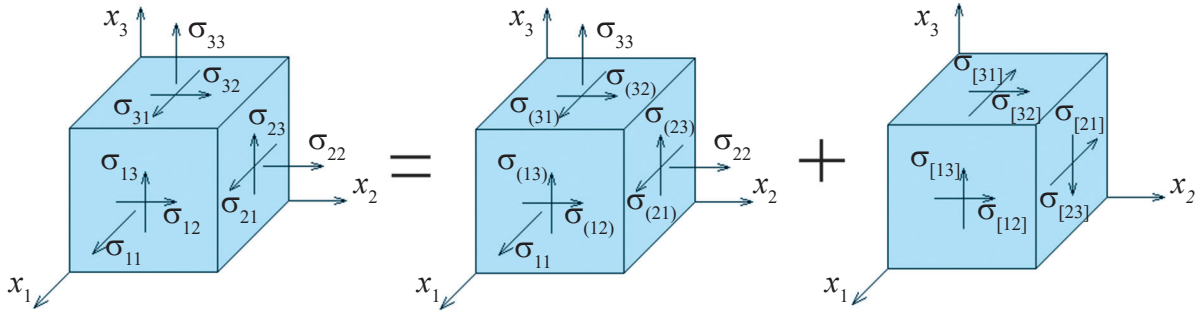


Рис. 7. Симметричные и антисимметричные слагаемые полных напряжений
Fig. 7. Symmetric and antisymmetric terms of total stresses

$$\dot{m}_1 = 4B\dot{\phi}_{3,1}, \quad \dot{m}_2 = 4B\dot{\phi}_{3,2}. \quad (21)$$

Подставляя соотношения (19)—(21) в уравнения (17) и (18), получим уравнения равновесия:

$$\dot{u}_{1,11} [(\lambda + 2\mu) + \beta] + \dot{u}_{2,12} (\lambda + \mu) + \dot{u}_{1,22} (\mu + \beta) + \beta\dot{\phi}_{3,2} = 0, \quad (22)$$

$$\dot{u}_{2,22} [(\lambda + 2\mu) + \beta] + \dot{u}_{1,12} (\lambda + \mu) + (\mu + \beta)\dot{u}_{2,11} - \beta\dot{\phi}_{3,1} = 0, \quad (23)$$

$$4B\dot{\omega}_{,11} + 4B\dot{\omega}_{,22} + \kappa(\dot{u}_{2,1} - \dot{u}_{1,2}) - 4\kappa\dot{\phi}_3 = 0. \quad (24)$$

Решение будем искать в виде

$$\dot{u}_1 = C_1 \sin k_1 x_1 \cos k_2 x_2, \quad \dot{u}_2 = C_2 \cos k_1 x_1 \sin k_2 x_2, \quad (25)$$

$$\dot{\phi}_3 = C_3 \sin k_1 x_1 \sin k_2 x_2, \quad (26)$$

где $k_i = 2\pi/l_i$ — волновое число; l_i — длина волны; $i = 1, 2$.

Подставляя решения (25) и (26) в уравнения равновесия (22)—(24), получим систему алгебраических уравнений

$$C_1 k_1^2 [(\lambda + 2\mu) + \beta] + C_2 k_1 k_2 (\lambda + \mu) + C_1 k_2^2 (\mu + \beta) - C_3 k_2 \beta = 0, \quad (27)$$

$$C_2 k_2^2 [(\lambda + 2\mu) + \beta] + C_1 k_1 k_2 (\lambda + \mu) + C_2 k_1^2 (\mu + \beta) + \beta C_3 k_1 = 0, \quad (28)$$

$$C_2 \beta k_1 - C_1 \beta k_2 + 4[B(k_1^2 + k_2^2) + \beta] C_3 = 0, \quad (29)$$

из условия совместности которых найдем, что волновое число должно удовлетворять выражению

$$k_1 = \sqrt{-\beta \frac{4\mu + 3\beta}{4B(\mu + \beta)(1 + n^2)}}, \quad (30)$$

где $k_2 = nk_1$.

Очевидно, что решение (30) имеет смысл только при $\beta < 0$.

