

ФЕДЕРАЛЬНОЕ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ МЕХАНИКИ имени А.Ю. Ишлинского
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ЕПИФАНОВ Виктор Павлович

**АКУСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
В МЕХАНИКЕ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ
ПРЕСНОВОДНОГО ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ЛЬДА**

01.02.04 – механика деформируемого твердого тела

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва - 2018

СОДЕРЖАНИЕ

АННОТАЦИЯ	3
ВВЕДЕНИЕ.....	4
Глава 1. МЕХАНИКА ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ ЛЬДА - ОБЗОР, ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС	13
1.1 Структура и механическое поведение льда	13
1.2 Адгезионная прочность льда	36
1.3 Экспериментальная установка «ТРЕК»	55
Глава 2. УПРУГОСТЬ ЛЬДА	63
2.1 Применение ультразвуки к исследованию упругости льда	64
2.2 Механизмы упругих потерь акустической энергии	68
2.3 Влияние микродефектов на упругие свойства льда	73
2.4 Упругость льда при конечных деформациях	80
2.4.1 Предел упругости льда	81
2.4.2 Упругий гистерезис	84
2.4.3 Деформационные мезоструктуры	87
Заключение	90
Глава 3. МЕХАНИКА ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ ЛЬДА	92
3.1 Изменение структуры льда при растяжении	93
3.1.1 Реологическая модель	93
3.1.2 Зона предразрушения и поверхность излома	101
3.1.3 Кольцевая трещина отрыва	111
3.2 Кинетика накопления дефектов при сжатии	114
3.2.1 Влияние дефектов на акустические свойства льда	114
3.2.2 Связь между размером дефекта и акустическими параметрами	118
3.2.3 Реология трещиноватого льда	123
3.3 Деформирование и разрушение льда при пластическом ударе	138
3.3.1 Задача Герца в пластической постановке (теория, эксперимент)	138
3.3.2 Определяющее реологическое уравнение	151
Заключение	155
Глава 4. КОНТАКТНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ЛЬДА.....	157
4.1 Прочность соединения льда с подложкой	158
4.2 Формирование и прочность промежуточного слоя	164
4.2.1 Структура ледяной струи в канале с гладкими стенками	174
4.2.2 Влияние препятствий	175
4.2.3 Влияние микробиоты	178
4.3 Количественное определение деформационных изменений структуры льда	182
4.3.1 Связь между структурой льда и его макросвойствами	183
4.3.2 Влияние структуры на механику деформирования и разрушения льда	185
Заключение	187
ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ	189
ЛИТЕРАТУРА.....	191

АННОТАЦИЯ

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию механики деформирования и разрушения пресноводного льда Ih непосредственно в процессе нагружения с помощью акустических методов. Применен комплексный подход: непосредственно в процессе механических испытаний во всем диапазоне механических напряжений, включая закритические, измеряют параметры зондирующего импульса (импульсно-фазовый метод в диапазоне частот 500 Гц - 110 МГц) и амплитудно-частотные характеристики акустической эмиссии (диапазон 50 Гц – 25 кГц), а также температуру, деформации и напряжения. Работа содержит экспериментальный материал как в плане развития акустических методов исследований, так и фактических результатов исследования микромеханики деформирования и разрушения поликристаллического пресноводного льда.

В работе акустическими методами количественно исследованы деформационные изменения структуры пресноводного льда в широком интервале термодинамического состояния. Установлены основные закономерности накопления микроповреждений, обусловленные изменением граничных условий нагружения. Определены зависимости накопления дефектов разного масштаба, включая пороговых (образование первых микротрещин) и максимальных напряжений от скорости деформации и от температуры. Установлены новые и малоизученные эффекты в механике деформирования и разрушения льда: увеличение пластичности под действием наложения упругих волн в условиях компрессионного сжатия, формирование пластической макрзоны вблизи вершины трещины, смещение амплитудно-частотного спектра разрушения типа stick-slip, влияние гидростатического давления на адгезионную прочность льда и малых примесей органического происхождения (микробиоты) на прочность льда. Исследованы процессы формирования промежуточного слоя на пластическом фрикционном контакте при квазистатическом истечении и ударе. Установлена количественная связь между микро и макросвойствами льда. Предложены теоретические модели, описывающие деформационные изменения структуры льда. Выполнена оценка распределения скоростей движения льда в цилиндрическом канале.

ВВЕДЕНИЕ

Механика льда создавалась трудом многих ученых. Основы экспериментальной механики деформируемого льда были заложены Бенджаменом Беваном (*Bevan Benjamin*) и Анри Треска (*Tresca Henri Edouard*). В пионерской работе Томаса Юнга (*Young Thomas*) впервые определен динамический модуль льда. Нелинейность свойств льда при малых деформациях одним из первых отметил Глен (*Glen*). Изучение прерывистой неоднородной пластической деформации поликристаллов начал Мак-Рейнольдс (*McReynolds*) с помощью метода дифракционной решетки, а продолжил при помощи пьезокристаллов Белл (*Bell*).

Изначально для объяснения механических и прочностных свойств льда использовали гипотезу о деформационном изменении его структуры. Изменение структуры льда при деформировании отмечено в работах Брауна (*Brown*), Стайнемана (*Steinemann*) и Голда (*Gold*). Влияние структуры и условий деформирования на механические свойства льда изучали Вялов С.С., Войтковский К.Ф., Зарецкий Ю.К., Лавров В.В., Черепанов Н.В., Шумский П.А. и другие.

Для выявления признаков деформационных изменений структуры льда использовали метод поляризационной микроскопии. Преобладал описательный подход, то есть по шлифам определяли отдельные характеристики, например, размер и форму кристаллов, их ориентацию, форму межкристаллитной поверхности и др. [*Богородский и др. (1983)*]. Однако для установления связи между макросвойствами льда и его микроскопическим строением требовалась обобщенная характеристика структуры в виде числового параметра и неразрушающие физические методы, с помощью которых можно было бы контролировать изменение структуры непосредственно в процессе механических испытаний [*Богородский и др. (1969)*].

На возможность использовать для этих целей метод акустической эмиссии, обратил внимание Л. Голд, который сопоставил значение напряжений при механических испытаниях льда и звуковой импульс, сопровождающий образование видимой трещины во льду [*Gold (1960); Болотин и др. (1975)*]. В дальнейшем Соммерфельд и Лоуренс установили связь между ультразвуковой эмиссией и историей нагружения образцов льда [*Sommerfeld (1977); Lawrence (1982)*]. Зарецкий Ю.К. и Чумичев Б.Д. применили метод акустической эмиссии для изучения кинетики накопления повреждений при кратковременной ползучести льда [*Зарецкий, Чумичев (1982)*]. Однако интервал исследуемых деформаций и напряжений был ограничен снизу пороговыми напряжениями образования видимых

трещин, а сверху — пластическими деформациями, при которых сплошность льда не нарушалась.

Эти ограничения были преодолены в методе Мак-Скимина [Мак-Скимин (1966)]. Применение новой экспериментальной техники, основанной на использовании пьезоэффекта, открыло широкие возможности для исследования деформационных изменений структуры и механизмов деформаций льда. Физическая акустика стала мощным средством исследования движений дислокаций, дефектов и межзеренных границ в поликристаллах [Мезон (1970); *Физическая акустика* (1969)].

Современный уровень знаний о механике деформирования льда в придонных слоях ледников основаны на представлениях о контактном разрушении конструкционных материалов [Makkonen (2014)] и в меньшей степени на данных о структуре льда в скважинах глубокого бурения и результатах радиозондирования ледников.

На основании прямых наблюдений на леднике Суэсс в Антарктиде [Sirota (1999)], леднике Энгаберен в Северной Норвегии [Iverson *et al.* (2007); Cohen *et al.* (2006)] и леднике № 1 в Китае [Echelmeyer *et al.* (1987)] было высказано предположение, что в придонном льде имеется промежуточный слой, деформации которого могут на 85-98% определять поверхностную скорость ледника [Pettit (2014)]. Как продукт деградации наименее прочного из контактирующих материалов, этот промежуточный (придонный) слой ледникового льда, по-видимому, должен иметь существенно иные свойства и структуру, чем вышележащие слои льда. Именно реологические свойства промежуточного слоя должны определять предельные режимы движения ледника (вязкопластическое течение или глыбовое (блоковое) скольжение [Iverson (2012)]).

Из-за ограниченного доступа к ложу движение ледников изучается на теоретических моделях [Makkonen (2014)]. Установлено, что образование промежуточного слоя должно уменьшать значение коэффициента трения льда по подложке [Blackford *et al.* (2012); Pritchard *et al.* (2012); Sukhorukov *et al.* (2014)]. Результаты модельных экспериментов были подтверждены исследованиями структуры кернов. Так, установлено, что по мере приближения к ложу эффективная вязкость льда уменьшается в 1,4-2,2 раза, а прочность возрастает в 1,2 раза [Castelnau *et al.* (1996)]. Это уменьшение вязкости одни исследователи объясняли изменением структуры льда [Alley (1992); Eastgate *et al.* (2007)], а другие — влиянием неровностей ложа [Wang *et al.* (2003)].

Для того чтобы исследовать механизмы формирования и факторы, обеспечивающие столь значительное изменение реологических свойств льда, необходимо разработать методику изготовления объемных образцов льда со структурой, характерной для промежуточного слоя. Ключевым моментом при решении этой задачи является учет особенностей поликристаллического пресноводного льда.

Природный пресноводный лед в условиях естественного залегания находится при высокой гомологической температуре ($T/T_{273\text{ К}} \approx 0,9$). Поскольку толщина ледников достигает нескольких сотен метров, а в отдельных случаях (Антарктида и Гренландия) — нескольких километров, то нормальные напряжения на ложе превышают предел текучести льда. Эти факторы, высокая гомологическая температура, сдвиговые напряжения при гидростатическом сжатии, создают условия для интенсивной пластической деформации льда в прилегающем к ложу слое [Валиев, Александров (2000)]. Возможно, что сформированная в таких условиях структура льда будет обладать высокой пластичностью и оказывать особое влияние на механические свойства льда, а, следовательно, на режим движения ледников.

В настоящее время для изучения пространственного распределения слоев ледникового льда и оценки его плотности применяют методы радиозондирования [Booth et al. (2013)]. Предприняты также попытки исследования структуры ледникового льда сейсмическими методами. Однако техника радиозондирования пока находится в стадии развития, а разрешение сейсмических методов не достаточно для исследования малых объектов, каким является промежуточный слой (предположительная толщина до 15 метров).

Существенный прорыв в понимании выявленных экспериментальных фактов был связан с обнаружением возможности скольжения в разных плоскостях кристаллической решетки льда при увеличении гидростатического давления [Piazolo et al. (2013)]. Однако реологические исследования долгое время все еще были нацелены на поиск лучшего согласия с законом Глена [Durham (2010)] и отыскание физического смысла входящих в него коэффициентов [Gillet-Chaulet et al. (2006); Gödert et al. 2000].

Впервые количественный контроль деформационных изменений микроструктуры зерен льда был осуществлен с помощью метода нейтронной дифракции [Piazolo et al. (2013)]. Возможность непрерывного количественного мониторинга деформационных изменений для различных уровней иерархической

структуры льда с помощью акустических методов была рассмотрена в работах [Епифанов (1982); Епифанов, Глазовский (2010); Физическая акустика (1969)].

Вопрос о формировании структуры промежуточного слоя в придонных слоях ледников, является ключевым для прогнозирования режимов движения льда в ледниках. Возможность воспроизводить в лабораторных условиях деформационные механизмы, которые реализуются в условиях залегания в течение продолжительного времени [Amundson et al. (2006)] открывает новую перспективу количественного исследования процессов движения ледника по ложу. Однако изучение структуры промежуточного слоя не ограничивается только ледниками [Белл (1984)].

Как показали наблюдения, *определяющими* для решения многих практических задач, связанных со строительством и эксплуатацией путепроводов и гидротехнических сооружений, организацией ледовой навигации, отысканием эффективных методов разрушения и защиты от воздействий льда, разработкой способов прогнозирования лавинных рисков и подвижек ледников, *являются структура и термодинамическое состояние льда на фрикционном контакте*. Однако имеющиеся результаты исследований и уровень наших знаний о микромеханике деформирования и разрушения льда при сдвиге в условиях гидростатического давления оказались недостаточными [Samyn et al. (2005, 2008)].

В связи с этим проблема количественной связи механических и прочностных свойств льда с деформационным накоплением микроповреждений **продолжает оставаться актуальной научной проблемой**, имеющей большое значение для науки и практики.

Объектом исследования в диссертации является пресноводный лед структурной модификации Ih (модификация гексагональной сингонии, группа $R\bar{6}_3/mmc$). Исследуются акустические, деформационные и прочностные свойства льда при различных видах механического нагружения, в которых эти свойства интерпретируются в терминах деформаций, напряжений, кристаллической структуры.

Цель диссертационного исследования — развитие направления механики деформирования и разрушения пресноводного льда при наличии деформационных изменений его структуры и текстуры.

Для достижения намеченной цели были решены следующие задачи:

1. Разработка методологического подхода к лабораторным экспериментам по исследованию накопления деформационных дефектов и разрушения пресноводного льда в испытаниях на сжатие, растяжение, изгиб, удар и истечение через канал.

2. Разработка акустико-механического метода, основанного на измерении акустических характеристик льда непосредственно в процессе механических испытаний во всем диапазоне нагрузок, включая предельные нагрузки.
3. Исследование влияния на акустические свойства льда деформационных дефектов, включая искусственно созданных во льду.
4. Установление количественной связи параметров зондирующего акустического импульса с эффективным размером искусственно созданных и деформационных дефектов во льду.
5. Изучение формирования и свойств промежуточного слоя при сдвиге в условиях высокого гидростатического давления.

Методы, используемые для решения поставленных задач:

1. Акустические методы (импульсно-фазовый ультразвуковой с рабочим диапазоном частот от 0,1 МГц до 100 МГц, метод акустической эмиссии от 100 Гц до 20 кГц).
2. Методы структурной микроскопии и фрактометрии.
3. Методы механических испытаний на сжатие, растяжение, изгиб, удар и метод интенсивной пластической деформации.

Для изучения акустических, деформационных и прочностных характеристик пресноводного льда был создан акустико-механический измерительный комплекс, позволяющий определять деформации, скорость приложения силы и ее значение в любой момент нагружения, а также акустические параметры (коэффициент поглощения/ослабления, скорости распространения упругих волн, амплитуду, частоту и скважность сканирующих акустических импульсов и спектральные параметры акустической эмиссии).

Полученные результаты интерпретированы на основании представленных теоретических моделей. Построение теоретических моделей базируется на основных уравнениях механики сплошной среды, разрушения и теории распространения упругих волн в твердом теле. Достоверность исследований деформационных изменений структуры льда подтверждена прямыми наблюдениями шлифов льда в поляризованном свете.

Акустико-механический метод основан на прозвучивании исследуемых образцов льда акустическими импульсами и регистрации сигналов акустической эмиссии. Количественная связь между характеристиками структуры льда и акустическими параметрами установлена в тестовых измерениях. С учетом специфики льда как материала разработаны методики исследований и соответствующая аппаратура, реализующая эти методики.

Связь характеристик структуры льда (плотности, размеров кристаллов) и его акустических характеристик (резонансных частот) установлена с помощью теоретической модели в результате точного решения дифференциального уравнения гармонического осциллятора (*рассмотрена обратная задача применительно ко льду известной структуры*). Верификация модели достигнута сопоставлением расчетного значения собственных частот (и их гармоник) для излучателей, содержащих две и более соединенные массы, и экспериментально наблюдаемых спектральных характеристик сигналов акустической эмиссии.

На защиту выносятся:

1. Разработанный акустико-механический метод количественного определения деформационных дефектов пресноводного льда непосредственно в процессе механических испытаний.
2. Экспериментально установленные количественные зависимости между деформационными характеристиками льда и его акустическими параметрами для условий квазистатического нагружения в широком диапазоне изменения напряжений, скоростей деформации и температуры.
3. Экспериментальные результаты неупругого удара жесткого шарового индентора по ледяной пластине.
4. Результаты изучения свойств промежуточного слоя, который образуется на фрикционном контакте при сдвиге в условиях гидростатического сжатия и режимы движения льда в цилиндрическом канале.

Научная новизна

1. Разработаны экспериментальные методы количественного изучения деформационных изменений структуры льда непосредственно в процессе механических испытаний, включающие прецизионную регистрацию акустических параметров льда с одновременным измерением его деформационных характеристик.
2. Разработаны реологические модели пресноводного льда, учитывающие деформационные изменения структуры, причем указан способ определения констант.
3. Разработана модель неупругого удара.
4. Установлено влияние термической закалки льда на критический коэффициент концентрации напряжений.
5. Обнаружена и исследована пластическая макрообласть предразрушения, предваряющая рост трещины в пресноводном льде.

6. Подтверждено отсутствие области предплавления в пресноводном льде.
7. Установлена количественная связь между микро и макрохарактеристиками льда.
8. Получены объемные образцы льда со структурой промежуточного слоя и исследованы их физико-механические, прочностные и акустические характеристики.
9. Исследовано распределение скоростей льда в цилиндрическом канале.
10. Исследована зависимость адгезионной прочности соединения льда с подложкой от обратной температуры, влияние препятствий различной формы на сдвиг в условиях высокого гидростатического сжатия, влияние микробиоты на прочность пресноводного льда.
11. Исследовано влияние структуры льда на режим скольжения.
12. Установлены эффекты излучения повторяющихся акустических импульсов (типа stick-slip) и периодического смещения частоты генерируемых акустических импульсов на пластическом фрикционном контакте.

Практическая ценность работы

1. Разработан и в полном объеме применен к такому важному с практической точки зрения материалу как лед комплексный подход, основанный на количественном определении с помощью акустических методов деформационных изменений структуры непосредственно в процессе механических испытаний без разгрузки исследуемых образцов.
2. Разработанный для исследований механизмов деформирования и разрушения льда и снега акустико-механический метод имеет общий характер и может применяться в различных областях инженерной практики для диагностики напряженно-деформированного состояния различных материалов и конструкций.
3. Установленные закономерности деформирования и разрушения льда применены для прогнозирования локальных снежных обвалов (авторское свидетельство № 1608600).
4. Предложены методики подготовки образцов к испытаниям, включающие установление идентичности их акустических свойств, которые существенно снижают разброс измерений и повышают достоверность результатов.
5. Разработанный оригинальный портативный прибор для экспресс оценки твердости льда и снега, применим для других материалов, например, бетона, асфальтобетонов, пластмасс.

6. Разработанный способ калибровки пьезоэлектрических акселерометров не требует применения дорогостоящих стендов и позволяет калибровать всю измерительную линию, а не только датчик.

Разработки защищены пятью авторскими свидетельствами и внедрены в практику научных исследований. Так, пенетрометр утвержден Федеральной службой России по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды в качестве штатного прибора для определения динамической твердости слоев снежного покрова ("Руководство по снеголавинным работам" РД 52.37.613-2000). Полученные результаты могут быть использованы в исследованиях, ведущихся в Крыловском государственном научном центре, Институте физики Земли РАН, Высокогорном геофизическом институте, Институте географии РАН, АНИИ и других научно-исследовательских институтах. Например, они могут быть применены в геофизике твердой Земли, в том числе для природных явлений, связанных со льдом, а также для моделирования процессов разрушения глубинных горных пород, для создания банков данных и прогнозирования механических свойств льда и снега в конкретном регионе. В частности, для целей ледовой навигации, оперативного контроля ледяных взлетно-посадочных полос, нагруженной ледяным полем опоры или ледостойкой платформы, повышения эффективности противолавинных предупредительных спусков, оптимизации и управления процессами разрушения льда.

Апробация работы. Результаты по теме диссертации получены в ходе выполнения работ в рамках грантов РФФИ №03-05-64341_а; №07-05-01063_а; № 11-05-00863_а; № 15-05-07767_а, а также в работах, проводившихся в ИПМех РАН по программе «Арктика».

Ниже представлен список публичных научных мероприятий, на которых были доложены и обсуждены положения диссертационного исследования и материалы диссертации: Семинар по механике сплошной среды имени Л.А. Галина ИПМех РАН под руководством профессора А.В. Манжирова (Москва, 2017); XI (Казань, 2015 г.), X (Нижний Новгород, 2011 г.), IX (Нижний Новгород, 2006), VIII (Пермь, 2001), VII (Москва 1991), VI (Ташкент 1986), V (Алма-Ата, 1981) съездах по теоретической и прикладной механике, научных семинарах ИПМех РАН, а также на Международном симпозиуме "Interpraevent 1996" (Germany, Garmisch-Partenkirchen), Международном симпозиуме "Snowsymp'94" (India, Manali, HP), Восьмой международной конференции по механике разрушения материалов (Киев, 1993), 1-ом советско-американском симпозиуме по механике льда и ее приложениям (Москва, 1991), 1-ой, 2-ой и 3-ей Всесоюзных конференциях по механике и физике льда (Москва, 1981,

1983, 1988), 2-ом и 3-ем Всесоюзных совещаниях по лавинам (Кировск, 1986, Нальчик, 1990), а также на Всесоюзных научно-технических совещаниях "Ледотермические аспекты экологии в гидроэнергетике" ("Лед-93") (Санкт-Петербург, 1993), "Исследование влияния сооружений гидроузлов на ледовый режим рек и окружающую среду" ("Лед-89") (Дивногорск, 1989), "Ледотермические проблемы в северном гидротехническом строительстве и вопросы продления навигации" ("Лед-87") (Архангельск, 1987), "Борьба с ледовыми затруднениями на реках и водохранилищах при строительстве и эксплуатации гидротехнических сооружений" (Мурманск, 1983), Второй Всесоюзной конференции "Динамика и термика рек, водохранилищ и эстуариев" (Москва, 1984), Восьмой Всесоюзной Акустической конференции (Москва, 1973), 4-ой Всесоюзной конференции "Методика и техника ультразвуковой спектроскопии" (Каунас, 1980), 4-ой Всесоюзной конференции "Смешанные задачи механики деформируемого тела" (Одесса, 1989), Выездном заседании научного совета по трению и смазкам "Современные проблемы теории контактных взаимодействий" (Луцк, 1987), 2-ой Всесоюзной конференции "Ползучесть в конструкциях" (Новосибирск, 1984), 8-ой Всесоюзной конференции по прочности и пластичности (Пермь, 1983), Семинар по механике деформируемого твердого тела. Руководитель: академик РАН И.Г. Горячева (Москва, МГУ им. М.В. Ломоносова (2015)).

Публикации. Основное содержание диссертации отражено в 30 научных публикациях, которые содержатся в изданиях, учитываемых ВАК Министерства образования и науки РФ при защитах докторских диссертаций. Всего **по теме диссертации имеется 64 публикаций** (146 цитирований) из них 48 содержатся в изданиях, учитываемых ВАК МО и науки РФ (128 цитирований), 27 зарегистрированы в Web of Science или Scopus (79 цитирований), одна монография и пять авторских свидетельств на изобретения и патенты.

Перспектива дальнейших исследований может рассматриваться в двух аспектах: управление процессами разрушения, включая предупредительный спуск снежных лавин, повышение надежности и заблаговременности прогнозирования предкатастрофических ситуаций, уточнение времени схода снежных лавин или подвижек льда и совершенствование моделей, адекватно отражающих свойства реальных тел.

Глава 1. МЕХАНИКА ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ ЛЬДА

Первая глава содержит обзор и анализ опубликованных экспериментальных данных по механике деформирования и разрушения пресноводного льда и его специфическим свойствам, применению акустических методов для исследования деформационных процессов во льду и требования к измерительному комплексу, предназначенному для количественного определения деформационных изменений структуры льда непосредственно в процессе механических испытаний.

1.1. Структура и механическое поведение льда

Лед является одним из важных факторов в практической деятельности человека, а также фактором глобального климата и основным компонентом спутников Юпитера и других внеземных тел. В одних случаях, например, при создании композитных ледовых переправ и аэродромов, ледовых островов и причалов, возникает вопрос, как сделать временные сооружения из льда более прочными. Соответственно решается задача об упрочнении льда. В других случаях, при эксплуатации ледостойких сооружений и намерзании льда на поверхность элементов конструкций, решаются вопросы об эффективном его разрушении. Во всех случаях важно знать характеристики прочности льда и механизмы его разрушения.

Ключевым вопросом при решении широкого круга практических задач являются определение деформационных и прочностных свойств льда, его реология. Важнейшими факторами, влияющим на деформационные и прочностные характеристики льда, являются его *структура, температура и скорость приложения нагрузки*.

В настоящее время оценка влияния температурно-временного фактора на реологические характеристики льда является штатной процедурой механических испытаний. Однако разработка методик, учитывающих специфические свойства льда как материала, и аппаратура, с помощью которой реализуются методики исследования, ее пригодность для работы со льдом, по-прежнему остаются в поле внимания экспериментаторов. Пока недоступными остаются измерения деформационных характеристик льда при пластическом ударе, недостаточно используются возможности принципа температурно-временной суперпозиции.

Более сложно обстоит вопрос с оценкой влияния структуры льда на его физико-механические и прочностные свойства. Понятие структуры льда включает иерархию строения кристаллической решетки льда, форму, размеры и ориентировку его кристаллов, а также текстуру. В зависимости от условий, в которых происходит замораживание воды, формируются различные типы структур пресноводного льда, которые изменяются со временем. Описание структурно-генетической классификации льда дано в работе [Черепанов (1976)]. На рис. 1.1 показаны основные типы пресноводных льдов, различной штриховкой обозначена концентрация выхода оптических осей кристаллов. Количественные показатели структуры определяются по фотографиям шлифов в поляризованном свете. В качестве обобщающего параметра характеристик структуры используются, например, средняя площадь кристаллов, средняя длина границ кристаллов в шлифе, или средний объем кристалла в образце [Зарецкий, Чумичев (1982)]. Такие параметры структуры льда, даже при использовании современных методов обработки шлифа, оказывается субъективным, и слабо коррелируют с его макроскопическими характеристиками.

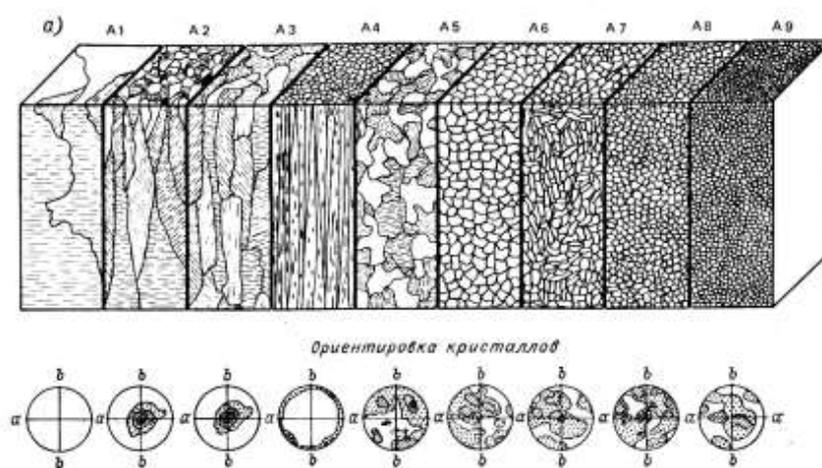


Рис. 1.1. Основные типы пресноводных льдов

Помимо того, что представление структуры льда носит описательный характер, что само по себе затрудняет идентификацию, структура льда изменяется во времени и пространстве. Эта лабильность структуры предопределяет поиск такого параметра, который мог бы определяться с помощью экспресс методик в полевых условиях и соответствовал механическим и прочностным характеристикам льда.

Отмеченные факторы, особенно описательное представление структуры льда, являются следствием недостаточной изученности деформационных механизмов во льду до настоящего времени. Безусловно, необходима цифровая идентификация структуры, как неременное условие дальнейшего развития экспериментальной механики пресноводного льда.

Механике деформирования и разрушения льда посвящены работы Б.П. Вейнберга (1940), П.А. Шумского (1955), Б.А. Савельева (1964), С.С. Вялова (1976), К.Ф. Войтковского (1960), Д. Глена [*Glen J.W.* (1955)], Голда [*Gold L.W.* (1960)], Д. Друри [*Drewry D.* (1986)] и других авторов. Анализ выявленных закономерностей, позволил определить *основные деформационные механизмы во льду: движение дислокаций в плоскостях скольжения кристаллической решетки, зернограничное скольжение и перекристаллизация* [*Eshelby* (1949), *Iliescu et al.* (2002), *Little et al.* (2015) *Li et al.* (2017)].

Многочисленные исследования механических свойств льда позволили получить деформационные зависимости типа напряжение-деформация для разных температур, скоростей деформации на основные виды механических испытаний. Однако деформационные изменения структуры в процессе нагружения ограничивались качественными наблюдениями (например, [*Войтковский и др.* (1972)]). Причина этого - неконтролируемые изменения структуры льда в процессе нагружения, а также при разгрузке образца и последующем изготовлении шлифов, которые снижают достоверность результатов наблюдений.

В обзоре, посвященном структуре и механическим свойствам льда [*Schulson et al.* (2012)], отмечается факт корреляции пластичного течения льда в ледниках со степенной ползучестью малых образцов льда, исследуемых в лабораторных условиях. Это позволяет считать дислокационные процессы определяющими не только для малых масштабов, но и для механики деформирования льда в условиях залегания.

Сообщение Брауна [*Brown* (1926)] о внутренних трещинах во льду, которые сопровождалась слышимом «треском», и установление Голдом [*Gold L.W.* (1960)] зависимости интенсивности треска от температуры и напряжений, послужили в экспериментальной механике льда импульсом для формирования нового направления, связанного с деформационным накоплением повреждений.

Так, в работе [Зарецкий (1979)] была рассмотрена кинетика образования микротрещин во льду. Измеряли деформацию ε , определяли число акустических импульсов, исследовали микрошлифы льда. В результате получено качественное подобие деформаций, рассчитанных по данным о количестве звуковых импульсов, экспериментальным кривым кратковременной ползучести (рис. 1.2). Отметим, что примененная методика исследования не достаточно учитывала деформационное изменение структуры льда, следствием которого является количественное расхождение расчетных и экспериментальных кривых.

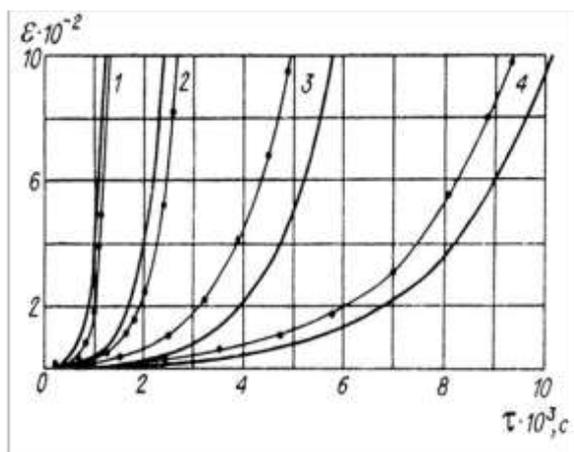


Рис. 1.2. Зависимость деформации ε от времени τ : кривые с точками – опыт, без точек – расчетные: 1- 2,4 МПа, 2- 2,0 МПа, 3 – 1,6 МПа, 4 – 1,4 МПа. При температуре - 13° С

Принципиально новый подход к описанию деформационных изменений структуры льда, основанный на необратимых смещениях дислокаций, послужил основой выделения на деформационных кривых $\sigma(\varepsilon)$ стадий пластической деформации (рис. 1.3.) [Фрост, Эшелби (1989); Конева и др. (1990)]. В новом подходе учитывались не только механизмы скольжения дислокаций по плоскостям скольжения кристаллической решетки льда, но также зернограничное скольжение и механизмы перекристаллизации, включая рост новых зерен с ориентировкой c осей в направлении действующей силы. Эти представления о механизмах изменения структуры льда связываются с коэффициентом деформационного упрочнения $\theta = d\sigma/d\varepsilon$.

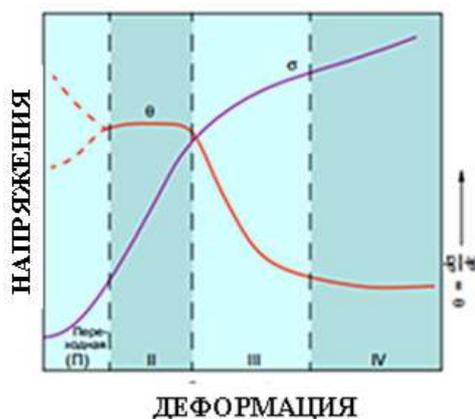


Рис. 1.3. Схема выделения на деформационной кривой $\sigma(\varepsilon)$ участков переходной (II), и пластического II-IV деформирования; штриховыми линиями обозначены границы стадий деформаций

Соответственно для льда были построены зависимости деформации от температуры и напряжений (карты механизмов деформаций) [Фрост, Эшелби (1989)].

Первая пластическая стадия (I) характеризуется почти линейной зависимостью напряжений σ от деформации ε и малым упрочнением, которое применительно ко льду (гексагональная решетка), происходит по линейному закону.

Вторая стадия II характеризуется почти постоянным высоким упрочнением, обусловленным множественным скольжением дислокаций, их взаимодействием, приводящим к образованию ячеистой субструктуры.

Третья стадия III характеризуется уменьшающимся коэффициентом деформационного упрочнения (параболическая зависимость $\sigma = f(\varepsilon)$). Возрастание деформации связывается с увеличением сдвига по каждой системе скольжения.

Процессы изменения структуры льда на микроуровнях определяют его макрохарактеристики. Эти процессы играют немаловажную роль, Изучение этих процессов может послужить основой для обоснованного выбора реологического соотношения и, соответственно, для решения практических задач.

Деформация в кристалле льда происходит по плоскостям и направлениям, в которых плотность атомов максимальна (рис. 1.4). Чем больше систем скольжения реализуется в условиях нагружения, тем выше способность к пластической деформации.

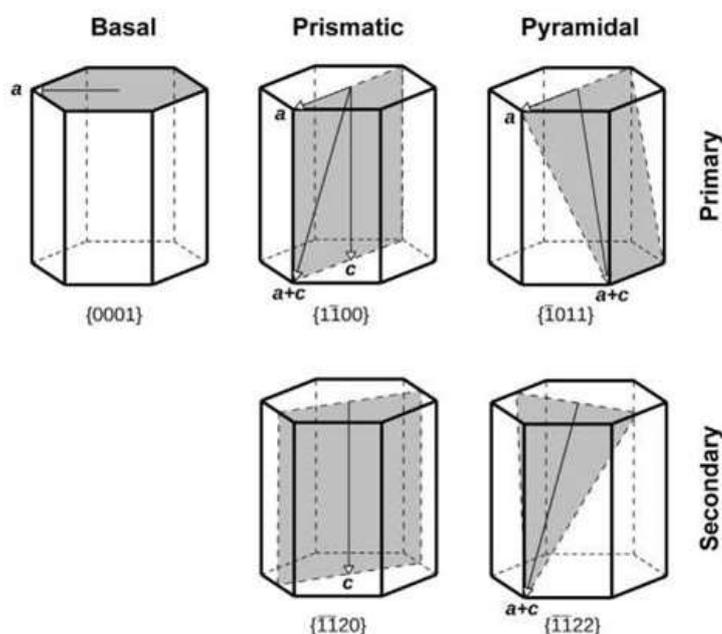


Рис. 1.4. Схема плоскостей скольжений в кристалле льда (Hondoh, 2000)

Как показано в Таблице 1.1, начальные напряжения сдвига дислокаций в базисной плоскости кристаллической

решетки льда меньше по сравнению с напряжениями сдвига в других плоскостях скольжения и уменьшаются в процессе скольжения [Masson *et al.* (1999)]. Например, для призматической плоскости отношение конечных к начальным напряжениям сдвига дислокаций равно шести [Castelnau *et al.* (2008)]. Это упрочнение в условиях самосогласованных деформаций рассматривается как причина снижения скорости деформации на *второй II стадии* пластической деформации.

Таблица 1.1 Системы скольжения, показатель степени при напряжении n , начальное σ_0 и конечное σ_{\max} напряжение сдвига (МПа) при -10°C [Masson *et al.* (1999)]

Система скольжения		n	σ_0 , МПа	σ_{\max} , МПа
Базисная	{0001}(1120)	2,0	0,125	0,035
Призматическая	{0110}(2110)	2,85	0,21	1,30
Пирамидальная	{1122}(1123)	4,00	3,0	3,10

При малых напряжениях небазисные скольжения дают малый вклад в макроскопическую деформацию [Hondoh (2009)], однако они обеспечивают механизмы, которые умножают базисные дислокации [Petrenko, Whitworth, (1999)]. На рис. 1.5 приведены теоретические и экспериментальные зависимости активности основных систем скольжения от деформации: (а) — при отсутствии динамической рекристаллизации (0) и (б) — при фиксированном значении (25) динамической рекристаллизации

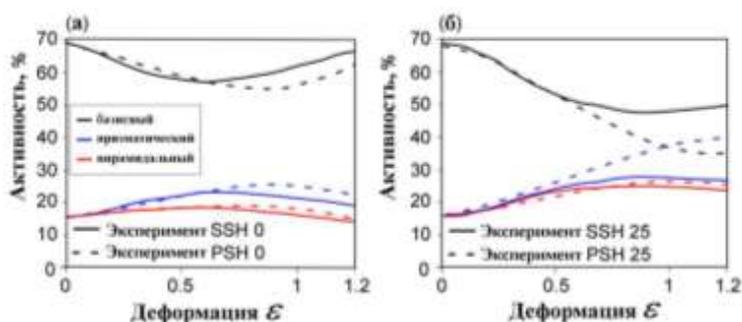


Рис. 1.5. Зависимость активности систем скольжения от деформации при фиксированном значении рекристаллизации [Llorens *et al.* (2017)]

Деформации активируют рекристаллизационные механизмы, которые зависят от условий деформации, таких как скорость деформации, температура и напряжения. Развитие кристаллографических ориентаций зависит в основном от напряжений, увеличивается активность небазисных скольжений, и их вклад становится более существенным.

В таблицах 1.2 - 1.4 приведены фундаментальные константы упругости, изотропные модули упругости для льда Ih и его текстур S1...S3.

Таблица 1.2. Фундаментальные константы упругости для льда Ih при -16°C [Gold (1994)].

Свойство и размерность	Символ	Значение
Коэффициент упругой деформации, 10^9 Па	C_{11}	$13,93 \pm 0,04$
	C_{12}	$7,08 \pm 0,04$
	C_{13}	$5,76 \pm 0,02$
	C_{44}	$3,01 \pm 0,01$
Коэффициент упругой податливости, 10^{-12} м ² /Н	S_{11}	$103 \pm 0,05$
	S_{12}	$-42,9 \pm 0,4$
	S_{13}	$-23,2 \pm 0,2$
	S_{33}	$84,4 \pm 0,4$
	S_{44}	$331,8 \pm 0,2$
Сжимаемость, 10^{-12} м ² /Н $2S_{11} + S_{33} + 2(S_{12} + 2S_{13})$	K	$112 \pm 0,2$
Модуль объемной деформации, 10^9 Па	$B=1/K$	$8,90 \pm 0,02$
Коэффициент Пуассона	ν	$\nu_{12} = -S_{12}/S_{11} = 0,415$
		$\nu_{13} = -S_{13}/S_{11} = 0,224$
		$\nu_{31} = -S_{13}/S_{33} = 0,274$

Таблица 1.3. Изотропные модули льда, вычисленные из констант таблицы 1.2.

Свойство	Размерность	Значение
Модуль Юнга, E	Па	$9,33 \cdot 10^9$
Модуль сжатия, K	м ² /Н	$112,4 \cdot 10^{-12}$
Модуль объемной деформации, B	Па	$8,90 \cdot 10^9$
Модуль сдвига, G	Па	$3,52 \cdot 10^9$
Коэффициент Пуассона, ν		0,35

В инженерной практике часто используют эффективное значение коэффициента Пуассона $\nu = 0,35$. Однако на значение этой величины влияют такие факторы как вид напряженного состояния, температура, амплитуда нагрузки, скорость ее приложения и текстура льда [Gold (1988, 1994)], особенно в случаях квазистатического нагружения.

