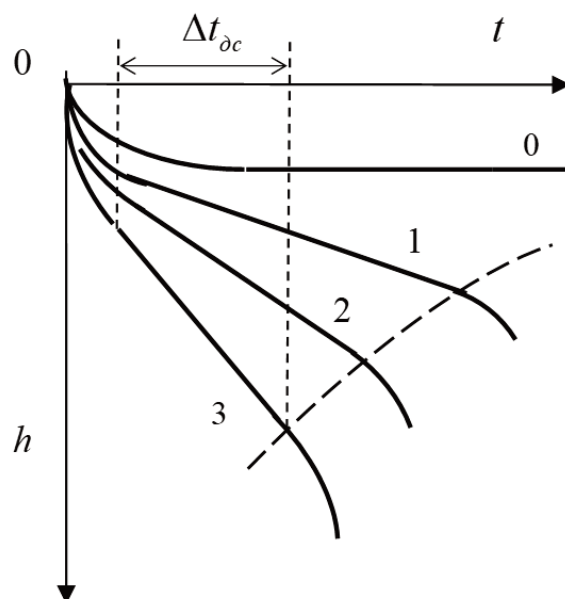




ОТ ПРИНЦИПА ЛЕ ШАТЕЛЬЕ – БРАУНА К ДИССИПАТИВНЫМ СТРУКТУРАМ

Поступила в редакцию: 2025

Принята к публикации 2025

Опубликована 2025

МЕРЗЛЯКОВ ВЛАДИМИР ПАВЛОВИЧ

Ведущий научный сотрудник лаборатории Геокриологии им. Г.З. Перльштейна, к.т.н.

Институт геоэкологии им. Е.М. Сергеева РАН (ИГЭ РАН), Уланский пер., д. 13, стр. 2, Москва, 101000 Россия

E-mail: cryo17@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

Совместное рассмотрение принципа Ле-Шателье – Брауна, теории линейных необратимых процессов и теории диссипативных структур охватывает весь диапазон возможных состояний термодинамических систем.

Принцип Ле-Шателье – Брауна выполняется при малом отклонении от равновесия (обобщенные силы равны нулю). В линейно-необратимых процессах обобщенные силы остаются достаточно слабыми. В противоположность этому диссипативные структуры возникают и поддерживаются благодаря обмену энергией и веществом с внешней средой в условиях, далёких от равновесия. В настоящей работе излагаются некоторые положения современной термодинамики с целью дальнейшего анализа известных явлений и предотвращения неправильного толкования и применения теории. Основные положения этой теории были разработаны применительно к химии. Однако они имеют более широкое значение и могут применяться в других разделах науки, в частности, в гидроаэродинамике и теплофизике. Ниже приводится доказательство принципа Ле Шателье – Брауна в редакции автора. Даются краткие сведения о ламинарных (линейно неравновесных) и турбулентных (нелинейно неравновесных) потоках. Анализируется «хрестоматийный» пример диссипативных структур: ячейки Рэлея – Бенара. Обсуждается возможность использования термина «диссипативная структура» по отношению к грунтовым основаниям фундаментов (механика грунтов). Особое место занимает эксперимент Боттомли по прохождению проволоочки с грузом через лёд. Выводы из этого эксперимента имеют большое значение для механики мёрзлых грунтов. В статье показано, как распределяется энергия (тепловая и механическая) в каждом из рассмотренных примеров.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:

принцип Ле-Шателье – Брауна; теория линейных необратимых процессов; теория диссипативных структур; эксперимент Боттомли; грунтовые основания

FROM THE LE CHATELIER-BRAUN PRINCIPLE TO DISSIPATIVE STRUCTURES

Received: 2025

Accepted for publication 2025

Published 2025

VLADIMIR P. MERZLYAKOV

Leading Researcher, G.Z. Perlshtein Laboratory of Geocryology, Candidate of Technical Sciences

Sergeev Institute of Environmental Geoscience, Russian Academy of Sciences (IEG RAS), 13 Bld. 2 Ulansky Lane, Moscow 101000, Russia

E-mail: cryo2@yandex.ru

ABSTRACT

The combined consideration of the Le Chatelier–Braun principle, the theory of linear irreversible processes, and the theory of dissipative structures covers the entire range of possible states of thermodynamic systems. The Le Chatelier–Braun principle holds for small departures from equilibrium, when generalized forces are equal to zero. In linear irreversible processes, generalized forces remain sufficiently weak. In contrast, dissipative structures arise and are maintained through the exchange of energy and matter with the external environment under conditions far from equilibrium. This paper presents several concepts of modern thermodynamics with the aim of further analyzing well-known phenomena and preventing misinterpretation and misuse of the theory. The fundamental provisions of this theory were originally developed in relation to chemistry. However, they are of broader significance and can be applied in other branches of science, in particular in hydroaerodynamics and thermal physics. A proof of the Le Chatelier–Braun principle in the author's formulation is presented below. Brief information is also given on laminar (linearly nonequilibrium) and turbulent (nonlinearly nonequilibrium) flows. The “classic textbook” example of dissipative structures, namely Rayleigh–Bénard cells, is analyzed. The possibility of using the term “dissipative structure” with respect to foundation soils in soil mechanics is discussed. A special place is given to Bottomley's experiment on the passage of a weighted wire through ice. The conclusions drawn from this experiment are of great importance for frozen ground mechanics. The paper shows how energy, both thermal and mechanical, is distributed in each of the examples considered.

KEYWORDS:

Le Chatelier–Braun principle; theory of linear irreversible processes; theory of dissipative structures; Bottomley experiment; foundation soils

Введение

Все макроскопические объекты природы и техники, обменивающиеся между собой и с окружающей средой энергией (тепловой или механической) и веществом, являются термодинамическими телами или системами. Чтобы перейти на язык термодинамики, уточним формулировки основных её понятий и определений [1, 10, 15, 18].

Термодинамическим телом называется непрерывное, однородное макроскопическое тело, заполняющее пространство в границах выделенного объёма. *Термодинамической системой* называется макроскопическая система, которая тем или иным образом выделена из *окружающей среды* и способна взаимодействовать с ней. Это может быть совокупность термодинамических тел, которые взаимодействуют и обмениваются энергией как между собой, так и с другими телами.

Термодинамическая система называется *открытой*, если возможен обмен с окружающей средой и веществом, и энергией (тепловой энергией и механической работой). Система назы-

вается *изолированной (замкнутой)*, если невозможен обмен с окружающей средой ни веществом, ни энергией.

Система называется *закрытой*, если невозможен обмен с окружающей средой веществом, но возможен обмен энергией (тепловой или механической). Система называется *адиабатной* (теплоизолированной), если невозможен обмен с окружающей средой тепловой энергией.

Термодинамическое равновесие – состояние *изолированной* системы или тела, при котором остаются неизменными во времени макроскопические величины этой системы (температура, давление, объём и т.д.). Если процесс состоит в прохождении системы через последовательность *равновесных* состояний, то такой процесс называется *равновесным*. Всякий равновесный процесс является *обратимым*.

Первое начало термодинамики (закон сохранения энергии)

Внутренняя энергия системы U является функцией состояния. Её изменение в некотором элементарном процессе определяется равенством

$$dU = \delta Q - \delta A, \quad (*)$$

где δQ – количество теплоты, которое система получила от окружающей среды; δA – работа, совершаемая системой над внешней средой (работа против внешних сил); здесь dU – бесконечно малая разность значений функции состояния U (интеграл по замкнутому циклу $\oint dU = 0$), δQ и δA – бесконечно малые количества. Для *открытых* систем существует дополнительный вклад в уравнение (*) из-за потока вещества от внешней среды $dU_{\text{вещ}} = \mu \delta N$, где μ – химический потенциал, δN – количество вещества. Поэтому полное уравнение первого начала термодинамики принимает вид:

$$dU = \delta Q - \delta A + \mu \delta N. \quad (**)$$

Следует заметить, что если нет внешних и внутренних источников тепла, то изменение внутренней энергии определяется работой внешних сил $\delta A' = -\delta A$ и потоком вещества

$$dU = \delta A' + \mu \delta N. \quad (***)$$

Второе начало термодинамики

Исследуя цикл Карно (*обратимый* круговой процесс), Р. Клаузиус заметил, что интеграл $\oint \frac{\delta Q}{T}$ становится равным нулю всякий раз, когда состояние термодинамического тела описывает замкнутый цикл (например, в плоскости p – давление, T – абсолютная температура) и возвращается к исходному состоянию. Это позволило предположить, что величина, стоящая под знаком интеграла, – полный дифференциал некоторой функции состояния S , значение которой не зависит от того, каким путём это состояние достигнуто. Функцию S Клаузиус предложил назвать энтропией, что в переводе на русский язык означает «обращённая внутрь» (функция).

Изменение энтропии в *обратимом* процессе $S - S_0 = \int_{T_0}^T \frac{\delta Q}{T}$ зависит только от начального и конечного значений температуры.

В любом *необратимом* процессе в любой системе $S - S_0 > \int_{T_0}^T \frac{\delta Q}{T}$ из-за диссипации энергии, и поэтому $\oint \frac{\delta Q}{T} < 0$.

Другим основным положением *второго начала* является то, что в *изолированной* системе энтропия никогда не убывает. Она либо растёт в необратимых процессах ($dS > 0$) до тех пор, пока не достигнет своего *максимального значения* в состоянии *термодинамического равновесия*, либо остаётся постоянной ($dS = 0$).

На основании данных выше определений максимум энтропии означает, что *изолированная* термодинамическая система, для которой внешние условия остаются неизменными, с течением

времени переходит в равновесное состояние, в котором прекращаются все макроскопические процессы, и нет тенденции к изменениям в макроскопическом масштабе¹.

При этом в системе на микроскопическом уровне могут происходить разнообразные процессы. Однако в среднем эти процессы компенсируют друг друга, и макроскопические параметры системы остаются неизменными, колеблясь относительно равновесного значения.