Окончательно выражения для перемещений (25) и угла поворота (26) представим в виде

$$\dot{u}_1 = \frac{n\beta}{k_1(1+n^2)(\mu+\beta)} \phi_{\max} \sin k_1 x_1 \cos nk_1 x_2,$$

$$\dot{u}_2 = -\frac{\beta}{k_1(1+n^2)(\mu+\beta)} \phi_{\max} \cos k_1 x_1 \sin nk_1 x_2, \quad (31)$$

$$\dot{\phi}_3 = \phi_{\max} \sin k_1 x_1 \sin nk_1 x_2, \quad (32)$$

где ϕ_{\max} — максимальный угол поворота.

Согласно полученному решению микровращения не изменяют объемную деформацию среды, однако в ней возникает распределение максимальных касательных напряжений

$$\tau = \frac{1}{2} \sqrt{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + 2(\sigma_{12}^2 + \sigma_{21}^2)}. \quad (33)$$

Для численного примера зададимся следующими значениями параметров. Модуль сдвига $\mu = 10^9$ Па, параметр Ламе $\lambda = 1,5 \cdot 10^9$ Па, параметр изгибной жесткости $B = 4\mu l^2 H$ (здесь l — характерный размер зерна; $n_B = 0,001$ — коэффициент), параметр $\beta = -n_B \mu$ Па. Характерный внутренний размер моментной среды выберем соизмеримым с размером зерен, равным $l = 0,005$ м. В рассматриваемом случае согласно (30) волновое число при $n = 1$ равно $k_1 = 0,071 \text{ м}^{-1}$. На рис. 8 показано соответствующее распределение касательных напряжений τ для максимального микроповорота $\phi_{\max} = 1^\circ$. Согласно полученному решению при достижении неустойчивости в среде возникает регулярное распределение областей с повышенными значениями касательных напряжений.

Обсуждение результатов

Неустойчивое проскальзывание зерен приводит к тому, что накопленная в системе энергия выделяется в виде сейсмических волн. Можно предположить, что именно этот процесс ответствен за

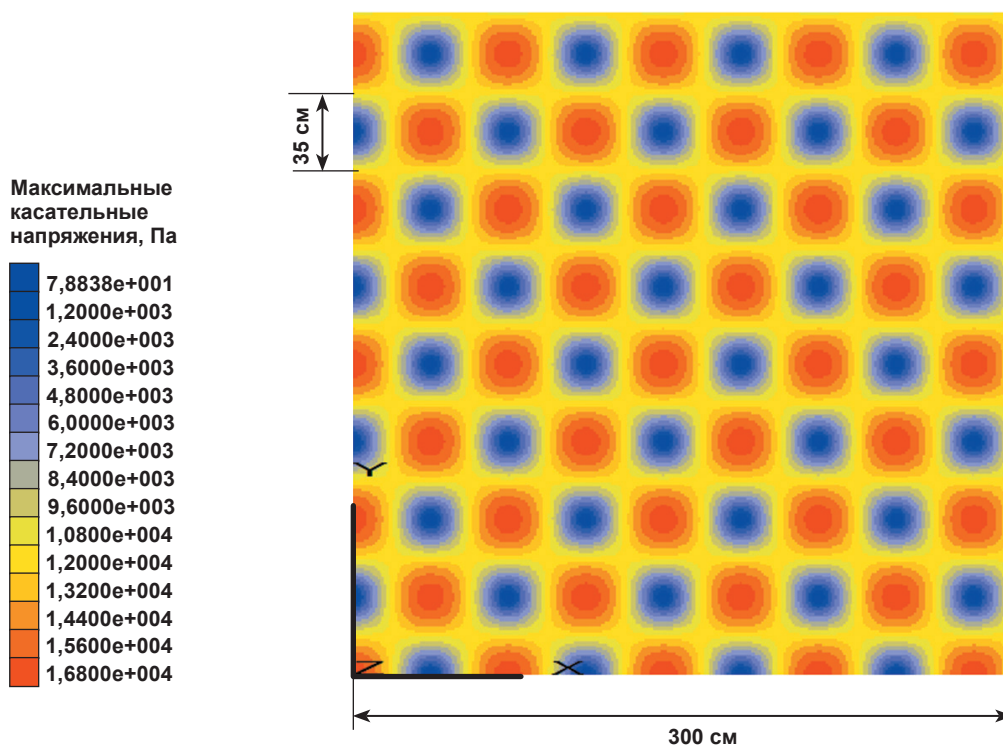


Рис. 8. Распределение касательных напряжений τ для максимального микроповорота $\phi_{\max} = 1^\circ$
 Fig. 8. Distribution of shear stresses τ for maximum microrotation $\phi_{\max} = 1^\circ$