Таблица 1.4. Расчетные значения упругих модулей для текстур S1... S3 в гомогенных ортотропных слоях льда Ih при -16°C [Gammon (1983)]

	$E \cdot 10^9$ Па			$G \cdot 10^9$ Па			Коэффициент Пуассона					
	E_1	E_2	E_3	G_{12}	G_{13}	G_{23}	ν_{12}	ν_{21}	ν_{13}	ν_{31}	ν_{23}	ν_{32}
S ₁	9,71	9,71	11,8	3,42	3,01	3,01	0,415	0,415	0,224	0,274	0,224	0,274
S ₂	9,58	9,58	9,71	3,61	3,21	3,21	0,327	0,327	0,344	0,320	0,344	0,320
S ₃	11,8	9,71	9,71	3,01	3,01	3,42	0,274	0,224	0,274	0,224	0,415	0,415

На основании упругих модулей для монокристаллов льда (таблица 1.4) рассчитаны скорости продольных и сдвиговых волн $V_p=(3620\pm 30)$ м/с и $V_s=(1929\pm 20)$ м/с [Андерсон (1968); Gammon (1983)]. Значения модуля упругости определены с разбросом в несколько процентов [Hobbs *et. al.* (1974)]. Это позволяет применять акустические методы для оценки деформационных изменений структуры льда на разных стадиях пластической деформации. Тем более, что для решения этой задачи первостепенное значение представляет не абсолютная точность измерения, а высокая чувствительность акустических параметров к этим изменениям.

Современная аппаратура позволяет измерять абсолютную скорость с точностью $\pm 0,001\%$, а изменения скорости с неизмеримо более высокой точностью ($10^{-5}\%$). Однако лучшие измерения скорости в больших объемах льда удается выполнить с погрешностью $\sim 0,3\%$ [Vogt *et al.* (2008)]. Уменьшить разброс и повысить достоверность измерений можно методическими приемами, например, проверкой на идентичность акустических характеристик образцов льда, подготовленных к реологическим исследованиям. Достоверность определения акустических параметров исследуемого льда и учет его чистоты и качества во многом определяют эффективность применения акустических методов к исследованию механики деформирования и разрушения льда.

Сильная анизотропия пластических свойств кристаллической решетки льда приводит к высоким локальным внутренним напряжениям, при этом деформации элементов структуры поликристалла требуют согласованных смещений. Основными механизмами пластических деформаций во льду являются формирование границ субзерен, расщепление зерна, его вращение и перекристаллизация [Schulson, Duval (2009)].

Исходя из того, что прочность любого твердого тела должна определяться величиной силы связи каждого элемента структуры со своим соседом, а кристалл льда – молекулярный кристалл с известным значением силы связи, для определения предельной величины напряжения, при которой происходит разрыв σ_{\max} , применяется полуэмпирическое уравнение (уравнение Морзе) в следующем виде

$$\sigma_{\max} = bD_0/2, \quad (1.1)$$

где D_0 – энергия диссоциации, b – постоянная, характеризующая амплитуду

колебаний с учетом фактора ангармоничности [Кобеко (1952)]. После ряда упрощений получена более удобная для применения форма записи того же уравнения

$$\sigma_T \approx 4,8 \cdot 10^{-9} (m\omega^3)^{0,5}, \quad (1.2)$$

m — приведенная масса, ω — частота колебания осциллятора. Этот подход при точном решении исходных уравнений открывает возможность решения прямой и обратной задачи: рассчитывать частоту колебаний подвижного элемента структуры при разрушении связей в кристаллической решетке льда и, наоборот, — по собственной частоте осциллятора определять жесткость связи. Тем более что значения силовых констант, которые характеризуют растяжение и изгиб связи О-Н-О и Н-О-Н известны (соответственно равны 15,5 и 56 Н/м). Они определены с помощью метода ядерного магнитного резонанса [Zimmerman et al. (1962)].

Основанием для идентификации структуры исследуемых образцов и для разработки акустико-механического метода, который позволял бы количественно исследовать деформационные изменения структуры льда, является тот факт, что скорость звука определяется строением кристаллической решетки льда и жесткостью связей Н-О-Н и О-Н-О. Результаты измерений скорости акустических волн во льду давно используются для расчета значений динамического модуля льда. Связь микро- и макрохарактеристик льда отражена в таблицах 1.2-1.4. В обобщенном виде эта связь может быть представлена в виде термодинамической величины – адиабатической сжимаемости

$$\beta_s = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_s = \frac{C_p}{C_v} \beta_T = \frac{1}{K} \quad (1.3)$$

где V — объем, P — давление, C_p и C_v — теплоемкости при постоянном давлении и температуре, $\beta_T = \gamma / (\rho V_p^2)$ - изотермическая сжимаемость, $\gamma = C_p / C_v$, K — объемный модуль упругости. Таким образом, в рамках линеаризации (закон Гука) теоретическая модель фактически устанавливает связь упругих характеристик льда со строением его кристаллической решетки.

Экспериментальные зависимости продольной V_p и сдвиговой V_s скоростей ультразвуковых волн (частота 500 кГц) от температуры в пресноводном льде для

образцов плотностью (1) – 902 кг/м³, (2) – 900 кг/м³ и (3) – 890 кг/м³ приведены на рис. 1.6 [Богородский и др. (1971)].

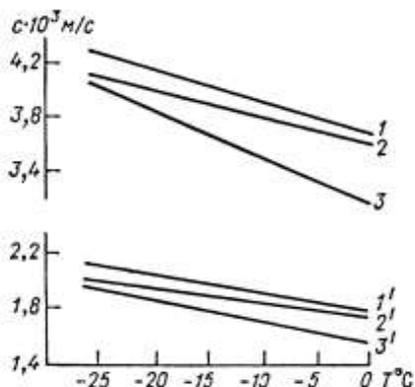


Рисунок 1.6. Зависимости продольной V_p и сдвиговой V_s скоростей ультразвуковых волн от температуры в пресноводном льде для образцов плотностью (1) – 902, (2) – 900 и (3) – 890 кг/м³ [Богородский и др. (1971)]

Поскольку температура слабо влияет на параметры кристаллической решетки льда, то высокая чувствительность упругих волн к изменению температуры связывается с обратимыми скольжениями дислокаций на границах зерен.

Известно, что скорость распространения звуковой волны зависит при одинаковой температуре только от физических свойств сплошной среды (т.е. от плотности и сжимаемости) $V_p = (\beta\rho)^{-0.5}$. Именно разная жесткость ледяного каркаса определяет различный наклон кривых 1 и 3.

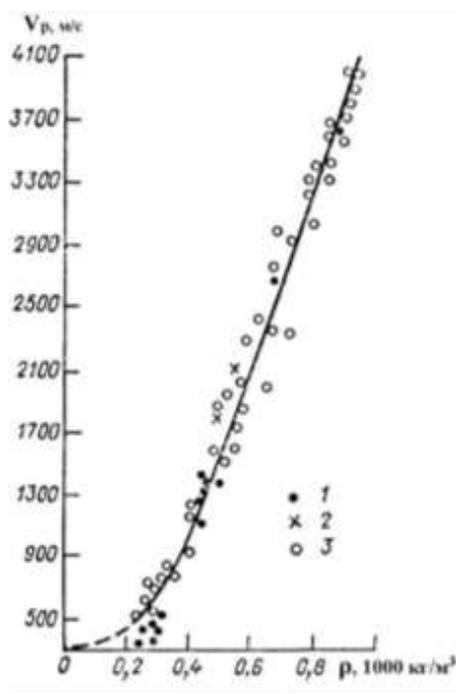


Рис. 1.7. Зависимость скорости продольных волн V_p (м/с) от плотности ρ (1000 кг/м³) льда и снега при температуре -4°C (Антарктида) [Богородский и др. (1971)]

Большая плотность приводит к увеличению инерционности кинетических частиц структуры льда, и, следовательно, уменьшает скорость распространения звуковой волны. В рассматриваемом случае плотность кристаллической решетки льда фактически остается постоянной. Изменяется сжимаемость пористой среды. Скорость звука тем больше, чем больше ее упругость и меньше сжимаемость.

Следствием высокой чувствительности акустических характеристик к сжимаемости льда, размеру кристаллов, преимущественному направлению их оси c является возможность оценки характеристик структуры в процессе механических испытаний акустическими методами.

Так, на рис. 1.8. представлены результаты измерения скоростей распространения продольных волн в процессе сжатия при боковом стеснении.

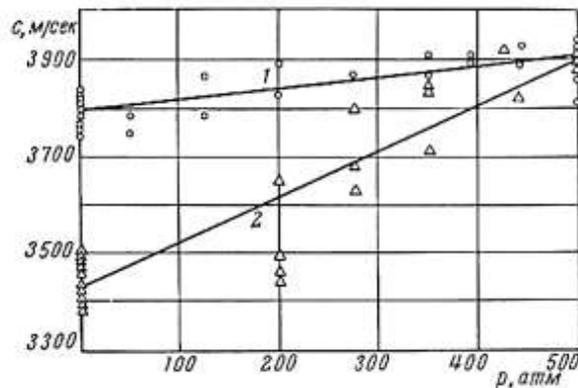


Рис. 1.8. Зависимости скорости продольных волн от давления в трансверсально-изотропном льде при ориентации волнового вектора вдоль (1) осей кристаллов и перпендикулярно (2) к ним при фиксированной температуре -5°C ... -7°C [Богородский и др. (1967)]

Авторы объясняют возрастание скорости распространения звука при увеличении давления «гомогенизацией» структуры льда. Обратим внимание, что вначале эксперимента длина волны соизмерима с размером кристаллов. Исходная анизотропия кристаллов в основном объясняет положение экспериментальных точек в ненагруженном льде. Дробление кристаллов, улучшение акустического контакта на межзеренных поверхностях, уменьшение влияния воздушных включений, уплотнение льда приводят к увеличению скорости звука частотой 500 кГц.

Ключевым вопросом применения акустических методов для количественных исследований деформационных изменений структуры льда является зависимость поглощения упругих волн от частоты.

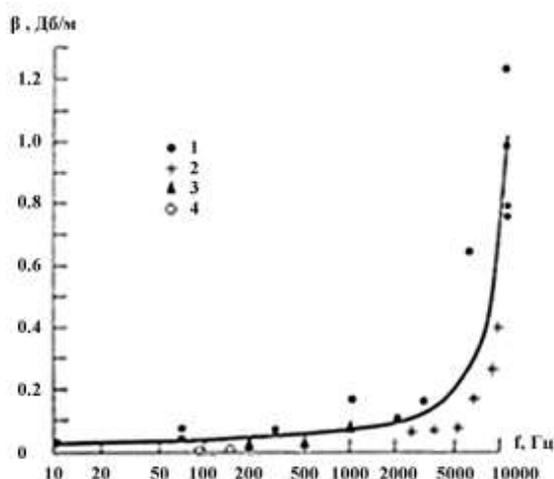


Рис. 1.9. Зависимость коэффициента затухания звука β , дБ/м от частоты f , Гц для ледникового льда в интервале частот от 10 до 10000 Гц [Богородский, Гусев (1973)].

Очевидно, что рэлеевское рассеяние на воздушных включениях, имеющих размеры значительно меньше длины волны, не вносит заметного вклада в общий механизм ослабления звуковых волн во льду.

Анализ частотной зависимости затухания в диапазоне от 10 до 30 кГц и температуре -51°C во льду выполнен в публикации [Price (1993, 2006); Price et al. (2009)].

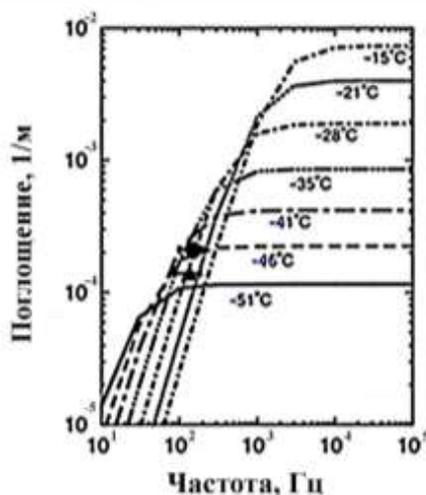


Рисунок 1.10. Зависимости коэффициента поглощения звука ($1/\text{м}$) от частоты для фиксированных температур. Значками (точки и треугольники) обозначены результаты экспериментальных измерений [Price (1993, 2006); Price et al. (2009)].

Отметим, что расхождение значений коэффициента поглощения звука в ледниковом льде по данным измерений разными авторами *in situ* составляет около 30%. Тогда как в лабораторных условиях погрешность измерений коэффициента поглощения не превышает 15%, например, [Dantl (1969)] $\alpha = (4,77 \pm 0,67)10^{-3} \text{ м}^{-1}$. Это подтверждает целесообразность идентификации образцов перед измерениями.

Согласно классической теории распространения звука в упруговязкой среде численное значение коэффициента поглощения продольных волн в области $\alpha\lambda \ll \pi$ определяется следующим выражением

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho V^3} \left[\frac{4}{3}\eta' + \chi \left(\frac{1}{C_v} - \frac{1}{C_p} \right) \right] \quad (1.4)$$

где $\omega=2\pi f$ — круговая частота, ρ — плотность, V — скорость звука, η' — сдвиговая вязкость, χ — коэффициент теплопроводности, C_p и C_v — теплоемкость соответственно при постоянном давлении и объеме. Эта формула применима, строго говоря, к изотропным телам, однако по порядку величины она определяет закон поглощения ($\alpha \sim \omega^2$) и в анизотропных материалах. В поликристаллическом льде затухание ультразвука определяется рассеянием и поглощением.

На рис. 1.11 экспериментальная зависимость поглощения звука от частоты аппроксимирована прямыми отрезками линий ($\alpha \sim f^2$). Соблюдение квадратичной зависимости поглощения звука от частоты при выполнении условия $\alpha\lambda \ll 1$, где $\lambda = V/f$ — длина волны звука, позволяет считать, что избыточное поглощение $\alpha_{изб}$ характеризует пластические деформации льда (накопление деформационных нарушений структуры). Большим деформациям соответствует большее количество деформационных дефектов.

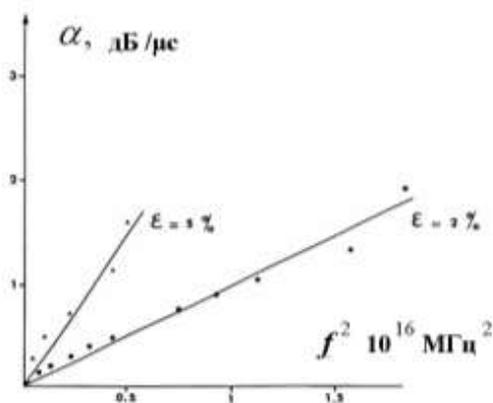


Рисунок 1.11. Зависимости избыточного затухания $\alpha_{изб}$, дБ/мкс от квадрата частоты f^2 МГц², (линии — рассчитанные значения, точки — измерения); $\alpha_{изб}$, дБ/мкс — разность между затуханием после деформации и затуханием перед деформацией.

Влияние отжига (температуры и времени выдержки) на зависимость поглощения ультразвуковых волн частотой 5 МГц в монокристалле пресноводного льда проиллюстрировано на рисунке 1.12. Фронт распространения волны ориентирован под углом 45° к оптической оси кристалла. Основным результатом опытов состоит в том, что при длительном отжиге восстанавливается исходная структура дислокаций на границах зерен.

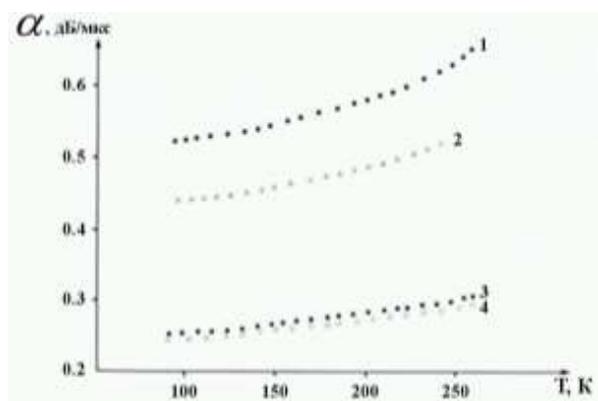


Рисунок 1.12. Зависимость поглощения ультразвука от температуры в монокристалле льда: кривые 1, 2 — после 5% деформации, 3, 4 — до деформации, 2, 4 — после отжига в течение соответственно 150 и 300 часов [Tatibouet et. al. (1975)].

Таким образом, пластические деформации, обусловленные движением дислокаций, приводят к изменению скорости звука и коэффициента его поглощения.

Соответственно изучение акустических параметров пресноводного льда, включая частоту, интенсивность и амплитуду сигналов акустической эмиссии, а также скорость распространения упругих волн и диссипацию акустической энергии, в принципе является перспективным направлением исследований в механике деформирования и разрушения пресноводного льда.

В качестве базовой концепции исследований может рассматриваться влияние микроструктуры пресноводного льда на его макрохарактеристики, установление связи акустических параметров льда с накоплением деформационных дефектов и оценка по акустическим параметрам механизмов деформации и характеристик льда в любой точке деформационной кривой.

Соответственно вопрос о применении акустических методов для количественного изучения деформационных изменений структуры пресноводного льда в процессе квазистатического нагружения состоит в решении ряда методических задач, последовательность рассмотрения которых определяется изначально известными экспериментальными фактами.

Так, для поликристаллического льда выделение стадий пластической деформации основано на характерных точках деформационной кривой $\sigma=f(\epsilon)$ (рис. 1.13) [Mellor (1980)].

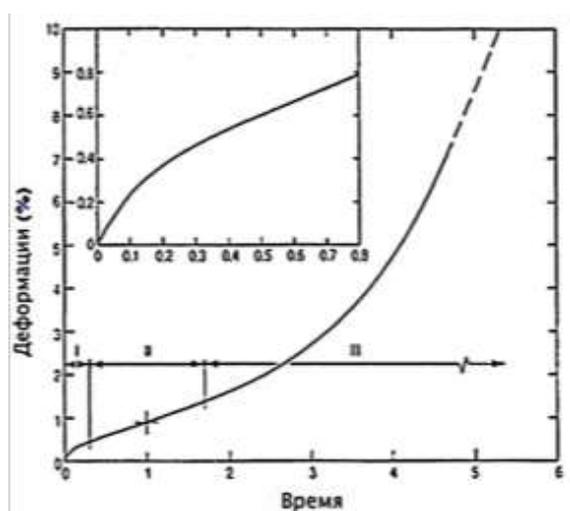


Рис. 1.13. Полная деформационная кривая ползучести в координатах *деформация — время* для изотропного льда при постоянном напряжении (время безразмерное) и ее стадии: I – первичная, II – вторичная, III – третичная; мгновенная упругая деформация не изображена из-за ее малости; на врезке – типичная кривая ползучести при низком уровне деформаций [Budd et al. (1989); Hooke (1987)].

Фактически границы упругого и пластического поведения материалов определяются условными величинами. Например, предел текучести $\sigma_{0,2}$ определяется напряжениями, при которых достигается остаточная деформация 0,2% [Физические величины. Справочник (1991)].

Несмотря на то, что роль упругих напряжений в механике льда является принципиальной, вопрос о физическом (истинном) пределе упругости применительно ко льду до сих пор остался не рассмотренным. Поэтому должна быть разработана методика, позволяющая определять значения физических пределов упругости и текучести льда и учитывающая деформационные изменения его структуры.

Геометрический способ выделения первичной стадии ползучести (рис. 1.13) также носит качественный характер. Границы такого выделения определяются по форме деформационной кривой в предположении о возможном существовании двух противоположных механизмов: упрочнения и разупрочнения структуры льда.

Для стадии переходной «вторичной ползучести» II в качестве критерия выбрана точка перегиба на кривой ползучести при деформации около 1%. Границы этой стадии «определены» деформацией 0,5% и 2%. Достижение льдом состояния, соответствующего точки перегиба, сопряжено с большими временами наблюдения (многие месяцы и, даже, годы), что трудно реализовать в лабораторных условиях.

Границы третьей стадии ползучести (рисунок 1.13) намечены из соображений, что минимальная скорость деформации при вторичной ползучести льда соответствует моменту, когда накопленные внутренние напряжения уравниваются процессами релаксации и рекристаллизации. Соответственно разрушение ячеистой субструктуры и возрастание деформации, обусловленное увеличением сдвига в каждой системе скольжения и уменьшающимся коэффициентом деформационного упрочнения (параболическая зависимость $\sigma = f(\varepsilon)$) рассматривается как граница третьей стадии ползучести. Однако процессы (формирования границ субзерен, дислокационных стенок и т.д.) в «чистом» виде проявляются только при боковом стеснении, поскольку при испытаниях образцов, например, на осевое сжатие, лед становится хрупким задолго ($\sim 0,6\sigma_{\max}$) до достижения предельных напряжений [Petrenko et al. (1999); Schulson et al (2009); Епифанов (1982)]. Ограничение роста трещин может быть установлено только при «боковом стеснении», например, при механических испытаниях в условиях компрессионного сжатия. Такой подход, по-видимому, помимо того, что позволит исследовать третью стадию пластичности льда, также открывает возможность моделировать процессы, происходящие во льду в условиях залегания.

Трудности в достижении второй стадии пластичности послужили причиной активных исследований микроструктур льда в ледниковых ядрах [Wilson, Burg (1986); Hamann et al. (2007); Wilson et al. (2014); Alley et al. (1995); Wang et al. (2003); Durand et al. (2007); Montagnat et al. (2014)]. Наблюдения природных микроструктур выявили гетерогенные деформации и внутренние напряжения, которые проявляются в виде границ субзерен и дислокационных стенок, изогнутых полос скольжения, а также в выпучивании границ зерен [Wang et al. (2003); Faria et al. (2014); Kipfstuhl et al. (2006, 2009); Weikusat et al. (2011)]. Дислокационные структуры, вызванные дефектами и называемые «границы субзерен», формируются в результате локализованных искажений кристаллической решетки [Конева и др. (1990)].

Наблюдения границ субзерен в естественно деформированном льде выполняли с помощью новых методов микроскопии [Kipfstuhl et al. (2006)], дифракции X-лучей Лауэ [Miyamoto et al. (2011); Weikusat et al. (2011)] и дифракции электронов обратного рассеяния [Urai et al. (1986); Weikusat et al. (2010)]. Эти исследования подтвердили присутствие во льду не только параллельных, но и нормальных к базисным плоскостям границ, а также зигзагообразные комбинации из них [Hamann et al. (2007); Weikusat et al. (2009a,б)]. В целом эти наблюдения генерировали ряд ключевых вопросов, связанных с протеканием процессов деформационных изменений структуры льда, включая рекристаллизацию его структуры.

Современное понятие термина "рекристаллизация" как зарождение и рост новых зерен благоприятно ориентированных для деформации [Paterson (1994)] рассматривает перекристаллизацию как "любую переориентацию решетки, вызванную миграцией границ зерен и/или формированием границ нового зерна" [Urai et al. (1986); Drury et al. (1990); Passchier et al. (2005)]. Однако визуальный осмотр зернограницных форм не является надежным методом для их количественной идентификации, поскольку стадии пластичности не имеют резких визуальных границ, а изготовление шлифов сопряжено с нарушениями тонкой структуры льда. К тому же фактически различные процессы происходят одновременно и конкурируют или дополняют друг друга. Поэтому важным направлением дальнейших исследований деформационных изменений структуры льда является количественное определение этих изменений (без изготовления шлифов) неразрушающими методами и контроль этих изменений непосредственно в процессе механических испытаний.

В большинстве механических испытаний, выполненных при температурах выше -15°C и напряжениях выше, чем $0,3\text{ МПа}$ (минимальная скорость деформации 10^{-8} с^{-1}), вторичная ползучесть сменяется третичной ползучестью после 1-2% деформации, которая в конечном итоге достигает стабильного, стационарного режима после 10% деформации [Budd et al. (1989)].

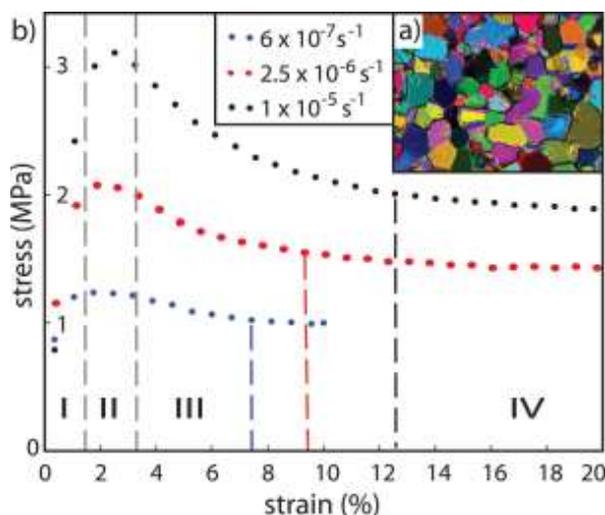


Рис. 1.14. Зависимости напряжений от деформаций для разных скоростей деформирования пресноводного льда [Budd et al. (1989)]. Вертикальные штриховые линии – границы стадий пластической деформации.

Процессы перекристаллизации очень чувствительны к температуре, концентрации внутренних напряжений и плотности дислокаций, локализованных вблизи границ зерен, а также к содержанию примесей. В результате воздействия этих факторов границы зерен приобретают "жидкоподобную" или "стеклянную" структуру [Weikusat et al. (2011)]. В глубоко залегающем слое льда при температуре выше -10°C на границах зерен обнаружены микровключения [Faria et al. (2014)].

Течение льда, как правило, представляют с помощью «закона течения Глена» [Glen (1955, 1958)], который предложил аппроксимацию экспериментальных данных нелинейной зависимостью скорости деформации от напряжений в виде

$$\dot{\varepsilon} = k\sigma^n \quad (1.5)$$

или

$$\dot{\varepsilon} = A \frac{\sigma^n}{d^p} \exp\left(-\frac{Q+PV}{RT}\right) \quad (1.6)$$

где $\dot{\varepsilon}$ — скорость деформации, A — коэффициент, n — показатель степени при напряжении, d — размер зерна, p — показатель степени при размере зерна, Q — энергия активации ползучести, P — гидростатическое давление, V — объем активации ползучести, R — газовая постоянная, T — абсолютная температура.

Петтит [Pettit (2014)] внес изменения в уравнение (1.6) и представил зависимость тензора скорости деформации от девиатора напряжений:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = E_1 A_0 \exp(-Q/RT) \tau_{ij}^{n-1}, \quad (1.7)$$

где $\dot{\varepsilon}_{ij}$ - тензор скорости деформации, τ_{ij} - тензор девиатора напряжений и τ - квадратный корень из второго инварианта тензора девиатора напряжений. Показатель n в законе течения обычно предполагается равным 3 [Cuffey et al. (2010)]. A_0 - эмпирический параметр жесткости для чистого изотропного льда. Влияние температуры учтено соотношением Аррениуса, где T - температура, Q - энергия активации ползучести (обычно 60 кДж/моль) и R - универсальная газовая постоянная (8,314 Дж/(К моль)). Коэффициент усиления, E_1 , находится из экспериментально определенных изменений скорости деформации.

На стадии третичной ползучести, показатель степени n при напряжении в законе течения Глена может достигать довольно больших значений. Так, например, при напряжениях 1,6 МПа и температуре -1.9°C $n > 10$. Из этого следует, что закон течения Глена представляет интерес только как удобная форма для математической обработки результатов измерений, но не отражает деформационные изменения структуры льда.

Чтобы сравнить результаты лабораторных испытаний с измерениями скорости ледника, применяется метод экстраполяции [Steinemann (1954); Lile (1978); Jacka et al. (2000); Talalay et al. (2007)]. Эффективность такого приема может быть повышена и максимальная ползучесть достигнута за непродолжительный период наблюдений, если выполнять механические испытания в условиях бокового стеснения (например, применять гидростатическое сжатие).

При деформировании льда происходят необратимые изменения его структуры, а, следовательно, и изменение его реологических и прочностных характеристик. Однако уравнения типа $\dot{\varepsilon} = f(\sigma, T)$ изначально предполагают неизменность структуры [Frost et al. (1989)], модель (1.7) не позволяет прогнозировать механическое поведение льда.

Для монокристаллов льда параметры ползучести n и Q , полученные разными исследователями в основном имеют близкие значения, соответственно $n \approx 2$ и $Q = 40-78$ кДж/моль (таблица 1.5).

Таблица 1.5. Параметры n и Q для монокристалла льда, ориентированного для базисного скольжения

Ссылка	n	Q , kJ mol ⁻¹	Комментарий
Steinemann [1954]	1.5 - 3.9		constant σ
Griggs and Coles [1954]	-2		constant σ
Butkovitch and Landauer [1958]	2.5		constant σ
Readey and Kingery [1964]	2 - 2.5	59.8	constant $\dot{\epsilon}$
Wakahama [1967]	2.3		constant $\dot{\epsilon}$
Jones and Glen [1968]	-2.3	40 ± 2	constant σ , 203 < T < 223 K
Jones and Glen [1968]		68	constant $\dot{\epsilon}$, 203 < T < 253 K
Jones and Glen [1969]	2 - 3	42 - 75	constant $\dot{\epsilon}$
Jones and Glen [1969]	-2.3	65 ± 3	constant σ
Ramseier [1972]	2.5	59.5	constant σ
Ramseier [1972]	-2		constant $\dot{\epsilon}$
Homer and Glen [1978]	-2	78 ± 4	constant σ

Для поликристаллического льда с размером зерна ≥ 1 мм (таблица 1.6) для большинства из представленных экспериментов получено значение коэффициента при напряжении $n \approx 3$.

Таблица 1.6. Параметры ползучести для поликристаллического льда

Ссылка	n	Q_{creep} , kJ mol ⁻¹
	$T \leq 263$ K	
Glen [1955]	~3	
Steinemann [1958]	3.1-3.6	83
Mellor and Smith [1966]	3.5	45
Mellor and Testa [1969a]		67.5
Barnes et al. [1971]	3.1	77
Ramseier [1972]	2.5	59.9
Ramseier [1972]	3.1	59.9
Gold [1973]		65
Hawkes and Mellor [1972]	3	
	$T > 263$ K	
Glen [1955]	3.2	135
Steinemann [1958]	2.8-3.2	135
Mellor and Testa [1969a]	3.2	167
Barnes et al. [1971]	3.2	120

В таблице 1.7 приведены результаты многочисленных экспериментов с поликристаллическим льдом с размером кристаллов ≥ 200 мкм при больших давлениях сжатия в широком диапазоне температур и напряжений.

Таблица 1.7. Параметры в законе течения для льда при $P=50$ МПа

T, K	$\log_{10} A,$ $MPa^{-n} s^{-1}$	n	$Q,$ $kJ mol^{-1}$	$V,$ $m^3 mol^{-1}$	Ссылка
240-258	11.8 ± 0.4	4.0 ± 0.6	91 ± 2	-13×10^{-6a}	<i>Kirby et al.</i> [1987]
195-240	5.10 ± 0.03	4.0 ± 0.1	61 ± 2	$-13 \pm 3 \times 10^{-6}$	<i>Kirby et al.</i> [1987]
140-195	-2.8 ± 0.6	6.0 ± 0.4	39 ± 5	-13×10^{-6a}	<i>Durham et al.</i> [1997]

В таблице 1.8 приведены данные ползучести для поликристаллического льда (диаметр зерна 1 мм).

Таблица 1.8. Параметры ползучести льда при низких (0,01-1 МПа) напряжениях (диффузионный механизм скольжения)

Ссылка	d, mm	n	p	T, K	$Q,$ $kJ mol^{-1}$
<i>Steinemann</i> [1954]	0.5-5	1.85		268	
<i>Glen</i> [1955]		~ 1.5		260-273	
<i>Jelinek and Brill</i> [1956]	1-2	-1		258-268	67
<i>Butkovitch and Landauer</i> [1960]	3-20	0.86-1.15		254-272	60
<i>Mellor and Smith</i> [1966]	0.8	-1		238-273	75
<i>Bromer and Kingery</i> [1968]	1-10	-1	1.95	260-270	50
<i>Mellor and Testa</i> [1969b]	1	1.8		271	
<i>Colbeck and Evans</i> [1973] ^b	2	1.3		273	
<i>Baker</i> [1978a, 1978b]	0.6-1	2.8, 3.7	2.35 ^c	~ 265	
<i>Pimienta and Duval</i> [1987]	1-2	~ 1.5		258	
<i>Duval and Castelnau</i> [1995]	1	1.8		260	

Значение показателя при напряжениях при низких напряжениях уменьшается до < 2 . Это уменьшение было объяснено диффузионным механизмом ползучести (например, [*Mellor* (1973)]). Экспериментальные данные, приведенные в таблицах 1.5-1.8, обобщены и использованы для составления диаграммы вкладов (карты) механизмов деформаций для льда (рисунок 1.15) [*Фрост, Эшби* (1989)].

Если зернограничное скольжение медленнее базисного скольжения, то скорость ползучести поликристаллического льда характеризуется $n = 1,8$. Если внутрикристаллическое скольжение по базисной системе скольжения происходит медленнее, чем зернограничное скольжение, то скорость ползучести характеризующимся $n = 2,4$.

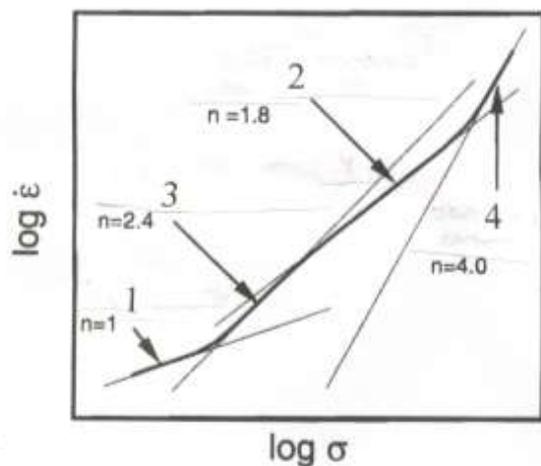


Рис. 1.15. Диаграмма относительных вкладов каждого из четырех механизмов для льда как функция напряжения: (1) — диффузионный, (2) — смешанный (зернограничный с базисным), (3) — (базисный с зернограничным), (4) — дислокационной ползучести [Фрост, Эшби (1989)]

Переход от зернограничного к базисному скольжению происходит при практически достижимых в лабораторных условиях скоростях деформации (выше 10^{-8} с^{-1}) только для образцов с малым размером зерна. Границы переходов от одного механизма к другому (в рамках модели неизменности структуры) устанавливаются в соответствии с параметрами конститутивного уравнения (таблица 1.9).

Таблица 1.9. Параметры конститутивного уравнения

Механизм	A	n	Q, кДж/моль
Дислокационный T<258 К	$4,0 \cdot 10^5 \text{ (МПа)}^4 \text{ с}^{-1}$	4,0	60
Дислокационный T>258 К	$6,0 \cdot 10^{28} \text{ (МПа)}^4 \text{ с}^{-1}$	4,0	18
Зернограничный T<255 К	$3,9 \cdot 10^{-3} \text{ (МПа)}^{-1,8} \text{ м}^{1,4} \text{ с}^{-1}$	1,8	49
Зернограничный T>255 К	$3,0 \cdot 10^{26} \text{ (МПа)}^{-1,8} \text{ м}^{1,4} \text{ с}^{-1}$	1,8	192
Базисный	$5,5 \cdot 10^7 \text{ (МПа)}^{2,4} \text{ с}^{-1}$	2,4	60

Тем не менее, попытки применить закон течения Глена к описанию движения льда в ледниках выявили несоответствие с результатами наблюдений. Так, в концевой зоне ледника Тэйлор (Восточная Антарктида) установлено, что при температуре $-17,8^\circ \text{ С}$ и толщине льда 100 м поверхностная скорость ($> 5 \text{ м/год}$) в 20 раз больше, чем можно ожидать, согласно закону течения Глена. Наблюдения на леднике № 1 (Китай) также показали, что 60-80% деформаций локализованы в придонном слое ледника [Echelmeyer et al. (1987)].

Рассмотрены различные факторы [Fitzsimons (2006)], которые могли бы повлиять на скорость деформации, включая размер кристалла, ориентация, примеси, содержание воды и др. [Budd *et al.* (1989)]. Из этих факторов признание получили базисное скольжение и размер кристалла [Cuffey *et al.* (2000а,б)]. Однако их влиянием удалось лишь частично объяснить превышение поверхностной скорости ледника над расчетным ее значением [Thorsteinsson *et al.* (1999)].

Была принята гипотеза о неравномерном распределении деформаций по высоте ледника, причем 85-98% деформаций реализуется в придонном льде [Samyn *et al.* (2005b); Pettit *et al.* (2014)]. Согласно оценке, толщина этого слоя должна быть 10-15 м и лед должен быть в 20-40 раз мягче, чем в вышележащих слоях [Fitzsimons (2006)]. Увеличение скорости деформаций в 40 раз, по сравнению со скоростью для изотропного льда, возможно, если ориентация *c*-осей кристаллов льда в направлении сдвига [Miyamoto *et al.* (1999)]. Именно особенности текстуры придонного (промежуточного слоя) и его реологические свойства, отличные от чистого, однородного, изотропного льда, могут объяснить дефицит скорости.

Кроме того, была выявлена уникальная особенность льда, заключающаяся в том, что гидростатическое давление существенно влияет на сопротивление льда сдвигу. Эксперименты показывают, что предел текучести достигает своего максимума при значениях от 2 до 3 МПа при $-11,5^{\circ}\text{C}$, но дальнейшее увеличение давления приводит к падению сдвиговой прочности [Епифанов (2008)].

Выполнен цикл работ по созданию классификации дислокационных структур и установлению их эволюции при деформации [Конева и др. (1990)], которая объясняет смену стадий пластической деформации. Так, для металлов было установлено, что с увеличением деформации увеличивается не только число дислокаций, но изменяется их пространственное распределение. Наиболее характерными является высокая плотность дислокаций в межзеренных стенках и почти полное их отсутствие внутри ячеек. Границы между отдельными кристаллами рассматриваются как внутренние плоскостные дефекты. Нарушения ориентации решетки внутри зерна льда приводит к образованию подграницы [Hirth, Lothe (1992)]. Разупорядоченность молекул в этих областях позволяет считать эти области подобными жидкости [Mader (1992); Nye (1992)]. Границы зерен, будучи местами локальных неоднородностей, могут проявлять себя как источники точечных дефектов и дислокаций [Liu *et al.* (1993)].

Таким образом, наряду с главной особенностью льда, которая заключается в его высокой гомологической температуре $T/T_{273} \approx 0.9$ и строении кристаллической решетки, имеется ряд экспериментально установленных положений и фактов, которые могут стать отправными для разработки базовой концепции дальнейших исследований механики деформирования и разрушения пресноводного льда с помощью акустических методов.

1. Выявлено решающее влияние микроструктуры льда на его течение [Lister, Hobbs (1980)], деформацию [Passchier, Trouw (2005)], механизмы деформации [Fliervoet et al. (1997); Linckens et al. (2011)] и на временную прочность, развитие предпочтительной ориентации кристаллов [Ebert et al. (2007)], зернограничное скольжение [Svahnberg, Piazzolo (2010); Kilian et al. (2011)], а также на процесс передачи напряжений [Renner et al. (2007); Hunter et al. (2016)].

2. Лед проявляет высокую анизотропию вязкопластичности и преимущественный механизм скольжения по базисным плоскостям при умеренных напряжениях [Glen, Perutz (1954); Steinemann (1954)]. При высоких значениях напряжений сдвига скольжение по базисным плоскостям перестает быть определяющим, становится возможным скольжение по другим плоскостям [Wilson et al. (2014)], причем скорости деформаций в условиях залегания, 10^{-8} - 10^{-10} с⁻¹, близки к доступным (10^{-5} - 10^{-7} с⁻¹) в лаборатории [Goldsby (2006)].