Краткая теория принципа Ле Шателье - Брауна

Рассмотрим *изолированную систему*, состоящую из среды и погруженного в неё тела (систему тело + среда). Пусть S_{Π} есть полная энтропия системы, включающая энтропию тела S , V – объём тела. Можно показать [10], что для малого отклонения от состояния равновесия существует зависимость

$$dS_{\Pi} = -\frac{T - T_0}{T_0} dS + \frac{P - P_0}{T_0} dV, \quad (1.1)$$

где индекс «0» – относится к состоянию полного равновесия.

Для удобства вводят вспомогательные обозначения

$$X = -\frac{\partial S_{\Pi}}{\partial S}, \quad Y = -\frac{\partial S_{\Pi}}{\partial V}. \quad (1.2)$$

При полном термодинамическом равновесии системы энтропия S_{Π} должна быть максимальна. Необходимые условия для этого:

$$X = 0, \quad Y = 0 \quad (1.3)$$

Рассмотрим два случая.

1. Предположим, что по каким-то причинам изменилось значение S^2 на величину $\Delta S = S_1 - S_0$, при этом нарушается первое условие (1.3). Допустим, что величина V при данном воздействии не изменяется. Тогда изменение величины X от нуля до значения $X \equiv (\Delta X)_{\nu} \neq 0$ в момент воздействия будет равно:

$$(\Delta X)_{\nu} = \left(\frac{\partial X}{\partial S} \right)_{\nu} \Delta S. \quad (1.4)$$

Сначала изменение переменной S при постоянном значении V приводит также к нарушению второго условия (1.3). Но после того, как равновесие снова восстановится, восстановится условие $Y = 0$. А производная $\left(\frac{\partial X}{\partial S} \right)_{\nu}$ преобразуется в производную $\left(\frac{\partial X}{\partial S} \right)_{Y=0}$ и величина $X \equiv \Delta X$ будет иметь значение

$$(\Delta X)_{Y=0} = \left(\frac{\partial X}{\partial S} \right)_{Y=0} \Delta S, \quad (1.5)$$

¹ Постоянство термодинамических параметров следует из условия изолированности системы. В самом деле, если предположить, что изменится какой-либо параметр, например, уменьшится объём, то это будет означать, что над телом совершена работа, а это запрещено.

² Изменение величины S означает, что телу сообщается (или от тела отнимается) некоторое количество тепла. В результате нарушается равновесие тела.

где производная берётся при постоянном, равном нулю, значении Y .

Учитывая (1.1), из равенства $Y = -\frac{p-p_0}{T_0} = 0$ получаем $P = P_0$ и поэтому равенство (1.5) равносильно равенству

$$(\Delta X)_{P_0} = \left(\frac{\partial X}{\partial S} \right)_{P_0} \Delta S. \quad (1.6)$$

Доказывается [1,10], что

$$\left(\frac{\partial X}{\partial S} \right)_V > \left(\frac{\partial X}{\partial S} \right)_P > 0, \quad (1.7)$$

при любом значении p , следовательно, и при значении P_0 . Поэтому, сравнивая выражения (1.4) и (1.6), получим

$$|(\Delta X)_{V_0}| > |(\Delta X)_{P_0}| \quad (1.8)$$

Неравенство (1.8) с учётом (1.1)³ можно переписать в виде

$$|(\Delta T)_{V_0}| > |(\Delta T)_{P_0}| \quad (1.9)$$

Таким образом, возникает *изобарический* процесс, приводящий к меньшему изменению температуры, чем *изохорический*.

2. Предположим теперь, что нарушается равновесие тела со средой путём изменения переменной V , при этом нарушается второе условие (1.3). Допустим, что величина S при данном воздействии не изменяется. Тогда изменение величины Y от нуля до значения $Y \equiv (\Delta Y)_S \neq 0$ в момент воздействия будет равно:

$$(\Delta Y)_S = \left(\frac{\partial Y}{\partial V} \right)_S \Delta V. \quad (1.10)$$

Далее, меняя местами в предыдущих рассуждениях X и Y а также S и V , учитывая, что по аналогии с (1.7) будем иметь

$$\left(\frac{\partial Y}{\partial V} \right)_S > \left(\frac{\partial Y}{\partial V} \right)_T > 0, \quad (1.11)$$

ещё раз, используя равенство (1.1)⁴ и условие $\frac{\partial p}{\partial V} < 0$, получим

$$|(\Delta p)_{S_0}| > |(\Delta p)_{T_0}|. \quad (1.12)$$

Т.е. возникает *изотермический* процесс, приводящий к меньшему изменению давления, чем *адиабатный* (изоэнтропийный).

Графическую картину проведенных рассуждений показывают процессы, изображенные на p - T диаграмме (рис.1). В

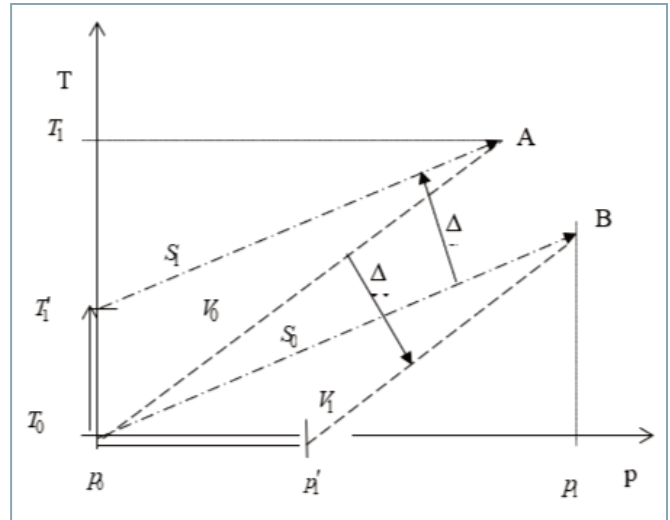


Рис. 1. Окрестность равновесного состояния некоторого термодинамического тела на p - T диаграмме (следует иметь в виду, что на представленном чертеже $S_1 > S_0$, но $V_1 < V_0$, т.е. $\Delta S > 0, \Delta V < 0$)

самом деле, как видим $|T_1 - T_0|_{V_0} > |T_1' - T_0|_{V_0}$, при изменении $\Delta S = S_1 - S_0$, и $|p_1 - p_0|_{S_0} > |p_1' - p_0|_{S_0}$, при изменении $\Delta V = V_1 - V_0$.

Итак, проблема реакции *равновесной системы* на малое внешнее воздействие решается известным принципом Ле Шателье – Брауна. Формулировка принципа: «При внешнем воздействии, выводящем тело из состояния равновесия, возникают процессы, ослабляющие результат этого воздействия». В рассмотренном доказательстве такими «возникшими» процессами были *изобарический* и *изотермический* процессы.

Следствием принципа Ле Шателье – Брауна является смещение равновесия в ту или иную сторону при изменении термодинамических параметров: *температуры* системы (при её нагревании или охлаждении); *давления* в системе (при её сжатии или расширении).

Многочисленные примеры проявления принципа Ле Шателье – Брауна можно найти в монографиях [1, 9, 10, 18].

Изменение энтропии в изолированной и открытой системах. стационарные процессы. Условия устойчивости

Вследствие того, что состоянию термодинамического равновесия в *изолированной* системе соответствует *максимальное значение* энтропии, любое изменение состояния приводит к её *уменьшению*. В частности, любая флуктуация или случайное возмущение может только *уменьшить* энтропию. В ответ на уменьшение энтропии в соответствии со вторым началом термодинамики необратимый *внутренний* процесс, производящий энтропию, возвращает систему вновь к равновесию, т.е. $dS = dS_i$,

³ Из (1.1) получаем $\Delta X = X = -\frac{\partial S}{\partial T} \Delta T$.

⁴ Из (1.1) получаем $\Delta Y = Y = -\frac{\partial S}{\partial V} \Delta V$.

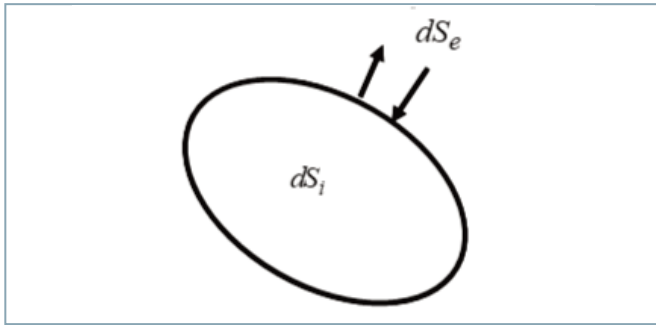


Рис. 2. Поток и производство энтропии в открытой системе

где dS_i – производство энтропии, связанное с изменениями внутри системы, причём из второго начала термодинамики следует, что производство энтропии неотрицательно

$$dS_i \geq 0 \quad (2.1)$$

Изменение энтропии dS в открытой системе за интервал времени dt состоит из двух составляющих [15]

$$dS = dS_e + dS_i \quad (2.2)$$

Здесь dS_e – поток энтропии, возникающий за счёт обмена энергией или веществом с внешней средой. В отличие от величины dS_i , поток энтропии dS_e может быть и положительным, и отрицательным. Это позволяет рассматривать процесс, в результате которого система оказывается в состоянии с меньшей энтропией (состояние 2) по сравнению с начальным состоянием (состояние 1)

$$\Delta S = \int_1^2 dS < 0. \quad (2.3)$$

Такое состояние может существовать неопределённо долго, если оно является *стационарным*, т. е. состоянием, в котором

$$dS=0, \text{ при этом } dS_e = -dS_i < 0. \quad (2.4)$$

или

$$dS/dt = dS_i/dt + dS_e/dt = 0.$$

Как видим, для поддержания *стационарного* неравновесного состояния необходимо непрерывно направлять в систему отрицательный поток энтропии, равный по величине внутреннему производству энтропии. Неравновесное состояние как бы «сбрасывает» энтропию, выработанную необратимыми процессами, в окружающую среду.