генерацию сейсмического шума, вызываемого колебаниями естественных геофизических полей [12]. Установленное в [14] увеличение выделения сейсмической энергии с приходом приливной деформационной волны, приподнимающей земную поверхность, можно объяснить уменьшением сил трения на контактах зерен, что и является триггером неустойчивости в предварительно напряженной породе. Как следует из анализа неустойчивого поведения микрополярного континуума, моделирующего поведение гранулированной среды, знакопеременные вертикальные движения земной поверхности [7] не только приводят к выделению сейсмической энергии и генерации сейсмического шума, но и изменяют напряженное состояние осадочной толщи. Возникающие при этом дополнительные распределения сдвиговых напряжений (см. рис. 8) могут вызвать разрушение ледяной пленки на поверхности гидратных зерен (см. рис. 1) и привести к эмиссии метана из зон скопления запертого газа в мерзлых породах и метастабильных реликтовых газогидратов.

Проверка влияния касательных усилий на распределение напряжений в ледяной пленке может быть выполнена в экспериментах с жесткими шарами, покрытыми хрупкими оболочками. Физический эксперимент можно заменить численным экспериментом с неоднородными шарами, воспроизводящими неустойчивость в большом (см. рис. 5) и сопутствующие изменения напряженного состояния.

Выводы

Установлено, что гранулированная осадочная среда неустойчива в большом. Переход системы в новое несмежное состояние равновесия на участках, приблизившихся к предельному состоянию, происходит скачком и сопровождается выделением энергии. Косвенное подтверждение этого явления — регистрация сейсмического шума, вызываемого колебаниями естественных геофизических полей. Обнаруженное неустойчивое поведение зерен осадочной толщи позволило сформулировать условие бифуркации микрополярного континуума, моделирующего поведение осадочной толщи. Показано, что при этом происходит изменение напряженного состояния осадочной толщи, в частности появляются области с повышенными значениями касательных напряжений. При этом нагрузка на ледяную пленку на поверхности газогидратных включений возрастает, что может привести к ее разрушению и способствовать эмиссии метана из метастабильных образований. В результате получила подкрепление теория о возможном влиянии тектонических волн, порождаемых сильными землетрясениями, на усиление эмиссии метана в арктическом регионе. Работа имеет большое прикладное значение в контексте создания теоретической основы при разработке подходов для минимизации потенциального ущерба инженерным сооружениям в Арктике.

Финансирование

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-67-00025) «Натурные исследования, экспериментальное и математическое моделирование газодинамических процессов в системе донные отложения — водная толща на арктическом шельфе России».