3. Несмотря на большое количество исследований, многие вопросы реологии льда остаются без ответа, а механизмы, которые определяют деформацию и управляют скоростью деформации, все еще находятся в стадии обсуждения. В настоящее время очень немного известно о связи напряжений со скоростью деформации при больших девиаторных напряжениях. Эмпирические уравнения не достаточно отражают деформационные изменения структуры льда. Возникла потребность в физических методах, которые позволили бы проследить эволюцию размера зерна непосредственно в процессе механических испытаний.

По сравнению с предыдущими экспериментами, которые фиксировали только начальные и конечные стадии деформационных изменений микроструктуры, такой подход [Cuprych et al. (2016)] имеет явное преимущество, поскольку намечает возможность количественной оценки деформационных изменений структуры льда непосредственно в процессе деформирования, а также установления взаимосвязи между его макроскопическими характеристиками и структурой.

1.2. Адгезионная прочность льда

В этом разделе содержится краткий анализ работ по адгезионной прочности льда, экспериментальной механике его контактного деформирования и разрушения. Основными вопросами являются методы определения и влияние различных факторов на адгезионную прочность льда, применение акустических методов для исследования кинетики разрушения фрикционного контакта. Помимо физического подхода изучения структуры льда, используются также механический и континуальный подходы.

Фрикционный контакт характеризуется локализацией всех видов деформации и разрушений льда под контактом и в объеме [Колесников, Морозов (1989)]. Представляет интерес механизм передачи напряжений из промежуточного слоя в объем льда и траектория трещины в неоднородном напряженном льде (рис. 1.16).

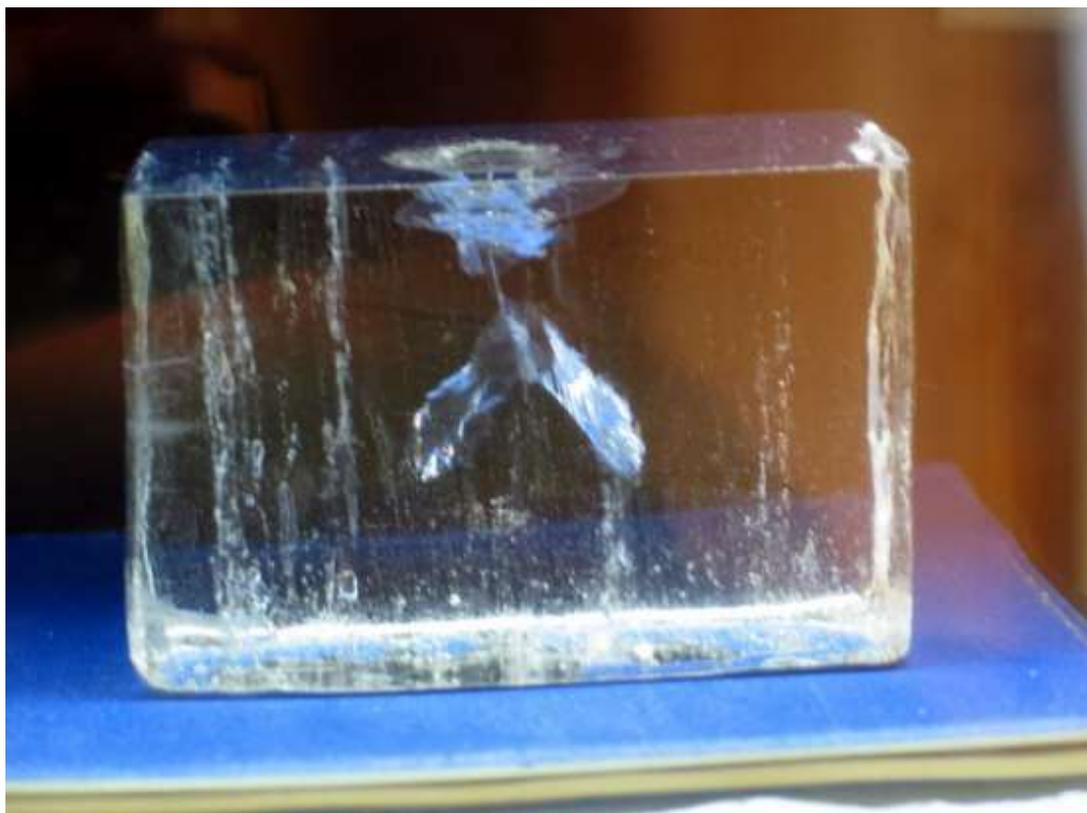


Рис. 1.16. Фигуры контактного, объемного разрушения и медианная трещина, возникшие при внедрении плоского кругового в плане штампа с диаметром основания 20 мм в пресноводный поликристаллический лед. Фото автора.

На границе переходного слоя проросла медианная макротрещина. Достигнув скопления дислокаций при пересечении плоскостей скольжения, находящегося под воздействием сильных растягивающих напряжений, первоначальная трещина трансформировалась в симметричную полукруговую трещину. Существенным фактом, влияющим на механизм передачи напряжений в объем льда, является прочность прилипания льда к рабочей поверхности штампа.

Адгезионную прочность льда часто связывают с физическими свойствами контактирующих тел. Так, прочность пристаивания льда к смачиваемым материалам (металлы, стекло, горные породы) оцениваются значением около 2,0-2,1 МПа, а к несмачиваемым материалам (полимеры) на порядок меньше, 0,18-0,21 МПа [Кобеко П.П., Марфей Ф.И. (1946)]. Однако придавать гидрофильности материала преимущественное значение, по-видимому, не следует. Например, на адгезионную прочность ледяной корки на металлах в не меньшей мере влияет различие коэффициентов температурного расширения льда и металла. Заметим также влияние других факторов (структура льда на границе контакта и неровность подложки, скорость приложения нагрузки, напряжение вблизи поверхности раздела, включая повторное намораживание-размораживание, состояние поверхностей контакта).

Рассмотрим эти и другие факторы, которые влияют на адгезионную прочность соединения льда с реальными «подложками», а, следовательно, имеют отношение к взаимодействию льда с ледостойкими сооружениями, корпусами ледоколов, а также к движению ледников по подстилающей поверхности (его ложу).

Поскольку в реальных условиях разрушение на границе лед-конструкция происходит при сдвиге в условиях гидростатического сжатия, а в теории рассматривается преимущественно испытание на отрыв, то в методических целях рассмотрим *методы определения адгезионной прочности льда* не только на сдвиг, но и на отрыв. Обратим внимание на малоисследованные ранее факторы, например, боковое стеснение, соотношение сдвиговых и нормальных напряжений, дополнительные сдвиговые напряжения в условиях сложного сдвига и структуру льда в зоне контакта. Описание методов и устройств, их реализующих, приведено в работе [Гольдштейн, Епифанов (2011)]. На рис. 1.17 показаны схемы нагружения, реализованные при испытаниях гладких цилиндрических и плоских образцов льда.

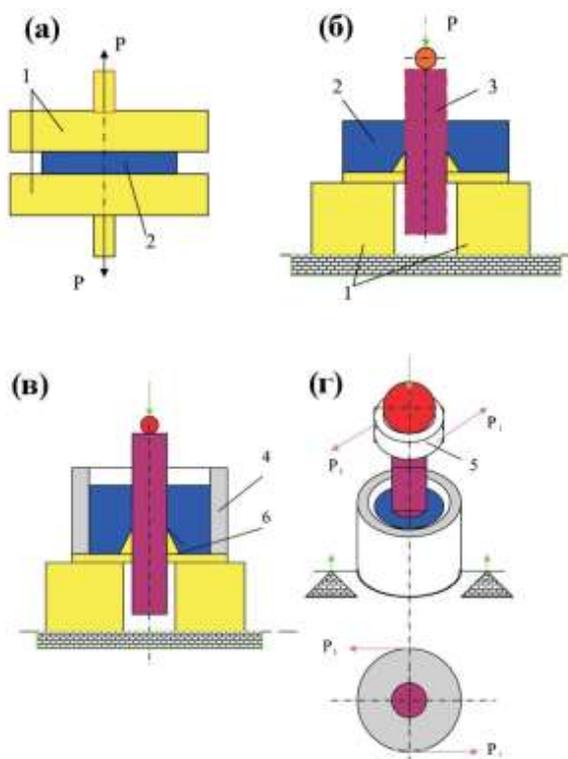


Рис. 1.17. Схемы нагружения: а — на отрыв; б — на осевой сдвиг; в — на сдвиг в условиях стеснения; г — на сложный сдвиг; 1 — опора, 2 — лед, 3 — стержень, 4 — ограничительная втулка; 5 — поворотное устройство; 6 — коническая втулка

Боковое стеснение достигалось замораживанием воды в зазоре между втулкой 4 и стержнем 3. Для мелкокристаллического льда со средним диаметром кристаллов 0,3 мм и менее отношение толщины свода к диаметру кристаллов более 8, что, по этому параметру исключает влияние толщины льда на результат измерений. Устройство позволяет экспериментально проверить влияние дополнительных сдвиговых напряжений на адгезионную прочность намороженного льда. Критический угол поворота определяли по смещению лазерного луча, отраженного от зеркала, установленного на образце. Момент разрушения адгезионного контакта определен как точка достижения предельного угла поворота, который происходит при максимальной силе сдвига.

Непосредственно в процессе испытаний на сдвиг синхронно записывали осевую силу, смещение и спектрограммы сигналов акустической эмиссии. Для контроля кинетики накопления в зоне контакта деформационных дефектов использовали физически обоснованную связь между акустическими, механическими свойствами льда и его структурой [Епифанов, Глазовский (2011)].

Сложный сдвиг (рис. 1.17) создается с помощью отдельно задаваемых осевой силы P и момента M (создается парой сил P_1 , лежащих в плоскости, ориентированной ортогонально к оси сдвига). Развязка достигается тем, что осевая сила P прикладывается к стержню через поворотное устройство, которое состоит из шаровой опоры и упорного подшипника. Момент создается парой сил P_1 , которые прикладываются к цилиндрическому стержню, на который наморожен лед.

В процессе испытаний измеряют значение осевой силы (± 5 Н), осевое смещение стержня относительно замороженного льда ($\pm 0,005$ мм), при сложном сдвиге — угол поворота ($\pm 1^\circ$), а также регистрируют сигналы акустической эмиссии и температуру льда ($\pm 0,1^\circ$). После эксперимента исследуют структуру льда в поляризованном свете.

При прочих равных условиях оказалось, что осевая сила сдвига возрастает с увеличением продолжительности контакта на 11%, в то время как при испытаниях на отрыв плоских образцов увеличение продолжительности контакта дало двукратное возрастание адгезионной прочности. По-видимому, на адгезионную прочность соединения влияет не только температурно-временной режим, но также форма поверхности контакта и нормальные напряжения.

Влияние температуры. В работе [Ozeki *et al.* (2006)] адгезионную прочность *свежзамороженного* льда на подложку определяли в испытаниях на сдвиг в интервале температур от -5°C до -25°C (рис. 1.18).

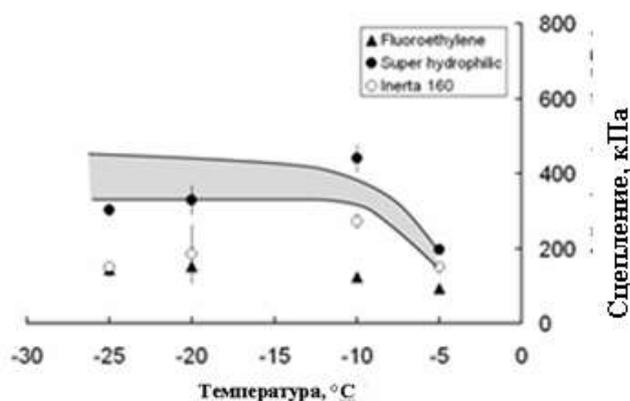


Рис. 1.18. Температурная зависимость адгезионной прочности соединения льда с нержавеющей сталью (серая область) и полимерными подложками (треугольники и кружки) [Ozeki *et al.* (2006)]

Поскольку измерения выполнялись со *свежзамороженным* льдом (время формирования адгезионного контакта 2 часа), то для подложки из нержавеющей стали получены заниженные значения адгезионной прочности по сравнению с определенным прецизионным методом [Кобеко и др. (1946)]. Отметим, что при температурах выше -13°C наблюдается излом кривой *температура-напряжение*, а ниже этой температуры адгезионная прочность льда практически перестает зависеть от температуры. Поскольку разделение кривой на два отрезка фактически связано с хрупким и вязким состояниями льда, то излом кривой можно рассматривать как реперную точку при определении адгезионной прочности пресноводного льда.

Известно также, что увеличение давления повышает температуру плавления пресноводного льда. Возможность появления при высоких давлениях очага плавления следует из взаимосвязи между давлением и повышением температуры плавления пресноводного льда. Напряжение, при котором должна образоваться межкристаллитная пленка талой воды (рис. 1.19) при температуре -13°C (в точке излома кривой рис. 1.18) может быть оценено из приближенного термодинамического соотношения [Пехович (1983)]

$$\Delta t [^{\circ}\text{C}] = -7,8 \cdot 10^{-2} \sigma [\text{МПа}], \quad (1.8)$$

где σ , МПа – гидростатическое сжатие, $\Delta t^{\circ}\text{C}$ – изменение температуры плавления. Подставляя значение $|\Delta t|=13^{\circ}$ в соотношение (1.8), находим значение напряжения около 166 МПа. При таком давлении возможно образование на поверхности контакта водной плёнки, которая уменьшит площадь контакта и, соответственно, уменьшит адгезионную прочность. Таким образом, меньшее, чем у П.П. Кобеко, значение адгезионной прочности (0,4 МПа), полученное в работе [Ozeki *et al.* (2006)], по-видимому, обусловлено малым временем формирования адгезионного контакта.

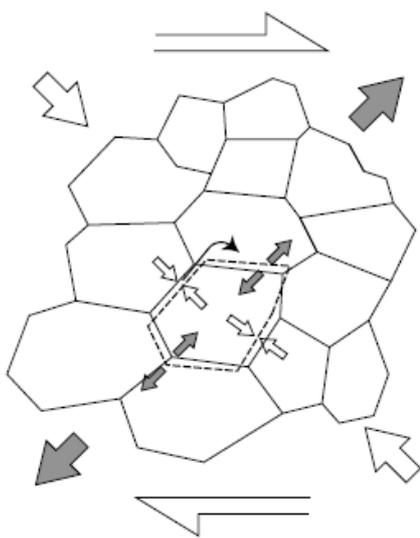


Рисунок 1.19. Схематическое изображение плавления границы зерен при сдвиге, иллюстрирующее плавление на контактах зерна при высоком напряжении (компрессионное сжатие) и при низком напряжении (деформационные напряжения). Талая вода движется по границам зерен.

Влияние бокового стеснения. На рис. 1.20 показаны деформационные зависимости при испытании на сдвиг при

-21°C для пресноводного льда, замороженного на металлический стержень. Кривая 2 получена в условиях бокового стеснения, а кривая 3 — без стеснения для замороженного льда с толщиной свода 20 мм. Амплитуда кривой 3 почти в два раза меньше (480 Н), чем амплитуда кривой 2 (1 кН).

В условиях стеснения хрупкое разрушение льда «заторможено», а для вязкого разрушения требуются большие напряжения.

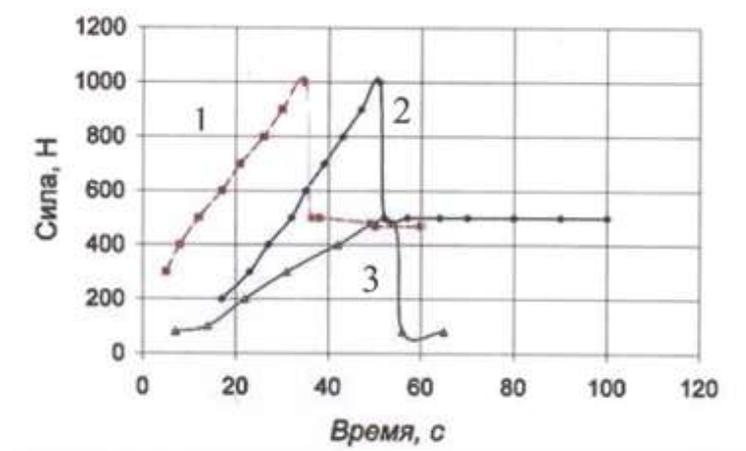


Рис. 1.20. Деформационные зависимости при испытании льда на сдвиг (влияние бокового стеснения для намороженного льда толщиной свода 20 мм): 2 — в условиях стеснения, 3 — без стеснения [Гольдштейн, Епифанов (2011)].

Эти экспериментальные факты представляют интерес для дальнейшего изучения механизма адгезии в части, касающейся влияния нормальных напряжений на трение.

Влияние давления на пластическое течение. Предполагается, что при значениях давления меньше сотой доли объемного модуля упругости пластическое течение обусловлено сдвиговой (девиаторной) частью напряжений и на низкотемпературную пластичность и на ползучесть давление не влияет [Фрост и др. (1989)]. Однако уже при значениях давления около десятой доли объемного модуля упругости происходит «удваивание» предела текучести льда. Наблюдаемое возрастание напряжения течения и уменьшение скорости ползучести вызвано деформационными изменениями структуры. Давление становится независимой переменной и начинает оказывать влияние на деформационные свойства льда.

В ледниковых покровах максимальная глубина залегания ~ 3000 м. Это соответствует гидростатическому давлению около 30 МПа. Такое давление понижает температуру плавления T_m до $-2,5^\circ\text{C}$, с учетом коэффициента пересчета ($-0,044^\circ\text{C}\cdot\text{MPa}^{-1}$) [Hobbs (1974)]. При взаимодействии льда с ледостойкими сооружениями и корпусами ледоколов создаются такого же порядка локальные давления. Влияние гидростатического давления на ползучесть льда I_n исследовали в работе [Breton et al. (2016)]. Получены зависимости скорости ползучести в интервале от 10^{-8} до 10^{-7} 1/с от деформаций (от 1 до 10%) при фиксированном гидростатическом давлении и температуре (рис. 1.21).

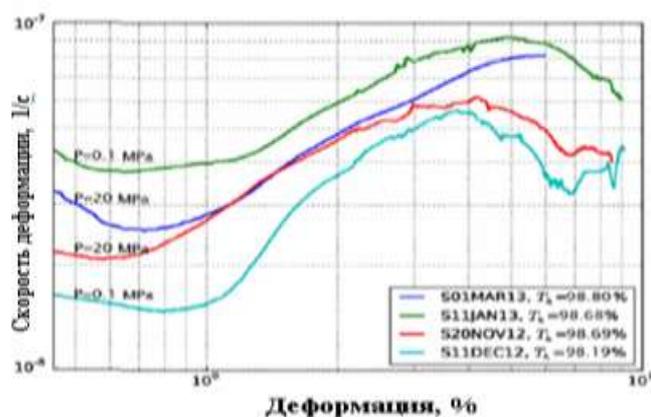


Рис. 1.21. Зависимость скорости деформации от деформации [Breton *et al.* (2016)].

Полученные кривые объяснены формированием дислокационных текстур, а изменение знака скорости деформации при давлении около 15 МПа, объясняют критическим давлением, при котором дислокации

сжимаются, что повышает скорость ползучести. Предполагается также, что критическое давление сильно зависит от увеличения объёма кристаллической решётки льда, обусловленного присутствием во льду дислокационных структур.

Эволюция микроструктуры поликристаллического льда при кратковременной ползучести в условиях стеснения может быть обусловлена протеканием следующих механизмов. При низких напряжениях скорость деформации определяется линейно-вязким торможением дислокаций при низкой скорости перераспределения протонов. При более высоких напряжениях скорость деформации определяется механизмом зарождения порогов. При еще больших напряжениях перемещение дислокаций приводит к созданию преимущественной ориентировки с-осей. Давление замедляет диффузию, которая разрушает эти структуры [Фрост и др. (1989)].

Влияние соотношения сдвиговых и нормальных напряжений. Результаты испытаний цилиндрических образцов с замороженным льдом при сложном сдвиге приведены на рис. 1.22. Сложный сдвиг создавали приложением осевой силы P и момента $M=0,25$ Нм.

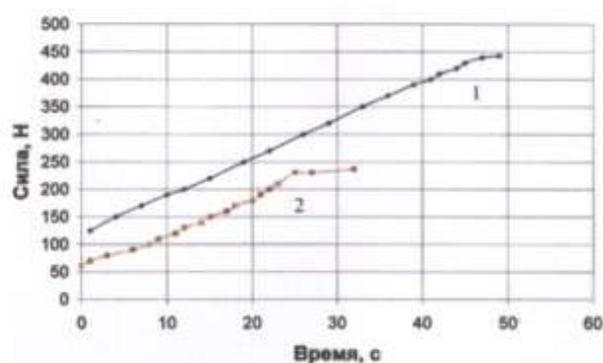


Рис. 1.22. Деформационные кривые при сдвиге цилиндрических образцов: 1— осевой сдвиг; 2— сложный сдвиг. [Гольдштейн, Епифанов (20011)]

Кривая 1 получена при $M=0$, а кривая 2 — при $M=0,25$ Нм; остальные условия те же самые (температура -21° С, скорость

перемещения грузовых площадок $1,7 \cdot 10^{-3}$ см/с). Из рисунка следует, что придание вращательного движения образцу льда снижает его адгезионное сопротивление сдвигу вдоль оси образца в два раза (с 0,47 до 0,25 МПа). Таким образом, подтверждено предположение о том, что адгезионная прочность определяется не только формой граничной поверхности, но также отношением нормальных и сдвиговых напряжений, причем большему значению этого отношения соответствуют меньшие затраты энергии.

Адгезия и прочностные свойства льда Анализ экспериментальных данных по адгезии льда к металлам и пластмассам выполняли с учетом физических и механических свойств льда, включая влияние температуры, скорости скольжения, пленки жидкой воды. На основе анализа хрупкого и пластического разрушения контакта была высказана гипотеза о существовании «внутренней» связи между коэффициентом трения скольжения льда и адгезионной прочностью соединения исследуемых твердых веществ [Raraty, Tabor (1958)].

На рисунке 1.23 представлена зависимость коэффициента трения льда по льду от скорости скольжения. На этой зависимости условно можно выделить две области скольжения, до и после достижения скорости 10^{-2} м/с. Такое разделение связано с разными механизмами движения, обусловленного водными пленками, которые образуются при трении и толщина которых зависит от скорости скольжения. При малых толщинах водной пленки, реализуется механизм водяной смазки, который уменьшает сопротивление, наоборот, — повышает вязкое сопротивление. При скорости около 10^{-3} мс⁻¹ проявляется прилипание и далее, примерно до 10^{-5} мс⁻¹,

коэффициент трения льда по льду возрастает, достигая 1,0 при 10^{-7} м с⁻¹.



Рисунок 1.23. Обобщенная зависимость коэффициентов трения льда по льду от скорости скольжения при температуре -10° С [Maeno et al. (2004)]

В отличие от Табора [*Raraty, Tabor (1958)*], который рассматривал рост коэффициента трения как результат комбинации сдвиговых и нормальных напряжений, Маэно и Аракава объясняли его увеличение в области малых скоростей скольжения образованием «мостичных связок» при спекании льда. Согласно новым представлениям, коэффициент трения льда по льду выражается как $\mu = L_M \tau \sigma$, где τ и σ - соответственно прочность на сдвиг и сжатие льда на границе раздела, а L_M - коэффициент спекания льда при трении, учитывающий температуру, механизм спекания льда, радиус зоны контакта неровности, радиус самой неровности и скорость скольжения.

Согласно Маэно, сила трения Q_T представлена суммой двух сил, а именно кулоновской силой трения, которая пропорциональна нормальной силе P и силе сцепления A .

$$Q_T = \mu_0 P + A \quad (1.9)$$

где μ_0 и A - константы. Оцененная с учетом уравнения (1,9) адгезионная прочность составляла от 10 до 250 Па, что на два-четыре порядка меньше обычной прочности льда на разрыв. Экспериментально наблюдаемое снижение адгезии с увеличением скорости скольжения и увеличение с понижением температуры соответствуют известным зависимостям прочности на разрыв льда от скорости деформации и температуры.

Косвенное подтверждение физической интерпретации зависимости коэффициента трения от скорости скольжения в области малых (менее 10^{-4} м/с) скоростей можно получить из сопоставления экспериментальных кривых для систем скольжения лед по льду, лед-гранит и лед-стекло (рис. 1.24).

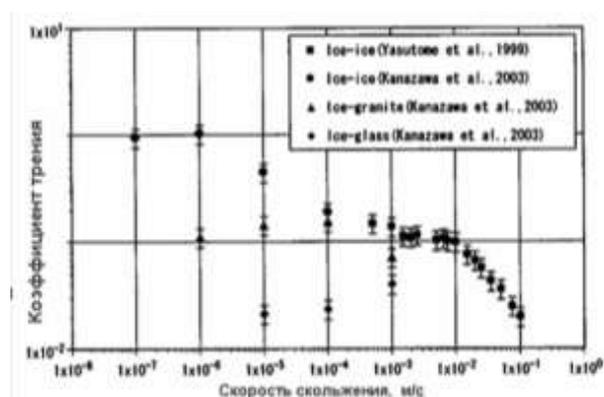


Рис. 1.24. Зависимости коэффициента трения от скорости скольжения льда по льду и льда по граниту и стеклу при -10^0 С [*Maeno et al.(2003)*; *Kanazawa et al.(2003)*].

Из рисунка 1.24 следует, что увеличение коэффициента трения в области скоростей скольжения от 10^{-5} м/с до 10^{-7} м/с наблюдается только при скольжении льда по льду. Для пары трения гранит-лед и стекло-лед такого увеличения в исследованиях [Maeno et al.(2003); Kanazawa et al.(2003)] не наблюдалось. Напротив, в работах [Kennedy et al. (2000); Schulson, Fortt (2012)] для медленного скольжения льда по льду установлено уменьшение коэффициента трения (рис. 1.25).

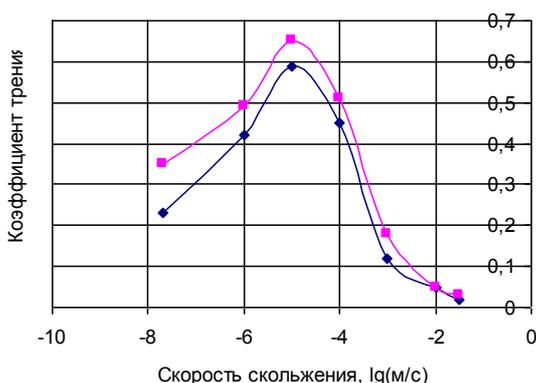


Рисунок 1.25: Зависимость коэффициента трения при -10°C от скорости скольжения для пресноводного льда по льду [Kennedy et al. (2000); Schulson, Fortt (2012)]

*Линиями обозначены максимальные и минимальные значения измеряемой величины.

Фрикционное скольжение играет фундаментальную роль в механике контактного разрушения льда. Увеличение коэффициента трения приводит к стабильному скольжению, а уменьшение – к неустойчивому скольжению. Это оказывается определяющим при решении практических задач. Например, когда льдины соприкасаются друг с другом или взаимодействуют с ледостойкими платформами или движущимися судами.

Согласно Табору, реальная площадь контакта значительно меньше, чем номинальная или видимая область [Bowden, Tabor, (1950, 1964)]. Контакт происходит локально на выступах неровностей. Именно эти соприкасающиеся локальные выступы составляют реальную зону контакта. Их взаимодействие является основным фактором трения. Когда поверхности взаимодействующих тел скользят друг над другом, сила трения определяется взаимодействием неровностей. В теплом льду при низких скоростях скольжения возможно усиление взаимодействия благодаря формированию мостичных связей (когезионного типа).

Кинетическое трение (трение скольжения), действующее между льдом и подложкой, соприкасающимися и движущимися друг относительно друга, вызывает в приповерхностной области льда неупругие деформации [Kennedy et al. (2000)]. Эти

деформации происходят в слое толщиной ~ 1 мм и сопровождаются изменением микроструктуры (фрагментация, динамическая рекристаллизация, микротрещины) [Barnes et al. (1971); Kennedy et al. (2000); Montagnat, Schulson (2003)]. Выделение при трении теплоты, которая при высоких скоростях в теплом льде вызывает локализованное плавление, а также деформация фрагментов льда, создаваемых разрушением, и другие необратимые деформации вносят существенный вклад в кинетическое трение льда [Kennedy et al. (2000)].

Структура льда в промежуточном слое. Под промежуточным слоем понимается слой льда, непосредственно примыкающий к поверхности фрикционного контакта. В этом слое при сдвиге в условиях сжатия накапливаются деформационные изменения структуры и происходит интенсивный процесс рекристаллизации льда. В случае гладкой подложки максимальная толщина этого слоя меньше 1000 Å. В трибологии промежуточный слой рассматривается как продукт деградации наименее прочного из контактирующих материалов. Считается, что структура и свойства промежуточного слоя существенно иные, чем контактирующих тел, но именно они определяют режим движения льда по подложке.

Современные представления о промежуточных слоях, например, в области механики и физики взаимодействия ледника с ложем определяется в основном представлениями о контактном разрушении твердых тел при трении [Makkonen (2014)], а также успехами, достигнутыми при глубоком бурении скважин и мониторинге ледников.

Прямые наблюдения процессов в придонном слое ледников пока малочисленны (ледник Суэсс в Антарктиде [Sirota Paul (1999)], ледник Энгаберен в Северной Норвегии [Cohen et al. (2006)] и ледник № 1 в Китае [Echelmeyer et al. (1987)]). В придонном льде наблюдали промежуточный слой, цементированный льдом, содержащий валуны, гальку, песок и глину, причем деформации этого слоя почти полностью (до 80%) определяют движение ледника. Выявлены два предельных режима: упругопластическое течение и глыбовое (блоковое) скольжение по ложу и внутренним разрывам и сколам [Iverson (2012)].

Из-за ограниченного доступа к ложу ледников изучение их движения осуществляется на теоретических моделях [Makkonen (2014)] и экспериментальном определении коэффициент трения льда на контакте с подложкой

[Blackford et al. (2012); Pritchard et al. (2012); Sukhorukov et al. (2013)]. Однако до сих пор не реализован модельный подход к изучению формирования структуры промежуточного слоя и не исследовано ее влияние на режим движения на фрикционном контакте.

Исследования структуры кернов из скважин глубокого бурения выявили изменения структуры льда и смену механизмов рекристаллизации по мере приближения к ложу [Alley (1992); Thorsteinsson et al. (2003); Eastgate et al. (2007)].

Аналогичные изменения наблюдали при одноосном сжатии образцов льда [Castelnau et al. (1996)], которые сопровождалось уменьшением эффективной вязкости в 1,4-2,2 раза и возрастанием прочности в 1,2 раза. В природном и лабораторном образцах были обнаружены искажения решетки в разных призматических плоскостях [Piazolo et al. (2013)]. Однако выводы, полученные из данных по кернам, достоверны, по-видимому, только при движении льда по относительно ровному ложу [Wang et al. (2003)].

Многочисленные лабораторные исследования структуры и ее влияния на реологические особенности и течение льда, например, [Gillet-Chaulet et al. (2006); Gödert et al. (2000)] нацелены на отыскание физического смысла коэффициентов в законе Глена и на достижение лучшего согласия данных эксперимента с «теорией» при $n=3$ (показатель степени при напряжении) [Durham (2010)]. Альтернативный подход рассмотрен в работе [Piazolo et al. (2013)], в которой осуществлен с помощью метода нейтронной дифракции количественный контроль деформационных изменений *микроструктуры зерен* льда. Применительно к объемным образцам пресноводного льда задача непрерывного количественного мониторинга деформационных изменений его структуры решалась с помощью акустических методов [Епифанов (1982,1990,2017); Епифанов, Глазовский, 2013].

Другие методы, метод радиозондирования и сейсмический метод, оказываются недостаточно эффективными для исследования структуры льда из-за их малой разрешающей способности [Booth et al. 2013]. Однако они могут быть полезным инструментом для исследования крупномасштабных объектов, например, для обнаружения неустойчивости больших масс льда [Amitrano et al. (2010)].

Так, пассивное сейсмическое исследование (ледник d'Argentiere, Монблан, Франция) показало, что разрушение происходит не равномерно по леднику, а скорее в изолированных небольших зонах. Для определения источников этих сигналов применили сеть сейсмических датчиков и использовали калибровку измерительной линии. Выявленные группы источников излучения по характеру спектра могут соответствовать локальным разрывам пятен фрикционных контактов у основания ледника (рис.1.26)

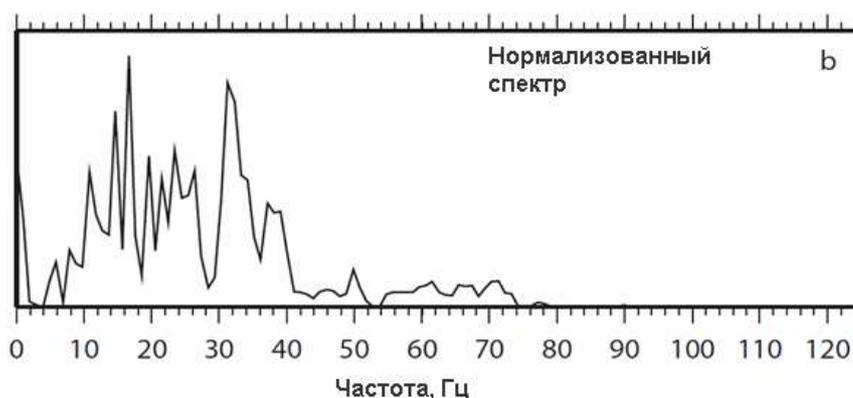


Рисунок 1.26.
Сглаженная
нормализованная
плотность спектра
мощности
[Amitrano et al.
(2010)]

Предварительные наблюдения доказывают, что система мониторинга может стать полезным инструментом для раннего предупреждения и предварительных оценок стабильности при деформации скального склона.

В работе [Епифанов, Саватюгин (2013)] разработан новый метод для исследования контактного взаимодействия льда с подложкой, содержащей препятствия с положительным и отрицательным радиусом кривизны. Метод основан на сдвиге замороженного на стержень льда в условиях бокового стеснения. Разрушение адгезионного контакта контролировали с помощью метода акустической эмиссии в рабочем диапазоне от 15 Гц до 20 кГц.

Прерывистое скольжение льда по подложке (*stick-slip*) с препятствиями сопровождается излучением повторяющихся сигналов, которые на спектрограмме амплитуда-частота-время в интервале частот ниже 11 кГц имеют вид своеобразных дорожек (рис. 1.27б). Эти сигналы, как показали исследования шлифов льда, – результат образования микротрещин перед препятствием. Амплитуда этих сигналов и их количество существенно больше, чем это наблюдается на гладкой поверхности подложки при том же пороге дискриминации, различной оказывается также форма сигналов акустической эмиссии для различных препятствий.

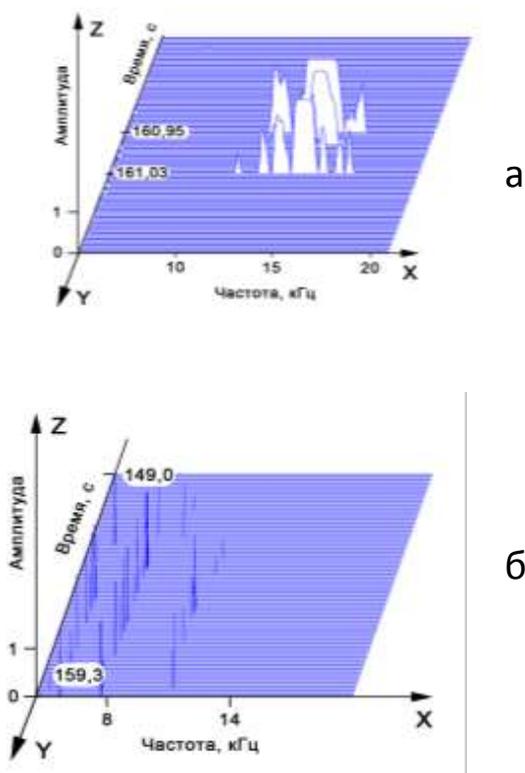


Рисунок 1.27. Сигналы АЭ: (а) – адгезионное разрушение контакта льда с гладкой подложкой, (б) – когезионное разрушение на препятствии [Епифанов, Саватюгин (2013)]

На рис. 1.28 показаны спектрограммы сигналов акустической эмиссии в леднике Альдегонда от удаленных источников. Прерывистые пульсации (2 и 3) в виде «дорожки» на частоте 1,2 кГц (2) и 2,6 кГц (3), а также спонтанные хаотические импульсы в диапазоне частот ниже 1 кГц являются собственными колебаниями в леднике. Сочетание таких характеристик, как малая амплитуда, малая продолжительность и частота, указывают на то, что источник собственных колебаний расположен на значительном расстоянии от акустического приемника. На вероятность расположения источника именно на ложе ледника указывают ряд экспериментальных фактов. Первое подтверждение состоит в равенстве значений расчетного акустического пути до источника и толщины льда (180 м) в местах измерений [Василенко и др. (2001)]. Второе подтверждение обусловлено спецификой адгезионного разрушения: близкими характерными временами инкубационного периода для адгезионного разрушения (0,05-0,08) с. Оно определено как промежуток времени между повторяющимися импульсами акустической эмиссии при переходе от предварительного смещения к срыву (типа *stick-slip*).

Амплитудно-частотные спектры разрушений льда на фрикционном контакте, полученные при испытаниях на сдвиг в условиях стеснения, сравнимы со спектрами от удаленных источников в леднике Альдегонда (Шпицберген) (рис. 1.27).

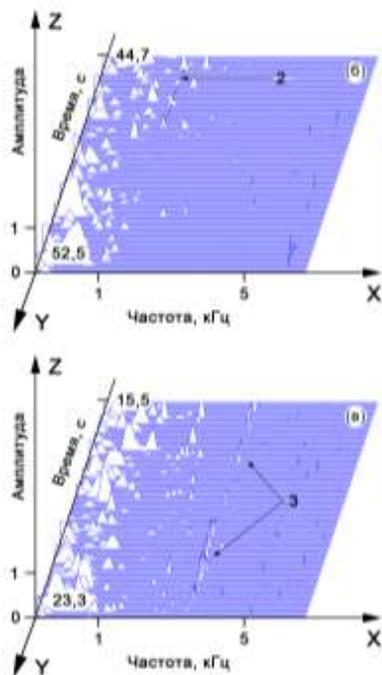


Рис. 1.28. Спектрограммы сигналов акустической эмиссии в леднике Альдегонда: 2,3 – «дорожки» от удаленных источников [Епифанов, Глазоаский (2013)]

В собственных акустических спектрах ледника Альдегонда обнаружены эффекты, которые наблюдали в модельных экспериментах и которые отражают общие закономерности механики разрушения льда.

Во-первых, обнаружены повторяющиеся сигналы близкой частоты, «акустические» дорожки (*stick-slip*). Во-вторых, обнаружено периодическое смещение частоты сигнала акустической эмиссии в низкочастотную часть спектра, которое характерно для роста трещин и расширения масштаба разрушения. Эти акустические эффекты, обнаруженные сначала на леднике Альдегонда, затем были зарегистрированы на ледниках Центральный Туокусу и Молодежный (Северный Тюнь-Шань).

Повторяющиеся спектрограммы в виде "дорожки" с частотой 1,2 кГц и 2,6 кГц в собственном акустическом спектре ледников (рис. 1.28), по-видимому, являются результатом сложного физического явления, которое включает чередование процессов образования трещин, локальную разгрузку и последующее сжатие, приводящее к трещинообразованию на одних и тех же препятствиях (*stick-slip*). Характерное время инкубационного периода, определенное как промежуток между двумя импульсами на акустической дорожке, составляет 0,8-1,0 с. Отметим,

что время инкубационного периода когезионного разрушения льда более чем на порядок превышает инкубационный период адгезионного разрушения. Вероятно, большему масштабу разрушения соответствует больший инкубационный период, что согласуется с моделью гармонического осциллятора.