Вернёмся к началу этого раздела. Пусть произошло изменение состояния изолированной системы по внутренним причинам. Энтропия уменьшилась $S' < S_0$. Рассмотрим подробнее процесс возвращения к равновесному состоянию. Пусть $\Delta S = S' - S_0 < 0$ (2.5) есть отклонение энтропии от равновесного

значения. «Включается» производство энтропии (2.1). Вместо (2.5) получаем

$$\Delta S = S - S_0 < 0, \text{ где } S = S' + S_i \quad (2.5)'$$

Разложение отклонения (2.5)' по формуле Тейлора даёт (в обозначениях И.Р. Пригожина)

$$\Delta S = \delta S + \frac{1}{2} \delta^2 S + \dots \quad (2.6)$$

Первое слагаемое в (2.6) обращается в нуль из-за условия начального равновесия: $\left(\frac{\partial S}{\partial U}\right)_0 = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_0 = 0$, $\delta S = \left(\frac{\partial S}{\partial U}\right)_0 \delta U + \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_0 \delta V = 0$.

Второе слагаемое в (2.6) (второй дифференциал) можно привести к виду [5]

$$\delta^2 S = -\frac{1}{T} \left[\frac{C_V}{T} (\delta T)^2 - \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_T (\delta V)^2 \right] = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T (\delta V)^2 < 0, \quad (2.7)$$

т. к. $\frac{C_V}{T} = \frac{\delta Q}{T} = \delta S = 0$ и $\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T < 0$.

Здесь C_V – теплоёмкость при постоянном объёме.

Остальные члены ряда (2.6) пренебрежимо малы. Таким образом, знак отклонения энтропии ΔS определяется знаком второго дифференциала.

Дифференцируя (2.5)' по времени и учитывая *второе начало термодинамики*, получим $\left(\frac{dS_i}{dt} > 0 \right)$

$$\frac{d(\Delta S)}{dt} = \frac{dS_i}{dt} \approx \frac{d(\delta^2 S)}{dt} > 0. \quad (2.8)$$

Величина $\frac{d(\delta^2 S)}{dt}$ называется *избыточным производством энтропии*.

Функции, удовлетворяющие условиям (2.7) и (2.8) с точностью до знака являются функциями Ляпунова, а сами условия – условиями устойчивости. Для изолированной равновесной системы эти условия выполняются всегда, поэтому равновесное состояние изолированной системы всегда устойчиво (рис. 3).

В стационарных состояниях открытых систем, удалённых от равновесия, условия (2.7) и (2.8), вообще говоря, не выполняются. И такие состояния неустойчивы. Устойчивыми являются лишь такие стационарные состояния, для которых выполняются те же условия (2.7) и (2.8), что и для равновесных состояний [5, 15].

Линейная необратимость. Потоки и обобщённые силы

Нарушение равновесия между системой и окружающей средой приводит к возникновению *процессов переноса* массы, энергии, импульса, энтропии. *Потоки и движущие силы* — понятия, которые описывают процессы переноса [18]. Потоки характеризуют скорость переноса указанных физических величин через воображаемую единичную площадку. Они воз-

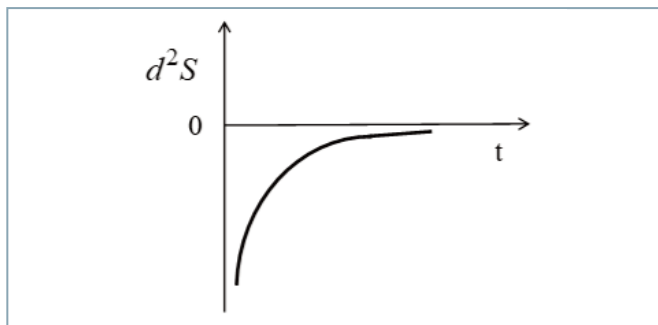


Рис. 3. Асимптотическая устойчивость

никают под действием движущих сил (иначе, обобщённых сил) — градиентов (градиента температуры, плотности, количества вещества и др.), которые количественно определяют неравновесие в системе.

Потоки обычно обозначают символом J_k , $k=1,2,\dots,n$, обобщённые силы можно обозначить символом F_l , $l=1,2,\dots,n$. При термодинамическом равновесии все потоки J_k и обобщённые силы F_l обращаются в нуль. Один и тот же поток может зависеть от нескольких обобщённых сил, поэтому потоки $J_k = J_k(F_1, F_2, \dots, F_l)$ можно разложить в степенной ряд в окрестности равновесного состояния

$$J_k(F_1, F_2, \dots, F_l) = J_k(0) + \sum_l \left(\frac{\partial J_k}{\partial F_l} \right)_0 F_l + \frac{1}{2} \sum_l \left(\frac{\partial^2 J_k}{\partial F_l \partial F_m} \right)_0 F_l F_m + \dots \quad (3.1)$$

Относящийся к равновесию поток $J_k(0) = 0$. Вкладами третьего и последующих членов можно пренебречь, т.к. предполагается, что система находится недалеко от равновесия (обобщённые силы достаточно малы). Выражение (3.1) принимает вид линейных соотношений

$$J_k(F_1, F_2, \dots, F_n) = \sum_{l=1}^n L_{kl} F_l, k=1, 2, \dots, n \quad (3.2)$$

где $L_{kl} = \left(\frac{\partial J_k}{\partial F_l} \right)_0$ — феноменологические коэффициенты.

Практически важным является случай, когда потоки возникают под действием двух градиентов ($n=2$): температурного ($\vec{\nabla}T$) и давления ($\vec{\nabla}p$), — «тепломассоперенос» (поток тепла J_1 и гидравлический поток J_2 , действующие одновременно).

$$\begin{aligned} J_1 &= L_{11}F_1 + L_{12}F_2; \\ J_2 &= L_{21}F_1 + L_{22}F_2; \end{aligned} \quad (3.3)$$

Оказывается, что если некоторая сила F_1 (пусть это будет градиент температуры) влияет на поток J_2 (например, на гидравлический поток), то сила F_2 (градиент давления) в такой же степени влияет на поток J_1 (тепловой поток). Поэтому равенства (3.3) дополняются т.н. «соотношениями взаимности» Онзагера

$$L_{12} = L_{21}, \quad (3.4)$$

или в общем виде

$$L_{kl} = L_{lk}. \quad (3.5)$$

Скорость изменения производства энтропии в процессе определяется формулой интегрирования по объёму [18]

$$dS_i / dt = \int \left(\sum_k J_k F_k \right) dV. \quad (3.6)$$

Соотношения (3.2) с условием (3.5) являются основой теории линейных необратимых процессов. Эти соотношения успешно использовались во многих работах.

Приведём пример из работ В.С. Колунина с коллегами [7, 8] по изучению тепломассопереноса через водонасыщенное пористое тело с включением льда под действием термодинамических сил в форме

$$\begin{aligned} J_T &= C_{TT} \frac{\Delta T}{T_0 \Delta x} + C_{Tp} \frac{\Delta p}{\Delta x}; \\ J_p &= C_{pT} \frac{\Delta T}{T_0 \Delta x} + C_{pp} \frac{\Delta p}{\Delta x}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

где J_T, J_p — тепловой поток и поток жидкости, $C_{TT}, C_{Tp}, C_{pT}, C_{pp}$ — коэффициенты переноса, определяемые экспериментально. Размерности потоков соответственно равны $[J_T] = [\text{Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}]$; $[J_p] = [\text{м} \cdot \text{сек}^{-1}]$.

Для линейно-необратимых процессов справедлив принцип минимума производства энтропии в единицу времени. Согласно теореме Пригожина, в открытой термодинамической системе, подверженной потоку энергии и вещества, скорость изменения производства энтропии, dS/dt , внутри системы в неравновесном *стационарном* состоянии достигает *минимального значения*. Или более коротко: в *стационарном* состоянии линейно-неравновесной системы скорость изменения производства энтропии *минимальна* [18, 19]. Теорема о минимуме производства энтропии применима ко всем линейно неравновесным стационарным состояниям.

Установлено, что для процессов *теплопроводности* и *диффузии* линейные соотношения (3.3) справедливы в более широком диапазоне изменения параметров, чем в других случаях.

В режиме линейной необратимости также выполняется *принцип локального термодинамического равновесия*: «Каждый малый макроскопический элемент объёма в любой момент

времени находится в состоянии равновесия»⁵. Как известно, этот принцип имеет большое практическое значение, т.к. позволяет использовать уравнения равновесной термодинамики для исследования неравновесных процессов.

В случае линейного неравновесного процесса имеется некоторая тенденция к изменениям в макроскопическом масштабе системы, но силы и потоки ещё слабы для того, чтобы система могла иметь упорядоченную структуру. Более того, если на систему не накладываются дополнительные условия, то производство энтропии со временем исчезает и система возвращается в равновесное состояние [19].

Диссипативные системы. Нелинейная необратимость. Диссипативные структуры

Диссипативной системой называется открытая система, в которой происходит рассеивание (диссипация) энергии, поступающей извне. Таковой системой является, например, течение воды в трубопроводе или в канале (или обтекание летательного аппарата воздухом). Для диссипативной системы характерно наличие диссипативных сил. Диссипативные силы всегда направлены противоположно скоростям частиц и, следовательно, вызывают их торможение (силы вязкого или сухого трения, трения качения, сила гидродинамического сопротивления воды, сила аэродинамического сопротивления). Эти силы являются обычными «ньютоновскими» силами и их не следует смешивать с обобщёнными термодинамическими силами, о которых шла речь в предыдущем разделе.

Наличие в уравнении энергии движущейся вязкой жидкости слагаемого [23]

$$dq' = \frac{\tau^{ij} e_{ij}}{\rho} dt, \quad (4.1)$$

свидетельствует о том, что вышеуказанные системы являются диссипативными. Здесь $q' \left[\frac{\text{дж}}{\text{кг}} \right]$ – диссипация энергии, $\tau^{ij} (\text{Па})$ – касательные компоненты тензора напряжений, $e_{ij} (\text{сек}^{-1})$ – компоненты тензора скоростей деформаций, $\rho \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right]$ – плотность жидкости.