Литература/References

1. *Istomin V. A., Yakushev V. S., Makhonina N. A., Kwon V. G., Chuvilin E.* Self-preservation phenomenon of gas hydrates. *Digest Gas Industry of Russia*, 2006, vol. 4, no. 12, pp. 16—27.
2. *Якушев В. С.* Природный газ и газовые гидраты в криолитозоне. — М.: ВНИИГАЗ, 2009. — 192 с.
Yakushev V. S. Natural gas and gas hydrates in the permafrost zone. Moscow, VNIIGAZ, 2009, 192 p. (In Russian).
3. *Shakhova N., Semiletov I., Chuvilin E.* Understanding the permafrost-hydrate system and associated methane releases in the east Siberian Arctic Shelf. *Geosciences*, 2019, vol. 9, iss. 6.
4. *Shakhova N., Semiletov I., Sergienko V., Lobkovsky L., Yusupov V., Salyuk A., Salomatin A., Chernykh D., Kosmach D., Panteleev G., Nicolsky D., Samarkin V., Joye S., Charkin A., Dudarev O., Meluzov A., Gustafsson O.* The East Siberian Arctic Shelf: towards further assessment of permafrost-related methane fluxes and role of sea ice. *Philosophical Transactions of The Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences*. 2015, vol. 373, iss. 2052. DOI:10.1098/rsta.2014.0451.
5. *Shakhova N., Semiletov I., Gustafsson O., Sergienko V., Lobkovsky L., Dudarev O., Tumskoy V., Grigoriev M., Mazurov A., Salyuk A., Ananiev R., Koshurnikov A., Kosmach D., Charkin A., Dmitrevsky N., Karnaukh V., Gunar A., Meluzov A., Chernykh D.* Current rates and mechanisms of subsea permafrost degradation in the East Siberian Arctic Shelf. *Nat. Commun.*, 2017, 8, 15872. Available at: <https://doi.org/10.1038/ncomms15872>.
6. *Shakhova N. E., Sergienko V. I., Semiletov I. P.* The Contribution of the East Siberian Shelf to the Modern Methane Cycle. *Herald of the Russian Academy of Sciences*, 2009, vol. 79, no. 3, pp. 237—246.
7. *Баренблатт Г. И., Лобковский Л. И., Нигматуллин Р. И.* Математическая модель истечения газа из газонасыщенного льда и газогидратов // Докл. Акад. наук. — 2016. — № 4 (470). — С. 458—461.
Varenblatt G. I., Lobkovsky L. I., Nigmatullin R. I. Mathematical model of gas outflow from gas-saturated ice and gas hydrates. *Doklady Akademii nauk [Reports of the Academy of Sciences]*, 2016, no. 4 (470), pp. 458—461. (In Russian).
8. *Богоявленский В. И.* Природные и техногенные угрозы при освоении месторождений горючих ископаемых в криолитосфере Земли // Гор. пром-сть. — 2020. — № 1. — С. 97—118.
Vogoyavlensky V. I. Natural and technogenic threats during the development of fossil fuel deposits in the Earth's cryolithosphere Gornaia Promishlenost. *Mining Industry*, 2020, no. 1, pp. 97—118. (In Russian).
9. *Богоявленский В. И., Гарагаш И. А.* Обоснование процесса образования кратеров газового выброса в Арктике математическим моделированием // Арктика: экология и экономика. — 2015. — № 3 (19). — С. 12—17.
Vogoyavlensky V. I., Garagash I. A. Substantiation of the process of formation of gas emission craters in the Arctic by mathematical modeling. *Arctic: Ecology and Economy*, 2015, no. 3 (19), pp. 12—17. (In Russian).
10. *Лобковский Л. И.* Возможный сейсмогенно-триггерный механизм резкой активизации эмиссии метана и потепления климата в Арктике // Арктика: экология и экономика. — 2020. — № 3 (39). — С. 62—72.
Lobkovsky L. I. Possible seismogenic trigger mechanism of a sharp activation of methane emissions and climate warming in the Arctic. *Arctic: Ecology and Economy*, 2020, no. 3 (39), pp. 62—72. (In Russian).
11. *Гарагаш И. А., Лобковский Л. И.* Деформационные тектонические волны как возможный триггерный механизм активизации эмиссии метана в Арктике // Арктика: экология и экономика. — 2021. — № 1. — С. 42—50.
Garagash I. A., Lobkovsky L. I. Deformation tectonic waves as a possible trigger mechanism for activating methane emissions in the Arctic. *Arctic: Ecology and Economy*, 2021, no. 1, pp. 42—50. (In Russian).
12. *Колосова Е. А., Лукк А. А., Серова О. А., Сидорин А. Я.* Природные и техногенные источники триггерной активности сейсмичности и сейсмический шум // Наука и технол. разработки. — 2015. — Т. 94, № 4. — С. 30—43.
Kolosova E. A., Lukk A. A., Serova O. A., Sidorin A. Ya. Natural and technogenic sources of trigger activity of seismicity and seismic noise. *Nauka i Tekhnologicheskie Razrabotki [Science and Technological Developments]*, 2015, vol. 94, no. 4, pp. 30—43. (In Russian).
13. *Sens-Schonfelder C., Eulenfeld T.* Probing the in situ Elastic Nonlinearity of Rocks with Earth Tides and Seismic Noise. *Physical review letters*, 2019, 122 (13), pp. 1—6.
14. *Metivier L., Viron O., Conrad C. P., Renault S., Diament M., Patau G.* Evidence of earthquake triggering by the solid earth tides. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2009, vol. 278, pp. 370—375.
15. *Nikolaevsky V. N.* *Mechanics of Porous and Fractured Media*. Singapore, World Scientific, 1990, 472 p.
16. *Гарагаш И. А.* Модель динамики фрагментированных сред с подвижными блоками // Физ. мезомеханика. — 2002. — Т. 5, № 5. — С. 71—78.
Garagash I. A. Model of dynamics of fragmented media with movable blocks. *Physical Mesomechanics*, 2002, vol. 5, no. 5, pp. 71—78. (In Russian).
17. *Гарагаш И. А., Николаевский В. Н.* Механика Косера для наук о Земле // Вычислит. механика сплошных сред, 2009, 2 (4), с. 44—66.