Согласно модели гармонического осциллятора, масса m источника обратно пропорциональна квадрату частоты сигнала f и прямо пропорциональна его жесткости D

$$m = \frac{D}{4\pi^2 f^2}. \quad (1.10)$$

Для $D \approx const$ и почти одинаковых амплитудах сигналов акустической эмиссии получаем, что смещение от 2,6 до 1,2 кГц (рисунок 1.28) является результатом увеличения массы источника почти в 5 раз. В пользу того, что смещение частоты «дорожки» обусловлено расширением масштаба разрушения зоны контакта, свидетельствуют также визуальные наблюдения трещинообразования в прозрачных образцах льда (рис. 1.1) и амплитудно-частотный анализ характеристик сигналов акустической эмиссии [Труэлл и др. (1972)].

Из сопоставления спектров разрушения льда, примороженного к подложке с препятствиями, и от удаленных источников на леднике следует, что модельный эксперимент в первом приближении имитирует элементарные акты образования трещин на неровностях коренного ложа ледника.

Аналогичные исследования были проведены на моделированном льде [Епифанов и др. (2015)]. Реакция льда на механическое поле напряжений, создаваемое ледоколом в ледяном покрове, проявляется в образовании трещин, формировании кусков льда, их сминании и трении о корпус судна. Эти процессы разрушения льда сопровождаются излучением упругих колебаний в широком диапазоне акустических частот. Излучаемые при этом сигналы акустической эмиссии содержат информацию о размерах «излучателей», условиях на фрикционном контакте и механических свойствах льда. Есть основания предполагать, что аналогичные процессы должны происходить при перемещении моделей ледоколов или ледостойких сооружений в ледяном бассейне. В качестве примера на рис. 1.29 представлены спектрограммы сигналов акустической эмиссии, которые зарегистрированы при перемещении

макета буровой платформы в ледяном бассейне. Приемный акустический датчик помещен в подледную воду (как гидрофон).

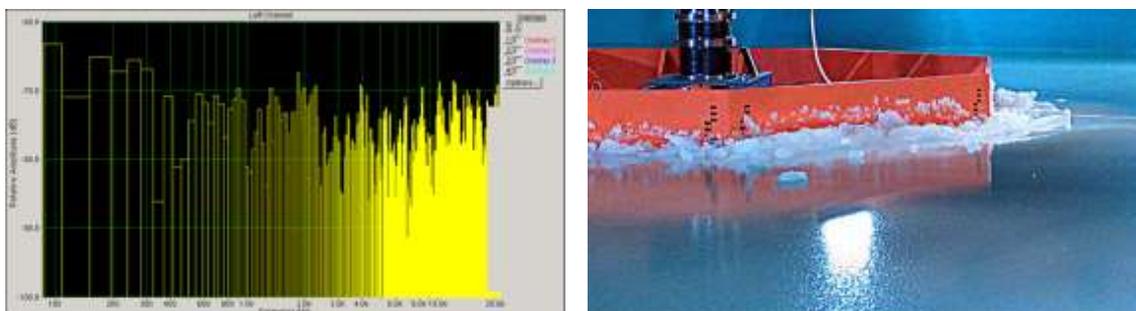


Рис. 1.29. Спектрограммы сигналов акустической эмиссии при движении макета ледостойкого сооружения в моделированном льде (акустический приемник расположен на расстоянии 5-ти метров от борта модели); фото автора.

Анализ спектрограммы показывает, что разрушение льда при движении модели сопровождается широким спектром излучения акустических волн в рабочем диапазоне от 5 Гц до 20 кГц. Присутствие в спектре экстремумов отражает дискретный характер разрушения льда на фрикционном контакте.

Если принять во внимание, что масштаб разрушения льда «коррелирует» с амплитудой и частотой сигнала акустической эмиссии, то каждый «всплеск» (экстремум на спектрограмме) должен соответствовать физическому процессу фрикционного взаимодействия льда с корпусом модели (когезионное или адгезионное разрушение, смятие и трение). Энергию, дискретного процесса можно оценить известным уравнением

$$W = A^2 f^2 \Delta \tau \quad (1.11)$$

где W — энергия акустического излучения, A — амплитуда импульса, τ — длительность акустического импульса.

Чтобы воспользоваться упругой моделью (уравнением (1.11)), необходимо установить соответствие акустического сигнала источнику. Поскольку наблюдаемые на дисплее компьютера амплитуды A импульсов акустической эмиссии коррелируют с сечением разрушения S образовавшихся фрагментов моделированного льда, $A \sim S$ (рис. 1.30), то этот экспериментальный факт использован для установления такого соответствия применительно к конкретным условиям испытания.

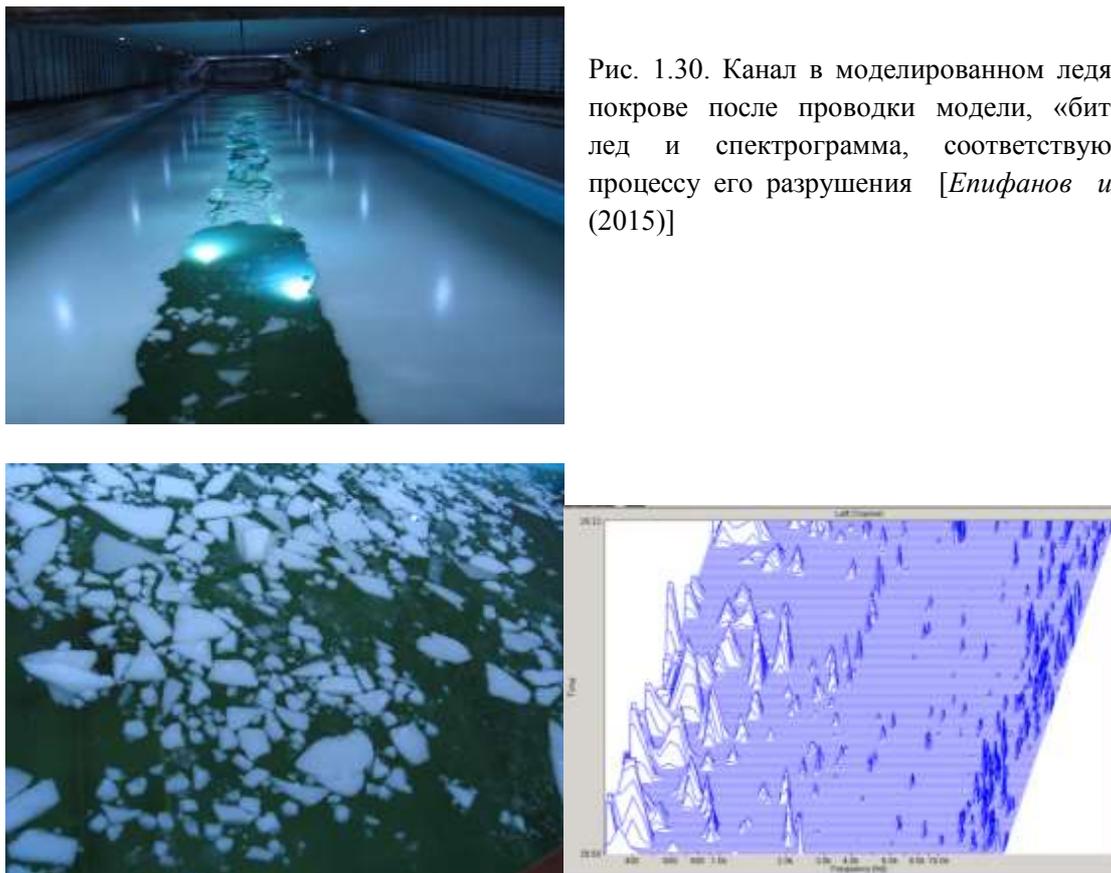


Рис. 1.30. Канал в моделированном ледяном покрове после проводки модели, «битый» лед и спектрограмма, соответствующая процессу его разрушения [Епифанов и др. (2015)]

Разная величина обломков льда соответствует разным значениям амплитуд и частоте сигналов акустической эмиссии.

Таким образом, в натурном эксперименте (в условиях ледового бассейна) подтверждена принципиальная возможность изучения механизмов разрушения льда по параметрам сигналов акустической эмиссии.

Анализ амплитудно-частотных характеристик акустических спектров позволил выявить характерные области рабочих частот, в которых акустические параметры могут быть связаны с различными механизмами разрушения льда. Тестовые эксперименты, в принципе, позволяют идентифицировать известные механизмы контактного разрушения льда с параметрами сигналов акустической эмиссии. Полученные результаты позволяют количественно оценивать качество моделированного льда, изучать механизмы его разрушения (ледяного каркаса, трение о корпус, смятие) в зависимости от режима движения модели и условий на границе фрикционного контакта.

Рассмотренные экспериментальные факты подтверждают, что структура промежуточного слоя является ключевым фактором в оценке адгезионной прочности соединения лед — подложка, а, значит, и для решения широкого круга практических приложений. Подобно тому, как с помощью активных акустических методов (метод прозвучивания) изучали деформационные изменения структуры льда и его когезионную прочность (п. 1.1), также с помощью пассивных методов (акустическая эмиссия) в принципе может быть исследована адгезионная прочность и кинетика разрушения фрикционного контакта.

Возможность воспроизводить в лабораторных условиях деформационные механизмы, которые реализуются в естественных условиях залегания, — только начальный этап решения этой задачи. Основное содержание состоит в определении структуры пресноводного льда в виде числового параметра и установлении связи структуры льда с его макроскопическими характеристиками, такими как, например, акустическая сжимаемость. Для этого необходимо разработать акустико-механический метод дистанционного контроля деформационных изменений структуры льда и аппаратуру, реализующую этот метод, а также решить методические задачи, связанные с учетом специфических особенностей льда как материала, разработать соответствующую измерительную линию с коэффициентом усиления (~95 дБ), регулируемым порогом срабатывания и высоким разрешением по частоте.

1.3. Экспериментальная установка «ТРЕК»

В Институте проблем механики имени А.Ю. Ишлинского РАН был создан измерительный акустический комплекс «ТРЕК», предназначенный для комплексных исследований деформационных и акустических характеристик пресноводного льда непосредственно в процессе механических испытаний [Епифанов (1982); Епифанов и др. (1982, 1983, 1984, 1985, 2010)]. В зависимости от задачи исследования использовалась та или иная испытательная машина или пресс и соответствующая измерительная линия, которые в совокупности с разработанными методиками измерений составляли измерительный комплекс.

Применение акустических методов для исследований процессов изменения структуры льда вполне оправдано, так как акустические методы обладают особой чувствительностью к структурным особенностям материалов. Исследование механизмов деформационных процессов даёт основу для обоснованного выбора реологического соотношения и, соответственно, для решения практических задач. Процессы накопления дефектов как в линейной стадии нагружения, так и в области трещинообразования являются преобладающими во многих геофизических системах, например в ледяном покрове. Количественная оценка деформационных изменений структуры S пресноводного льда непосредственно в процессе механических испытаний наряду с синхронным измерением его деформационных характеристик и установлением связи акустических свойств со структурой рассматриваются как основное направление поиска путей подхода к построению определяющего реологического уравнения в виде $\sigma = f(\varepsilon, T, S)$, где $S = f(\varepsilon, \sigma)$.

Основная задача при разработке измерительного акустического комплекса состояла в том, чтобы непосредственно в процессе механических испытаний определять изменение структуры S исследуемого льда в каждой точке деформационной кривой $\sigma(\varepsilon)$ по его акустическим параметрам.

Для решения поставленной задачи необходимо было, с одной стороны, измерять акустические характеристики льда в широком диапазоне частот с достаточной точностью. Это достигалось применением измерительной акустической линии с высоким коэффициентом усиления и отделением полезных сигналов сканирующих импульсов и деформационной акустической эмиссии от шумовых помех и вибраций, создаваемых приводом механических испытательных машин. С другой стороны, необходимо было учитывать специфику льда как материала,

которая накладывала особые требования к однородности температуры в измерительной камере, а также соосности исследуемых образцов с системой механического нагружения. Эти задачи решались при разработке измерительной камеры и размещения ее на нагружающих плитах измерительных машин.

Наиболее соответствующим задаче акустических исследований деформационных изменений структуры льда является импульсный метод. Это обусловлено тем, что разновидности импульсных методик охватывают большой диапазон частот и обеспечивают более высокую, чем другие методы, точность измерения коэффициента поглощения ультразвука.

В диапазоне частот от 20 Гц до 25 кГц был применён метод акустической эмиссии. На частотах от 500 Гц до 106 МГц достаточно надежные результаты позволил получать импульсно-фазовый метод.

Коэффициент поглощения и скорость прохождения ультразвукового импульса через деформируемый образец в направлении осей координат, а также амплитудно-частотные характеристики акустической эмиссии измеряли синхронно с деформацией ϵ и напряжениями σ . Методика определения деформаций и напряжений с последующим построением деформационной кривой – хорошо известная процедура, не требующая особых пояснений. Поэтому ограничим рассмотрение определением акустических характеристик льда в процессе механических испытаний. На рис. 1.31 показана схема прозвучивания образца ультразвуковыми лучами, направленными вдоль осей X, Y, Z прямоугольных координат, причем ось Z совпадает с осью круглого образца льда.

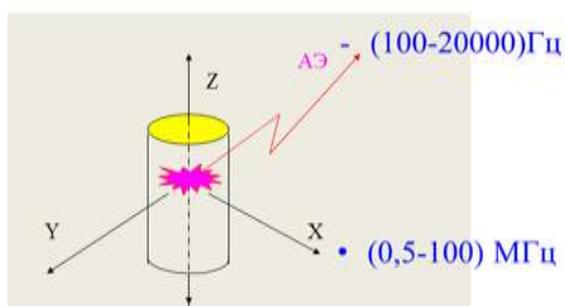


Рис. 1.31. Схема определения акустических характеристик льда импульсным методом прозвучивания вдоль осей X, Y, Z и методом акустической эмиссии

Исследуемый образец льда помещали между двумя стержнями (акустическими линиями задержки, изготовленными из плавленого кварца или нержавеющей стали). Плавленый кварц применяли в качестве волноводов в

акустических исследованиях льда в ненагруженном состоянии. Металлические стержни выполняли функцию грузовых площадок: через них на образец передавалось осевое усилие (рис. 1.32). В качестве акустической смазки применяли вазелиновое масло (продольные волны). Для передачи сдвиговых волн в вазелиновое масло добавляли мелкокристаллический корунд.

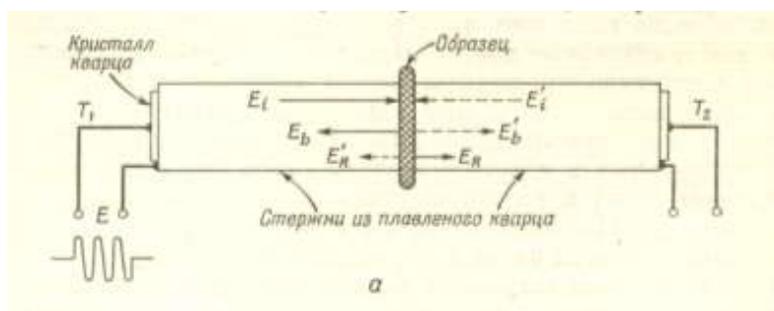


Рис. 1.32.
Расположение образца льда и буферных стержней.

Коэффициент поглощения α рассчитывали по формуле

$$\alpha = \frac{20 \lg(A_1 / A_2)}{8,68 \cdot \Delta X}, \quad (1.12)$$

$$\Delta X = |X_2 - X_1|, \quad (1.13)$$

где A_1 и A_2 — амплитуды принятых импульсов для образцов толщиной соответственно X_1 и X_2 . Толщину образца определяли с помощью штангенциркуля с ценой деления 0,05 мм. Амплитуду импульса определяли подведением маркера (точки) сравнительного сигнала к максимуму первой полуволны зондирующего импульса на экране осциллографа типа С9-8.

Скорость звука определяется по изменению времени задержки для образцов разной длины.

$$V = (|X_1 - X_2|) / (|\tau_1 - \tau_2|) \quad (1.14)$$

где $\Delta X = X_2 - X_1$ — длина акустического пути, $\Delta \tau = \tau_2 - \tau_1$ — время задержки.

Например, в испытаниях на сжатие исследовали образцы льда в виде прямой круговой призмы диаметром 30 мм и высотой 60 мм. Отношение длины к диаметру $L/D < 5$, а отношение диаметра к длине волны $D/\lambda > 5$ [Ноздрев В.Ф. 1960].

Принципиальная схема метода импульсного прозвучивания приведена на рис. 1.33 [Мак-Скимин (1966)].

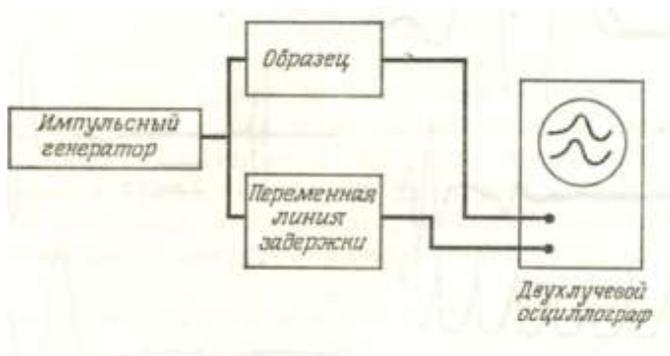


Рис. 1. 33. Принципиальная схема прозвучивания с переменной линией задержки [Певерли (1969)].

Общий вид экспериментальной установки для комплексных испытаний льда на сжатие показан на рис. 1.34 .

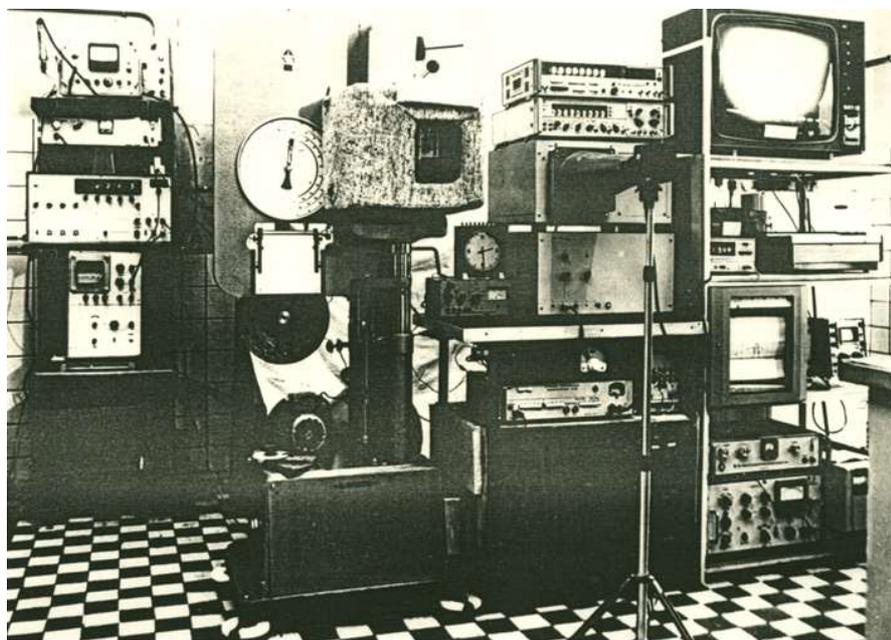


Рис. 1.34. Общий вид экспериментальной установки

Блок-схема установки для измерения деформационных характеристик льда и его акустических параметров (метод прозвучивания и метод акустической эмиссии) показана на рис. 1.35.

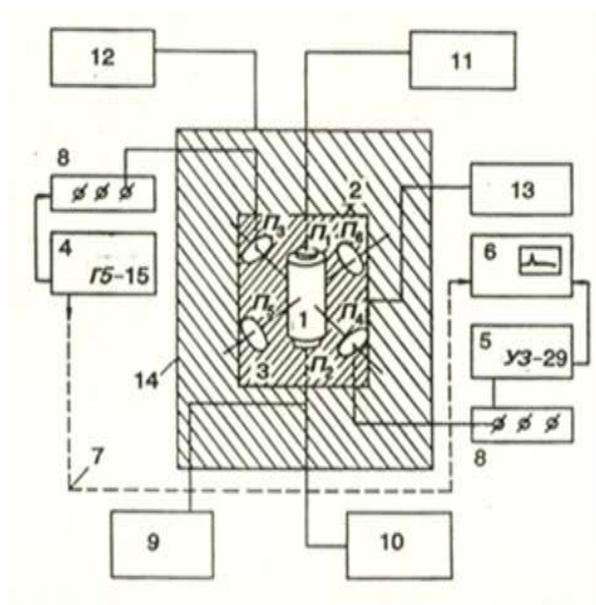


Рис. 1.35. Блок-схема экспериментальной установки. Обозначения: 1 — образец льда, 2 — криостат, 3 — измерительная камера, 4 — генератор прямоугольных импульсов типа Г5-15, 5 — усилитель широкополосный типа УЗ-29, 6 — измеритель временных интервалов типа И2-17, 7 — линия синхронизации, 8 — коммутатор, 9 — система механического нагружения, 10 — блок измерения осевой силы, 11 — линия записи сигналов акустической эмиссии, 12 — блок термостатирования, 13 — измеритель линейных перемещений, 14 — внешняя термостатирующая камера, $П_1 \dots П_6$ — приемные и излучающие пьезоэлементы.

Элементы установки 4-8 составляют систему формирования зондирующих импульсов и измерения их параметров. Излучающие $П_1$, $П_3$, $П_5$ и приемные $П_2$, $П_4$, $П_6$ пьезоэлементы ориентированы по осям декартовой системы координат Z, X, Y, причем одна из осей совпадает с линией приложения сжимающей или растягивающей нагрузки. Применялись преобразователи типа ЦТС-19 с собственной резонансной частотой от 500 кГц до 10 МГц, а также кварцевые пластинки X, Y среза частотой 1, 3 и 5 МГц. Возбуждались акустические волны малой амплитуды, что исключало необратимые изменения при их распространении в исследуемых образцах льда.

Совместное функционирование входящих в установку приборов осуществляется следующим образом. Генератор 4 вырабатывает узкий электрический импульс с крутым передним фронтом, который возбуждает пьезопреобразователь $П_3$ на резонансной гармонике. Сформированный акустический импульс через акустический контакт входит в образец 1. При прохождении акустического импульса в образце происходит уменьшение его амплитуды. Время прохождения акустического импульса и коэффициент поглощения — два акустических параметра, по которым в дальнейшем оценивают механические свойства, строение, а также происходящие в деформируемом льде процессы на макро- и микроуровнях [Мак-Скимин (1966)]. Далее акустический импульс достигает приемный пьезоэлемент $П_4$, где преобразуется в электрический импульс, который поступает через коммутатор 8 на вход широкополосного усилителя 5 и далее на измеритель временных интервалов и измеритель амплитуды 6. По завершению

цикла в измерителе 6 вырабатывается электрический импульс, который поступает на вход запуска генератора 4, и происходит повторный запуск. Частота следования импульсов определяется в каждом конкретном эксперименте из условия отсутствия «наложения» последующего на предыдущий импульс.

В зависимости от задачи исследования применяли испытательную машину типа FM-1000 или гидравлический пресс типа П-50. Максимальное усилие растяжения 10 кН, максимальная сила сжатия 500 кН. Разброс в определении предельных напряжений и деформации не превышал 5%. Измерения выполнялись в интервале температур от $-0,25^{\circ}\text{C}$ до -50°C . Коэффициент поглощения или ослабления α , 1/см измерялся с погрешностью $\pm 2,5\%$; скорость распространения акустических волн V , м/с — $0,001\%$.

Применительно к задаче исследования была изготовлена рабочая камера и создана акустическая измерительная линия. Узлы испытательных машин и серийно изготавливаемое механическое оборудование были модернизированы с учетом специфических свойств льда и поставленных задач, сделаны пригодными для акустических измерений и работы со льдом в широком интервале температур и скоростей деформации.

В последние годы была разработана портативная аппаратура, отвечающая современному уровню измерительной техники. Ее применяли для исследований льда и снега по месту залегания (ледники Альдегонда, Туюксу и Молодежный), а также в опытовом бассейне Крыловского научного центра [Етифанов (2016)].

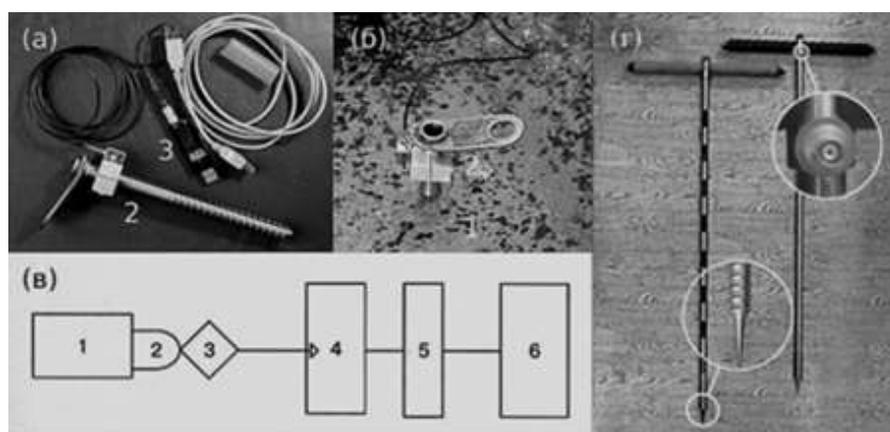


Рис. 1.36. Измерительная акустическая линия для полевых измерений: а, б – комплект аппаратуры (ноутбук не показан); 1, 2 –

акустический волновод с жестко закрепленным пьезоэлектрическим датчиком, 3 – предусилитель с электрическим кабелем; в – блок-схема измерительной линии (1 – волновод, 2 – пьезодатчик, 3 – предусилитель, 4 – акустическая плата, 5 – монитор, 6 – блок памяти); г – акустические волноводы (выделены места крепления пьезоакселерометра и высокочастотного разъема)

Во всех случаях использовали пьезоэлектрические датчики с известной амплитудно-частотной зависимостью. В качестве примера приведена поверочная зависимость для датчика колебаний KD №. 9585 (рис. 1.37) и его технические характеристики (Таблица 1. 2).

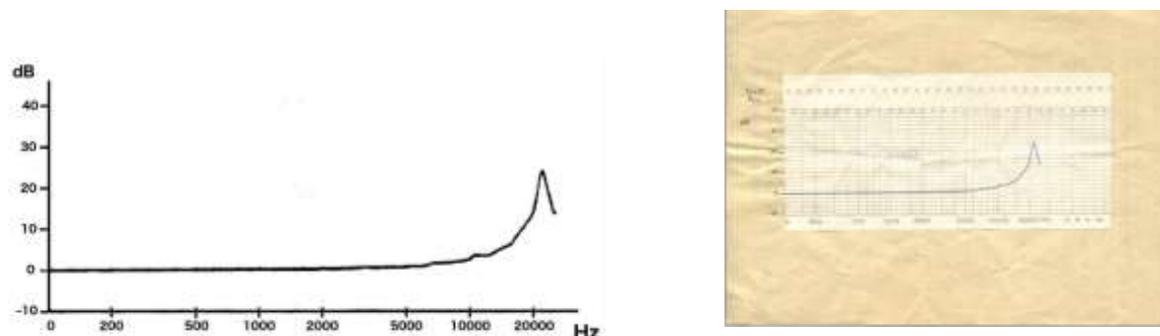


Рис. 1. 37. Частотная характеристика датчика колебаний.

Таблица 1.10. Технические характеристики датчика колебаний.

Серийный номер прибора	KD №. 9585
VEB Metra Mess- und Frequenztechnik Radebeul im VE Kombinat -Pracitronic, Dresden.	
1. Коэффициент передачи, В (125 Гц)	0,70
2. Градуировочное значение, $1/V \text{ мс}^{-2} / \text{мВ}$	-
3. Коэффициент передачи заряда $B_d, \text{ нК/мс}^{-2}$	-
4. Емкость в сочетании с кабелем $C_k(1,5 \text{ м})$	0.15 нФ
5. Емкость кабеля $C_k(5 \text{ м})$	0,50 нФ
6. Резонансная частота	53 кГц
7. Коэффициент направленности $\Gamma_{90 \text{ макс}}$	10,0%
8. Сопротивление изоляции $R_{из}$	>1000 Мом

Для записи сигналов акустической эмиссии использовали датчики типа KD-91 и KB-10 (*VeB Metra Mess- und Frequenztechnik Radebeulim VE Kombinat-Pracitronic*), а также предусилитель типа Sound CEFC модель № S81140). В зависимости от задачи исследований выбирали коэффициент усиления (макс.95 дБ). Запись осуществлялась на жесткий диск ноутбука (программа *Spectrlab*).

Основные технические характеристики установки приведены в таблице 1.11.

Таблица 1.11. Технические характеристики установки «Трек»

Диапазон частот по методу прозвучивания, МГц	0,5-106
Диапазон частот по методу акустической эмиссии, Гц	10-25000
Длина акустической базы, см	0,3-12
Погрешность измерения перемещений, мм	0,01-0,001
Максимальное значение осевой силы, МН	0,5
Погрешность измерения осевой силы, Н	5-10
Диапазон скоростей деформации	$10^{-5} \dots 10^{-1}$

Применялся звук малой амплитуды, чтобы не оказывать разрушающего действия на лед. Такой звук вызывает малые деформации (отклонения подвижных элементов структуры льда от равновесного состояния). Это позволяет использовать дифференциальное уравнение состояния $P = p(V, T)$, устанавливающее связь малых приращений давления, плотности и температуры.

$$\delta p = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \delta \rho + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \delta T \quad (1.15)$$

Скорость звука в изотропном льде ($L \gg \lambda$) определяется модулями его упругости. Фазовая скорость звука для продольной волны (неограниченная изотропная среда) рассчитывается по уравнению

$$V_p = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \quad (1.16)$$

где E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона, ρ — плотность льда. Скорость сдвиговой волны рассчитывается по уравнению

$$V_s = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (1.17)$$

где G — модуль сдвига.

В образцах, имеющих форму пластины или цилиндрического стержня, распространяются нормальные волны, скорость которых определяется не только упругими характеристиками льда, но и геометрией образцов. Формулы для фазовых скоростей упругих волн приведены в [Богородский и др. (1980)]. Так, например, если поперечные размеры стержня много меньше длины волны ($D/\lambda \ll 1$), то для стержня диаметром $D=0,03$ м вычисление скорости продольной волны частотой 10 кГц выполняется по формуле $V = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$.

Глава 2. УПРУГОСТЬ ЛЬДА

В настоящей главе представлены результаты экспериментов по исследованию микромеханики упругого деформирования пресноводного поликристаллического льда с помощью импульсно-фазового метода. Первые результаты комплексного определения механических характеристик пресноводного льда, включая измерение продольных и поперечных деформаций льда, времени прохождения и амплитуды зондирующего импульса с частотой заполнения от 0,6 до 6 МГц, непосредственно в процессе механических испытаний были опубликованы в [Епифанов (1982а)]. Факт линейного увеличения скорости и уменьшения амплитуды зондирующего акустического импульса при увеличении осевого сжатия образцов гранита и обратимый характер этих изменений был установлен ранее и объяснен возрастанием модуля $E = \partial\sigma / \partial\varepsilon$ [Воронина, Епифанов (1980а,ж)]. Упругость льда оказалась малоизученным и весьма сложным явлением. Возникли вопросы о влиянии микродефектов в кристаллической решетке льда на его упругие свойства, моменте перехода локальной неупругости в макроскопическую неупругость и механизме такого перехода, а также упругое поведение льда непосредственно вблизи точки фазового перехода. Поэтому эксперименты по изучению упругих характеристик льда были продолжены с помощью прецизионных инструментов физической акустики при малых и конечных деформациях.

Цель настоящего исследования — применение акустических волн малой амплитуды к исследованию упругих характеристик льда с учетом его особенностей как материала, включая изучение механизмов упругих потерь акустической энергии, определение дислокационных параметров исследуемого льда, определение пределов его упругости и текучести, исследование механизма задержанной упругости. Экспериментальные исследования построены таким образом, чтобы по результатам можно было сделать вывод о закономерностях и особенностях упругого деформирования льда на всех стадиях механических испытаний, а также о возможности применения ультразвука к деформационным исследованиям структуры льда.

По материалам главы опубликованы работы [Епифанов (1982а,б; 1984, 2003, 2004), Воронина, Епифанов (1980а, 1983), Епифанов, Фаустов (1982)].

2.1. Применение ультразвуки к исследованию упругости льда

В ненагруженном состоянии акустические характеристики пресноводного льда измеряли в рабочем диапазоне частот от 500 кГц до 120 МГц и интервале температур от $-0,15^{\circ}\text{C}$ до -60°C с помощью импульсно-фазового метода (метод буферных стержней Мак Скимина). Образцы в виде плоскопараллельных пластин помещали между акустическими волноводами. Длина акустического пути во льду не превышала 10 см при коэффициенте усиления измерительного тракта 90 дБ. В качестве акустической смазки применялись вазелиновое масло (продольные волны), а также силиконовая смазка или вазелиновое масло с добавлением корундового порошка (сдвиговые волны).

Для акустических измерений при конечных деформациях был создан акустико-механический стенд на базе испытательной разрывной машины FM-1000 со специально разработанной термостатирующей камерой [Елифанов (1982)]. Испытывали образцы льда диаметром 30 мм и высотой 60 мм.

Лед для приготовления образцов получали замораживанием дистиллированной воды или использовали прозрачный природный лед (речной, озерный, ледниковый). Влияние термической и деформационной предыстории льда уменьшали отжигом образцов. Идентичность структуры и текстуры льда устанавливали по их акустическим характеристикам (коэффициенту поглощения и скорости распространения ультразвука) и по микрошлифам в поляризованном свете.

Отметим, что при измерениях должны выполняться условия малости амплитуды звуковой волны, а также сплошности и равновесности состояния [Труэлл и др. (1972)]. При этих условиях скорость звука целиком определяется упругими силами, а поглощение звука α - взаимодействием акустической волны с тепловыми колебаниями решетки

$$\alpha_{st} = \frac{\omega^2}{2\rho V^3} \left[\frac{4}{3} \eta' + \eta'' + \chi \left(\frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right) \right] \quad (2.1)$$

где χ - коэффициент теплопроводности, C_P и C_V - удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме, η' - сдвиговая и η'' - объемная вязкости.

Применение теории упругости ко льду допустимо, если на частоте $\omega = 2\pi f$ вязкие силы малы по сравнению с упругими силами

$$\frac{\omega\eta}{E} = \frac{2\pi f\eta}{E} \ll 1. \quad (2.2)$$

В этом случае акустические параметры будут характеризовать, кроме истинной упругости и стоксовских потерь, еще внутреннее трение и дифракцию.

Считается, что акустонеупругость льда обусловлена дислокациями, которые возникают в процессе замораживания воды. По измеренному дислокационному поглощению α_{disl} и дислокационной составляющей скорости ΔV_L можно рассчитать длину петель

$$L = \frac{1}{2f} \left[\frac{10^6 C}{8,68 B} \frac{\alpha_{dis}}{\Delta V_L / V} \right] \quad (2.3)$$

и плотность дислокаций

$$\Lambda = 8,68 \cdot 10^{-6} \left(\frac{\pi^4 B}{Gb^2} \right) f^2 \left[\frac{(\Delta V_L / V_0)^2}{\alpha} \right], \quad (2.4)$$

где B - сила торможения, C - эффективное натяжение изогнутой дислокации, b - величина вектора Бюргерса, G - модуль сдвига, V_0 - скорость ультразвука в образцах отожденного льда (при отсутствии дислокаций) [Труэлл и др. (1972)].

Возможность применения ультраакустики для исследования льда устанавливается в эксперименте. Проверяется соблюдение квадратичной зависимости поглощения звука от частоты, независимость коэффициента поглощения от амплитуды волны, соответствие параметров измерительной системы условиям применения математического аппарата механики упругих волн. Условие сплошности для прозрачного льда, не содержащего включений, в ненагруженном состоянии достигается автоматически. Поэтому проверяли только условие малости амплитуды звука и отсутствие неравновесных процессов во льду.

Необходимый и достаточный признак малости амплитуды. На рис. 2.1 показана зависимость амплитуды U_1 принятого импульса с частотой заполнения 2,5 МГц от напряжения на выходе генератора U_g для фиксированной длины акустического пути. В качестве примера приведены зависимости для образцов диаметром 38 мм и длиной L : 1 — 59,5 мм, 2 — 40,0 мм и 3 — 6,9 мм.

Линейный вид зависимостей свидетельствует об отсутствии нелинейных процессов в исследуемом льде и в акустической линии, и подтверждает правильность выбора параметров измерительной системы.

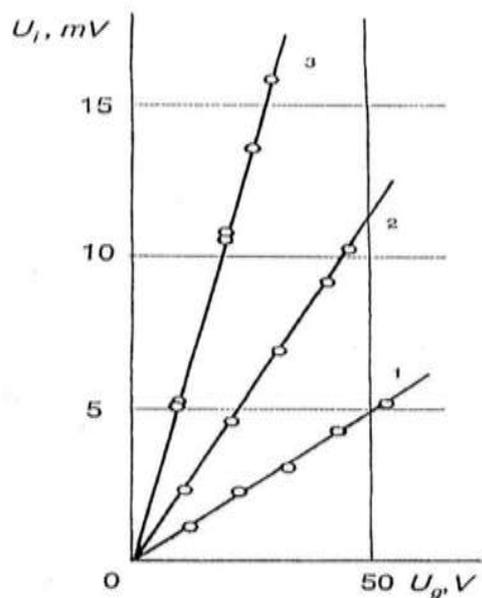


Рис. 2.1. Зависимости амплитуды U_i импульса на входе приемника от напряжения U_g на выходе генератора для различных длин акустического пути в образцах льда: 1 - 59,5 мм, 2 - 40,0 мм, 3 - 6,9 мм при частоте заполнения 2,5 МГц и температуре -10°C .

Аналогичные зависимости получены для других частот заполнения импульса и длин образцов.

Достаточные признаки малости амплитуды. Для льда амплитуда считается бесконечно малой, если давление в звуковой волне мало по сравнению со значением его сдвигового модуля $G = \omega\eta = 3 \cdot 10^9$ Па. Так, например, для пьезокерамического излучателя (*титанат бария*) мощностью 2,5 Вт и коэффициенте электромеханической связи $k \approx 46\%$ на создание акустического поля затрачивается около 20% электрической мощности. Тогда, при интенсивности $I = 0,5 \text{ вт/см}^2$ на частоте 1 МГц амплитуда смещения продольной волны

$$A = \sqrt{\frac{2 I}{\rho V \omega^2}} = 8,8 \cdot 10^{-7} \text{ см}. \quad (2.5)$$

Это смещение создает давление (амплитуду напряжения)

$$(\rho V) \omega A = 1,8 \text{ атм} = 1,8 \cdot 10^5 \text{ Па} \quad (2.6)$$

и упругую деформацию

$$\varepsilon = \frac{\omega A}{V} = 1,5 \cdot 10^{-5}, \quad (2.7)$$

т.е. выполняется условие малости амплитуды: $1,8 \cdot 10^5 \text{ Па} \ll 10^9 \text{ Па}$.