Процесс, изображённый на рисунке 4, является *линейно неравновесным* процессом, в котором удельный объёмный *поток* жидкости по размерности совпадает со скоростью V : $\left[\frac{\text{м}^3}{\text{м}^2 \text{сек}} \right] = \left[\frac{\text{м}}{\text{сек}} \right]$. Удельный объёмный *поток* является функцией только одной обобщённой силы, – градиента давления $\Delta p/l$, где $\Delta p [\text{Па}]$ – перепад давления на участке трубопровода

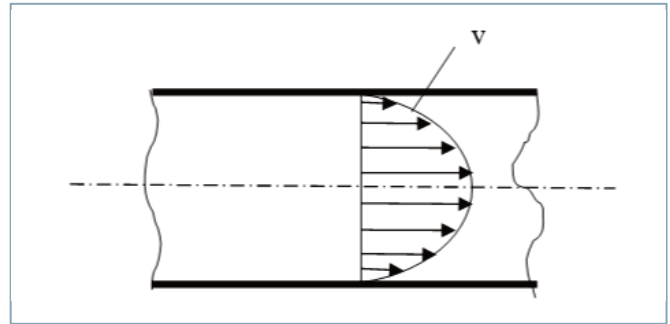


Рис. 4. Ламинарное течение жидкости в трубопроводе

длиной $l [\text{м}]$. Для расчёта удельного объёмного потока (скорости) справедлива т.н. формула Пуазейля

$$V = \frac{\pi d^4}{128\eta} \cdot \frac{\Delta p}{l}. \quad (4.2)$$

Зависимость (4.2) – это простейший частный случай зависимости (3.2), содержащей только одну силу. Здесь $J_1 = \dot{V}$, $F_1 = \Delta p/l$, $L_{11} = \frac{\pi d^4}{128\eta}$. Параметр Δp удерживает систему в неравновесном состоянии (в общем случае параметр λ).

Когда термодинамические силы становятся достаточно большими и вынуждают систему покинуть *линейную* область, гарантировать устойчивость стационарного состояния, вообще говоря, нельзя. При достижении определённого критического значения параметра $\lambda = \lambda_c$ нарушается симметрия (3.6), меняются определяющие уравнения, решения которых теперь не отвечают условиям устойчивости (2.7) и (2.8). В области *нелинейной* необратимости необходимо специально исследовать, как стационарное состояние реагирует на различные типы флуктуаций, возникающих в системе или в окружающей среде, учитывая, что флуктуационные отклонения теперь уже могут достигать макроскопических размеров.

По мере удаления системы от равновесного состояния можно ожидать появление «дальней когерентности», когда между макроскопически различными частицами системы возникает корреляция (согласованное поведение). Устанавливается макроскопический поток, который стабилизируется (становится стационарным) благодаря обмену энергией или веществом между системой и окружающей средой. Это приводит к новому пространственно-упорядоченному состоянию – т.н. «диссипативной структуре».

Диссипативная структура – это *упорядоченное, устойчивое стационарное* состояние, возникающее в *открытой* дисси-

⁵ Для выполнения этого принципа должны иметь место следующие условия:

Характерное время установления равновесия элемента (релаксации) должно быть значительно меньше характерного времени изменения макроскопических параметров.

Выделенный элемент среды должен содержать *достаточное количество* частиц, а его размер – *существенно превышать* микроскопические длины (средний размер частиц, среднее расстояние между частицами), но должен быть *существенно меньше* масштаба изменений параметров среды. Вследствие чего градиенты температуры, давления, концентрации и другие градиенты должны быть ограничены.

При выполнении указанных условий истинные значения в каждом выделенном элементе системы не будут сильно отличаться от своих средних значений, что позволит ввести понятия температуры, давления, химического потенциала и других термодинамических величин, как если бы этот элемент находился в равновесии.

пассивной системе вдали от равновесия. Оно соответствует какой-либо форме надмолекулярного когерентного поведения огромного числа молекул. Этим качеством *нелинейно неравновесные* системы отличаются от равновесных и близких к равновесию систем, в которых радиус действия корреляций ограничен короткодействующими межмолекулярными силами⁶. Для поддержания диссипативной структуры необходим достаточно мощный поток энергии или вещества. Диссипативная структура исчезает сразу же после прекращения действия потока.

Самопроизвольное возникновение устойчивой, регулярной, пространственной (организованной) структуры в открытых неравновесных системах принято называть *самоорганизацией*. Более строго [16]: *Самоорганизацией называют природные скачкообразные процессы, переводящие открытую неравновесную систему, достигшую в своем развитии критического состояния, в новое устойчивое состояние с более высоким уровнем сложности и упорядоченности по сравнению с исходным*.

Примеры диссипативных структур

Турбулентное течение

При увеличении «удерживающего» параметра Δp до некоторого критического значения Δp_c скорость течения жидкости в трубопроводе (рис. 4) плавно возрастает. Если $\Delta p \geq \Delta p_c$, то зависимость скорости от перепада давлений изменится. Скорость резко возрастёт. Профиль скорости на рисунке 4 станет более наполненным из-за возникновения поперечных пульсаций. Тонкий слой потока, непосредственно примыкающий к стенке, остаётся ламинарным.

В гидродинамике для описания режима течения принято использовать критерий подобия – число Рейнольдса, – которое зависит от параметра Δp неявно:

$$Re = \frac{\rho V}{\eta d}, \quad (5.1)$$

где $\rho \left[\frac{кг}{м^3} \right]$ – плотность жидкости, $V \left(\frac{м}{сек} \right)$ – скорость потока жидкости, $\eta \left(\frac{Н \cdot сек}{м^2} \right)$ – коэффициент динамической вязкости, $d(м)$ – диаметр трубы.

Переход к турбулентному режиму происходит при значениях числа Рейнольдса превышающих 2300. Вследствие того, что устойчивость линейно неравновесного потока может затягиваться (влияние условий на входе в трубопровод, влияние шероховатости стенок и пр.), для устойчивого турбулентного течения в трубах принято $Re > 4000$.

Многочисленным разнообразным типам турбулентности, отличающимся особенностями структуры потока и механизмом

диссипации энергии, посвящена обширная литература (например, [25]). В некоторых случаях в потоке возникают упорядоченные двумерные вихри характерного размера (так называемые «когерентные структуры»). Некогерентные структуры можно рассматривать как смесь когерентных структур с различными размерами вихрей, которые могут отличаться по порядку величины до 10^5 .

Известный пример турбулентной *когерентной* конвекции, в котором основные свойства диссипативных структур прослеживаются наиболее чётко, анализируется в следующем разделе.

Конвекция Рэлея – Бенара

Исторически сложилось так, что ячейки Рэлея – Бенара стали «эталонной» диссипативной структурой «нехимического» происхождения [4, 28].

Рассмотрим слой жидкости, подогреваемый снизу. Жидкость испаряется. Система является *открытой*, т.к. обменивается с внешней средой веществом. Это – *необходимое условие* для существования диссипативной структуры. В данном примере диссипативная структура защищает нижний слой основания от перегрева до тех пор, пока вся жидкость не испарится.

При испарении его поверхность оказывается холоднее внутренних частей. Поскольку между верхней и нижней поверхностями существует различие плотности, холодные слои стремятся опуститься вниз, а тёплые — подняться вверх. Действию гравитационной и архимедовой сил противодействует вязкая сила жидкости. Соотношение этих сил определяется безразмерным параметром – *числом Рэлея*:

$$Ral = \frac{g\alpha}{\nu a} (T_1 - T_2) L^3, \quad (5.2)$$

где T_1, T_2 (град С), – температура нижнего и верхнего слоёв, $L(м)$ – высота контейнера, $g \left(\frac{м}{сек^2} \right)$ – ускорение свободного падения, $\nu \left(\frac{м^2}{сек} \right)$ – коэффициент кинематической вязкости, $a \left(\frac{м^2}{сек} \right)$ – коэффициент температуропроводности, α (град⁻¹) – коэффициент температурного расширения жидкости.

Чем больше число Рэлея, тем меньше влияние вязкости, и при критическом числе $Ral \geq 1708$ появляются конвективные ячейки (рис.5)

Рассматриваемая система является *открытой* и обменивается с внешней средой теплом. Система при температуре T_1 получает *такое же количество тепла* Q , что и отдает окружающей среде при температуре T_2 . Следовательно, энтропия системы уменьшается на величину:

$$\Delta S_e = \frac{\delta Q}{T_1} - \frac{\delta Q}{T_2} < 0, \quad (T_1 > T_2), \quad (5.3)$$

⁶ Корреляционный радиус определяет область, в пределах которой изменение состояния одного элемента системы влияет на состояние других элементов. И обратно, любой элемент «чувствует» изменения, произошедшие в других элементах в пределах корреляционного радиуса.