- Garagash I. A., Nikolaevsky V. N. Kossar mechanics for Earth sciences. *Vychislitel'naya mekhanika sploshnykh sred.* [Computational mechanics of continuous media], 2009, pp. 44—66. (In Russian).
18. Drucker D. C. A definition of stable inelastic materials. *J. of Applied Mechanics*, 1959, 26, pp. 101—106.
19. Надаи А. Пластичность. — М.-Л.: Изд-во НКТП СССР, 1936. — 280 с.
- Nadai A. Plastic. Moscow, Leningrad, Joint Scientific and Technical Publishing House (ONTI) NKTP USSR, 1936. (In Russian).
20. Biot M. A. *Mechanics of incremental deformations.* New York, John Wiley and Sons, 1965, 497 p.
21. Томас Т. Пластическое течение и разрушение в твердых телах. — М.: Мир, 1964.
- Thomas T. *Plastic flow and fracture in solids.* Moscow, Mir, 1964. (In Russian).
22. Rudnicki J. W., Rice J. R. Conditions for localization of deformation in pressure-sensitive dilatant materials. *J. Mech. Phys. Solids*, 1975, 23, no. 6, pp. 371—390.
23. Николаевский В. Н. Определяющие уравнения пластического деформирования сыпучих сред // Прикладная математика и механика. — 1971. — Т. 35, № 6. — С. 1070—1082.
- Nikolaevsky V. N. Constitutive equations for plastic deformation of granular media. *Prikladnaya matematika i mehanika* [Applied mathematics and mechanics], 1971, vol. 35, no. 6, pp. 1070—1082. (In Russian).
24. Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. — М.: Недра, 1984. — 232 с.
- Nikolaevsky V. N. *Mechanics of porous and fractured media.* М., Nedra, 1984, 232 p. (In Russian).
25. Гарагаш И. А. Условия формирования регулярных систем полос сдвига и компакти // Геология и геофизика. — 2006. — Т 47. — С. 657—668.
- Garagash I. A. Conditions for the formation of regular systems of shear bands and compaction. *Geologia i Geofizika.* [Geology and Geophysics], 2006, vol. 47, pp. 657—668. (In Russian).
26. Гарагаш И. А. Образование ячеистых структур в упругопластической среде с внутренним трением и дилатансией // Докл. Акад. наук СССР. — 1982. — Т. 266, № 1.
- Garagash I. A. Formation of cellular structures in an elastoplastic medium with internal friction and dilatancy. *Doklady Akademii nauk SSSR.* [Report of USSR Academy of Sciences], 1982, vol. 266, no. 1. (In Russian).
27. Jaeger J. C., Cook N. G. W., Zimmerman R. W. *Fundamentals of Rock Mechanics*, 4th ed. Wiley-Blackwell, Oxford. 2007. 475 p.
28. Timoshenko S. P., Goodier J. N. *Theory of Elasticity.* 3rd. ed. McGraw-Hill, 1970, 506 p.
29. Mises R. *Über die stabilitätsprobleme der elastizitätstheorie.* ZAMM, 1923, 3, 406422.
30. Bazant Z. P., Cedolin L. *Stability of structures elastic, inelastic, fracture, and damage theories.* Oxford, UK: Oxford Univ. Press, 1991, 1011 p.
31. Garagash I. A., Osiptsov A. A., Boronin S. A. Dynamic bridging of proppant particles in a hydraulic fracture. *Intern. J. of Engineering Science*, 2019, vol. 135, pp. 86—101.
32. Eringen A. C. *Theory of Micropolar Elasticity.* Fracture. H. Liebowitz (Ed.). Cambridge, Academic Press, 1968, pp. 621—729.