Линейный вид зависимости амплитуды U_i сканирующего импульса от длины L образцов льда (рис. 2.2) частотой 2,5 МГц при температуре -32°C свидетельствует о малом влиянии дифракции. Для условий эксперимента коэффициент поглощения $\alpha = 0,30$ 1/см, а поглощение звука на длину волны

$$\alpha\lambda/2\pi = 7 \cdot 10^{-3} \ll 1.$$

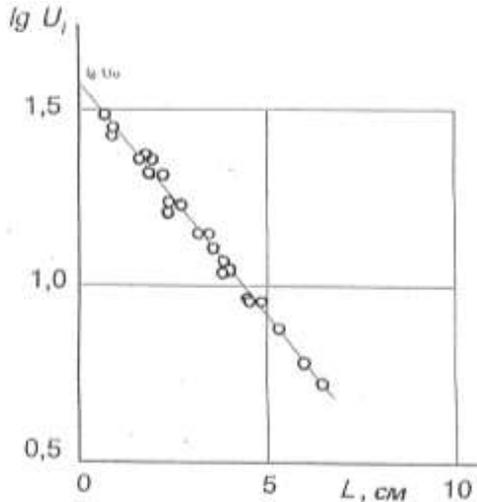


Рис. 2.2. Зависимость амплитуды U_i сканирующего импульса частотой 2,5 МГц от длины L акустического пути во льду при температуре -32°C

Таким образом, экспериментальные зависимости коэффициента поглощения от амплитуды импульса и длины акустического пути (рис. 2.1 и 2.2) позволяют считать, что потери акустической энергии обусловлены физическими свойствами льда. Отсутствие неравновесных процессов подтверждается линейным видом экспериментальной зависимости величины $\alpha\lambda$ от частоты для льда (рис. 2.3) и согласуется с выводом работы [Zarembovich *et al.* (1964)] о независимости динамических модулей упругости льда от частоты в диапазоне частот от 5 до 180 МГц.

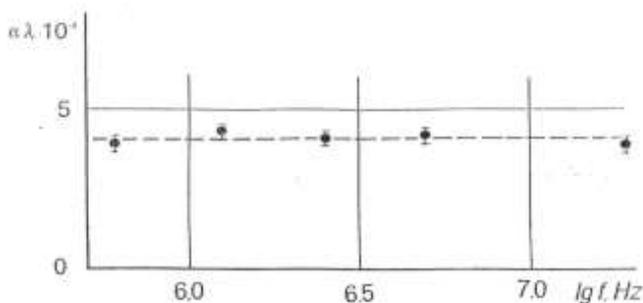


Рис. 2.3. Зависимость поглощения ультразвука на длину волны ($\alpha\lambda$) от частоты заполнения сканирующего импульса

Поскольку релаксационные процессы в рабочем диапазоне частот не обнаружены, то можно считать, что коэффициент поглощения определяется

тремя компонентами: поглощением по Стоксу α_{st} , рассеянием звука на неоднородностях α_p и дислокационным трением α_{dis}

$$\alpha = \alpha_{st} + \alpha_p + \alpha_{dis} \quad (2.8.)$$

2.2. Механизмы упругих потерь акустической энергии

Стоксовский механизм. Коэффициент поглощения определяется только тепловыми колебаниями кристаллической решетки (сдвиговой вязкостью). Для частоты 5 МГц при температуре -10°C коэффициент сдвиговой вязкости [Зарембо (1966), Зарембо и др. (1970)]

$$\eta' = \frac{3\alpha_s \rho V_s^3}{2\omega^2} = 6 \cdot 10^{-2} \text{ Па} \cdot \text{с} \quad (2.9)$$

В расчетах использованы определенные экспериментально скорость и поглощение сдвиговых волн в тонких ледяных пластинках на частоте 5 МГц при -10°C [Епифанов (1982б)]. Полученное значение сдвиговой вязкости льда в 19 раз превышает вязкость переохлажденной до -13°C воды [Физические величины (1991)], что вполне правдоподобно. Подставляя значение сдвиговой вязкости для льда в уравнение (2.1), получаем коэффициент стоксовского поглощения, $\alpha_{st} = 0,008 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, тепловые потери в поликристаллическом льде составляют менее 0,001% от суммарного поглощения $\alpha_L = 0,62 \text{ см}^{-1}$. Это подтверждает адиабатический характер распространения ультразвуковых волн во льду.

Рассеяние ультразвука на неоднородностях. Упругая неоднородность возникает из-за различной ориентации \mathbf{C} осей кристаллитов относительно волнового вектора \mathbf{K} . Для условий эксперимента, при направлении волнового вектора параллельно \mathbf{C} -осям кристаллитов ($\mathbf{K} \parallel \mathbf{C}$), длина волны звука меньше среднего поперечника кристаллита $\lambda < \pi \bar{D}$. Когерентное рассеяние продольных волн для кристаллитов с гексагональной упаковкой определяется выражением

$$\alpha_L^p = \frac{16\pi^2 \bar{D} f^2 b_3}{1575 \rho_0^2 V_L^2 V_L^3}, \quad (2.10)$$

где коэффициент b_3 рассчитывается через константы упругости монокристалла C_{ik} льда [Андерсон (1968); Меркулов (1957)].

Вычисленный, согласно (2.10), коэффициент рассеяния продольных волн равен 0,49 1/см, что составляет 79% от экспериментально определенной величины $\alpha_L = 0,62 \text{ см}^{-1}$. Оставшаяся часть поглощения 0,13 см^{-1} (уравнение (2.8)) обусловлена дислокационным трением. Такой же порядок величины дислокационного поглощения (0,2 см^{-1}) получен ранее для монокристалла льда при температуре -17°C и частоте 5 МГц [Dantl (1969)].

Таким образом, для случая $K \parallel C$ в ненагруженном пресноводном льде диссипация упругой энергии определяется в основном рассеянием на межкристаллитных поверхностях, т.е. амплитудно-независимым дислокационным поглощением (Таблица 2.1).

Таблица 2.1. Составляющие упругого поглощения ультразвука на частоте 5 МГц при температуре льда $t = -32^\circ \text{C}$.

Эксперимент. значение $\alpha_L, \text{см}^{-1}$	Стоксовское поглощение $\alpha_{st}, \text{см}^{-1}$	Рассеяние $\alpha_p, \text{см}^{-1}$	Дислокационное поглощение $\alpha_{dist}, \text{см}^{-1}$
0,62	0,008	0,49	0,13

Из баланса диссипации звуковой энергии (таблица 2.1) следует, что при условиях экспериментов во льду проявляются три уровня (масштаба) структуры, которые определяют диссипацию энергии. На микроуровне упругость льда обусловлена обратимым смещением атомов кислорода в кристаллической решетке (стоксовское поглощение). На мезоуровне (дислокационное поглощение) обратимое смещение дислокационных петель сопровождается вязкими потерями (21%). На межкристаллитных поверхностях рассеивается (79%) акустической энергии.

Модели дислокационного трения. В дислокационной теории, константа торможения B , определяется механизмом торможения дислокации.

Эшелби [Eshelby (1949)] предложил термоупругий механизм торможения, обусловленный возникновением тепловых потоков вблизи колеблющейся дислокации. Рассчитанная для льда при температуре -10°C на частоте 5 МГц постоянная торможения имеет значение $B_{\text{Э}} = 2,8 \cdot 10^{-6} \text{ Па}\cdot\text{с}$.

Лейбфрид [Leibfried (1950)] объяснил возникновение тормозящей силы в результате столкновений дислокаций с фононами в направлении движения и рассеянием фононов на дислокации. Рассчитанная для льда при тех же условиях константа торможения $B_{\text{Л}} = 5,6 \cdot 10^{-6} \text{ Па}\cdot\text{с}$.

По Мэзону [Mason (1967)], движущаяся дислокация возбуждает фононный газ. Для винтовой дислокации константа торможения $B_{\text{МВ}} = 165 \cdot 10^{-6} \text{ Па}\cdot\text{с}$, а для краевой дислокации $B_{\text{МК}} = 2,8 \cdot 10^{-6} \text{ Па}\cdot\text{с}$.

Для нахождения дислокационной составляющей скорости ультразвука ΔV_L было использовано свойство упругой анизотропии трансверсально-изотропного льда. Волновой вектор продольных и поперечных волн в трансверсально-изотропном льде ориентировали вдоль или ортогонально C -оси кристаллической решетки. По результатам эксперимента рассчитаны упругие константы (Таблица. 2.2). Для сравнения в таблице приведены динамические константы упругости монокристалла льда при температуре -16°C , заимствованные из [Петров (1976)].

Таблица 2.2. Динамические модули упругости трансверсально-изотропного льда (ТИЛ) и константы упругости монокристалла льда, рассчитанные по данным акустических измерений

	C_{33} , ГПа	C_{44} , ГПа	C_{11} , ГПа	C_{12} , ГПа	C_{13} , ГПа
Лед «ТИЛ»	13,3	3,45	13,5	5,8	4,1
Моно-кристалл	14,3	3,3	13,3	6,0	5,1

Для столбчато-зернистого льда «ТИЛ» константы упругости C_{11} и C_{33} отличаются на 1,5%. Это позволяет при расчетах не учитывать дифракционные

поправки. Небольшое различие упругих характеристик моно и поликристаллического льда позволяют определять угол Θ разориентации S осей относительно акустического вектора K для поликристаллического льда подобно тому, как это делается для монокристалла [Труэлл и др. (1972)]

$$\Theta = \sqrt{\frac{\Delta V_{LS}^{\parallel} 2C_{33}(C_{33} - C_{44})}{V_{теор} (2C_{44} + C_{13} - C_{33})}}, \quad (2.11)$$

где ΔV_L^{\parallel} — дислокационная составляющая ультразвука при распространении продольной волны в направлении S оси кристаллитов.

Угол $\Theta = (15 \pm 1)^\circ$ измерен с помощью оптического метода (на столике Федорова). По известному углу и для условий эксперимента из уравнения (2.11) определено значение $\Delta V_L^{\parallel} = -46$ м/с.

Дислокационную составляющую ультразвука при ориентации волнового вектора продольной волны под малым углом к базисным плоскостям рассчитывали из уравнения [Труэлл и др. (1972)]

$$\Delta V_L^{\perp} = V_L^{\perp} \frac{\Theta^2 \cos^2 \varphi}{2C_{44}} \left[C_{33} + \frac{C_{13}^2 + (C_{11} + 2C_{13}) C_{44}}{C_{44} - C_{11}} \right], \quad (2.12)$$

где $\cos \varphi$ - направляющий косинус. Для условий эксперимента дефицит скорости ΔV_L^{\perp} равен - 27,9 м/с при $-10^\circ C$ и -27,6 м/с при $-40^\circ C$.

Таким образом, присутствие дислокаций уменьшает скорость ультразвука. Зависимость дислокационной составляющей скорости звука от ориентации волнового вектора ($\Delta V_L^{\perp} < \Delta V_L^{\parallel}$), вероятно, обусловлена структурированием дислокаций параллельно базисным плоскостям. Такое расположение, по-видимому, влияет на фактическую величину сечения рассеяния и связанное с ним изменение скорости звука.

Подставляя в (2.12) рассчитанную ранее дислокационную составляющую поглощения звука $\alpha = 13 \text{ м}^{-1}$ (Таблица 2.1), вероятную длину

дислокации $L = 5 \cdot 10^{-6}$ м, оцененную из частотной зависимости поглощения, а также значение дислокационной составляющей скорости звука в при температуре льда -10°C $\Delta V_L^{\parallel} = -46$ м/с, рассчитанную по (2.11), а также скорость продольной волны $V_L^{\parallel} = 3944$ м/с находим для частоты 5 МГц постоянную торможения $B \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}$. Рассчитанное по данным экспериментов значение константы согласуется с ее теоретическим значением для механизмов торможения во льду по Эшелби и Лейбфриду.

Дальнейшее уточнение механизма диссипации акустической энергии основано на различии температурных зависимостей дислокационных параметров, предсказываемых теориями Эшелби и Лейбфрида и рассчитанных по данным эксперимента (Таблица 2.3).

Согласно данным эксперимента, с повышением температуры длина дислокаций L , рассчитанная по Эшелби, уменьшается, а по Лейбфриду — возрастает. Согласно молекулярно-кинетической теории, наиболее правдоподобным является увеличение, а не уменьшение числа промежуточных точек закрепления дислокаций с понижением температуры.

Таблица 2.3. Параметры дислокационной сетки в столбчато-зернистом льде по данным акустических измерений для фиксированных температур и частот.

f , МГц	t , $^\circ\text{C}$	$B_{\text{Э}}$, Пас 10^{-6}	$B_{\text{Л}}$, Пас 10^{-6}	$L_{\text{Э}}$, м 10^{-5}	$L_{\text{Л}}$, м 10^{-5}	$\Lambda_{\text{Э}}$, м $^{-2}$ 10^6	$\Lambda_{\text{Л}}$, м $^{-2}$ 10^6
1	-10	3,2	5,6	8,9	6,4	1,6	2,8
	-40	1,8	5	9,8	5,6	1,3	3,6
3,39	-10	2,9	5,6	2,6	1,9	17	32
	-40	1,6	5	2,9	1,2	13	41
5	-10	2,8	5,6	1,8	1,3	35	70
	-40	1,6	5	2,0	1,1	28	90

Согласно модели Лейбфрида, величина B с возрастанием температуры увеличивается линейно. Однако из таблицы следует, что дислокационные параметры зависят не только от температуры, но и от частоты, причем эта связь является нелинейной. По-видимому, освобождение дислокаций от центров

закрепления обусловлено сочетанием механического напряжения и теплового отрыва. Возможно также, что компонента напряжения в плоскости сдвига не совпадает с напряжением, создаваемым волной. Косвенным подтверждением достоверности экспериментальной зависимости является согласие с плотностью дислокаций (10^6 м^{-2}), полученной для хорошо отожженных монокристаллов других материалов, и возрастание трения с ростом температуры.

2.3. Влияние микродефектов на упругие свойства льда

На рис. 2.4 (линия 3) приведены результаты измерений скорости ультразвука на частотах 1,793 МГц и 3,39 МГц во льду трансверсально-изотропной структуры со средним размером кристаллита $\bar{D}=3\div 10$ мм, полученном замораживанием дистиллированной воды. Образцы прозвучивали

параллельно и ортогонально направлению C осей кристаллитов. Светлыми кружками показаны данные, заимствованные из работы [Петров (1976)].

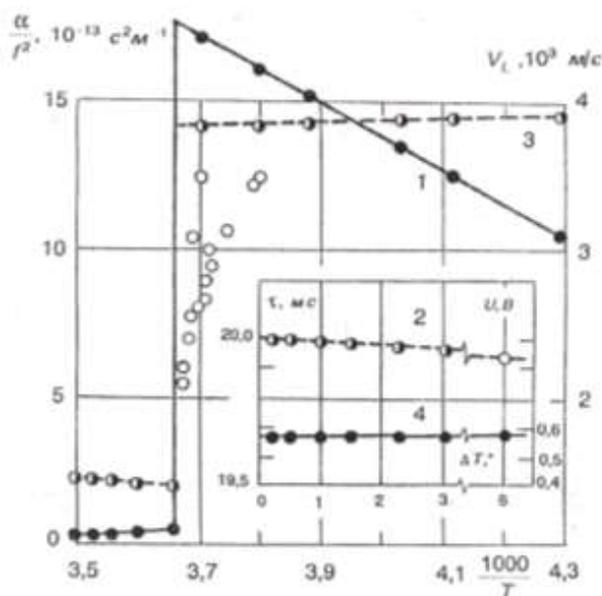


Рис. 2.4. Зависимости поглощения (1), времени задержки (2), скорости продольных волн (3) и амплитуды (4) сканирующего импульса от температуры. [Епифанов (2004)].

Скачок скорости звука при плавлении. Изменение скорости

при плавлении поликристаллического льда представляется в виде ступеньки, как у кристаллов с упорядоченной кристаллической решеткой, свидетельствует об отсутствии области предплавления в пресноводном льде. Экспериментально определенный скачок скорости составляет 2437 м/с, при этом упругое межмолекулярное взаимодействие $V_{\text{Лкр}}^2/V_{\text{Лж}}^2$ уменьшается в $7,8\div 7,2$ раз.

Расчетное значение скачка скорости составляет 2446 м/с [Ландау Л.Д. и др. (1954)]. Расхождение между расчетным и измеренным значением скачка скорости составляет 8,7 м/с или 0,3%, что сопоставимо с погрешностью

вычисления коэффициентов податливостей для гексагональной кристаллической решетки (около 1%). Согласие теории и эксперимента подтверждает, что лед в рассматриваемом случае проявляет типичные свойства кристаллических тел. Линейное изменение скорости ультразвука согласуется с линейным изменением энтропийного ($T\Delta S$) члена изобарно-изотермического потенциала $\Delta G^* = H - TS$ при изменении температуры. Обнаруженное в работе [Петров (1976)], нелинейное уменьшение скорости звука на 1400 м/с (светлые кружки на рис. 2.4.) при подходе к точке плавления льда вероятно, обусловлено присутствием примесей [Епифанов и др. (2016)].

Эффект линейного уменьшения скорости звука при повышении температуры (рис. 2.4 линия 3) зависит от размера кристаллитов. Для кристаллитов $\bar{D}=3$ мм и для $\bar{D}=10$ мм уменьшение составляет соответственно 80 м/с и 66,5 м/с (2% от $V_{L-40^\circ C}$). Уменьшение скорости и дефект модуля обусловлены дислокационным трением

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{1}{2} \frac{\Delta E}{E} = \left(\frac{4Gb^2}{\pi^4 C_1} \right) \Lambda L^2 \quad (2.13)$$

где G - модуль сдвига, b - модуль вектора Бюргера для льда, C_1 - эффективное натяжение дислокации, Λ - концентрация и L - длина дислокаций. Так, для условий эксперимента дефект модуля составляет $\Delta E = 4,3 \div 6,4$ МПа.

Поглощение ультразвука. Температурная зависимость величины α/f^2 , где $f = 3,39$ МГц - частота, для трансверсально-изотропного льда ($\bar{D} = 3$ мм, $K \perp C$) представлена на рис. 2.4 (линия 1), причем правая ветвь кривой относится к кристаллической, а левая ветвь - к жидкой фазе [Епифанов (2003)]. Зависимость коэффициента поглощения от температуры аппроксимирована соотношением

$$\alpha_{\parallel}^L = \alpha_0 + k \frac{1000}{T}, \quad (2.14)$$

где $\alpha_0 = 1,715 \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-1}$, $k = -2,9 \cdot 10^{-2} \text{ К см}^{-1}$.

Для условий эксперимента поглощение ультразвука определяется рассеянием и дислокационным поглощением $\alpha = \alpha_p + \alpha_{\text{disl}}$, причем для $\lambda \ll \bar{D}$ рассеяние происходит по диффузионному механизму $\alpha_{dr} = 2 \bar{R} / \bar{D}$, где \bar{R} — средний коэффициент отражения (по давлению) акустической волны от

межкристаллитной границы раздела [Меркулов (1957); Смирнов и др. (1983)]. Для продольных волн

$$\bar{R} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{(\overline{C_{11}} - \overline{C_{11}})^2}{\overline{C_{11}}^2}} \quad (2.15)$$

где $\overline{C_{11}}$ - значение модуля упругости для гексагональной решетки в произвольном направлении и $(\overline{C_{11}} - \overline{C_{11}})^2$ - его усредненные значения. Необходимые для расчета величины приведены в таблице 2.4.

Таблица 2.4. Величины модуля упругости для произвольной ориентации и его усредненные значения для поликристаллического льда при фиксированной температуре

$t, ^\circ\text{C}$	$(\overline{C_{11}} - \overline{C_{11}})^2, 10^{17} \text{ Па}^2$	$\overline{C_{11}}, 10^9 \text{ Па}$	$\bar{R} \cdot 10^{-2}$
-0,2	1,42355	7,7675	1,214
-10	1,45499	7,888	1,209
-20	1,50233	8,0096	1,210
-30	1,54951	8,1269	1,211
-40	1,59342	8,2397	1,211
-50	1,63554	8,3483	1,211
-60	1,67541	8,4529	1,211

Из таблицы 2.4 следует, что средний коэффициент отражения упругой волны от межкристаллитной границы не зависит от температуры льда. Тогда $\alpha_{dif}^L = 2,42 \cdot 10^{-2} / \bar{D}$ и поглощение рассеяния продольных волн для $\bar{D}=10$ мм равно $\alpha_L^{dif} = 2,4 \cdot 10^{-2}$ 1/см. Для известной составляющей рассеяния находится дислокационная составляющая поглощения $\alpha_{dist} = \alpha - \alpha_p$, которая характеризует параметры дислокационной сетки

$$\frac{\alpha_{dist}}{f^2} = \frac{16}{V} \left(\frac{Gb^2B}{\pi^4 C^2} \right) \Lambda L^4 \quad (2.16)$$

где B — константа торможения. Например, дислокационная составляющая поглощения для температуры $-2,9^{\circ}C$ равна $0,0506$ $1/\text{см}$. В пересчете на частоту 5 МГц поглощение равно $0,14$ $1/\text{см}$, что удовлетворительно согласуется с рассчитанным ранее его значением $0,13$ $1/\text{см}$ для трансверсально-изотропного льда с размером кристаллита $\bar{D}=3$ мм и направления волнового вектора вдоль C -осей (Таблица 2.1). Таким образом, подтверждена достоверность рассчитанной ранее дислокационной компоненты поглощения ультразвука.

Упругая анизотропия. Зависимости скорости продольной волны частотой $3,39$ МГц от температуры исследуемого льда в ненагруженном состоянии вдоль C оси (линия 3) и ортогонально этой оси (линии 1,3) показаны на рис. 2.5, а привязка системы координат к образцам — на рис. 2.6.

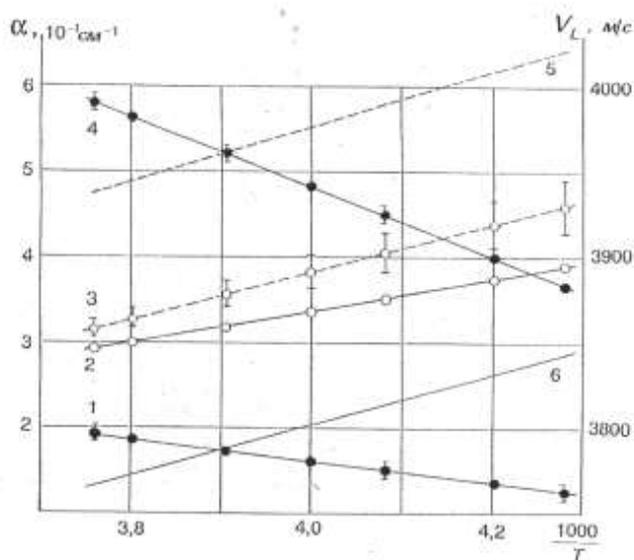


Рис. 2.5. Зависимости поглощения (1, 4) и скорости (2, 3, 5, 6) продольной волны в донном льде от температуры для $K||C$ (3,4,5) и $K\perp C$ (1,2,6). Линии 5 и 6 рассчитаны для монокристалла льда.

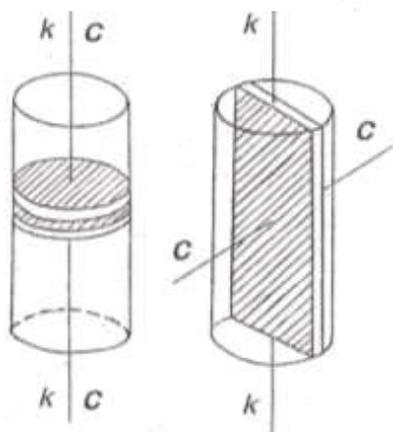


Рис. 2.6. Прямоугольная система координат для образцов льда $K||C$ (3,4,5) и $K\perp C$ (1,2,6).

Полученные экспериментальные зависимости (линии 1-4 рис. 2.5) согласуются с известными тенденциями линейного возрастания скорости продольной волны (линии 2 и 3) и линейного уменьшения коэффициента поглощения (линии 1 и 4) с понижением температуры.

Кроме того, исследуемый лед проявляет анизотропию акустических (упругих и вязких) свойств. Эффект упругой акустической анизотропии трансверсально-изотропного льда не превышает 2% (линии 2, 3 на рис. 2.5). Отметим, что экспериментальные зависимости скоростей ультразвука от температуры (линии 2 и 3) расположены между аналогичными зависимостями для монокристалла льда (линии 5 и 6), рассчитанными из температурной зависимости упругих коэффициентов C_{33} и C_{11} монокристалла льда. Уменьшение скорости продольных волн на 1% и соответственно снижение упругости льда обусловлены присутствием дислокаций (дефицит скорости).

Вязкая анизотропия. В исследуемом льде при направлении волнового вектора вдоль базисных плоскостей поглощение ультразвука на 300% меньше (линия 1, рис. 2.5), чем при ориентации волнового вектора вдоль С-осей (линия 4). Эффект вязкой анизотропии обусловлен разными механизмами рассеяния ультразвука на межкристаллитных поверхностях. Для $\lambda < \bar{D}$ механизм соответствует когерентному закону рассеяния; для $\lambda \ll \bar{D}$ — диффузионному закону рассеяния. Коэффициент диффузного рассеяния не зависит от частоты и обратно пропорционален среднему размеру сечения рассеяния

$$\alpha_{dr} = 2\bar{R}/\bar{D}, \quad (2.17)$$

где \bar{R} - средний коэффициент отражения (по давлению) акустической волны от межкристаллитной границы раздела [Меркулов (1957); Мэзон (1952)]. Согласно (2.17), коэффициент рассеяния продольных волн при $\bar{D}=3$ мм $\alpha_L^{dif} = 7,2 \cdot 10^{-2}$ 1/см, что составляет 50% от всей величины затухания ультразвука (0,14 1/см). В пересчете на частоту 5 МГц получаем 0,11 1/см, что с учетом ориентации удовлетворительно согласуется с полученным ранее значением 0,13 1/см.

В рассматриваемом случае эффект вязкой анизотропии использован для независимого разделения дислокационной и термоупругой составляющей поглощения ультразвука. Подтверждена достоверность рассчитанной ранее дислокационной компоненты поглощения ультразвука (таблица 2.2). Аналогичный подход использовался для металлов с зернами вытянутой или раскатанной формы [Пападакис (1969)].

Энергия активации. Линейный вид температурных зависимостей акустических параметров (рис. 2.5) обусловлен в основном линейным

приращением энтропии, т.е. членом $T\Delta S$ в изобарно-изотермическом потенциале $Z=U-TS$. Энергия активации вычисляется по дислокационным составляющим затухания ультразвука при T_1 и T_2

$$U = 19,159 \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1} \lg \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \quad (2.18)$$

Для условий эксперимента энергия активации $U_{\perp} = 1,6$ кДж/моль, а в пересчете на кинетическую единицу

$$\Delta U_0 = \frac{U}{N_0} = 2,7 \cdot 10^{-21} \text{ Дж.} \quad (2.19)$$

Полученные затраты энергии отождествляются с энергией активации упругого деформирования петли и с затратами при переходе петли из одного квазиравновесного состояния в другое, то есть акустическими колебаниями молекул [Bertie et al. (1964)].

Таким образом, механизм упругого деформирования льда включает не только обратимые изменения длины химических связей и валентных углов, но и обратимое смещение дислокаций.

Коэффициент внутреннего трения [Bently, Kohnen (1976)]. Диссипативные процессы во льду при распространении ультразвуковых колебаний ($3 \cdot 10^{-7}$ см) ограничены термоупругим эффектом и дислокационным поглощением по амплитудно-независимому механизму. Для их оценки воспользуемся понятием комплексной вязкости

$$\eta^* = \eta' - i\eta'' \quad (2.20)$$

Действительная часть комплексной вязкости представляет собой отношение составляющей напряжения, находящейся в фазе со скоростью деформации, к скорости деформации и определяется уравнением

$$\eta' = \frac{\alpha \rho V^3}{2\pi^2 f^2} \quad (2.21)$$

Коэффициент поглощения зависит от первой степени плотности дислокаций Λ и от четвертой степени длины L петли [Труэлл, Эльбаум (1972)]

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{4Gb^2}{\pi^4 C} \right) \left(\frac{B}{\pi^2 C} \right) \Lambda L^4 \omega^2 \quad (2.22)$$

где обозначения величин те же что в уравнении (1.6). С учетом того, что постоянная торможения по Лебфриду линейно зависит от температуры, применительно ко льду получаем для динамической вязкости уравнение

$$\eta' = \left[\frac{1,2 \cdot 10^{19} k_B \rho V_L (1-\nu)^2}{\pi^4 G b^2 V_t} \right] \Lambda L^4 T \quad (2.23)$$

где k_B - постоянная Больцмана.

На рис. 2.7 для исследуемого льда приведена температурная зависимость действительной части комплексной вязкости от обратной температуры (кривая 4). Для сравнения приведены также температурные зависимости для энтальпии (1), теплоемкости (2), и энтропии (3) льда. Как следует из рисунка, динамическая вязкость льда (кривая 4) линейно возрастает с повышением температуры. Физический смысл этого заключается в увеличении интенсивности "столкновений" дислокации с ее окружением при увеличении температуры (интенсивности теплового движения).

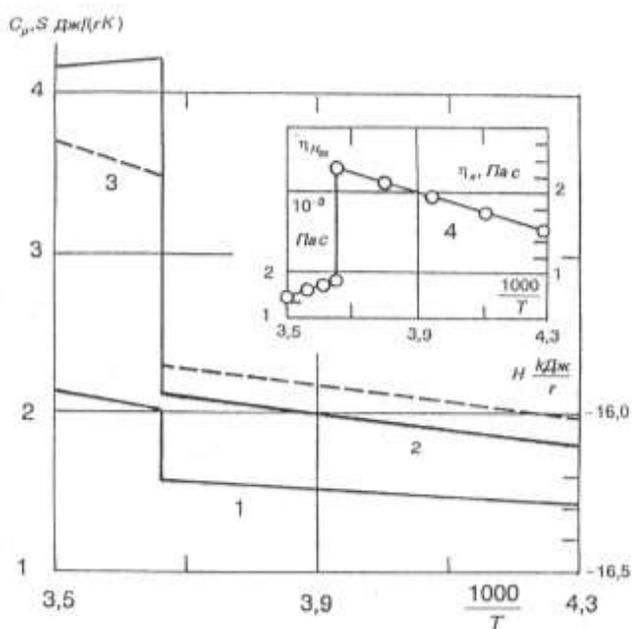


Рис. 2.7. Зависимость динамической вязкости (4), а также энтальпии (1), теплоемкости (2), энтропии (3) льда от температуры.

Влияние дислокаций в кристаллической решетке льда на механику его упругого деформирования состоит в том, что к обратимому смещению ионов кислорода от положения равновесия добавляется сдвиг дислокаций, который по определению не упругий. Качественно отличную (от дислокационного механизма) зависимость от температуры имеет коэффициент внутреннего трения, который, напротив, уменьшается при повышении температуры от 10^{15} Па·с до 10^9 Па·с. Эта особенность является определяющей при выборе дислокационной модели [Епифанов (1982,б)].

2.4. Упругость льда при конечных деформациях.

Применение ультразвуки к исследованию упругости льда при конечных деформациях состоит в **определении предела его упругости, упругого гистерезиса и влияния упругости на формирование мезоструктур.**

Предел упругости материалов обычно определяют по напряжению, при котором остаточные деформации впервые достигают заданного допуска ($0,001 \div 0,03\%$). О пределе упругости льда известно, что это "малая величина" [Войтковский (1960)], не превышающая 0,1-0,5 МПа [Кренке (1984)].

В диссертационной работе для определения предела упругости использовано положение дислокационной теории, согласно которому при достижении некоторых напряжений происходит отрыв дислокаций от слабых точек закрепления. Увеличение длины петли от L_C до L_N сопровождается дополнительным дислокационным трением. Поэтому в качестве критерия перехода локальной неупругости в макропластичность был использован коэффициент избыточного поглощения ультразвука ($\alpha^* = \alpha_\sigma - \alpha_0$, где α_0 - коэффициент поглощения в ненагруженном состоянии).

Методика определения деформационных измерений структуры отработывалась на достаточно изученных материалах, таких как гранит [Епифанов, Воронина (1980)], высоконаполненные каучуки [Епифанов (1982), Епифанов и др. (1987)], гидрозоли и суспензии [Епифанов (1978), Епифанов и др. (1979)]. В этих исследованиях был решен комплекс методических задач, включая определение акустических параметров измерительной линии, оценку ее чувствительности к деформационным дефектам, оценку пригодности стандартной измерительной аппаратуры и ее модернизация с целью учета специфических свойств льда, и установления корреляции акустических параметров с накоплением деформационных дефектов.

В результате разработан комплексный метод испытаний образцов льда на сжатие [Епифанов (1982)]. На рис. 2.8 показана схема оригинальной измерительной камеры. Ее конструкция обеспечивает акустическую развязку от помех, создаваемых приводом испытательной машины. Градиент температуры в камере не превышает $0,2^\circ$ в рабочем диапазоне температур от $-0,2^\circ$ С до -60° С. Равномерность нагрузки на торцевые поверхности образца (1) в момент поджатия обеспечена применением опоры на воздушной подушке, которая состоит из двух частей (2 и 24).

На время поджатия в кольцевую щель-распределитель через штуцер подается сжатый воздух [Епифанов (1984)].

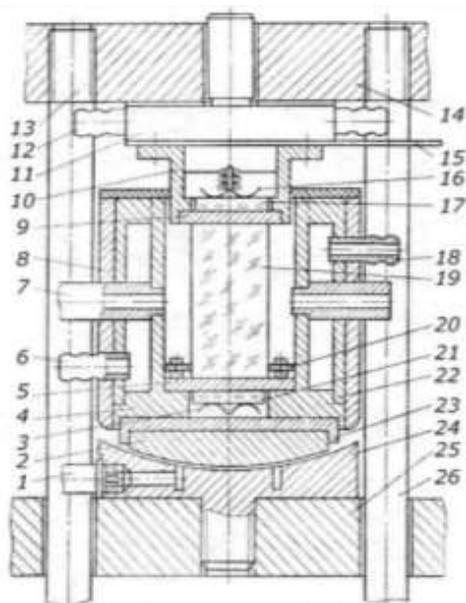


Рис. 2.8. Схема измерительной камеры для испытания образцов льда диаметром 30 мм и высотой 60 мм на осевое сжатие.

Испытания на сжатие выполняли при скорости деформации $\dot{\varepsilon} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ и фиксированных температурах: $-5,4^\circ\text{C}$, -27°C , -60°C . Переход от состояния пластичности к состоянию хрупкости достигается изменением температуры при фиксированной скорости деформации. Волновой вектор сканирующего ультразвукового импульса направлен вдоль оси сжатия образцов (К||С). Лед имел трансверсально-изотропную структуру и эффективный диаметр кристаллитов 10 мм, ориентация С-осей которых направлена вдоль оси образцов.

На рис. 2.9. представлены обобщенные деформационные кривые 1 ($-5,4^\circ\text{C}$) и 2 (-27°C) и зависимости коэффициентов избыточного поглощения ультразвука от приведенной деформации: кривые 3 ($-5,4^\circ\text{C}$), 4 (-27°C) и 5 (-60°C).

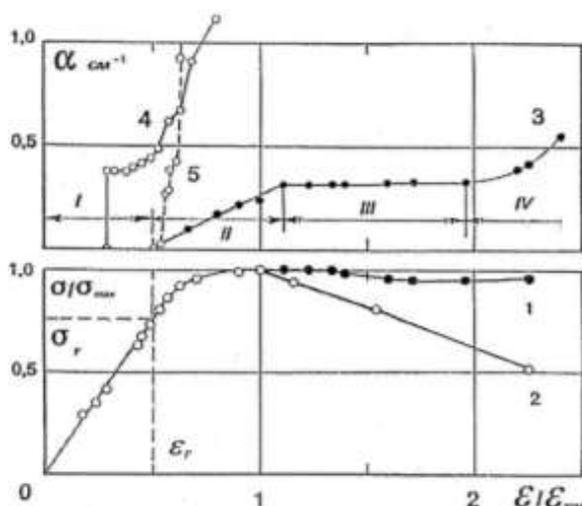


Рис. 2.9. Зависимости приведенных напряжений (кривые 1, 2) и коэффициентов избыточного поглощения (кривые 3-5) от приведенной деформации для разных температур.

На кривой 3 (рис. 2.9) выделены участки I-IV, в пределах которых наблюдается однотипное изменение диссипативных потерь.

Участок I ограничен интервалом напряжений $\sigma = 0 \div 0,34$ МПа и деформаций $\varepsilon = 0 \div 0,865$ %. В пределах этого участка поглощение слабо возрастает до $\alpha \approx 0,09$ см^{-1} . Близкая к линейной зависимость напряжений от деформации и слабое увеличение коэффициента поглощения указывают на упругий характер деформирования льда в пределах этого участка (механизм дислокационного трения).

На участке $\sigma = 0,34 \div 1,6$ МПа, $\varepsilon = 0,865 \div 2,5$ % поглощение ультразвука линейно возрастает в интервале $\alpha = 0,09 \div 0,315$ см^{-1} .

На участке III поглощение изменяется слабо, а деформация увеличивается при практически постоянных напряжениях. Фактически наблюдается течение льда со скоростью $\dot{\varepsilon} = 5 \cdot 10^{-5}$ с^{-1} . Соответственно предел текучести льда можно определить по зависимости избыточного поглощения от деформации $\alpha(\varepsilon)$ как точку пересечения участка II этой зависимости с участком III. Далее по предельной деформации ε_p находят напряжение текучести σ_p . В рассматриваемом случае $\varepsilon_p = 0,86\%$, $\sigma_p = 1,6$ МПа.

Деформационная кривая 1 (см. рис. 2.9) по форме приближается к классической кривой деформирования пластического тела с предельным напряжением сдвига, необходимым для разрушения внутренней структуры. Наблюдаемому увеличению поглощения ультразвука соответствуют деформационные изменения структуры (искажение плоскостей сдвига, появление на них дефектных участков, новых поверхностей скольжения и разориентация C осей [Bertie (1964)]).

2.4.1. Предел упругости льда. Определение предела упругости льда с помощью акустического импульсно-фазового метода основано на нахождении точки резкого увеличения избыточного поглощения (точка пересечения кривой 3 с осью абсцисс рис. 2.9). Эта точка соответствует предельной упругой деформации льда ε_y . Далее из точки ($\varepsilon_y = 0,865\%$) восстанавливают перпендикуляр до пересечения с деформационной кривой и по ординате находят физический предел упругости льда $\sigma_y = (0,34 \pm 0,01)$ МПа. Определенный таким способом предел упругости трансверсально-изотропного льда с размером кристаллитов 10 мм при

температуре $-5,4^{\circ}\text{C}$ соответствует физическому (истинному) пределу упругости. Для этого же льда при температуре -40°C истинный предел упругости достигается при больших напряжениях ($\sigma_y = 0,6\text{ МПа}$) и меньшей деформации ($\varepsilon_y = 0,067\%$), что не противоречит принципу температурно-временной суперпозиции [Епифанов (1990)].

До достижения предела упругости пластические деформации локализованы внутри каркаса из смежных упруго деформированных кристаллов. В момент, когда пластическая деформация перекрывает сечение образца, достигается предел текучести льда.

Параметры дислокаций вблизи предела упругости. Акустические характеристики льда вблизи предела упругости и предельное значение деформации связаны с параметрами Λ и L дислокационной структуры известным уравнением [Гранато, Люкке (1969)]

$$\alpha\lambda = \frac{C_1}{\varepsilon_0} \exp\left[-\frac{C_2}{\varepsilon_0}\right], \quad (2.24)$$

где α - дислокационная составляющая поглощения ультразвука при деформации ε_0 , λ - длина волны,

$$C_1 = \Omega K \left(\frac{8Gb^2}{\pi^3 C} \right) \frac{\Lambda L_N^3}{\pi L_C} \varepsilon' \alpha, \quad (2.25)$$

$$C_2 = \frac{K\varepsilon' b}{L_C}, \quad (2.26)$$

ε_0 - амплитуда деформации. Остальные величины для льда известны: $G=3,6 \cdot 10^9$ Па, $C=6,679 \cdot 10^{-10}$ Н, $b=4,52 \cdot 10^{-10}$ м, $a=4,5 \cdot 10^{-10}$, $\varepsilon' = 0,79$ [Фрост, Эшелби (1989)]. Длина подвижной части сегмента дислокации определена ранее $L_C = 1,9 \cdot 10^{-5}$ м [Епифанов (2003)]. Принимаем $L_N = 2L_C$, фактор ориентации $\Omega = 0,25$ [Труэлл и др. (1972)] и $K = 1$. Тогда, согласно (2.25), концентрация дислокаций вблизи предела упругости возрастает более чем в 2000 раз.