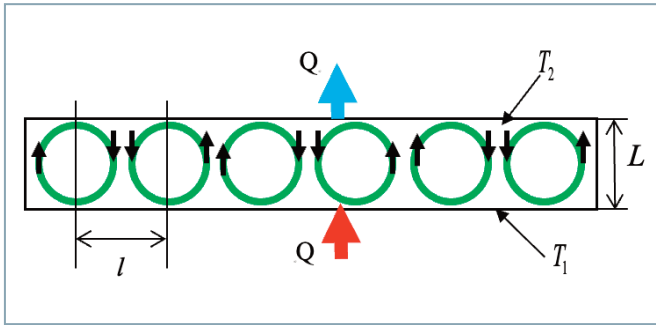
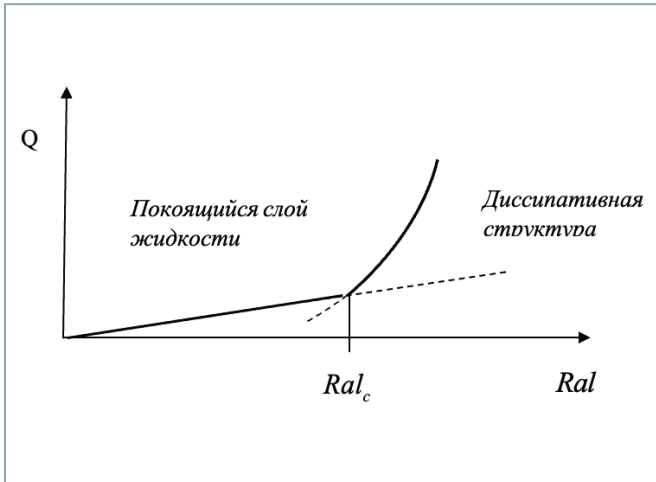
Рис. 5. Конвекция Рэлея – Бенара ($T_1 > T_2$)

Рис. 6. Поток тепла в жидкости при докритических и сверхкритических значениях числа Рэлея

Или, иначе, к системе направлен отрицательный поток энтропии от окружающей среды. Одновременно внутри системы производится столько же энтропии за счёт потерь на трение, но с обратным знаком $\Delta S_i = (-\Delta S_e) > 0$. Полная энтропия в процессе не меняется (процесс *стационарный*).

Обратим внимание на появление в системе *характерного размера* – расстояния между ячейками l .

На рисунке 6 показано как осуществляется переход от обычной теплопроводности покоящегося слоя жидкости к интенсивной теплопроводности конвективного слоя [28].

Рассматриваемая диссипативная структура является предметом исследования многих теоретических работ [4]. Её адекватное описание даёт система гидродинамических уравнений в приближении Буссинеска. Приближение Буссинеска состоит в следующем. Плотность считается функцией только температуры

$$\rho - \rho_0 = -\rho_0 \alpha (T - T_0) \quad (5.4)$$

где ρ_0 – значение плотности при некоторой подходящим образом выбранной отсчётной температуре T_0 , α – коэффициент температурного расширения. Система уравнений, описывающая интересующую нас диссипативную структуру, имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\frac{\nabla p'}{\rho_0} - \vec{g} \alpha \theta + \nu \Delta \vec{V}; \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla (T_s + \theta) = a \Delta \theta; \\ \text{div} \vec{V} = 0; \end{cases} \quad (5.5)$$

где $\theta = T - T_s$ – возмущённый профиль температуры, $T_s = T_l - \beta Z$ – невозмущённый профиль температуры, p' – возмущение давления, т.е. его отклонение от распределения, соответствующего линейному профилю температуры. Первое уравнение (5.5) – векторное, два других – скалярные; $(\vec{V} \cdot \nabla)$ – скалярное произведение вектора скорости $\vec{V} = V_x \vec{i} + V_y \vec{j} + V_z \vec{k}$ на векторный дифференциальный оператор «набла» $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k}$.

Таким образом, система уравнений (5.5) содержит пять скалярных уравнений. Граничные условия для температуры на нижней границе $z=0$, $T = T_1$; на верхней границе

$$z = h, T = T_2 = T_1 - \Delta T, \Delta T = \beta h, \text{ следовательно:}$$

$$\theta=0, \quad (5.6)$$

на обеих поверхностях.

Условия на границах для скоростей:

либо $\vec{V} = 0$, $\vec{V} = V_x \vec{i} + V_y \vec{j} + V_z \vec{k}$ (условие прилипания), (5.7), либо обращение в нуль вертикальной компоненты скорости V_z с искусственным условием, сильно упрощающим процедуру решения.

$$\frac{\partial V_x}{\partial z} = \frac{\partial V_y}{\partial z} = 0. \quad (5.7)$$

Нескальные грунтовые основания под нагрузкой

В работах [21,22] было обращено внимание на самоорганизацию (упорядочение структуры) грунтов перед разрушением. В эксперименте, который можно назвать *ключевым* [21], фиксировалась *диссипативная структура* (рис. 7), наблюдалась форма когерентного поведения большого числа зёрен песчаного массива. Для этого эксперимента был изготовлен специальный прибор однородного сдвига.

В опытах при сдвиге от 0 до 15 происходила перестройка структуры образца, среда разделялась на элементы линиями скольжения. Появлялась характерная длина l – расстояние между линиями скольжения.

В ряде работ термин «диссипативная структура» использовался Г.П. Постоевым с коллегами при анализе напряжённого состояния оползневых склонов и оснований фундаментов (например, [17]). Однако в этих работах отсутствует обоснование применимости этого термина в механике грунтов. Проведём такое обоснование (применительно к нескальным грунтовым основаниям фундаментов).

Как известно [27, 26], в зависимости от величины нагрузки различают *четыре фазы* напряженно-деформированного состояния грунтов: упругого деформирования, уплотнения, сдвигов и выпоров. В *первой* фазе уровень напряжений не превышает структурной прочности грунта. Зависимость между напряжениями и деформациями можно считать обратимой. Это – равновесное состояние. Процесс уплотнения грунта (*вторая* фаза) можно отнести к процессам линейной необратимости. *Третья* фаза характеризуется началом образования в грунте зон предельного равновесия с пластическими деформациями (рис. 8).

При дальнейшем увеличении нагрузки выше критической (*четвёртая* фаза) пластические зоны сливаются в одну общую зону предельного равновесия. Давление фундамента вызывает когерентное движение зернистой структуры грунта по линиям скольжения. В случае малозаглубленных фундаментов линии скольжения поворачиваются к свободной поверхности.

Образовавшаяся диссипативная система отделяет фундамент от нижележащего массива грунта. Часть основания, находящаяся ниже в допредельном состоянии, является *внешней средой* по отношению к диссипативной системе.

Получается так, что фундамент совершает механическую работу над диссипативной системой, а диссипативная система совершает работу над нижней частью основания (внешней средой). Но это только часть той работы, которую совершает фундамент. Другая часть механической энергии расходуется на выдавливание и перемещение грунта по линиям скольжения (работа против сил трения). Таким образом, диссипативная система «демпфирует» действие штампа на нижнюю часть основания, как бы «защищая» её. Здесь следует руководствоваться вариантом (***) первого начала термодинамики. Нетрудно видеть, что полная энтропия в этом процессе не меняется, т.к. теплом, выделенным при трении, можно пренебречь по сравнению с механической работой. Система *стационарна и открыта*.

Как известно, параметром формы (очертания) области предельного равновесия (диссипативной системы) является глубина заложения фундамента [27]. По мере увеличения глубины заложения очертания области предельного равновесия изменяются, как показывает сравнение зон предельного равновесия под фундаментами мелкого и глубокого заложения (рис. 9 и рис.10). На рис. 10 граница между диссипативной системой и ненарушенной частью массива (*внешней средой*) не выходит на поверхность.

В механике грунтов известны кривые деформации связных пылевато-глинистых грунтов в фазах сдвига и выпора [27]. На (рис. 11) представлены усредненные результаты многих испытаний на вдавливание. При нагрузке $p < p_0$ устанавливается равновесие. При $p > p_0$ возможно появление диссипативной структуры (здесь $p_3 > p_2 > p_1 > p_0$). Отмеченный интервал

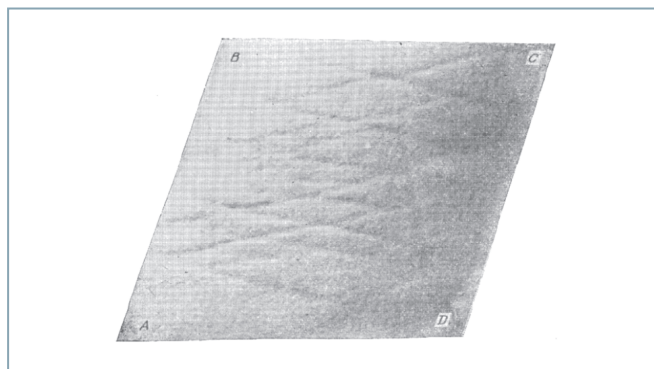


Рис. 7. Диссипативная структура песчаного грунта (песок тонкой крупности с углом внутреннего трения $\Phi = 31^\circ$).

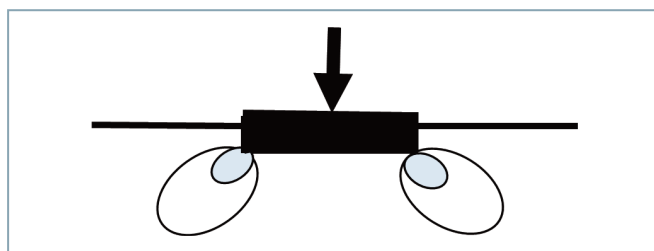


Рис. 8. Начало образования зон предельного равновесия

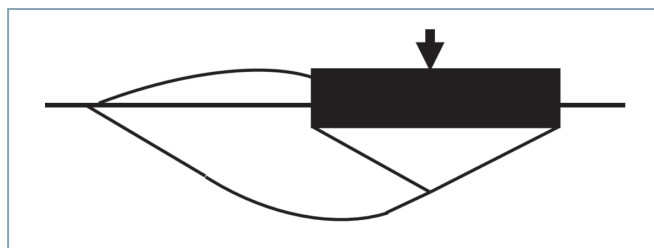


Рис. 9. Фундамент мелкого заложения (симметричная часть зоны предельного равновесия отброшена)

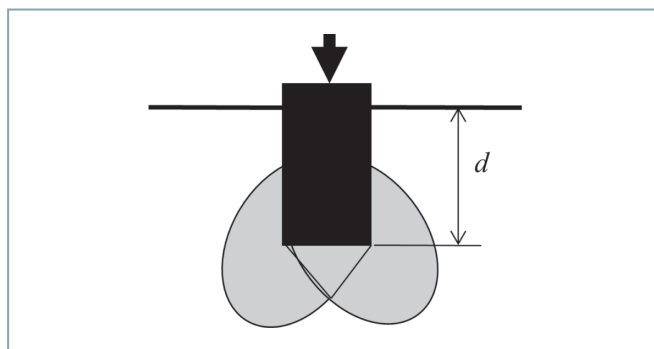


Рис. 10. Фундамент глубокого заложения

времени Δt_{ac} можно назвать *временем жизни диссипативной структуры*. Штриховая линия позволяет определить так называемую длительную прочность грунта p_0 .