Информация об авторах

Гарагаш Игорь Александрович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией геомеханики, Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН (123242, Россия, Москва, Б. Грузинская ул., д. 10), главный научный сотрудник, Институт динамики геосфер им. М. А. Садовского РАН (119334, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 38, корп. 1), e-mail: garagash@ifz.ru.

Лобковский Леопольд Исаевич, доктор физико-математических наук, профессор, академик РАН, заведующий отделом геологии и геодинамики, Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН (117997, Россия, Москва, Нахимовский просп., д. 36), e-mail: llobkovsky@ocean.ru.

ON THE MECHANISM OF DESTRUCTION OF ICE FILMS OF METASTABLE GAS HYDRATES AND ITS POSSIBLE APPLICATION TO THE PROCESS OF METHANE EMISSION IN THE ARCTIC

Garagash, I. A.^{1,2}, Lobkovsky, L. I.³

¹ Shmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences (Moscow, Russian Federation)

² Institute of Geosphere Dynamics of the Russian Academy of Sciences (Moscow, Russian Federation)

³ P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences (Moscow, Russian Federation)

The article was received on July 25, 2023

Comment of the editorial board of the journal “Arctic: Ecology and Economy”

According to the reviewers and the editorial board, the article is debatable, hypothetical in nature without reference to real natural conditions and without an evidence-based experimental base. At the same time, the proposed hypothesis has the right to exist and subsequent scientific discussion. In this regard, the editorial board decided to publish the article taking into account this comment.

For citing

Garagash I. A., Lobkovsky L. I. On the mechanism of destruction of ice films of metastable gas hydrates and its possible application to the process of methane emission in the Arctic. Arctic: Ecology and Economy, 2024, vol. 14, no. 1, pp. 36—45. DOI: 10.25283/2223-4594-2024-1-36-45.

Abstract

The release of methane deposits in the Arctic, which is bound in the form of gas hydrates, can accelerate global warming. The threat of increasing methane content in the atmosphere is associated with the decomposition of gas hydrates located in the sedimentary layer in a metastable state. The authors formulate destruction mechanisms that can affect the dissociation of natural gas hydrates and assess the risks of possible gas emissions during the advancement of slow tectonic waves. They have studied the instability of moving granules of the sedimentary strata and obtained the condition for the bifurcation of the micropolar continuum, which may be associated with the emission of methane from zones of accumulation of metastable relict gas hydrates.

Keywords: *metastable gas hydrates, instability in the large, micropolar continuum, bifurcation, bifurcation, methane emission.*

Funding

The Russian Science Foundation grant supported the study (project No. 22-67-00025 “Field studies, experimental and mathematical modeling of gas-dynamic processes in the bottom sediment-water column system on the Russian Arctic shelf”).

Information about the authors

Garagash, Igor Aleksandrovich, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Head of the Geomechanics Laboratory, Shmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences (10, B. Gruzinskaya str., Moscow, Russia, 123242), Chief Researcher, Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of the Russian Academy of Sciences (38, Leninsky prosp., Moscow, Russia, 119334), e-mail: garagash@ifz.ru.

Lobkovsky, Leopold Isaevich, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Academician of the Russian Academy of Sciences, Professor, Head of the Department of Geology and Geodynamics, P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences (36, Nakhimovskiy prosp., Moscow, Russia, 117997), e-mail: llobkovsky@ocean.ru.

© Garagash I. A., Lobkovsky L. I., 2024