2.4.2. Упругий гистерезис [Guyer at al. (1999); Delsanto at al. (2000); Назаров и др. (2014)]. Отклонения от упругого поведения для льда проявляются в явлении запаздывающей или задержанной упругости. Согласно модели Кельвина-Фойгта, установление упругого равновесия представлено параллельным соединением пружины и поршня. В таком сочетании упругого и вязкого элементов собственно вязкого течения нет, а роль вязкости сводится к постепенному достижению равновесных деформаций. Оба элемента подвергаются одинаковой деформации, а напряжение распределяется между ними. Из аддитивности напряжений

$$\sigma = \sigma' + \sigma'' \quad (2.27)$$

где $\sigma' = G\varepsilon$ и $\sigma'' = \eta d\varepsilon/dt$, следует интегральное выражение для задержанной упругости [например, Малинин (1975)].

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{G} \left[1 - \exp\left(-\frac{G}{\eta} \tau\right) \right] \quad (2.28)$$

Из (2.28) следует, что наибольший эффект задержанной упругости проявляется при времени наблюдения близком к времени запаздывания $\tau = \eta/G$. Методически приближение к равновесному состоянию достигается продолжительностью эксперимента $\sim 1,35$ часа и высокой точностью измерения деформаций (10^{-7}).

Испытания на изгиб выполняли при температуре $-11,5^\circ\text{C}$ при градиенте температуры в измерительной камере $\pm 0,5^\circ\text{C}$. Прогиб балки измеряли с точностью $5 \cdot 10^{-7}$ м. Лед трансверсально-изотропной структуры с характерным размером кристаллита $\bar{D} = 5$ мм.

По экспериментальным кривым обратной ползучести определены мгновенная ε' и запаздывающая ε'' упругие деформации, а соответствующие им напряжения σ' и σ'' рассчитаны по (2.28). Основанием для применения этой модели послужила линейность зависимости $\lg \varepsilon(\tau)$, где τ - время. Для напряжений 0,18, 0,36, 0,67 и 1,27 МПа построены соответствующие петли 1-4 упругого гистерезиса (рис. 2.10). Все они имеют форму, обусловленную наличием в деформируемом теле возвращающей силы: значение деформации начинает интенсивно снижаться сразу же, как только уменьшаются напряжения.

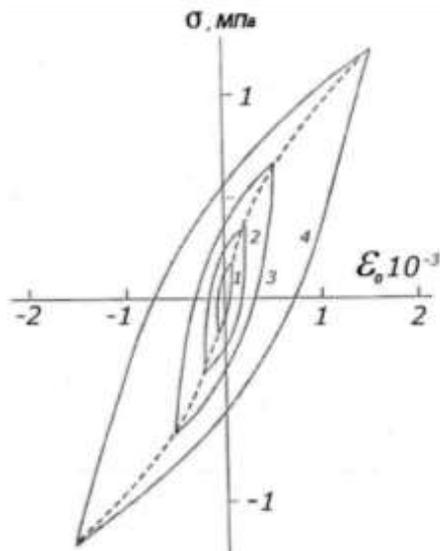


Рис. 2.10. Петли упругого гистерезиса в поликристаллическом льде для разных напряжений (изгиб консольной балки).

Форму петель 1-4 на рис. 2.10 сравнивали с основными моделями гистерезиса, причем в качестве параметра идентификации r выбрано отношение декремента затухания δ к дефекту модуля [Лебедев (1999)]

$$r = \frac{\delta}{\Delta E / E}, \quad (2.29)$$

Расчет величины r выполнен традиционным способом.

Поскольку полная деформация складывается из упругой ε_0 и дислокационной частей ε_{dm} , то прямая, проходящая через начало координат и соединяющая концы гистерезисной петли в координатах "напряжение - полная деформация", соответствует дефекту секущего модуля [Лебедев (1999)]

$$E^* = \Delta E / E \quad (2.30)$$

По тангенсу угла наклона этой прямой рассчитан эффективный упругий модуль поликристаллического льда. Для кривой 1 $E_{эфф} = 7,9 \cdot 10^9$ Па, что близко к модулю Юнга ($9,3 \cdot 10^9$ Па). Соответственно секущий дефект упругого модуля, определенный механическим способом, равен

$$\frac{\Delta E_{эфф}}{E} = 0,85.$$

Поскольку площадь гистерезиса пропорциональна доле упругой энергии, перешедшей в теплоту, то механический декремент $\delta_{мех}$, например, для петли 1 (рис. 1.10) $\delta_{мех} = 3,07$. Для рассчитанных значений декремента и дефекта модуля из уравнения (1.46) находится значение параметра $r = 3,6$.

Полученное значение параметра $r > 2$ и форма гистерезиса (рис. 2.10) указывают на то, что механизм амплитудно-зависимых потерь упругого деформирования обусловлен трением, а не отрывом дислокаций от точек слабого зацепления [Лебедев (1999)]. Это является основанием для применения теории Гранато-Люкке к поликристаллическому льду и вычисления истинного дефекта его модуля упругости по уравнению

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_h = \frac{2\Delta V}{V}, \quad (2.31)$$

согласно которому относительное изменение модуля, возникающее благодаря дислокационному трению, равно удвоенному дефекту относительной скорости ультразвука [Труэлл, Эльбаум, Чик (1972)]. Декремент затухания ультразвука при динамическом деформировании вычислен по уравнению

$$\delta = \alpha\lambda \quad (2.32)$$

где α - коэффициент поглощения, λ - длина волны.

Для поликристаллического льда в упругой области сжатия в интервале деформаций от 0,01 до 0,14 определены дефект скорости (17 м/с) и дислокационное поглощение 0,12 1/см [Епифанов (2003)]. Измерения выполнены при температуре -40°C и направлении волнового вектора продольной волны с частотой 1 МГц по оси образца, т.е. он совпадает с усилием сжатия. Подставляя экспериментальные данные в уравнения (1.31) и (1.32) находим дефект упругого модуля $\Delta E/E = 1,06 \cdot 10^{-2}$, декремент затухания $\delta = 3,86 \cdot 10^{-2}$ и отношение последнего к дефекту упругого модуля $r = 3,64$.

Полученное значение r свидетельствует об одинаковой природе механизмов упругого деформирования льда при квазистатическом и динамическом деформировании. В обоих случаях потери упругой энергии связаны с обратимым гистерезисным смещением дислокаций и внутренним трением, которые описываются моделью дислокационного гистерезиса — петель Давиденкова [Давиденков (1938)].

Механизм задержанной упругости. Проведенные исследования с учетом известных экспериментов с другими материалами позволяют представить механизм упругих деформаций поликристаллического льда следующей схемой [Малыгин (2000)]. Уже при малых внешних нагрузках в кристаллитах, базисные плоскости

которых ориентированны вдоль сдвиговых напряжений, происходит смещение дислокаций, т.е. микропластическая деформация. Сдвиги дислокаций создают в ледяном каркасе дополнительные упругие деформации. При разгрузке запасенная в смежных кристаллитах упругая энергия возвращает пластически деформированный кристаллит в исходное состояние, но при этом часть энергии расходуется на внутреннее трение. Локальная пластическая деформация до определенных значений напряжений оказывается обратимой, но установление равновесия оказывается более длительным, чем при идеально упругом деформировании, и вовлекает существенно больший объем материала.

Условие обратимости нарушается при достижении пороговых напряжений, при которых происходит отрыв дислокаций от точек слабого закрепления, т.е. достигается истинный предел упругости. Так, в трансверсально-изотропном льде с размером кристаллитов 10 мм при температуре $-5,4^{\circ}\text{C}$ и скорости деформации $\dot{\varepsilon} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ c}^{-1}$ истинный предел упругости $\sigma_y = (0,34 \pm 0,01)$ МПа.

Упругая деформация льда составляет менее 1% ($\varepsilon_y = 0,56\%$). Механизм упругой деформации поликристаллического льда заключается не только в изменении равновесных расстояний между ионами кислорода в кристаллической решетке, но и в смещении дислокаций от своих равновесных положений. Развитие упругой деформации сопровождается изменением потенциальной энергии системы и диссипативными потерями.

Упругое возмущение распространяется со скоростью звука, однако равновесное состояние при квазистатическом нагружении достигается за время порядка ста минут и зависит от условий нагружения. Это не противоречит предположению в континуальной теории дефектов о том, что разгрузка достаточно малого объема — обратимый процесс.

2.4.3. Деформационные мезоструктуры. Вид исследуемых образцов в исходном, промежуточном и конечном состояниях при испытаниях на осевое сжатие показан на рис. 2.11. Исходные образцы прозрачны. Это позволяет наблюдать (рис. 2.11,1) мезоструктуры, образовавшиеся при пластическом и квазихрупком разрушении.

Рельеф боковой поверхности пластически деформированного образца (рис. 2.11.2) образован фрагментами выдавленного льда (рис. 2.11.3), а внутри наблюдаются вихреподобные структуры (рис. 2.11, 2). В целом наблюдаемая

картина отражает деформационные сдвиги и повороты мезоструктур размером около 10 мм.

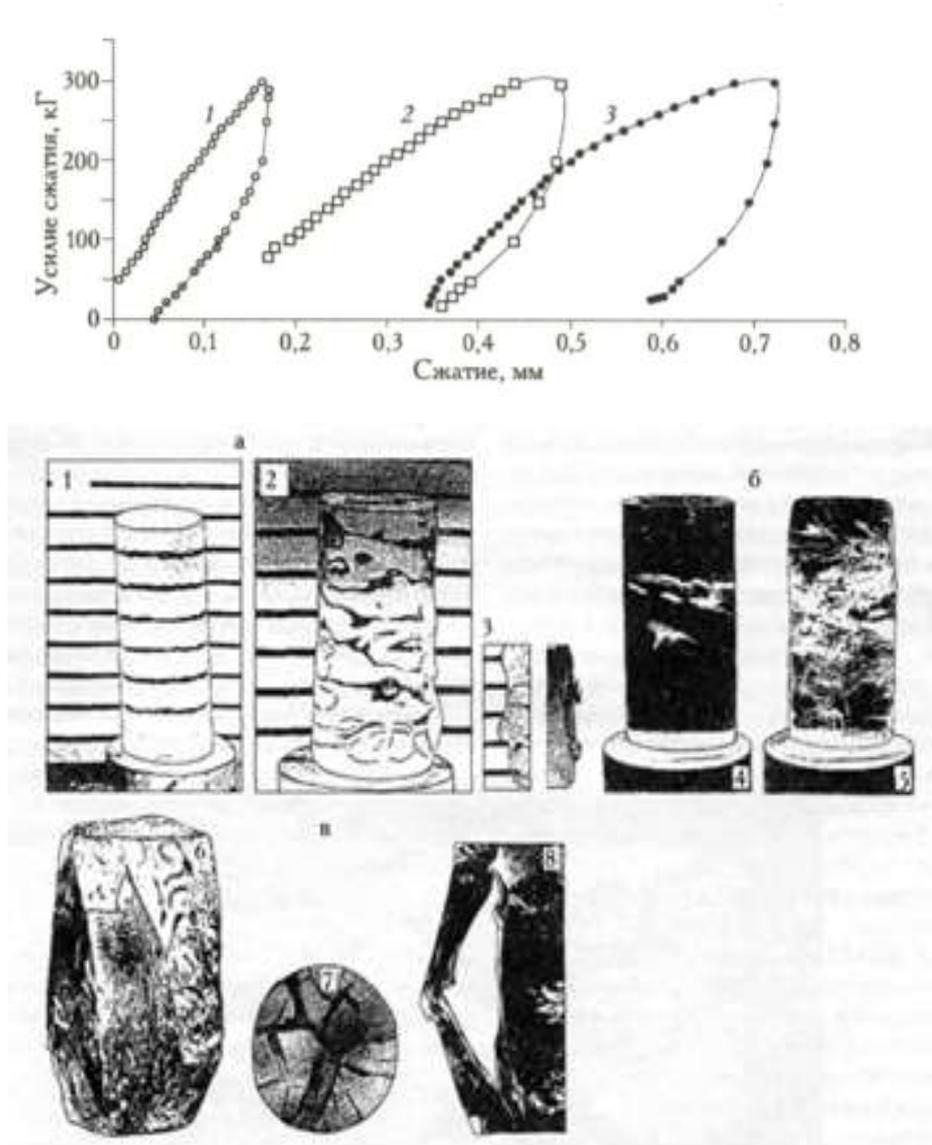


Рис. 2. 11. Деформационные мезоструктуры: 1 - исходный образец, 2 - образец с остаточной деформацией около 6%, 3 - пластические брекчии трения, 4 - первые трещины, 5 - образец, подвергнутый максимальным напряжениям сжатия, 6 - дилатансное разрушение (вид сбоку), 7 - то же снизу, 8 - пластический шарнир. Вверху: циклическое сжатие образцов столбчатого льда вдоль (1) и ортогонально (2, 3) оптической оси кристаллитов.

Фрагменты деформационных элементов структуры (микроблоки, субзерна и другие продукты дислокационного метаморфизма) имеют округлую форму (рис. 2.11,3), что свойственно высоковязким жидкостям или ледяным брекчиям трения.

По-видимому, пластические деформации локализованы в слоях льда, которые разделяют образец на блоки. Лед внутри блоков находится в упруго деформированном состоянии, а промежутки заполнены пластическими брекчиями трения. Такая гипотеза подтверждается тем, что расстояние между первыми трещинами такое же, как и размер блоков при пластическом деформировании. Искривление трещин свидетельствует о вращении блоков (рис. 2.11,4).

При низких температурах первые трещины ориентируются вдоль линии нагружения ($\delta = 7^\circ$), а последние направлены ортогонально ($\delta = 90^\circ$), поскольку образуются в результате излома столбчатых образований (см. рис. 2.11,8). Это свидетельствует о том, что сдвиги реализуются на более низком уровне структуры и происходят при существенно меньших напряжениях, чем повороты.

Визуальные различия образцов льда, подвергшихся сжатию при разных температурах, позволяют выявить некоторые закономерности. Во всех случаях нарушение сплошности, начинается внутри образца, а не на его поверхности. Изменения структуры льда при сжатии локализованы в пространственных ячеистых структурах, что проявляется в "блоковом" характере его деформирования и разрушения. Основной объем льда оказывается в упруго напряженном состоянии, а пластические деформации реализуются преимущественно по границам мезоструктур или в характерных шарнирных точках (см. рис. 2.11, 8).

Формирование во льду мезоструктур разного масштаба наблюдаются и на больших массивах льда. Так, картина разрывов на дневной поверхности ледников фактически отражает "глыбовое движение льда", переходящее в скольжение блоков по внутренним плоскостям разрывов [Глазовский и др. (2008); Епифанов (2008)]. Деформирование и разрушение поликристаллического льда подчиняется общему принципу, согласно которому внешнее воздействие вызывает во льду процессы, ослабляющие эффект этого воздействия, и происходящие при минимальном изменении потенциальной энергии.

Отмеченные закономерности могут быть представлены обобщенными экспериментальными зависимостями, по существу характеризующими температурно-временные условия деформирования. На рис. 2.12 показаны зависимости максимальных (кривая 2) и пороговых (кривая 3) напряжений трещинообразования от приведенной скорости деформации при сжатии при температуре приведения -20°C . Ниже кривой 1 (температура приведения -3°C) и кривой 3 лед сохраняет сплошность,

а выше — происходит процесс образования трещин и формирование структур разрушения.

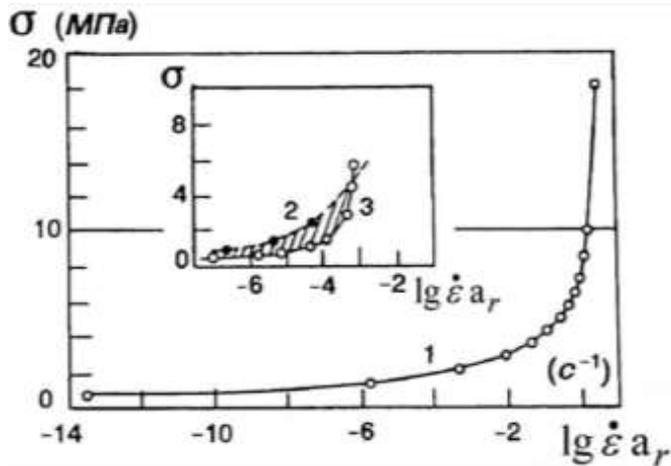


Рис. 2.12. Зависимости пороговых напряжений образования трещин (1) и временного сопротивления (2) от приведенной скорости деформации.

Вблизи кривой 2 происходит либо хрупкое разделение образца на отдельные части, либо сопротивление внешней нагрузке снижается из-за уменьшения несущего сечения (дилатансия). Образец сохраняет несущую способность, но его структура представляет конструкцию с многочисленными пластическими шарнирами (рис. 2.11, 6-8). Это состояние образца соответствует закритической области деформирования.

В точке пересечения кривых 2 и 3 на рис. 2.12 (область высоких скоростей деформирования) образец разрушается «мгновенно» (взрывообразно), и вместо кусков льда разной величины образуется снежная пыль. Такое "гомогенное разрушение" происходит по границам мезоструктур, размер которых соизмерим с длиной дислокации L_n .

Заключение

Впервые получены результаты многопланового экспериментального исследования упругости пресноводного поликристаллического льда при линейных и нелинейных деформациях в широком интервале термодинамических параметров.

1. Установлено, что в пресноводном льде Ih при напряжениях $\leq 5 \cdot 10^4$ Па, создаваемых ультразвуковой волной в диапазоне частот от 500 кГц до 80 МГц в

интервале температур от $-40^{\circ}C$ до $-0,15^{\circ}C$, реализуется амплитудно-независимый механизм деформирования.

2. По данным акустических измерений рассчитаны параметры дислокационной сетки (плотность 10^6 м^{-2} и длина дислокаций $5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$).

3. Разработан акустико-механический способ определения физического предела упругости пресноводного льда, основанный на измерении избыточного поглощения ультразвука. Определены физические пределы упругости льда.

4. Определен баланс диссипации энергии упругих волн: вязкие потери 21% на мезоуровнях (обратимые смещения дислокационных петель) и рассеяние акустической энергии на межкристаллитных поверхностях $\sim 79\%$.

5. Установлено, что потери упругой энергии для льда при квазистатическом и динамическом деформировании описываются моделью дислокационного гистерезиса — петлей Давиденкова.

6. Экспериментально подтверждено, что упругие характеристики пресноводного льда при плавлении уменьшаются "скачком" в $7,8 \div 7,2$ раза, как у кристаллов с упорядоченной кристаллической решеткой (область предплавления отсутствует), что соответствует теории фазовых переходов.

7. Предложен способ выделения подобластей реологии пресноводного льда: пластического течения, трещинной дилатансии и хрупкого разрушения, основанный на построении зависимостей пороговых напряжений трещинообразования и временного сопротивления от приведенной скорости деформации.

Полученные результаты свидетельствуют о возможности применения акустического измерительного комплекса для исследований мезомеханики деформирования льда при нелинейных деформациях.

Глава 3. МЕЗОМЕХАНИКА ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ ЛЬДА

В настоящей главе представлены результаты экспериментов по исследованию кинетики накопления деформационных дефектов и механизмов разрушения пресноводного льда в процессе механических испытаний во всем диапазоне механических напряжений.

Цель настоящего исследования состоит в количественном определении с помощью акустико-механического метода (ультразвукового прозвучивания и регистрации сигналов акустической эмиссии) структурных изменений льда непосредственно в процессе механических испытаний на сжатие, растяжение и удар не только в линейной, но и в закритической области нагружения:

- Разработке акустико-механического метода для количественной оценки деформационных изменений структуры льда и исследовании с его помощью основных закономерностей накопления трещин и формирования магистральной трещины в образцах льда при механических испытаниях.
- Установлении связи между размером дефекта и коэффициентом избыточного ослабления на основании экспериментальных зависимостей избыточного коэффициента ослабления ультразвуковой волны (в диапазоне 0,5-80 МГц) от сечения рассеяния дефекта.
- Описании деформационных изменений структуры льда реологическими уравнениями, адекватно учитывающими эти изменения, включая построение определяющего пластический удар уравнения.

По материалам главы опубликованы работы [*Епифанов (2016а); Епифанов (2008); Епифанов (2007а,б); Епифанов, Юрьев (2006); Епифанов (2005, 2004); Епифанов, Осокин (2004); Епифанов (2003, 1998, 1997, 1996, 1991, 1990а,б,в; 1989, 1988, 1986, 1985а,б,в,г,д; 1984, 1982а,б,в; 1978); Воронина, Епифанов (1983, 1980); Епифанов, Воронина (1980); Епифанов, Кудря (1985); Епифанов, Фаустов (1982, 1983, 1984); Епифанов, Русинов (1987); Епифанов, Сазонов, Лопашов (2015); Епифанов, Саватюгин (2011, 2013); Епифанов, Глазовский (2010, 2011,2013); Епифанов, Глазовский, Осокин (2013,б)*].

Приоритет разработок защищен авторскими свидетельствами и патентами: № 1539583 (1988), № 1569730 (1990), № 1608600 (1990), № 1518712 (1988), № 137923 (2013), № 2142617 (1999), № 2460188 (2011), № 130758 (2013), № 2552859 (2015).

3.1. Изменение структуры льда при растяжении

3.1.1. Реологическая модель

Традиционно в качестве определяющего реологического уравнения для льда применяется соотношение

$$\dot{\varepsilon} = k \sigma^n, \quad (3.1)$$

которое представляет удобную для вычислений аппроксимацию экспериментальных данных, но не учитывает деформационные изменения структуры [Frost (2001); Glen (1955, 1958)]. Показатель степени при напряжении (коэффициент) n изменяется в широком интервале значений $n = 1,5 \div 4,5$, его связь с деформационными механизмами остается недостаточно исследованной. К тому же для коэффициента k не определены зависимости от температуры, структуры и вида напряженного состояния льда [Gold (2003); Paterson (1983); Shoji et al. (1985)].

В настоящем исследовании для описания деформационных изменений структуры льда вводится параметр Ω , который учитывает деформационные изменения структуры [Вавакин, Салганик (1975); Труэлл et al. (1972)]

$$\Omega = \Lambda L^2, \quad (3.2)$$

где Λ - плотность дефектов и L - их размер, и эффективный модуль $E_{эфф}$, который отражает экспериментальный факт уменьшения упругих свойств льда при накоплении деформационных дефектов в процессе механических испытаний

$$E_{эфф} = E_0 \exp\left[-\frac{\pi}{4} \Omega\right], \quad (3.3)$$

где E_0 - модуль Юнга. С учетом уравнений (3.2 и 3.3) зависимость деформаций ε от напряжений σ и структуры представлена уравнением

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E_{эфф}}, \quad (3.4)$$

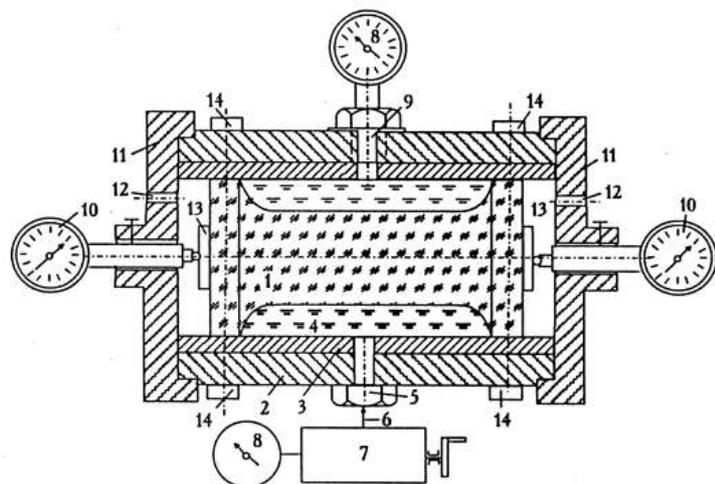
причем параметр Ω определяется экспериментально из акустических измерений.

Испытания на растяжение. Испытание льда на растяжение является наиболее простым с точки зрения интерпретации результатов измерений, но предельно сложным в реализации методом [Лавров (1965, 1969); Cole et al. (1990)].

Потребовалось решение ряда методических вопросов. Это — создание однородного поля напряжений внутри исследуемого образца [Епифанов (1989)], сохранение неизменяемым акустического контакта льда с пьезодатчиками в процессе нагружения [Домаркас и др. (1975); Епифанов (1982); Перепечко (1973)], уменьшение изгибающего момента (применение карданного механизма), минимизация изгибающего момента при достижении предельных нагрузок, акустические развязки в нагружающем устройстве [Епифанов (2004, 1989)]. В результате этих решений разработан новый метод испытаний на растяжение [Епифанов (2005, 2004, 2003, 1982)].

На рис. 3.1 показана схема измерительной камеры. Образец льда *1* в виде гантели помещается в цилиндрический сосуд, состоящий из трубы *2* и вкладыша *3*. Зазор между боковой поверхностью торцов образца и внутренней поверхностью сосуда герметизируют введением малого количества воды с последующим ее замораживанием. В образовавшуюся полость через штуцер *5* насосом *7* по патрубку *6* под давлением подается вязкая жидкость *4*. Давление в камере контролируется по манометру *8* на штуцере *9*. Давление жидкости создает в образце растягивающее напряжение. Чтобы уменьшить трение образца о внутреннюю поверхность сосуда, был использован вкладыш из фторопласта. Образец изолирован от жидкости эластичной оболочкой (на рисунке не показано). К торцам образца приморожены датчики ультразвуковых колебаний *13*. Смещения торцов образца измеряют датчиками часового типа *10*, размещенными в крышках *11* с технологическими отверстиями *12*. Контакт торцов образца с вкладышем контролировали датчиками *14*. Вся сборка помещается в криостат с контролируемой температурой. В этой схеме реализуется метод осесимметричного растяжения $\sigma_1 > \sigma_2 = \sigma_3$ при боковом стеснении $\sigma_2 = \sigma_3 \neq 0$, создаваемым гидростатическим давлением [Miyamoto et al. (1999, 2002, 2011)].

Рис. 3.1. Схема измерительной камеры для испытания льда на растяжение. Пояснения в тексте.



Объект исследования. Образы изготавливали из прозрачного речного льда трансверсально-изотропной текстуры со средним размером сечения кристаллитов $\bar{D} = 1 \div 2$ см. По классификации Черепанова такой лед соответствует типу льда А4 [Черепанов Н.В. (1976)]. Его плотность $\rho_{л-с} = 714 \pm 1$ кг/м³. Скорость распространения продольной волны частотой 1 МГц при направлении волнового вектора вдоль С-оси и температуре -11°C $V_L = (3571 \pm 3)$ м/с, коэффициент поглощения $\alpha_L = (3,3 \pm 0,2)$ 1/м, динамический модуль $E_{дин} = 9,1$ ГПа. Испытывали образцы льда в виде гантели с диаметром рабочей части 30 мм и высотой 60 мм.

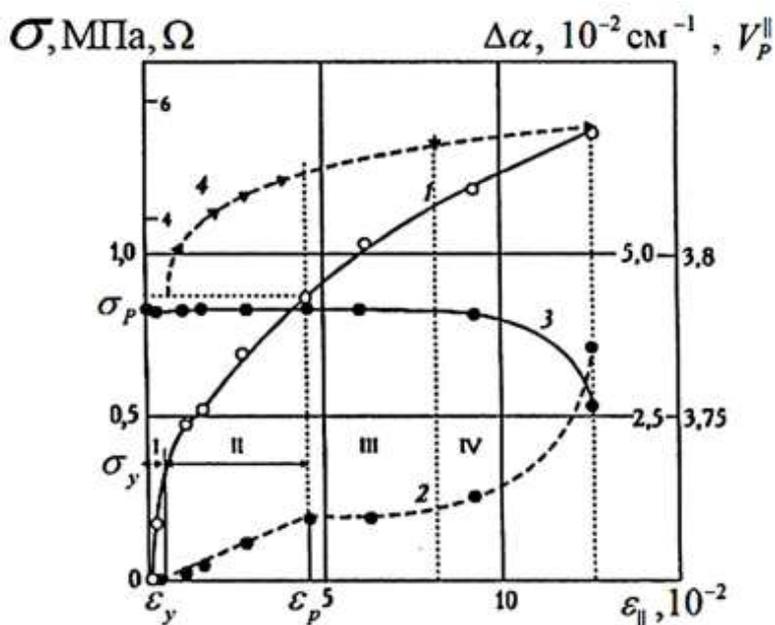


Рис. 3.2. Зависимости напряжения (1), избыточного поглощения (2), скорости (3) продольных волн и параметра дефектности (4) от деформации [Епифанов (2003, 2004)]. Обозначения в тексте.

Результаты испытаний. На рис. 3.2 представлены типичные зависимости напряжения (кривая 1), избыточного поглощения (2), скорости продольной волны (3) и параметра Ω от деформации. Деформационная кривая проходит через начало координат.

Растягивающая нагрузка приложена параллельно С-осям кристаллической решетки трансверсально-изотропного льда, скорость растяжения (0,17 МПа/мин). Полученные предельные напряжения соответствуют значениям прочности на растяжение пресноводного льда, полученным другими исследователями [Никитин и др. (2002); Уикс (1976)].

Мониторинг накопления повреждений выполнен непосредственно в процессе растяжения льда (без разгрузки) [Епифанов (2005)]. По изменению акустических параметров (кривые 2 и 3 на рис. 3.2) определены пределы упругости $\varepsilon_y = 3 \cdot 10^{-3}$ и

текучести $\varepsilon_p = 4,5 \cdot 10^{-2}$. Отметим, что начальная плотность дислокаций была 10^6 м^{-2} и длина 10^{-5} м , однако при достижении предела текучести длина дислокаций увеличивается, по крайней мере, вдвое, а концентрация — в тысячи раз [Епифанов (2003, 2004)].

Зависимость осевой деформации от напряжения (кривая 1 на рис. 3.2.) аппроксимирована степенной функцией

$$\varepsilon = A \sigma^n. \quad (3.5)$$

Экспериментальные точки для $A = 0,0273$ и $n = 2,33$ удовлетворительно ложатся на расчетную линию (кривая 2 на рис. 3.3). Соответствующая зависимость величины эффективного секущего упругого модуля

$$E_{\text{эфф}} = \frac{\sigma}{\varepsilon} \quad (3.6)$$

от напряжения в полулогарифмической системе координат имеет вид ломаной линии 2.

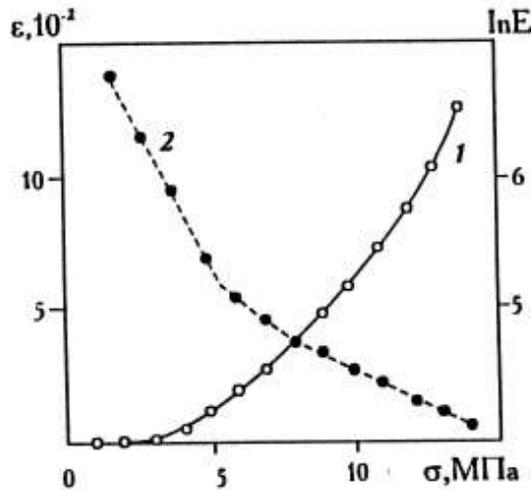


Рис. 3.3. Зависимости осевой деформации (1) и секущего модуля (2) от напряжений растяжения.

Фактически выделены два механизма деформирования. Каждый из отрезков кривой 2 аппроксимирован уравнением

$$\ln E = C - B\sigma. \quad (3.7)$$

Для первого отрезка кривой коэффициенты C и B в уравнении (3.7) равны соответственно 3,72 и 0,468, а для второго — $C=2,58$ и $B=0,107$. По наклону отрезков ломаной линии 2 (рис. 3.3) рассчитан объем кинетических единиц структуры для

каждого отрезка, $1,3 \cdot 10^{-6} \text{ мм}^3$ и $5,4 \cdot 10^{-6} \text{ мм}^3$. Увеличение размера кинетических единиц структуры с ростом напряжений не противоречит представлениям об иерархических уровнях структурной организации льда и стадийном характере его пластической деформации.

Из совместного решения уравнений (3.4) и (3.7) находим определяющее реологическое уравнение

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E_{\text{эфф}}} = \frac{\sigma}{e^{A-B\sigma}} \quad (3.8)$$

На рис. 3.4 кривая 1 построена с помощью соотношения (3.5), кривые 2 и 3 - по уравнению (3.8) для отрезков ломаной линии. Нетрудно видеть, что кривая 1 является своеобразной "оггибающей" или усреднением для каждого из определяющих деформационных механизмов.

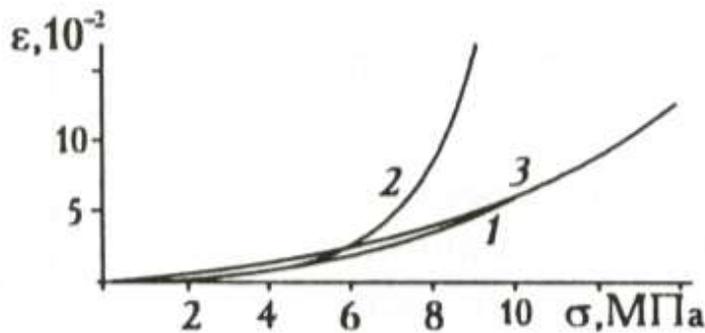


Рис. 3.4. Теоретическая (1) и экспериментальные (2, 3) зависимости деформации от напряжений.

Таким образом, экспериментально установлено, что в выделенных областях напряженного состояния (II и III на рис. 3.2.) реологические свойства льда определяются двумя механизмами, при этом каждому механизму соответствует свой уровень структуры (размер кинетических элементов). На основе полученных соответствий предложена простая методика разделения диапазонов действия выделенных механизмов. Поскольку существуют два механизма для разных участков кривой нагружения, то из усредненной записи закона Глена, пользуясь аппроксимацией для двух участков, в дальнейшем можно получать параметры реальных законов деформирования для этих участков, не проводя всего комплекса измерений.

Таким образом, получено определяющее реологическое уравнение, в котором эффективный упругий модуль является функцией параметра микронеоднородностей, и установлено соответствие между теорией и экспериментом.

Уравнение (3.8) может быть записано также в виде

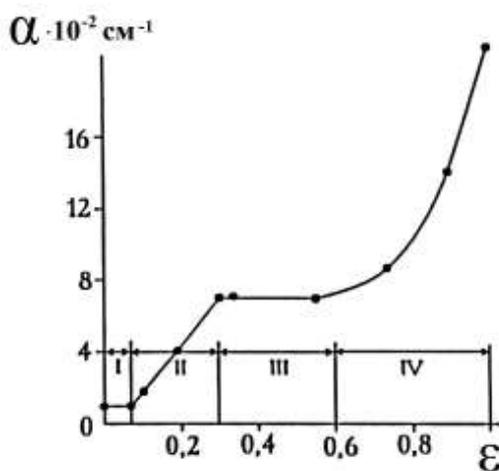
$$\varepsilon = k \sigma e^{-B\sigma}, \quad (3.9)$$

где $k = e^{-A}$, или применена другая аппроксимация для секущего модуля, но неизменным остается то, что оно отражает микромеханику деформирования льда, причем коэффициенты находятся из эксперимента.

Размеры кинетических элементов льда. Ранее пытались установить корреляцию деформационных изменений структуры льда при циклическом нагружении [Cole (2001)] с параметрами акустической эмиссии [Зарецкий и др. (1982)], однако выбор акустических параметров не вполне соответствовал задаче исследования [Duval et al. (2000); Виноградов (1964, 1989)].

Результаты экспериментов (рис. 3.2) показали, что лучшую корреляцию с накоплением деформационных дефектов (кривая 4), показывает избыточное поглощение (кривая 2) ультразвуковой волны. Причина в том, что при переходе от одного пластического механизма к другому существенно возрастает эффективный объем деформационных дефектов [Енифанов (2004, 2003)], а поглощение α продольных волн (кривая 2 на рис. 3.2) обладает большей чувствительностью к их размеру L ($\alpha \approx L^4$, $V \approx L^2$), чем скорость звука V [Труэлл (1972)].

На рис. 3.5 представлена экспериментальная зависимость поглощения продольной ультразвуковой волны от осевой деформации мелкокристаллического льда, полученная в испытаниях на растяжение. Нетрудно видеть, что эта зависимость



отслеживает области деформирования, которые традиционно выделяются на деформационной кривой [Шумский (1975)].

Рис. 3.5. Зависимость поглощения ультразвуковых волн от осевой деформации для речного льда (в безразмерном виде, $\varepsilon = \varepsilon / \varepsilon_{\text{макс}}$) [Енифанов (2004)].

Только недавно был развит метод, объединяющий циклическое нагружение и эксперименты ползучести, который позволяет оценивать дислокационную плотность в зависимости от напряжений и термической предыстории [Cole et al. (2001)]. С помощью акустических методов

показано, что пластичность, носителем которой являются микродефекты типа дислокаций, проявляется уже в области упругих деформаций.

В первой области деформирования (рис. 3.5) имеют место потери кнезеровского типа, обусловленные в основном вязкостью и теплоемкостью льда. Во второй - потери связаны с накоплением и увеличением размера микродефектов, а деформации приобретают необратимый характер [Елифанов (2004)]. По-видимому, в этой области формируется ячеистая структура, стенками которой служат плоскости скольжения, а внутри находится упруго деформированный объем кристаллической решетки, который может рассматриваться как один из мезоуровней деформационной структуры льда. В третьей области пластичность льда обусловлена механизмом зернограничного скольжения [Fortt *et al.* (2003); Song *et al.* (2004); Weiss *et al.* (2004)]. Горизонтальный участок кривой на рис. 3.5 обусловлен, по-видимому, динамическим равновесием (синхронным увеличением дефектности и поворотом *c*-осей кристаллитов). В результате такого поворота поглощение ультразвука уменьшается и компенсирует влияние дефектности [Панин (1998); Труэлл (1972)]. В четвертой области зарождаются микротрещины.

Таким образом, с помощью акустического метода обнаружены масштабы мезоструктур, характерные для участков упругого (I) и пластического (III) деформирования (рис. 3.5). Установлено, что коэффициент поглощения в пластической области нагружения возрастает на порядок величины, причем это увеличение происходит на фоне относительно слабого изменения упругих свойств льда. Это свидетельствует о том, что потери упругой энергии локализованы в тонких слоях, объем которых мал по сравнению с объемом образца. Косвенно подтверждается вероятность формирования дислокационных субструктур (ячеистых с высокой плотностью дислокаций в стенках и отсутствием внутри ячеек) [Конева и др. (1990)].

В теории пластичности в общем виде решена задача об эффективных характеристиках тел с изолированными неоднородностями [Салганик (1973, 1980)]. В настоящем исследовании применена асимптотическая аппроксимация [Вавакин, Салганик (1975)] с целью оценить параметр дефектности льда как функцию осевой деформации (кривая 4 на рис. 3.2). Из совместного решения уравнений (3.2) и (3.4) следует, что деформация пресного льда зависит от концентрации и размера деформационных дефектов

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E_0} \left[\exp \left[-\frac{\pi}{4} \Lambda L^2 \right] \right]^{-1}. \quad (3.10)$$

Количественная оценка накопления деформационных повреждений во льду в процессе пропорционального растяжения использована для построения акустико-реологического уравнения (3.10).

По результатам испытаний на осевое растяжение, видно, что каждой точке деформационной кривой соответствует собственное значение акустических характеристик, причем экспериментальная зависимость поглощения ультразвуковых волн как бы отслеживает традиционно выделяемые области упругого и «вязкого» деформирования. Эти области деформирования на плавных деформационных кривых выделяются по резкому изменению акустических характеристик. Количественно деформационные изменения структуры определяются параметром дефектности. Таким образом, с помощью акустических методов можно количественно определять деформационные изменения структуры льда непосредственно в процессе механических испытаний.