Из рассмотрения рисунка 11 следует, что диссипативная структура защищает нижнюю часть основания до тех пор, пока значительные деформации не приведут грунт к развитию прогрессирующего течения.

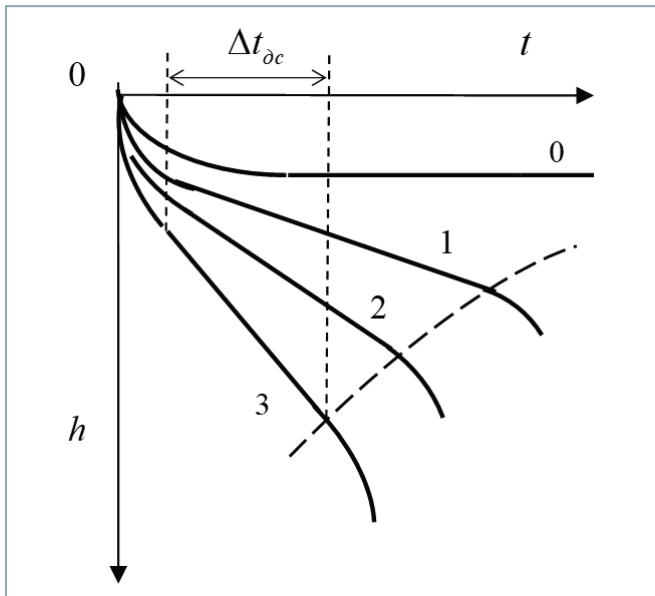


Рис.11. Деформации связанных грунтов в зависимости от времени

Состояние диссипативной структуры в грунтах является состоянием предразрушения. Оно может представлять теоретический интерес, но не может допускаться в строительстве.

Аналитическое описание диссипативной структуры в основании получается с помощью модели, в которой предполагается, что в каждой точке грунтовой среды достигается предельное напряженное состояние и выполняется условие Кулона.

Система уравнений плоской задачи имеет вид [24, 6]:

Уравнения равновесия:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + X &= 0; \\ \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + Z &= 0. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Условие предельного равновесия:

$$\sigma_1 - \sigma_2 = (\sigma_1 + \sigma_2 + 2\sigma_c) \sin \varphi. \quad (5.9)$$

Граничные условия на контуре области предельного равновесия:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} \cos(n, x) + \tau_{yx} \cos(n, y) &= X_s; \\ \tau_{xy} \cos(n, x) + \sigma_{yy} \cos(n, y) &= Y_s. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Здесь используются стандартные обозначения

где σ_1, σ_2 — главные напряжения; $\sigma_c = c/\operatorname{tg} \varphi$; c — сцепление; φ — угол внутреннего трения; X и Z — проекции *объёмной* силы [н/м³] на оси x и z соответственно; X_s и Y_s — соответствующие проекции *поверхностной* силы, действующей на единицу площади поверхности контакта области предельного равновесия с массивом [н/м²]; $\vec{n}$ — единичный вектор внешней

нормали к поверхности контакта (в случае плоской задачи — к линии контура). Граничные условия (5.10) должны выполняться на поверхности контакта с частью массива, который не является диссипативной системой, а является внешней средой по отношению к ней.

Предложенная В.В. Соколовским замена переменных [24] позволяет перейти от системы уравнений в частных производных (5.8) с условием (5.9) к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для двух семейств линий скольжения:

$$\begin{aligned} dx/dz &= \operatorname{tg}(\delta + \mu); d\zeta/dz = a \\ dx/dz &= \operatorname{tg}(\delta - \mu); d\eta/dz = b' \end{aligned} \quad (5.11)$$

где $\mu = \frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}$; δ — угол между осью x и главным напряжением σ_1 ; ζ и η — некоторые функции x и z ;

$$\left. \begin{aligned} a \\ b \end{aligned} \right\} = \pm \frac{X \cos(\delta \mp \mu) - Z \sin(\delta \mp \mu)}{2\sigma \cdot \sin \varphi \cdot \cos(\delta \pm \mu)},$$

где $\sigma = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) + \sigma_c$.

В каждой точке среды возникают две площадки скольжения, расположенные по отношению к главным площадкам под углами $\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}$ и $\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}$.

Заметим, что система уравнений теории упругости имеет единственное решение до критической точки состояния среды⁷, в которой это решение теряет устойчивость. Вместо него мы получаем два решения (т.н. «простейших») системы уравнений теории пластичности.

Линии скольжения по простейшему решению системы уравнений (5.8) — (5.10) для случая активного давления ($\sigma_{zz} > \sigma_{xx}$) представлено на рисунке 12.

Область грунта, где справедливо указанное решение, ограничена прямыми линиями скольжения, проведёнными под углом $\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}$ к вертикали. В некоторых случаях прямые линии скольжения сходятся в одной точке. Тогда второе семейство образуют т.н. логарифмические спирали вида $r = Ce^{-\theta \operatorname{tg} \varphi}$ (в полярных координатах r и θ) [6].

Эксперимент Боттомли

Опыт Боттомли [29, 30, 11] является одним из интереснейших примеров из термодинамики и состоит в следующем. Проволока с подвешенным на ней грузом разрезает ледяной блок, закреплённый на опорах, имеющий *слабо-отрицательную температуру* (порядка десятых долей °К). После прохождения проволоки разрез залечивается, и лёд оказывается неразрезанным. Скорость прохождения проволоки через лёд зависит от действующей силы, а также от материала и диаметра проволоки. Упрощённая схема этого явления такова (рис.13, на схеме показано сильно увеличенное поперечное сечение проволоки).

⁷ Здесь в качестве параметра λ принимается максимальное касательное напряжение τ . Критическое значение этого параметра λ_c равно кулоновскому напряжению $\tau = \sigma \operatorname{tg} \varphi + c$.

Лёд, который находится непосредственно под проволокой, плавится. Образовавшаяся при плавлении вода выдавливается *вверх*, обтекая проволоку. Вода, которая собирается в *верхней части* сечения непосредственно над проволокой, замерзает⁸.

Тепло, выделившееся при замерзании воды в окрестности *верхней точки*, передаётся к *нижней точке* по материалу проволоки и по льду. Область льда вблизи *нижней точки*, поглощает тепло, выделившееся в области *верхней точки*. Устанавливается конвективно-кондуктивный процесс в некоторой движущейся вместе с проволокой области.

Здесь диссипативным телом является тонкий слой воды, лёд – окружающая среда. Проволока с грузом совершает надо льдом механическую работу, переводя его в состояние с меньшей температурой фазового равновесия. Она не выделяет тепло и не поглощает тепло, и является только передатчиком тепла, своеобразным «катализатора» процесса.

Итак, при температуре T_1 лёд поглощает тепло, превращаясь в воду (плавление), при температуре T_2 вода отдаёт тепло, превращаясь в лёд (замерзание). Диссипативная система обменивается с внешней средой тепловой энергией и веществом. Можно сказать, что к диссипативной системе направлен отрицательный поток энтропии от окружающей среды, равный

$$\Delta s_e = \frac{L}{T_2} - \frac{L}{T_1} < 0, \quad (5.12)$$

т.к. температура T_2 в градусах Кельвина мало отличается от температуры T_1 , но несколько выше, так что $T_2 > T_1$.

Здесь малой буквой s обозначена удельная энтропия, размерность $\left[\frac{\text{дж}}{\text{г} \cdot \text{град}} \right]$, $L = 333,6 \frac{\text{дж}}{\text{г}}$ – удельная теплота плавления (затвердевания)⁹.

Одновременно внутри диссипативной системы производится столько же энтропии за счёт потерь на трение, но с обратным знаком $\Delta S_i = (-\Delta S_e) > 0$. Полная энтропия в процессе не меняется, поэтому диссипативная система *стационарна* в смысле равенства (3.5). Таким образом, рассматриваемая система, как очевидно, далека от равновесия, открыта, стационарна и устойчива.

К сожалению, из-за принципиальных трудностей до сих пор не выполнены эксперименты, из которых следовало бы более определённое описание структуры потока, обтекающего проволоку. Нет определяющих систем уравнений, описывающих процесс, аналогичных уравнениям (5.5) – (5.10). Существующие теоретические подходы оказались слишком грубыми [12, 13, 31]. Наличие результатов более тонких экспериментов и определяющей системы уравнений позволило бы описать плавление льда и вытеснение образовавшейся влаги к порам и периферии грунтового массива под воздей-

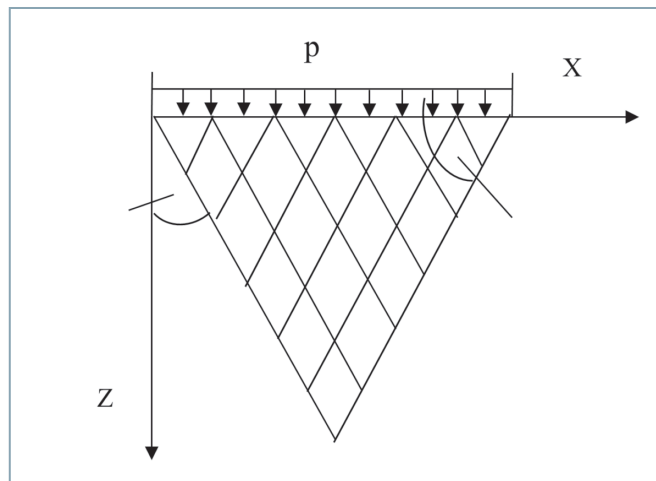


Рис. 12. Простейшее решение уравнений 5.8 – 5.10. Случай активного нагружения

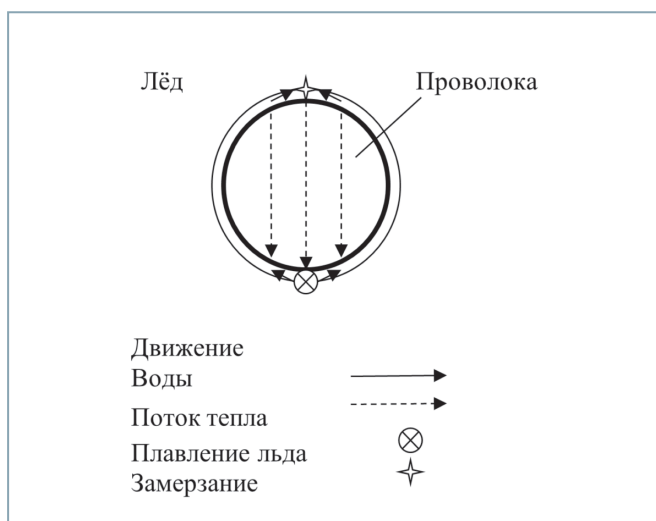


Рис. 13. Конвективно-кондуктивный процесс при прохождении проволоки через лёд

ствием давления, которые наблюдались в опытах с мёрзлыми грунтами [3, 20].

Тем не менее, используя аналогию с опытом Боттомли, можно предположить существование механизма перераспределения льдистости под действием внешней нагрузки. Разности величин давления на уровне структуры грунта в окрестности точек *контакта минеральных частиц со льдом* приводит к неравномерности температуры фазового равновесия.

На рисунке 14 показаны тепловые диполи. Условные обозначения те же, что и на рис.13.

На следующем рисунке показана идеальная модель мёрзлого грунта с *базальным типом* льда-цемента. Здесь представлена

⁸ В работе [12] показано, что температура окрестности верхней точки T_2 и температура окрестности нижней точки T_1 равны температурам фазового равновесия в этих точках. При этом T_2 несколько выше T_1 из-за пониженного давления в верхней точке.

⁹ Количество воды, образовавшейся в окрестности нижней точки в единицу времени равно количеству льда, образовавшегося в верхней окрестности в единицу времени ($dm_w / dt = dm_i / dt$). Пару тепловых источников одинаковой мощности (здесь, равной $L \frac{dm}{dt}$), но с противоположными знаками, разнесённых в пространстве, называют тепловым диполем.

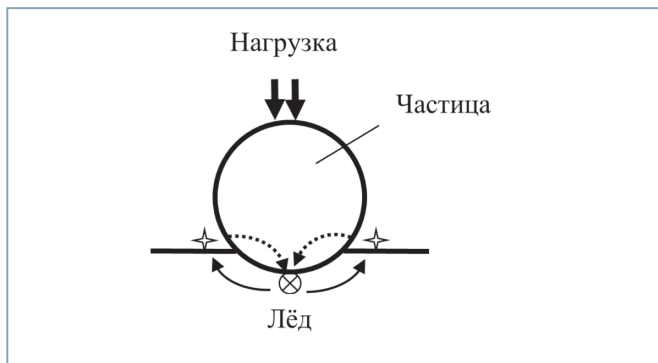


Рис. 14. Контакт сферической частицы с поверхностью льда

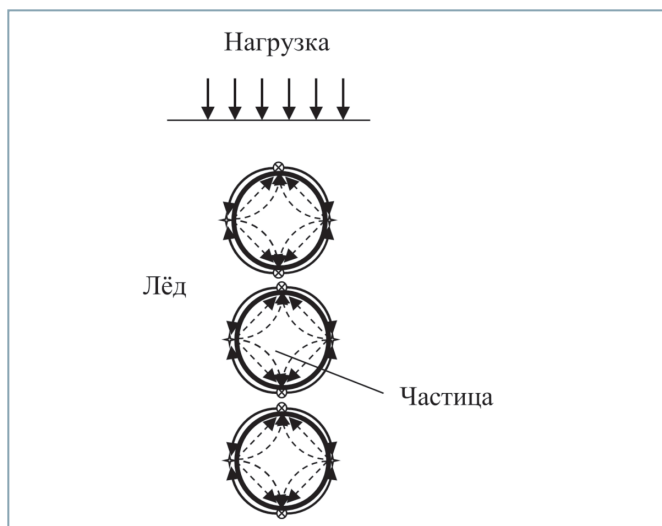


Рис. 15. Идеальная модель мёрзлого грунта

система тепловых диполей. На рисунке показана одна вертикальная цепочка, каких может быть множество.

Как следует из теории упругости, вертикальная нагрузка, приложенная к образцу такого грунта, вызвала бы повышенное давления на «полюсах» каждой из частиц и понижение давления на её «экваторе». Следствием чего явилось бы плавление льда на полюсах и нарастание льда на экваторе. Это, в свою очередь, привело бы к сокращению образца в вертикальном направлении и к распуханию – в поперечном.

Процессы, показанные на рисунках 13 – 15, при снятии внешней нагрузки останавливаются.

Заключение

Причиной к объединению в одной статье таких понятий, как «принцип Ле Шателье – Брауна», «линейно необратимые процессы» и «диссипативные структуры» послужило то, что эти понятия ассоциируются с «демпфированием» внешнего воздействия на термодинамическое тело или систему. В первом случае ослабление воздействия достигается стремлением изолированной системы к равновесию. Во втором случае – «сбрасыванием» избыточной энтропии во внешнюю среду. В третьем случае – рассеиванием энергии, поступающей в термодинамическую систему извне.

Явления турбулентности (гидроаэромеханика), конвекции Рэлея – Бенара (тепломассообмен) и реакции Белоусова – Жаботинского (химия), в настоящее время ставшие хрестоматийными, были известны до появления термодинамики необратимых процессов. Эти открытия были результатом экспериментов и их аналитического описания в рамках соответствующего раздела науки. Эти открытия послужили стимулом для развития термодинамики необратимых процессов. Были сформулированы общие принципы термодинамики сильно неравновесных процессов, в частности, найдены условия возникновения т.н. диссипативных структур.

Информация, получаемая из термодинамики, ценна своей общностью. Теория позволяет упорядочить наши представления о процессах самоорганизации, выявляет особенности их свойств, предохраняет от ошибок в толкованиях каких-либо результатов исследований. Знание общих принципов позволяет отнести к классу диссипативных структур явления из разных разделов науки. Термодинамика даёт возможность установить, как распределяется, откуда поступает и на что расходует энергия. Это имеет большое значение для многих приложений.

Однако с помощью только общих принципов термодинамики невозможно получить конкретную систему с диссипативной структурой. Для этого теория диссипативных структур, так же, как и принцип Ле Шателье – Брауна, необходимо дополнялась соответствующими законами, правилами, результатами экспериментальных исследований, уравнениями типа (5.4) – (5.7) или (5.8) – (5.10) с учётом особенностей той науки, в которой эти системы возникают (в механике, химии и т. д.). Самоорганизация не является физическим законом. Это природный процесс, который осуществляется с учётом физических законов, никогда их не нарушая [15, 16, 14].

Возникновение диссипативной структуры нигде не вступает в противоречие с классической механикой грунтов и теорией грунтовых оснований сооружений. В допредельном состоянии оснований нагруженная часть под фундаментом не является диссипативной. При увеличении нагрузки выше критической, система становится диссипативной. Пластические зоны сливаются в одну общую зону. Образующаяся диссипативная структура отделяет фундамент от нижележащего массива грунта. В связи с этим по-новому освещается роль граничных условий (5.6), (5.7) и (5.10), как формы взаимодействия диссипативной системы с внешней средой.

Рассматривая грунтовое основание в запредельном состоянии как термодинамическое тело, можно сделать вывод, что это *упорядоченное, стационарное* состояние, возникающее в *открытой* диссипативной системе вдали от равновесия, т.е. диссипативная структура. Однако в отличие от случая с ячейками Рэлея – Бенара, в механике грунтов мы наблюдаем проявление *надкарпускулярной* (но не *надмолекулярной*) коге-

рентности – согласованного поведения огромного числа *частиц грунта* с «дальнодействующими» связями. На микро-скопическом уровне здесь необходимо рассматривать силовое взаимодействие зёрен грунта вместо хаотического движения молекул газа, колебательного движение молекул твердого тела или жидкости. Тем не менее, в случае механики грунтов мы имеем право говорить, как минимум, о близкой аналогии состояния *предразрушения* грунтового онования с диссипативными структурами. Это состояние может представлять теоретический интерес, но не может допускаться в строительстве.