С точки зрения механики деформирования и разрушения льда представляют интерес также визуализация: (1) — зоны деформационных повреждений, (2) — движение фронта трещины и (3) — формирование трещины внутри исследуемого льда. Результаты визуальных наблюдений представлены в следующих экспериментах.

3.1.2. Визуализация микрповреждений

За основу определения критического коэффициента концентрации напряжений K_{IC} был взят Британский стандарт для металлов [British Standards (1991)]. Согласно стандарту, тонкие пластинки прямоугольной формы с боковым надрезом нагружают на внецентренное растяжение и измеряют смещение берегов надреза в зависимости от нагрузки. Минимальная толщина образца рассчитывается из условия плоской деформации, которое задано соотношением [Броек (1980)]

$$t > 2,5 \cdot \left(\frac{K_{Ic}}{\sigma_{0,2}} \right)^2, \quad (3.11)$$

где $\sigma_{0,2}$ - предел текучести. Применительно ко льду была выполнена проверка допустимых значений, входящих в соотношение (3.11) величин [Шемякин (2003); Dempsey et al. (1999)]. Экспериментально установлено [Енифанов и др. (2006)], что при $t \geq 10$ см вязкость разрушения не зависит от толщины образца, причем результат измерения $K_{IC} = 83 \pm 3 \text{ кПа} \sqrt{\text{м}}$ попадает в "вилку" разброса значений, опубликованных другими исследователями [Dempsey et al. (1999)]. Форма и размеры образцов (рис. 3.6), которые были использованы для определения вязкости разрушения пресноводного льда, приведены ниже.

$b_1 \cdot 2h \cdot t$, см	t	b	h	L_{\max}	Y_k
25 · 24 · 10	10	20	12,0	10	13,69
35 · 34 · 14	14	28	16,8	14	13,69
45 · 43 · 18	18	36	21,6	18	13,69

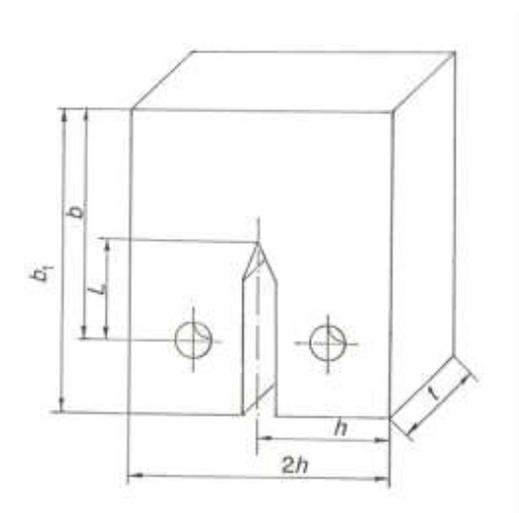


Рис. 3.6. Форма образцов для испытаний на внецентренное растяжение и рекомендуемые для льда размеры образца. Y_k - функция, зависящая от геометрии образца и трещины, находится из K -тарировки.

Объект исследования и метод измерений. Полевые измерения проводили на ледяном покрове [Етифанов (1984)], который имел толщину 50 см. Прозрачный (нижний) слой имел трансверсально-изотропную структуру, образованную крупными кристаллитами диаметром до $3 \div 4$ см. При температуре -15 °C измерены плотность $\rho = 763 \pm 3$ кг/м³; скорость продольных волн $V_{L1} = 3418 \pm 2$ м/с и рассчитан динамический модуль $E_{дин} = 8,9 \cdot 10^9$ Па.

Резку льда выполняли вручную полотном от ленточной пилы толщиной 1,1 мм, окончательную доводку надреза выполняли полотном толщиной 0,6 мм. Применение более острых режущих инструментов в интервале температур от 0 °C до -20 °C не подтвердило влияние остроты надреза на результат измерений [Dempsey et al. (1999)].

Образец льда (1) устанавливали на переносном столе (2) в сборке с нагружающим устройством, состоящим из захватов (3), домкрата (4) и динамометра (5) (рис. 3.7). Домкрат и динамометр размещены соосно на захватах, которые соединены шпильками с ледяной пластиной. Для уменьшения трения между контактирующими поверхностями прокладывали фторопластовую пленку. Растягивающее усилие создавали домкратом и через шпильки передавали в ледяную пластину. Усилие измеряли с помощью образцового динамометра типа ДОСМ. Для измерения смещения между точками, расположенными на противоположных сторонах надреза, применяли датчики часового типа (6) с ценой деления 0,01 мм. Максимальная масса испытанного образца 147 кг, минимальная - 10 кг.

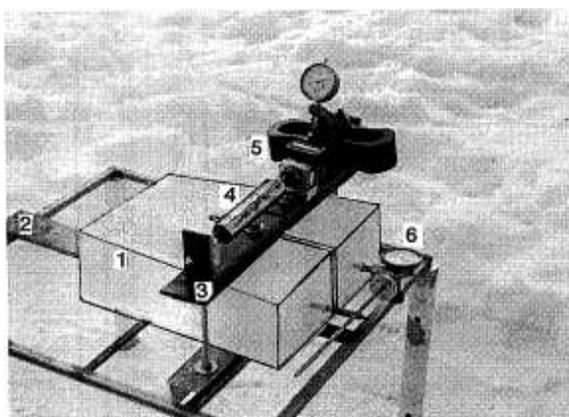


Рис. 3.7. Стенд для полевых испытаний речного льда на внецентренное растяжение: 1— образец с надрезом, 2 — стол, 3 — нагружающее устройство с домкратом 4 и динамометром 5, 6 — устройство для измерений смещения

Критический коэффициент интенсивности напряжений при растяжении K_{Ic} вычисляли по формуле, полученной из анализа напряжений в образце [Прикладные вопросы (1968); Gross et al. (1965); Браун и др. (1972)]

$$K_{Ic} = Y_k \sigma \sqrt{L} = Y_k \frac{P\sqrt{L}}{t b}, \quad (3.12)$$

где P – растягивающая сила в момент скачка, L – длина надреза. Стандартная форма образцов позволяет использовать K -тарировку Гросса [Gross et al.(1965)] и по заданным размерам образца находить числовое значение функции Y_k в уравнении (3.12).

С помощью метода конечных элементов были рассчитаны изополя поперечных перемещений и при значении эффективного модуля упругости $E = 4,3 \cdot 10^9$ Па получено удовлетворительное согласие вычисленных и экспериментально измеренных смещений. Затем с помощью метода конечных элементов были рассчитаны изополя главных напряжений σ_{xx} и σ_{yy} (рис. 3. 8).

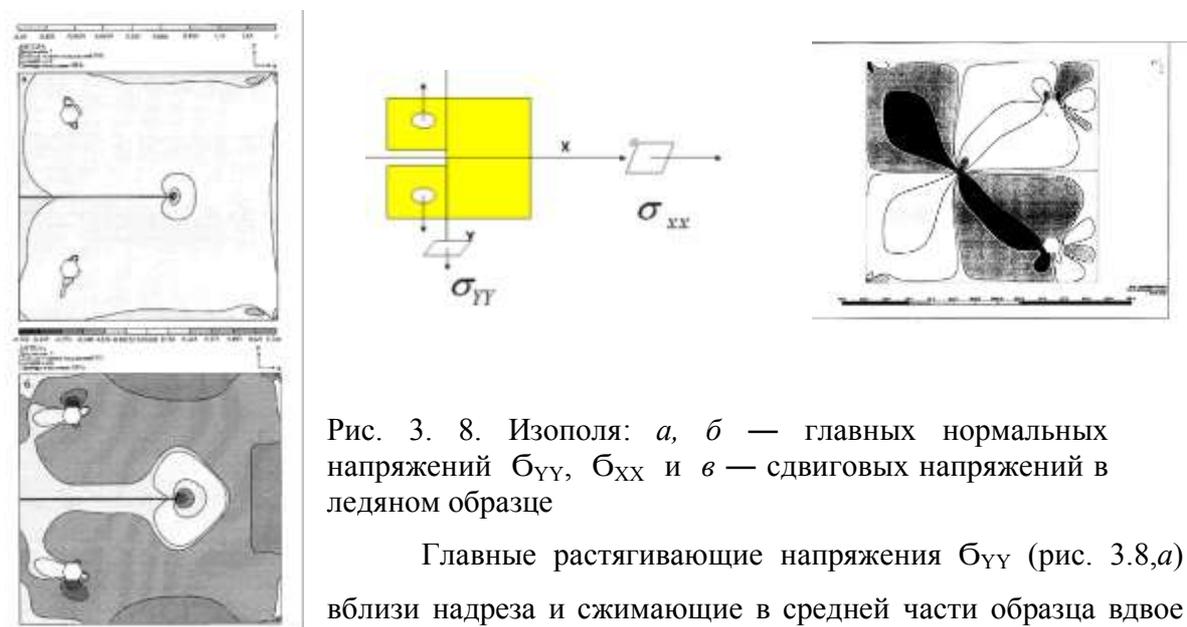


Рис. 3. 8. Изополя: a , b — главных нормальных напряжений σ_{yy} , σ_{xx} и c — сдвиговых напряжений в ледяном образце

Главные растягивающие напряжения σ_{yy} (рис. 3.8, a) вблизи надреза и сжимающие в средней части образца вдвое больше по сравнению с рассчитанными для $\sigma_{xx}(b)$. Эта особенность может проявиться в плоскости надреза в виде зоны накопления микродефектов. Изополя сдвиговых напряжений (c) симметричны и направлены под углами 45° и 135° . Под такими углами, по-видимому, должен двигаться фронт магистральной трещины на начальном этапе ее формирования.

Трещиностойкость льда. В таблице 3.2 приведены результаты измерений \bar{K}_{IC} для образцов однородного речного льда при фиксированных температурах и времени нагружения 30 с.

Таблица 3.2. Трещиностойкость K_{IC} речного льда

№ образца	K_{IC} , кПа $\sqrt{м}$	t , °C
1	103,6	-15
2	120,1	-15
3	104,7	-15
4	104,4	-17
5	109,3	-17
	$\bar{K}_{IC} = 108 \pm 5$	
6	145	-24

Полученные значения K_{IC} не противоречат результатам измерений других авторов [Гудмен (1983)].

Для образцов льда меньшей толщины (5 см) резкое охлаждение вырезанной из ледяного покрова пластины вызывало термическую "закалку" льда [Гу (2001)], а низкая его теплопроводность способствовала сохранению объемного напряженного состояния длительное время. В этом случае разброс измерений превышал 5%.

Зона предразрушения На рис. 3.9 показана зона предразрушения вблизи надреза в момент страгивания трещины и ее положение в образце.

Зона предразрушения имеет вид сегмента, хорда которого является вершиной надреза. Длина хорды 35 мм, стрелы сегмента — 6 мм, причем ее длина на порядки превышает длину зоны пластического течения, вычисленную по известному уравнению Хеллана-Ирвина при $k \approx 0,3$ [Хеллан (1988); Irwin (1968)]

$$C = k \left(\frac{K_{Ic}}{\sigma_p} \right)^2. \quad (3.13)$$

Многочисленные микротрещины придают сегменту белый матовый цвет.

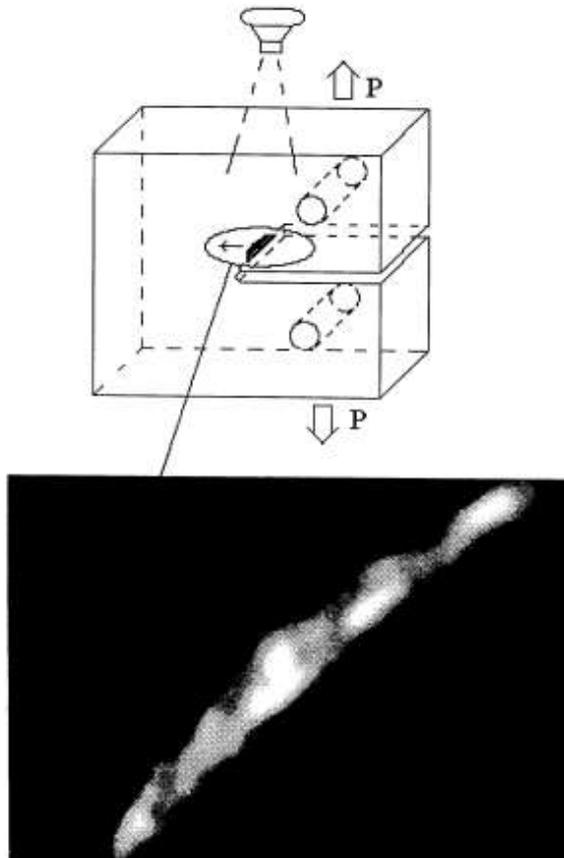


Рис. 3.9. Зона предразрушения и ее положение в образце льда

Фрактограмма поверхности разрушения при внецентренном растяжении. На рис. 3.10 показаны типичные фрактограммы разрушения образцов льда, находящихся в термодинамически квазиравновесном (а) и в неравновесном (d) состояниях.

Контуры зон разрушения в плоскости надреза для двух выделенных случаев температурно-временной предыстории (а и d) оказываются практически одинаковыми (рис. 3.10,b). В обоих случаях область предразрушения содержит следы

остановок трещин, что делает возможным совмещение этих областей и указывает на один и тот же механизм формирования зоны предразрушения.

Отметим, что вначале фронт разрушения явно не плоский, и его распространение идет неравномерно: вблизи граней образца происходит запаздывание (рис. 3.10,f), а ближе к его середине скорость выше (рис. 3.10,b). Однако по мере продвижения происходит "выполаживание" фронта, т.е. он становится более плоским. Расположенные по краям фронта малые области *f*, по-видимому, имеют другой механизм разрушения.

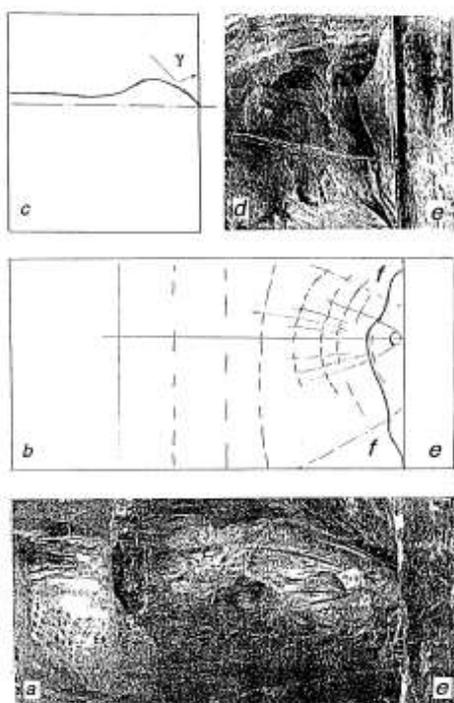


Рис. 3. 10. Фрактограммы плоского (a) и объемного (c) отрыва и соответствующая плоскому отрыву схема распространения фронта трещины в плоскости надреза (b) и в ортогональной плоскости (c), e — зона пропила

Очаг разрушения расположен вблизи надреза (рис. 3.10,a), а не на его поверхности, причем сначала происходит сдвиг под углом $\gamma = 45^\circ$ (рис. 3.10,c). Затем упругое поле напряжений не только "переориентирует", но и сообщает фронту ускорение. В результате кривая пересечения поверхности отрыва с плоскостью ортогональной надрезу (плоскость ZY)

приобретает ложкообразный вид. След этой кривой на плоскости ZY (плоскость надреза) воспроизводит траекторию разрушения: сначала пластический сдвиг с малой скоростью под углом 45° к оси Z, затем изменение направления фронта и его ускорение. Увеличение скорости, последовавшей за возрастанием упругих напряжений, обусловило переход от пластического к хрупкому механизму разрушения. Асимметричный сдвиг, по-видимому, получается в результате преимущественного роста одного из "усов", расположенных вблизи кончика трещины [Елифанов и др. (1982)]. Таким образом, получены два важных экспериментальных факта: угол 45° , характеризующий переход от пластического разрушения к хрупкому и выполаживание фронта трещины.

Тонкая структура фрактограммы разрушения сохраняет в застывшем виде динамику зарождения, взаимодействия и развития дефектов на разных уровнях структуры льда, что позволяет оценить влияние на трещинообразование остаточных напряжений, температурных полей, окружающей среды и т.п. [Епифанов (1984)].

Например, на рис. 3.10 запечатлено взаимодействие упругой волны, возникшей при нарушении сплошности льда, с фронтом трещины в виде параллельных отрезков прямых (более подробно будет рассмотрено в Главе 4). Сравнение рельефов поверхностей разрыва свидетельствует о зависимости роста магистральной трещины от условий нагружения: более сложный рельеф ("долины, впадины и выступы") получен в заведомо более неоднородном поле напряжений внутри образца.

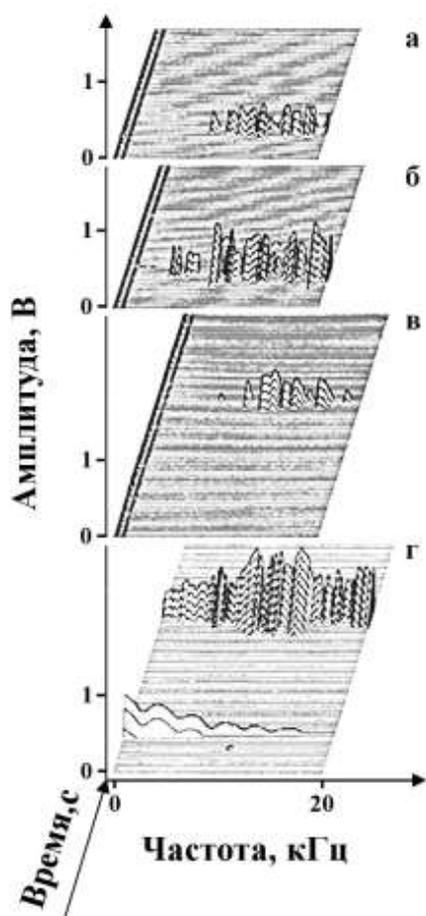


Рис. 3.11. Спектрограммы сигналов АЭ на стадии формирования зоны предразрушения (а, б в) и роста магистральной трещины (г).

Из последовательности сигналов акустической эмиссии (рис. 3.11) следует, что собственно формирование зоны предразрушения (а, б, в) и рост магистральной трещины (г)) разделены временным промежутком около 3 с, а хрупкое разрушение на стадии формирования зоны разрушения начинается за 10 с до достижения максимальных напряжений и продолжается около 7 с.

На зависимости коэффициента поглощения ультразвукового импульса частотой 2,5 МГц от смещения в области предразрушения (рис. 3.12) выделенные области разрушения, аналогичные известным стадиям роста трещины: инкубационный период (1), стадия медленного роста трещины (2) и собственно разрушение (3,4). Ранее подобные зависимости получены в испытаниях льда и горных пород на сжатие [Епифанов (1996); Виноградов (1964)] и в исследованиях по

сейсмическому мониторингу земной коры в окрестности очага землетрясения [Мячкин (1978)].

В рассматриваемом случае резкое увеличение коэффициента поглощения на стадиях 2 и 4 обусловлено соответственно накоплением повреждений в области предразрушения и ростом магистральной трещины (4).

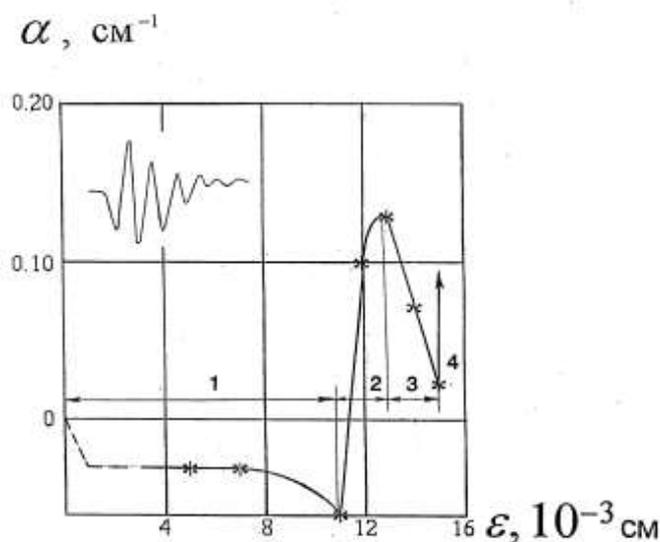


Рис. 3. 12. Зависимость коэффициента поглощения от смещения в области предразрушения.

Поскольку амплитуда сигналов акустической эмиссии в первом приближении пропорциональна площади поверхности отрыва [Виноградов (1989)], то по данным эксперимента (рис. 3.12) была оценена площадь ядра зарождения трещины $S_0 \approx 0,5 \text{ см}^2$. Полученное значение согласуется с фактической площадью ядра разрушения (см. рис. 3.10,а). Небольшие скорости фронта трещины на начальной стадии и резкое их увеличение на последующих этапах коррелируют с данными космического мониторинга расселин в ледяном покрове [Weiss (2000, 2003, 2004)].

Баланс энергии. К моменту старта магистральной трещины (участок 1 рис. 3.12) в плоский образец "закачано" $W_1 = \frac{1}{2} P \varepsilon = 27,62 \text{ Дж}$ энергии. Часть этой энергии затрачивается на рост магистральной трещины сечением $S = 0,0138 \text{ м}^2$. Для условий эксперимента свободная удельная поверхностная энергия $\gamma = \frac{K_{Ic}^2}{2E} = \frac{(83000 \text{ Па} \cdot \text{м})^2}{2 \cdot 7,73 \cdot 10^9 \text{ Па}} = 0,446 \text{ Дж/м}^2$ и на создание новой поверхности $S = 0,0138 \text{ м}^2$ расходуется малая ее часть $W_2 = S \cdot 2\gamma = 0,012 \text{ Дж}$. Остальная часть этой энергии

(более 99% от всей "закачанной" энергии) расходуется на формирование области предразрушения. Площадь этой разветвленной свободной поверхности достигает $S \approx \frac{W_1}{2\gamma} = \frac{27,6}{2 \cdot 0,446} \approx 25 \text{ м}^2$. Зрительно она воспринимается в виде белого матового сегмента (рис. 3.9).

Таким образом, под действием касательных напряжений вблизи вершины трещины формируется область предразрушения определенной формы и размеров, причем в этой области преобладают нелинейные механизмы микро- и мезотрещинообразования.

На рис. 3.13 показаны фазы роста магистральной трещины в реальном масштабе времени при растяжении гантели. Оптическая ось кинокамеры направлена по оси растяжения ледяного образца (рис. 3.1). Съемку выполняли в поляризованном свете.

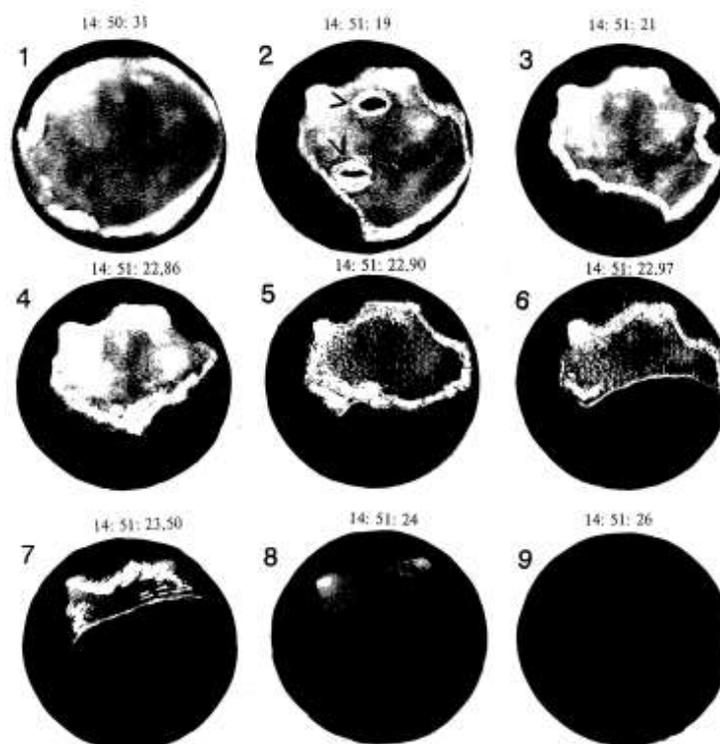


Рис. 3.13. Фазы роста магистральной трещины при растяжении ледяной гантели.

Первый кадр соответствует моменту, предшествующему нарушению сплошности. Отклонение контура от круговой формы и разная прозрачность участков несущего сечения в поляризованном свете свидетельствуют о неоднородности поля напряжений в плоскости отрыва.

На втором кадре видны две первые трещины внутри образца. Факт первоначального внутреннего нарушения сплошности при растяжении заслуживает особого внимания. Во-первых, образец имел достаточно острый кольцевой вырез $D \leq 0,01$ мм, и рост трещины при растяжении следовало ожидать именно из него. Во-вторых, первые трещины в дальнейшем не только не проявляют себя как концентраторы напряжений, но даже успевают "залечиться". Их присутствие обнаруживается лишь при приближении к ним фронта, когда происходит прорыв и слияние (5). "Неэффективность" первых трещин, по-видимому, можно объяснить тем, что они образовались в момент, когда область предразрушения еще не была сформирована.

Только через промежуток времени $\Delta\tau \leq 0,2$ с после образования первых внутренних разрывов начинается рост магистральной трещины. Сначала фронт трещины движется по контуру кольцевого выреза (кадры 2-4) со средней скоростью около 7 мм/с.

В некоторый момент происходит остановка фронта и вектор скорости поворачивает на 90° . После поворота трещина гладко (равномерно) растет со средней скоростью около 30 мм/с уже в радиальном направлении (5). Общая продолжительность роста магистральной трещины 4,5 секунды.

Промежуток времени $\Delta\tau \leq 0,2$ с между образованием внутренних трещин и началом роста магистральной трещины позволяет, по-видимому, оценить верхнюю границу значений для времени релаксации напряжений, приводящих к "залечиванию" трещин, т.е. характерное время перераспределения напряжений.

Распространение фронта магистральной трещины сначала вдоль кольцевого выреза позволяет рассматривать концевую область как особую структуру: после ее формирования вектор фронта трещины меняет направление на ортогональное. Процесс формирования ослабленной зоны включает два механизма и две характерные скорости диссипации энергии: скорость движения трещины и скорость ее залечивания.

Из рассмотренного очевидно, что разрушение льда имеет специфические особенности, не выявленные пока у других материалов. Например, изменение круговой формы внешнего контура сечения на стадии интенсивного роста магистральной трещины свидетельствует о динамике перераспределения напряжений в несущем сечении и их неоднородности.

Таким образом, визуальные наблюдения роста магистральной трещины отрыва и тонкая структура фрактограммы разрушения позволяют заключить, что сначала во льду формируются ослабленные места по пластическому механизму. Затем перемишки хрупко разрушаются и происходит объединение пластических зон разрушения (трещина Дагдейла [Dugdale (1960)]). Деформационные изменения структуры подготавливают макроразрушение и определяют прочностные свойства льда. Поэтому удачный выбор схемы нагружения позволяет уменьшить влияние условий на результат механических испытаний [Вялов и др. (1990)].

3.1.3. Кольцевая трещина отрыва

В верхнюю грань ледяного куба с ребром 140 мм при температуре - 11° С вдавливали плоский круглый в плане штамп диаметром 20 мм. При достижении максимальной силы вдавливания $P \approx 8500$ Н нагрузку снимали. При разгрузке в ледяном кубе на глубине 45 мм формировалась кольцевая трещина отрыва диаметром 90 мм (рис. 3.14).

На ее образование затрачена упругая энергия $W_e = 2S\gamma$, где S - площадь трещины, $\gamma = K_{IC}^2 / 2E$ - удельная поверхностная энергия трещинообразования. Для льда данной структуры и температуры вязкость разрушения известна.

Это позволяет рассчитать работу разрушения $W_e = 2\pi R^2 \gamma = 7,6 \cdot 10^{-3}$ Дж,

которая записывается в виде

$$W = \int P(t) \cdot w(t) dt \quad (3.14)$$

Для известных из эксперимента усилия $P = 8500$ Н и осадки штампа $w_0 = 4 \cdot 10^{-6}$ м находим $W = Pw_0/2 = 1,7 \cdot 10^{-2}$ Дж.

Из сопоставления упругой энергии отрыва с работой по вдавливанию штампа следует, что на создание трещины отрыва расходуется половина всей затраченной энергии.

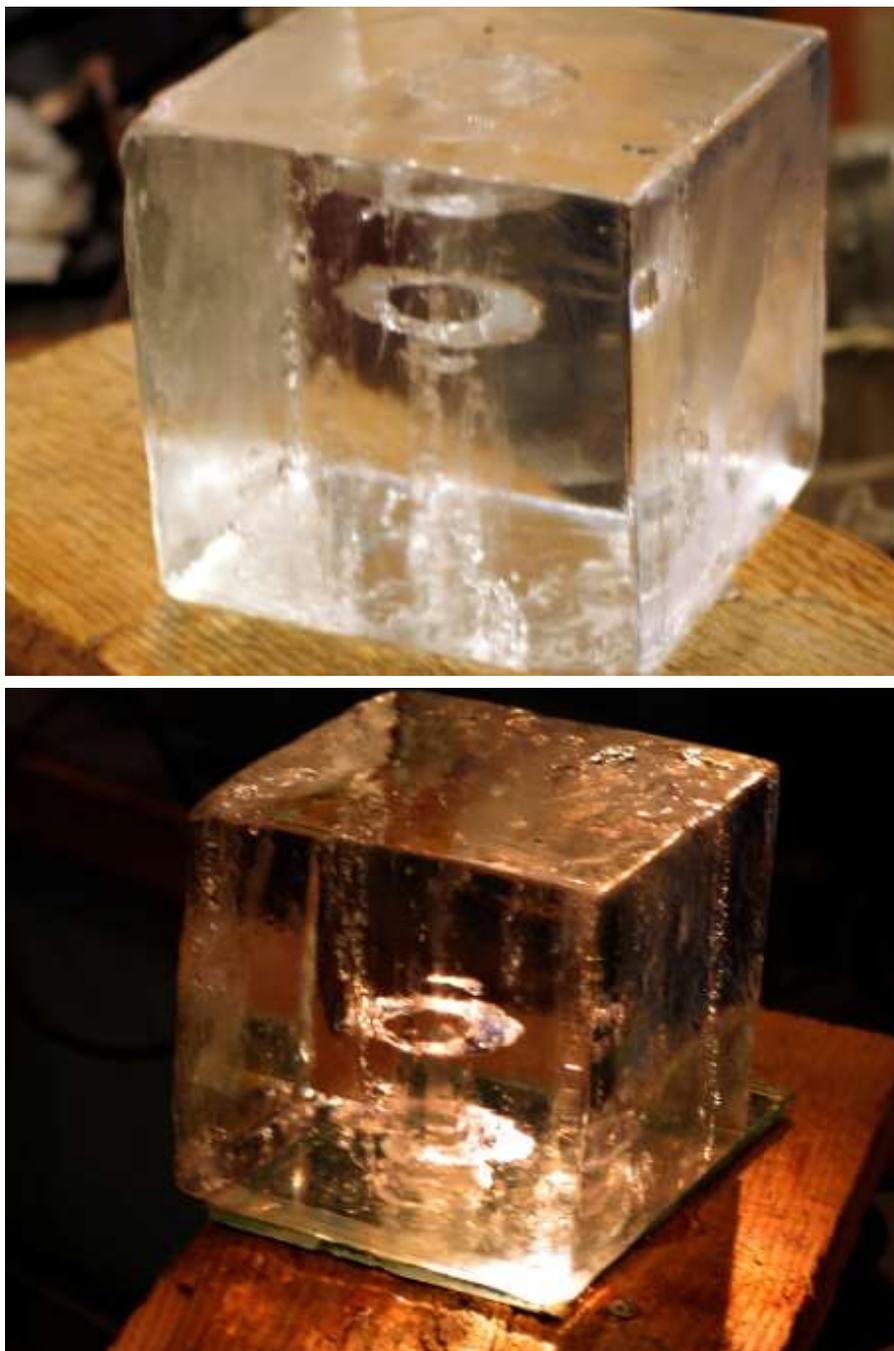


Рис. 3.14. Кольцевая трещина отрыва: вид сверху и вид снизу

Далее, рассматривая образующийся столб льда высотой h как упругую пружину, получаем максимальную силу упругого сжатия

$$P = 2\pi R h \cdot \sigma_p, \quad (3.15)$$

где $\sigma_p = 8,7$ МПа - предел текучести льда, и используя решение из теории трещин для сосредоточенной силы [Черепанов Г.П. (1974)]

$$K_{Ic} = \frac{P}{\pi \sqrt{\pi R}}, \quad (3.16)$$

получаем для вязкости разрушения льда значение

$$K_{Ic} = 2Rh\sigma_e / \sqrt{\pi \cdot 0,0439} = 95 \text{ кН/м}^{3/2}, \quad (3.17)$$

которое согласуется с полученным ранее (Табл. 2). Поскольку в контрольных измерениях затраты энергии соответствуют реальной трещине, а не ее аналогу в виде надреза, причем формируется внутренняя трещина с точно известной площадью, то и полученное ранее численное значение вязкости разрушения $K_{Ic} = 108 \pm 5 \text{ кПа} \sqrt{\text{м}}$ можно считать на 13,7% завышенным.

Из рассмотренного следует, что при испытаниях льда на растяжение процесс образования в нем микродефектов начинается задолго до достижения предельных напряжений. Каждому масштабу структуры льда соответствует свой механизм разрушения: сдвиговый механизм является определяющим на малых уровнях, а на высоких — механизм скола или отрыва. Трещина зарождается в результате пластического сдвига под углом 45° , но симметричные нормальные напряжения "загоняют" фронт трещины в плоскость надреза и ускоряют его, что обуславливает переход от пластического к хрупкому разрушению [Гаврилов и др. (1985)].

Область предразрушения имеет небольшой объем, но в нем аккумулируется большая часть всей энергии, закачанной в образец. В то время как на образование поверхности отрыва расходуется около одного процента этой энергии. Локализованное накопление микротрещин формирует область предразрушения. Далее с помощью методов физической акустики рассмотрим основные закономерности трещинообразования во льду.

3.2. Кинетика накопления дефектов при сжатии

Для количественных определений деформационных изменений структуры льда в методику испытаний на сжатие были внесены улучшения (п.1.3), которые позволили повысить воспроизводимость результатов измерений.

Испытывали образцы пресноводного льда диаметром 30 мм и высотой 60 мм на осевое сжатие в интервале температур от $-0,15^{\circ}\text{C}$ до -60°C и скоростях нагружения от $2,5 \cdot 10^{-6}$ до $2,5 \cdot 10^{-1}$ 1/с. В процессе сжатия регистрировали деформационные характеристики, сигналы акустической эмиссии (измеряли их амплитуду и частоту). В ненагруженном состоянии измеряли коэффициент ослабления, а также скорости продольных и сдвиговых волн, определяли плотность и структуру льда.

На рис. 3.15 показаны диаграммы нагружения и соответствующие им деформационные кривые, которые имели лучшую воспроизводимость, чем в публикациях этого периода [Картер (1972)].

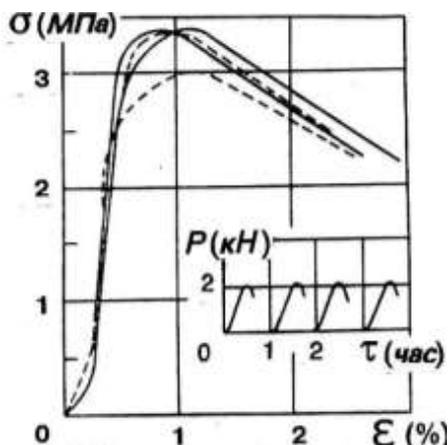


Рис. 3.15. Зависимости напряжений от продольной деформации и соответствующие им диаграммы нагружения (врезка) для образцов льда с однотипной структурой.

Комплекс мер, который включал проверку на идентичность акустических характеристик образцов, подготовленных для исследований, позволил снизить разброс предельных напряжений на сжатие до 5% и получать лучшую воспроизводимость диаграмм нагружения.

3.2.1. Влияние дефектов на акустические свойства льда

На рис. 3.16 показаны результаты комплексных испытаний льда на осевое сжатие. Каждой точке деформационных кривых (относительной продольной (2) и поперечной (4) деформации) соответствуют определенные значения коэффициента ослабления (кривая 1), дефицита скорости продольной волны (кривая 3) и сигналов акустической эмиссии (рис. 3.16, а).

Наблюдается корреляция деформационных характеристик и акустических параметров. Связующим звеном этих корреляций являются деформационные дефекты, накопление которых изменяет структуру льда. Влияние деформационных дефектов на акустические свойства льда оценивается: a — параметрами акустической эмиссии (амплитуда A , B , частота f , $\Gamma_{\text{ц}}$, форма и длительность импульса), b — коэффициентом избыточного ослабления

$$\overline{\alpha_{\text{изб}}} = \alpha - \alpha_0, \quad (3.18)$$

v — дефицитом скорости распространения упругих волн ΔV

$$\Delta V_P^{\parallel} = V - V_0, \quad (3.19)$$

где α_0 — коэффициент поглощения в ненагруженном состоянии льда; α — его значение в процессе деформирования. Аналогично определен дефицит скорости продольных волн V_L^{\parallel} как функция напряжения σ (кривая 3).

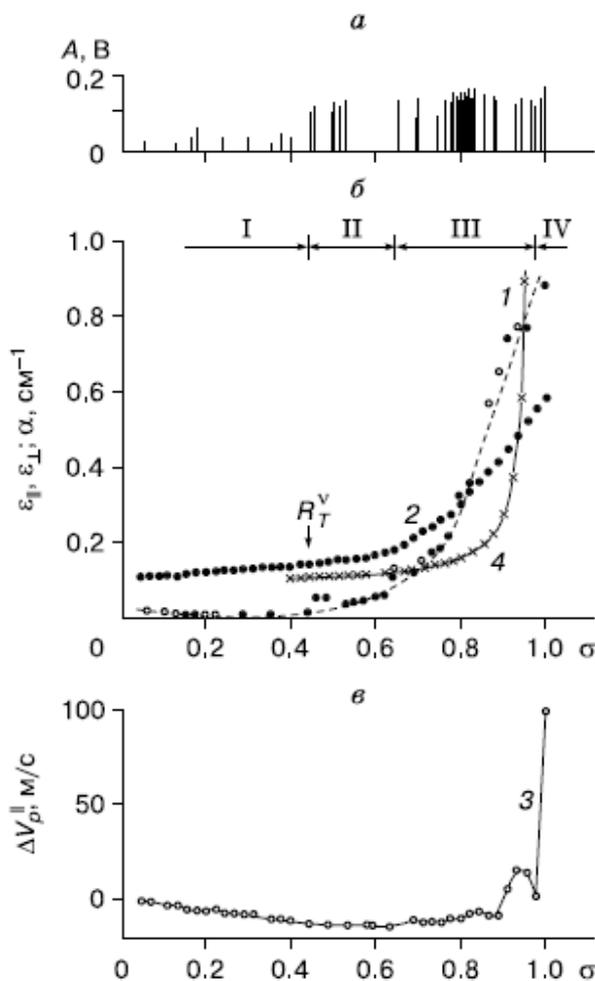


Рис. 3.16. Зависимости от нормированных напряжений (σ) при осевом сжатии (температура льда -40 °C) следующих величин: a — амплитуды сигналов акустической эмиссии A, B ; b — коэффициента ослабления продольной волны α (кривая 1), относительных продольной деформации ϵ_{\parallel} (кривая 2) и поперечной деформации ϵ_{\perp} (кривая 4); v — дефицита скорости продольной волны ΔV_L^{\parallel} (кривая 3). Области: I — упругого, II–IV — пластического деформирования. R_m^v — момент образования первой видимой трещины.