Дальнейшее развитие теории эксперимента Боттомли, также привлеченного здесь для обсуждения, было бы полезно для механики мёрзлых грунтов, в которой контакты минеральных частиц со льдом, вызывающие локальное плавление льда с последующим повторным замерзанием (т.н. режеляцией), играют большую роль [2, 12, 13, 31]). Будем надеяться, что в будущем экспериментаторы, проводя опыты с нагруженными образцами мёрзлого грунта, с помощью новой приборной техники смогут увидеть картину чередующихся оттаиваний и замерзаний, образующих диссипативную структуру. **и**

Литература

1. Базаров И.П. Термодинамика. М.: «Высшая школа», 1991. – 376 с.
2. Брушков А.В., Мерзляков В.П., Власов А.Н., Талонов А.В., Ухов С.Б. Влияние локальных фазовых переходов на ползучесть пластично-мерзлых грунтов // Геоэкология, 1995, N5, с.71-77.
3. Вялов С.С. Реологические свойства и несущая способность мёрзлых грунтов. М.: АН СССР, 1959. – 190 с.
4. Гетлинг А.В. Формирование пространственных структур конвекции Рэлея – Бенара // Успехи физических наук, 1991. Том 161, №9, с. 1 – 80.
5. Гленсдорф П., Пригожин И.Р. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М.: «Мир», 1973. – 280 с.
6. Иванов П.Л. Грунты и основания гидротехнических сооружений. М.: «Высшая школа», 1985. – 351 с.
7. Колунин В.С., Колунин А.В., Писарев А.Д. Тепломассоперенос через водонасыщенную керамику с включением льда под действием различных термодинамических сил. Часть 1. Градиент давления жидкости. // Криосфера Земли, 2011. Том XV, № 3, с. 56-60.
8. Колунин В.С., Колунин А.В., Писарев А.Д. Вклад движения льда в тепломассообменные свойства пористых сред // Криосфера Земли, 2011. Том XV, № 4, с. 43-45.
9. Комаров И.А. Термодинамика и теплофизика мёрзлых пород. М.: «Научный мир», 2025. – 631с
10. Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: «Наука», 1964. – 567 с.
11. Маэно Н. Наука о льде. – М.: Мир, 1988.– 229с.
12. Мерзляков В.П. Влияние внешнего давления на фазовое равновесие льда и влаги в мёрзлых грунтах// Основания, фундаменты и механика грунтов, 2001, №1, с. 2 – 6.
13. Мерзляков В.П. Основные явления, характерные для механического взаимодействия твёрдых частиц со льдом (анализ эксперимента Боттомли) // Основания, фундаменты и механика грунтов, 2007, №1, с. 2 – 7.
14. Мухаметгалеев Д.М., Савдур С.Н. Элементы термодинамики, хаос и порядок. Синергетика. Казань: Казанский Университет, 2016. – 79 с.
15. Николис Г., Пригожин И. Р. Самоорганизация в неравновесных системах. М.: «Мир», 1979. – 512 с.
16. Очкина Н.А., Захаров О.А. Классическая (равновесная) термодинамика. Неравновесная термодинамика. Самоорганизация природы. Пенза: ПГУАС, – 111 с.
17. Постоев Г.П. Диссипативные структуры в грунтовом массиве на примере формирования глубоких оползней// Инженерная геоэкология. 2018. Т. XIII, №3. С. 54 – 61.
18. Пригожин И.Р., Кондепуди Д. Современная термодинамика. М.: «Мир», 2002. – 461 с.
19. Пуртов П. А. Введение в неравновесную химическую термодинамику. Новосибирск: НГУ, 2000. – 97 с.
20. Разбегин В.Н., Вялов С.С., Максимьяк Р.В., Садовский А.В. Исследования механических свойств мерзлых грунтов // Основания, фундаменты и механика грунтов, 1996, №2, с. 2– 8.
21. Ревуженко А. Ф., Стажевский С. Б., Шемякин Е. И. О механизме деформирования сыпучего материала при больших сдвигах // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 1974. № 3. С. 130–133.
22. Ревуженко А. Ф. Механика сыпучей среды: некоторые фундаментальные проблемы и приложения // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2014. № 5. С. 19–32.
23. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Том 1. М.: «Наука», 1970. – 492 с.
24. Соколовский В.В. Статика сыпучей среды. М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1960. – 240с.
25. Турбулентность. Принципы и применения / Ред. Фрост У., Моулден Т. – М.: «Мир», 1980. – 535 с.
26. Учебное пособие по курсу "Механика грунтов" / Петраков А.А., Яркин В.В., Таран Р.А., Казачек Т.В.; ред. Петраков А.А. – Макеевка: ДонНАСА, 2004. – 164 с.
27. Цытович Н.А. Механика грунтов. - М.: "Высшая школа", 1983. - 257 с.
28. Эбелинг В. Образование структур при необратимых процессах. М.: «Мир», 1979. – 279 с.

29. Bottomley, J.T. [Melting and regelation of ice]. Nature, vol.5, no. 114, 1872, pp. 185.
30. Drake, L.D., Shreve, R.L. [Pressure melting and regelation of ice by round wires]. Proc. Roy. Soc. London, A332, 51, 1973, pp. 51 – 83.
31. Merzlyakov, V.P. [Hydraulics of Regelation Flows in the Frozen ground under load]. Composites: Mechanics, Computations, Applications, V.7, 2016, Issue 2, pp. 1 – 14.

References

1. Bazarov I.P. [Thermodynamics]. Moscow, Higher school, 1991, 376 p. (in Russian).
2. Brushkov, A.V., Merzlyakov, V.P., Vlasov, A.N., et. al. [Effect of local phase transitions on the creep of plastic frozen soils]. Geoecology, 1995, no. 5, pp. 71 – 77. (in Russian)
3. Vyalov, S.S. Rheological Properties and Load-Bearing Capacity of Frozen Soils. Moscow: USSR Academy of Sciences, 1959. 190 p. (in Russian).
4. Getling, A.V. [Formation of Spatial Structures of Rayleigh-Benard Convection]. Physics-Uspekhi (Advances in Physical Sciences), 1991, vol. 161, no.9, pp. 1 – 80. (in Russian).
5. Glansdorff, P., Prigogine, I., [Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuation]. Moscow, Mir Publ., 1973, 280 p. (in Russian).
6. Ivanov, P.L., [Soils and Foundations of Hydraulic Structures]. Moscow, Higher school Publ., 1985. 351 p. (in Russian).
7. Kolunin, V.S., Kolunin, A.V., Pisarev, A.D. [Heat and Mass Transfer through Water-saturated Ceramics with Ice inclusion under the Influence of various Thermodynamic Forces. Part I. Fluid pressure gradient]. Earth's Cryosphere, 2011. vol. XV, no. 3, pp. 56 – 60. (in Russian).
8. Kolunin, V.S., Kolunin, A.V., Pisarev, A.D. [Contribution of ice motion to the heat and mass transfer properties of porous media]. Earth's Cryosphere, 2011. vol. XV, no. 4, pp. 43 – 45. (in Russian).
9. Komarov, I.A. [Thermodynamics and Thermophysics of Frozen Soils]. Moscow, Scientific World, 2025, 631 p. (in Russian).
10. Landau, L.D., Lifshitz, E.M. [Statistical Physics]. Moscow, Nauka, 1964, 567 p. (in Russian).
11. Maeno, N. [The Science of Ice]. Moscow, Mir, 1988, 229 p. (in Russian).
12. Merzlyakov, V.P. [Effect of External Pressure on the Phase Equilibrium of Ice and Water in Frozen Soils]. Soils Mechanics and Foundation Engineering, vol. 38, no. 1, 2001, pp. 1-7 (in Russian)..
13. Merzlyakov, V.P. [Basic phenomena characteristic of mechanical interaction between solid particles and ice]. Soils Mechanics and Foundation Engineering, vol. 44, no. 1, 2007, pp. 1-8. (in Russian).
14. Mukhametgaleev D.M., Savdur S.N. [Elements of Thermodynamics, Chaos and Order. Synergetics]. Kazan, Kazan University, 2016, 79 p. (in Russian).
15. Nicolis, G., Prigogine, I. [Self-organizations in nonequilibrium systems]. Moscow, Mir, 1979, 512 p. (in Russian).
16. Ochkina, N.A., Zakharov, O.A. [Classical (Equilibrium) Thermodynamics. Non-Equilibrium Thermodynamics. Self-Organization of Nature]. Penza: PGUAS, – 111 p.
17. Postoev G.P. [Dissipative Structures in the Soil Massif: The Formation of Deep Landslides]. Engineering Geoecology, 2018, vol. XIII, no. 3, pp. 54 – 61. (in Russian).
18. Prigogine I., Condepudi D. [Modern Thermodynamics]. Moscow, Mir, 2002, 461 p. (in Russian).
19. Purtov, P. A. [Introduction to Nonequilibrium Chemical Thermodynamics]. Novosibirsk: NSU, 2000. – 97 p. (in Russian).
20. Razbegin, V.N., Vyalov, S.S., Maksimyak, R.V., Sadovsky, A.V. [Research of the Mechanical Properties of Frozen Soils]. Soil mechanics and foundation engineering. 1996, no. 2, pp. 2–8.
21. Revuzhenko, A.F., Stazhevskii, S.B., Shemyakin, E.I. [About the mechanism of deformation of loose material under large shear strains]. Journal of Mining Science, 1974. no. 3, pp. 130 – 133. (in Russian).
22. Revuzhenko, A.F. [Mechanics of a Bulk Medium: Some Fundamental Problems and Applications]. Journal of Mining Science, 2014, №5. P. 19 – 32. (in Russian).
23. Sedov, L.I. [Continuum mechanics]. Vol. 1, Moscow, Nauka, 1970, 492 p. (in Russian).
24. Sokolovskii, V.V. [Bulk Medium Statics]. Moscow, State Publishing House of Physico-Mathematical Literature, 1960, 240 p. (in Russian).
25. [Handbook of Turbulence. Fundamentals and Applications]. Edited by Frost, W., Moulden, T.H. Moscow, Mir, 1980, 535 p. (in Russian).
26. [Textbook on the course "Soil mechanics"]. Petrakov, A.A., Yarkin, V.V., Taran, R.A., Kazachek T.V.; Ed. Petrakov A.A., Makeyevka, DonNASA, 2004. 164 p. (in Russian).
27. Tsitovich, N.A. [Soil Mechanics]. Moscow, Vysshaya Shkola, 1983, 257 p. (in Russian).
28. Yebelev, W. [Structure Formation in Irreversible Processes]. Moscow, Mir, 1979, 279 p. (in Russian).
29. Bottomley J.T. [Melting and regelation of ice]. Nature, vol.5, no. 114, 1872, pp. 185.
30. Drake L.D., Shreve R.L. [Pressure melting and regelation of ice by round wires]. Proc. Roy. Soc. London, A332, 51, 1973, pp. 51 – 83.
31. Merzlyakov, V.P. [Hydraulics of Regelation Flows in the Frozen ground under load]. Composites: Mechanics, Computations, Applications, V.7, 2016, Issue 2, pp. 1 – 14.