Трещиноватый лед (до закритической области нагружения) рассматривается как "акустически макро однородная" среда. Основной поток упругой энергии проходит через трещины в направлении первоначальной ориентации волнового вектора (их толщина $\xi \approx 1,3 \cdot 10^{-4}$ мм сопоставима с

амплитудой смещения и много меньше длины волны $\sim 2,8$ мм). Соответственно закон убывания амплитуды A записывается в виде

$$A = A_0 \exp(-\alpha l_0), \quad (3.20)$$

где α - коэффициент ослабления ультразвука, l_0 - длина акустического пути. В закритической области нагружения, где расстояние между берегами трещин существенно увеличивается, определяющим становится механизм рассеяния.

Отметим, что в процессе сжатия *коэффициент избыточного ослабления упругих волн α возрастает более чем на три порядка величины, а скорость V_L уменьшается на 30 м/с*. Погрешность измерения коэффициента поглощения $\pm 2,5\%$, скорости упругих волн $\pm 0,01\%$. Эти изменения акустических параметров достаточны для мониторинга процесса деформационных изменений структуры льда.

Акустические параметры содержат информацию не только о характерных моментах появления структур деформационного разрушения, но и о кинетике их формирования и взаимодействия. Так, например, на врезке (рис. 3.17) показана зависимость коэффициента поглощения от времени в момент образования первой видимой трещины. Отметим также, что интенсивность сигналов акустической эмиссии возрастает вблизи максимума предельных значений осевой силы P .

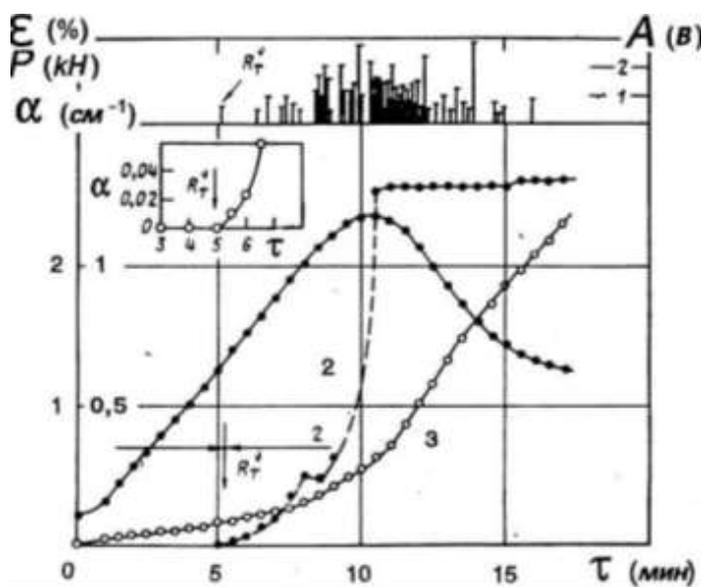


Рис. 3.17. Зависимости осевой силы (1), продольной деформации (3), коэффициента поглощения (2) и амплитуды сигналов акустической эмиссии от времени при испытании на осевое сжатие.

Визуальные наблюдения образования трещин, и их "смыкания" согласуются с изменениями акустических параметров. Так, формирование видимых трещин сопровождается уменьшением амплитуды сканирующего импульса и увеличением времени его прохождения, а их смыкание наоборот – увеличением амплитуды и уменьшением времени прохождения (рис. 3.

18). Особый интерес представляет упрочнение льда перед ростом магистральной трещины (предвестник разрушения на кривой 2 при $P > 4$ кН).

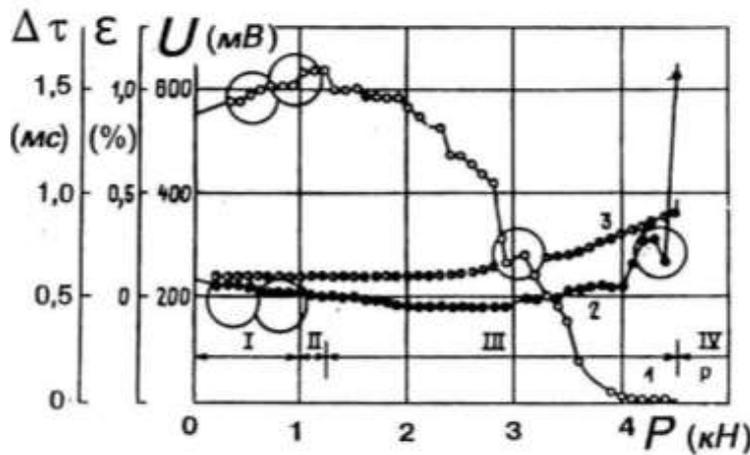


Рис. 3.18. Зависимости амплитуды (1) и времени прохождения (2) ультразвукового импульса, а также продольной деформации (3) от осевой силы. Скорость нагружения $\dot{\varepsilon} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, температура -40° С . Кружками выделены моменты "залечивания" микротрещин.

На рис. 3.19 показана высокая чувствительность акустических параметров (кривые 2 и 3) к накоплению остаточных деформаций и смене механизмов деформирования для прямой и обратной ползучести льда А9 (кривая 1) при температуре $-3,1^\circ \text{ С}$ и напряжениях 1,5 МПа.

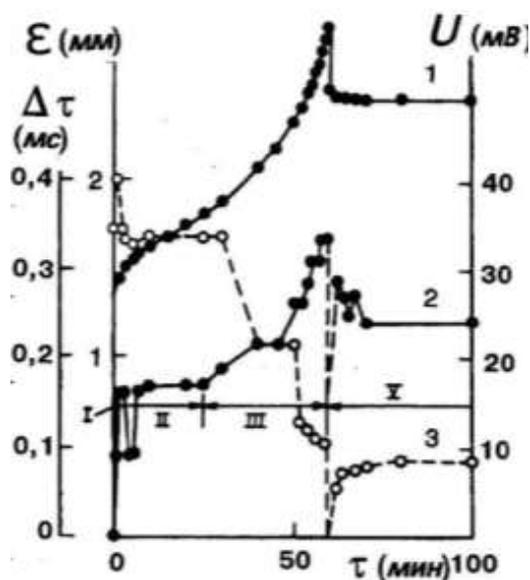


Рис. 3.19. Стадийные зависимости продольной деформации (1), времени прохождения (2) и амплитуды сканирующего импульса (3) от времени в режиме прямой (I-IV) и обратной (V) ползучести при осевом сжатии и последующей разгрузке

Отметим, что на деформационной кривой 1 участки прямой (I-IV) и обратной (V) ползучести представлены «гладкими» отрезками. В то время как «акустические» кривые 2 и 3 имеют экстремумы, по которым выделяется область упругих деформаций (I) и стадии пластической деформации (II-IV). Акустические параметры льда оказываются более «чувствительными» к деформационным изменениям его структуры, чем деформационные зависимости.

Выполненные эксперименты подтверждают известную корреляцию между акустическими характеристиками льда и «видимым» накоплением деформационных

дефектов. Более того, как следует из рисунка 3.19, при разгрузке проявляется соответствие и взаимосвязь известных деформационных процессов (упругая деформация, задержанная упругость) с существенно различающимися временами релаксации (большими и малыми) и характерным изменением акустических параметров. Рассмотрим влияние деформационных дефектов на акустические свойства льда.

3.2.2. Связь между размером дефектов и акустическими параметрами

Связь между размером трещины и коэффициентом избыточного ослабления устанавливали по зависимости избыточного коэффициента ослабления ультразвуковой волны (в диапазоне 0,5-80 МГц) от сечения рассеяния дефекта.

Трещины, создавали во льду механическим способом или лазерным лучом [Епифанов (1982)]. Затем с помощью импульсно-фазового метода в диапазоне частот 0,7 ÷ 1,5 МГц находили значение (рис. 3.20 кривая 2) коэффициента избыточного ослабления ультразвуковой волны от сечения рассеяния для каждого дефекта. В итоге получали зависимость коэффициента избыточного ослабления от сечения рассеяния дефектов. Нормированное сечение рассеяния находили как отношение суммарной площади проекций всех трещин к миделеву сечению акустического луча

$$\gamma_N = \frac{\Xi(S_J)}{\pi R_0^2}, \quad (3.21)$$

где R_0 - радиус излучателя ультразвуковых колебаний. Аналогично определяли дефицит скорости продольной волны для каждого сечения рассеяния и строили зависимость дефицита скорости (рис. 3.20 кривая 1) от нормированного сечения рассеяния трещин.

$$\overline{\alpha_{изб}} = \alpha_1 - \alpha_0, \quad (3.22)$$

где индекс 0 соответствует образцу без видимых трещин,

Коэффициент пропорциональности K_1

$$K_1 = \gamma_N / \alpha. \quad (3.23)$$

в общем случае зависит от соотношения длины акустической волны и размера трещин, но для интервала частот $0,7 \div 1,5$ МГц его можно считать постоянным $K_1 = 2,5$ см. Методика нахождения коэффициента K_1 проверена на разных материалах и разных способах создания трещин.

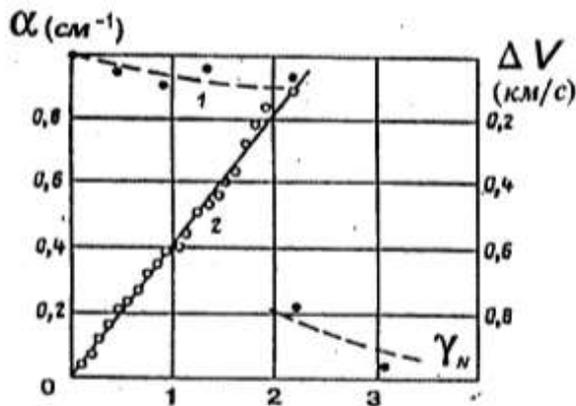


Рис. 3.20. Тарировочные зависимости: (1) – дефицита скорости ультразвука и (2) – избыточного поглощения от нормированного сечения дефектов.

Поскольку каждая видимая трещина генерирует импульс акустической эмиссии (АЭ), то число N

деформационных трещин равно числу генерируемых импульсов (АЭ). Приращение коэффициента ослабления, вызванное образованием трещины, равно $\Delta\alpha$. Согласно (3.23), сечение рассеяния одной трещины определяется уравнением

$$\gamma^* = \frac{\Delta\alpha K_1}{N}. \quad (3.24)$$

Результаты измерений. На рис. 3.21 показаны спектрограммы сигналов АЭ в определенные моменты времени нагружения, на рис. 3.22 — в стадии роста магистральной трещины.

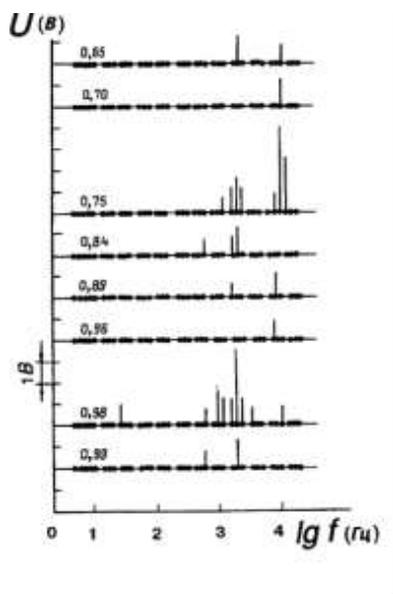


Рис. 3.21. Спектрограммы сигналов акустической эмиссии в определенные моменты нагружения. A — амплитуда, f — частота, $0,65 \div 0,99$ — нормированное время (безразмерное, за единицу принято время испытания до момента разрушения образца при пропорциональном нагружении).

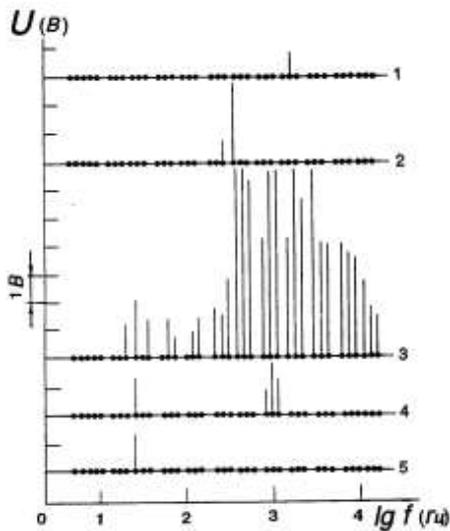


Рис. 3.22. Спектрограммы сигналов акустической эмиссии в стадиях (1-5) роста магистральной трещины

Зависимости суммарного сечения рассеяния трещин γ (1), суммарного числа сигналов N (2) и сечения рассеяния трещины (3) от времени показаны на рис. 3.23. Очевидно (кривая 3), что размер трещин в процессе сжатия не остается постоянным, как это предполагалось в работе [Зарецкий (1982)], а изменяется на порядок величины. Изменяется также наклон трещины. Например, для безразмерного времени 0,56, 0,62, 0,69 и 0,73 углы наклона трещины к оси образца равны соответственно 7, 30°, 31° и 90°. Сначала образец разделяется вертикальными трещинами на столбчатые фрагменты, при изломе которых образуются поперечные трещины.

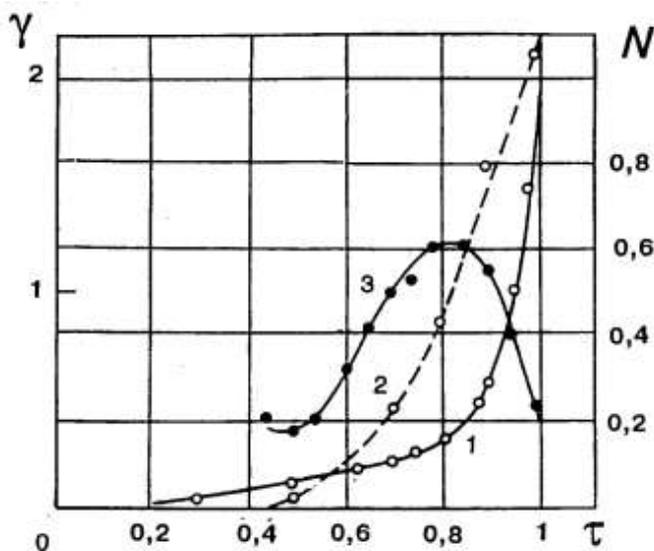


Рис. 3.23. Зависимости суммарного сечения трещин (1), числа сигналов АЭ (2) и эффективного сечения трещины (3) от времени нагружения

На рис. 3.24 показаны зависимости сечения рассеяния трещин от напряжения при различных температурах для льда типа А4.

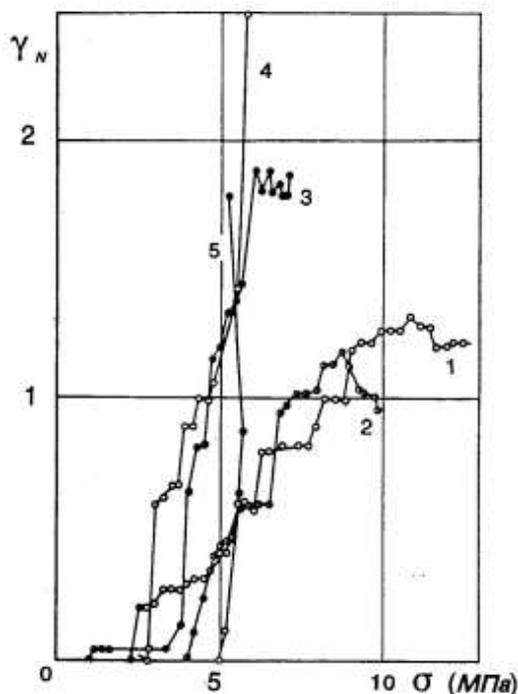


Рис. 3.24. Зависимости нормированного сечения трещин от напряжения для температур (1) -60°C , (2) -50°C , (3) -30°C , (4) -40°C , (5) -9°C .

Из рис. 3.24 следует, что напряжения, при которых происходит первый микроразрыв, при прочих равных условиях зависит от температуры. Эта зависимость аппроксимирована соотношением $\sigma_0 = 4,98 \cdot 10^7 [0,328 - 1,07 \cdot 10^{-3} T] \text{ Па}$ (3.25), где T - температура. В аналогичной форме записывается зависимость упругого модуля от температуры [Етифанов (1991)].

При переходе от хрупкого (кривые 1,2 на рис. 3.24) к вязкому разрушению (кривые 3-5) изменяется поврежденность льда, предшествующая росту магистральной трещины. При вязком разрушении значение предельной поврежденности льда возрастает до 2-х и более, а при хрупком разрушении она приближается к значению 1,3, последнее согласуется с гипотезой С.С. Вялова [Вялов (1982)].

Таким образом, деформационное трещинообразование подготавливает некоторую предельную дефектность, обуславливающую макропрочность образца.

На рис. 3.25 показаны типичные зависимости коэффициентов ослабления для акустических лучей, направленных вдоль осей Z (кривая 1), Y (2) и X (3), и «объемного» коэффициента поглощения (4) от безразмерного напряжения. Условия нагружения те же, что для рис. 3.24. Суммарный коэффициент поглощения рассчитан по уравнению

$$\alpha = \sqrt{\alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2} . \quad (3.26)$$

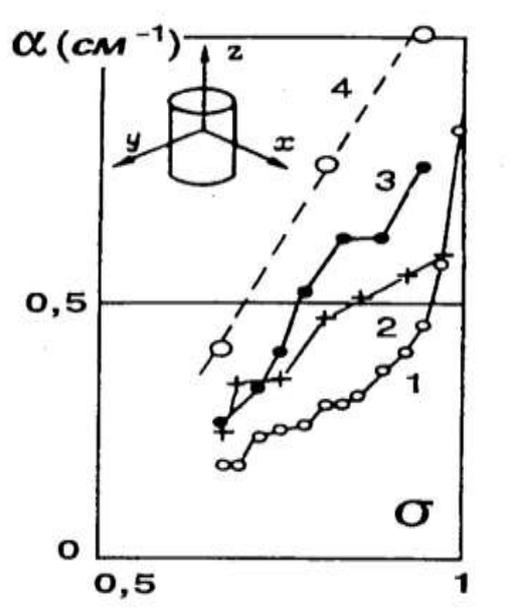


Рис. 3.25. Зависимости от напряжений: (1-3) — коэффициента ослабления ультразвука в направлении осей Z, Y, X и (4) - суммарного коэффициента ослабления

Из рис. 3.25 следует, что суммарный коэффициент поглощения ультразвука увеличивается пропорционально напряжениям сжатия. С учетом результатов тестовых опытов (рис. 3.20) зависимость суммарной поверхности трещин от напряжений сжатия может быть представлена линейным соотношением

$$\gamma = K_2(\sigma - \sigma_0), \quad (3.27)$$

где σ_0 - пороговые напряжения трещинообразования ($K_2 = 0,93$).

Таким образом, нелинейные процессы трещинообразования в испытаниях льда на сжатие при малых значениях (до 2%) дилатансии могут быть в первом приближении представлены линейными экспериментальными зависимостями коэффициента избыточного ослабления сканирующего ультразвукового луча от нормированного сечения рассеяния дефектов, имитирующих деформационные трещины, и эффективной суммарной поверхности трещин от макронапряжений.

3.2.3. Реология трещиноватого льда

Деформационные изменения структуры обычно оценивают по углу наклона деформационной кривой или модулем упрочнения H [Rice (1975)]

$$H = \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} \quad (3.28)$$

Эта оценка носит качественный характер. Так, для пресноводного льда А4 при скорости деформации $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ приведены на рис. 3.26 температурные зависимости напряжений от деформаций (семейство кривых), а на врезке — зависимость модуля упрочнения от времени. Увеличение модуля связывают с упрочнением, уменьшение - с разупрочнением, а отрицательные значения - с нарушением сплошности, т.е. трещинообразованием.

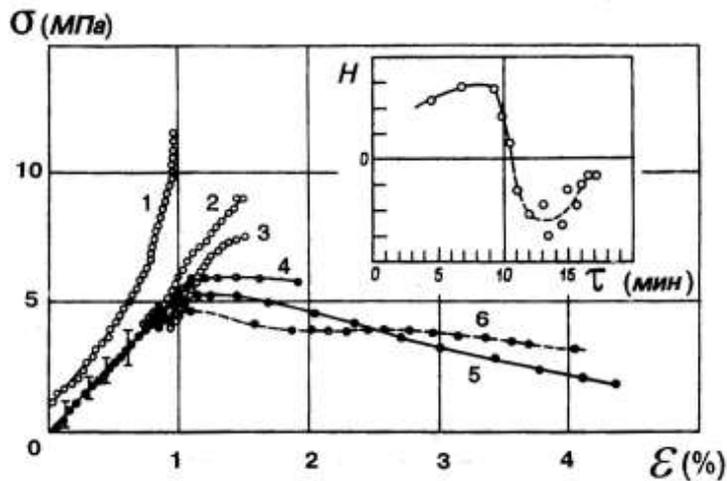


Рис. 3.26. Зависимости напряжения от деформаций при температурах: -60° C (1), -50° C (2), -40° C (3), -30° C (4), -20° C (5), -9° C (6). На врезке зависимость модуля H от времени; линия 1 смещена вверх на 1 МПа.

Завершенность деформационных изменений структуры льда может быть охарактеризована временем релаксации

$$\tau_0 = \frac{\eta}{G}, \quad (3.29)$$

где η - сдвиговая вязкость, G - модуля сдвига. Время релаксации вязких процессов во льду меняется от десятка минут до двух часов [Лавров (1969); Епифанов (1989)].

Рассмотрим возможность построения реологического уравнения, учитывающего деформационные изменения структуры, основываясь на

представлениях о льде как сложной многоуровневой системе и фундаментальном принципе температурно-временной аналогии.

Температурно-временная аналогия. На рис. 3.27 показаны зависимости напряжений от продольной деформации при постоянной скорости деформирования и разных температурах (а), а также при постоянной температуре и разных скоростях деформирования (б). Сходство кривых подтверждает, что понижение температуры льда вызывает такое же изменение механических характеристик, которое достигается повышением скорости деформации [Ферри (1963)].

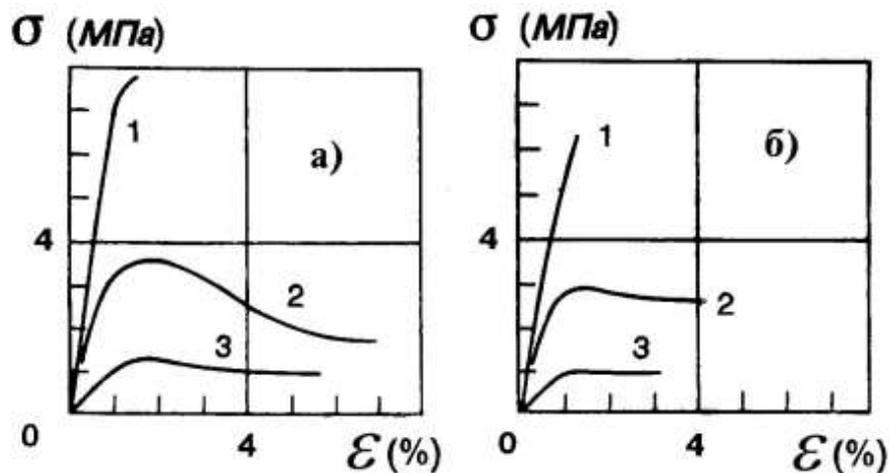


Рис. 3.27. Зависимости напряжений от деформаций для льда А4: (а) - при скорости деформации $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ и температурах -50°C (1), $-30,7^\circ\text{C}$ (2), -5°C (3); (б) - при температуре -7°C и скоростях деформации $2,5 \cdot 10^{-1}$ (1), $5 \cdot 10^{-3}$ (2), $2,5 \cdot 10^{-6} \text{ c}^{-1}$.

Для льда типа А4 получена зависимость максимальных напряжений от скорости деформации (кривая 3 на рис. 3.28) [Епифанов 1989], кривые 1 и 2 заимствованы из работы [Картер (1972)]. Количественное расхождение экспериментальных кривых обусловлено различием структур льда и условий нагружения [Schulson (1990)]. Однако тенденция ограниченного возрастания напряжений с увеличением скорости деформации не вызывает сомнений. Отметим, что неравномерное возрастание напряжений происходит в интервале двух порядков значения скоростей деформаций относительно точки перегиба кривой 3. Это

характерно для релаксационных переходов. Тот факт, что значение скорости деформации в точке перегиба кривой 3 близко к расчетному значению обратной времени релаксации во льду ($\tau^{-1} \sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$), подтверждает релаксационный характер кривой 3 [Михайлов и др. (1964)].

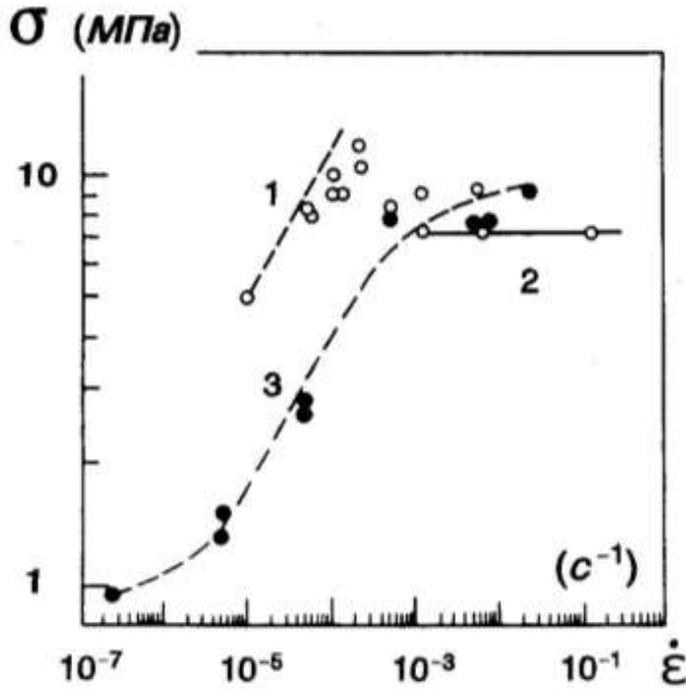


Рис. 3.28.
Зависимости
максимальных
напряжений от
скорости
деформации.
Кривые 1,2 -
заимствованы из
работы [Steineman
(1954)],
3 – результат
измерений автора.

Воспользуемся

моделью линейного тела [Френкель и др. (1939)]

$$\sigma + \tau_1 \frac{d\sigma}{d\tau} = G_R \left(\varepsilon + \tau_2 \frac{d\varepsilon}{dt} \right), \quad (3.30)$$

чтобы определить времена запаздывания

$$\tau_1 = \frac{\eta}{G_U - G_R}, \quad \tau_2 = \frac{\tau_1 G_U}{G_R}. \quad (3.31)$$

Для этого из зависимости $\sigma_{\max}(\dot{\varepsilon})$ на рис. 3.28 находим $\sigma_R = 0,7$ МПа, $\sigma_U = 9,2$ МПа. Коэффициент вязкости $\eta = 3 \cdot 10^{12}$ Па·с и модуль сдвига

$G = \sigma_{\max} / 4,5 \cdot 10^{-3}$ определены ранее [Епифанов (1989)]. Подставляя значения соответствующих величин в (3.31), получаем для льда времена запаздывания

$$\tau_1 = \frac{\eta K_3}{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}} = 1,6 \cdot 10^3 \text{ с}, \quad \tau_{21} = \frac{\tau_1 G_U}{G_R} = 2,1 \cdot 10^4 \text{ с}. \quad (3.32)$$

На рис. 3.29 показаны частотные зависимости параметров линейной модели для льда типа А4 при температуре -20°C . Для расчета действительной и мнимой

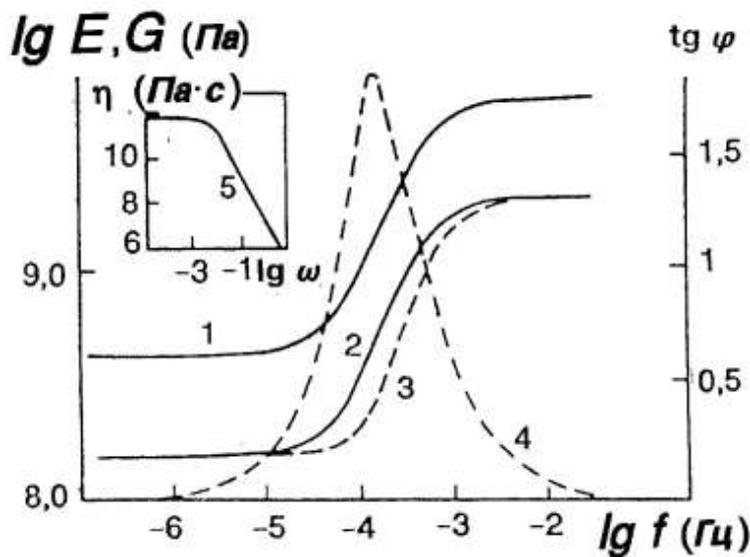


Рис. 3.29. Зависимости модуля Юнга (1), комплексного модуля (2), упругой компоненты комплексного модуля (3), тангенса угла потерь (4) и вязкости льда от частоты (5).

части комплексного динамического модуля, а также тангенса угла потерь применены следующие уравнения [Ферри (1963)]

$$G_{1\omega} = \frac{G_R + \omega^2 \tau^2 G_U}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (3.33)$$

$$G_{2\omega} = \frac{(G_U - G_R) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (3.34)$$

$$\text{tg } \varphi = \frac{(G_U - G_R) \omega \tau}{G_R + \omega^2 \tau^2 G_U} \quad (3.35)$$

где ω - круговая частота.

Кривые на фиг. 3.29 отражают релаксационный переход льда из вязкотекучего в стеклообразное состояние. Однако уменьшение механической добротности льда до 0,5 к моменту достижения максимальных напряжений при среднем значении добротности 50 для недеформированного льда явно указывает на накопление дефектов типа микротрещин, то есть процесс (рис. 3.28) более сложный.

Рассмотрим влияние нарушений сплошности на механические свойства льда для квазистатического и динамического режима нагружения. На рис. 3.30 показаны зависимости деформации от напряжения при сжатии со

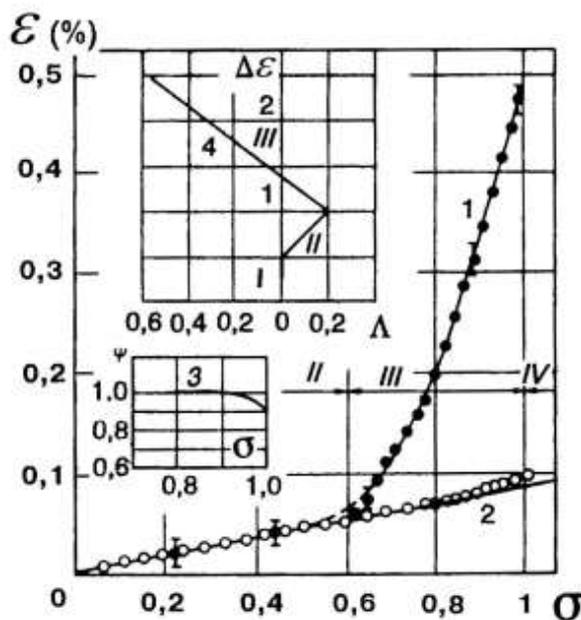


Рис. 3.30. Зависимости деформаций, рассчитанных по изменению скорости звука (2) и измеренных при осевом сжатии (1), от напряжения. Пояснения в тексте.

скоростью $5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, причем кривая 1 построена по данным измерений силы и смещений, а кривая 2 рассчитана по соотношению

$$\varepsilon_2 = \frac{P/S}{\rho V_L^2}, \quad (3.36)$$

где P — усилие сжатия, S — несущее сечение образца, ρ — плотность льда, V_L — скорость продольных волн частотой 1 МГц в образце при заданной силе. В

интервале напряжений от 0 до $0,6 \sigma$ кривые 1 и 2 в пределах точности эксперимента совпадают. Расхождение между ними проявляется с момента образования трещин.

Поскольку кривая 2 рассчитана для высоких скоростей деформаций, то ее можно рассматривать как асимптоту для кривых, полученных в квазистатическом режиме нагружения (см. рис. 3.30). Обусловленное трещинообразованием уменьшение несущего сечения (кривая 3) не превышает 10 %, даже для области запредельных напряжений, а дилатансия (кривая 4) — 2%.

Испытания при постоянном напряжении. На рис. 3.31 приведены кривые обратной ползучести для льда А4 (1-3) и А9 (4-6) для фиксированных температур и напряжений.

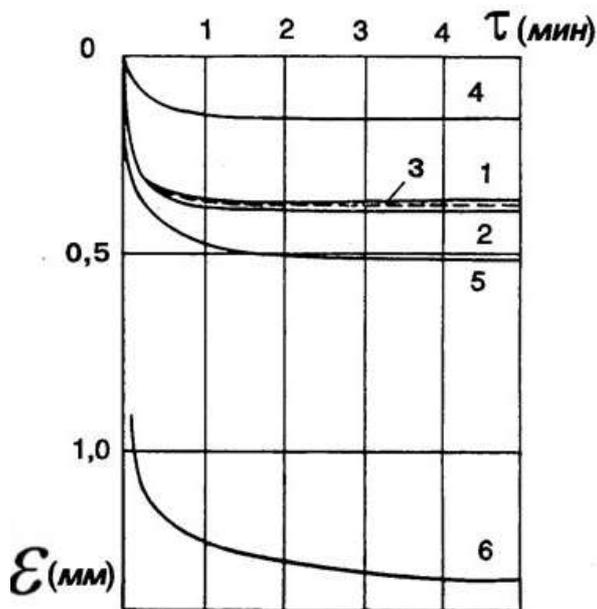


Рис. 3.31. Кривые обратной ползучести для льда типа А4 (1-3) и А9 (4-6) при температурах -2°C (1), -3°C (2), $-4,7^{\circ}\text{C}$ (3), $-6,2^{\circ}\text{C}$ (4-6) и напряжениях 0,75 МПа (1,4), 1,5 МПа (2), 1,0 МПа (3), 1,7 МПа (5), 3,4 МПа (6).

По методике, изложенной в работе [Епифанов (1988)], вычислены времена релаксации медленных процессов (таблица 3.3).

Таблица 3.3. Времена релаксации, вычисленные по кривым ползучести льда

	σ , °C	Температура,	τ_{01}, c	Структура льда
1	0,75	-2,0	990	A4
2	1,5	-3,1	1360	A4
3	1,0	-4,7	1670	A4
4	0,75	-6,2	2320	A9
5	1,7	-6,2	1690	A9
6	3,4	-6,2	970	A9

Из таблицы 3.3 следует, что при увеличении напряжения от 0,75 МПа до 3,4 МПа время релаксации уменьшается в 2,4 раза. т.е. *скорость протекания релаксационных процессов во льду при увеличении напряжения возрастает*, что согласуется с выводами работы [Лавров (1969)].

Согласно термофлюктуационной концепции [Степанов и др. (1984)], зависимость времени разрушения τ_p^* от напряжения при фиксированной температуре задается соотношением

$$\tau_p^* = \tau_0 \exp \left[\frac{(W_a - B_s \sigma)}{k_B T} \right], \quad (3.37)$$

где τ_0 - средний период колебаний атомов, B_s - структурно-чувствительный параметр, W_a - энергия активации. В общем случае зависимость времени релаксации от напряжения и температуры рассматривается как совокупность экспонент релаксирующих элементов.

Результаты вычислений энергии активации

$$W_a = \frac{T_1 \cdot T_2 k_B \cdot \ln(\tau_1 / \tau_2) - B_s (T_1 \sigma_2 - T_2 \sigma_1)}{T_2 - T_1} \quad (3.38)$$

и коэффициента при напряжении

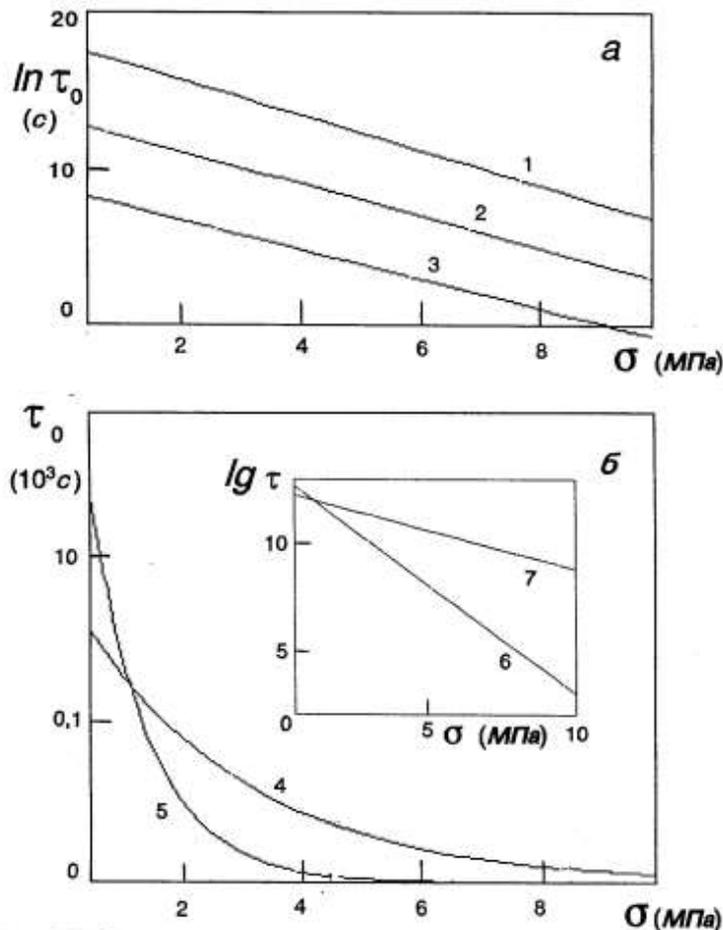
$$B_s = \frac{T_1 \cdot T_2 \cdot k_B \cdot \ln(\tau_1 / \tau_2) + W_a (T_1 - T_2)}{T_1 \sigma_2 - T_2 \sigma_1} \quad (3.39)$$

по испытаниям 28 образцов приведены в таблице 3.4 .

Таблица 3.4. Значения коэффициентов в уравнении (3.37)

	τ_p^* , с	B_S, M^3	$W_a, Дж/кг$
A4	$4,61 \cdot 10^{-17}$	$3,4 \cdot 10^{-27}$	5,66
A9	$4,61 \cdot 10^{-17}$	$1,2 \cdot 10^{-27}$	5,58

Времена релаксации для льда А4 и А9 (кривые 7 и 6 на рис. 3.32) существенно различаются, что, по-видимому, связано с различием механических свойств льда для крупно и мелкокристаллической структуры. Соответственно в



полулогарифмических координатах зависимости времени релаксации от напряжения для льда А4 и А9 представлены отрезками прямых, угол наклона которых для однотипной структуры остается постоянным и мало зависит от температуры.

Рис. 3.32. Зависимости времени релаксации от напряжения для льда типа А4 (кривые 1-4, 7) и А9 (кривые 5,6) при -51°C (1), -30°C (2,4-7) и -6°C (3)

На рис. 3.33 показаны зависимости времени релаксации от температуры для льда типа А4 (кривые 2, 4-7) и для льда А9 (кривые 1,3). Испытания выполнены

при постоянных напряжениях 1 МПа (кривая 7), 2 МПа (кривые 1-4), 3,5 МПа (кривая 2) и 7,5 МПа (кривая 3). Из рис. 3.33 следует, что кривые 5-7 могут быть совмещены путем параллельного переноса вдоль температурной шкалы. Это свидетельствует о возможности применения принципа температурно-временной аналогии [Епифанов (1990); Виноградов и др.(1977)].

Метод приведенных переменных. Согласно принципу температурно-временной аналогии [Колтунов и др. (1970); Виноградов (1977)], повышение температуры вызывает такое же изменение механических характеристик

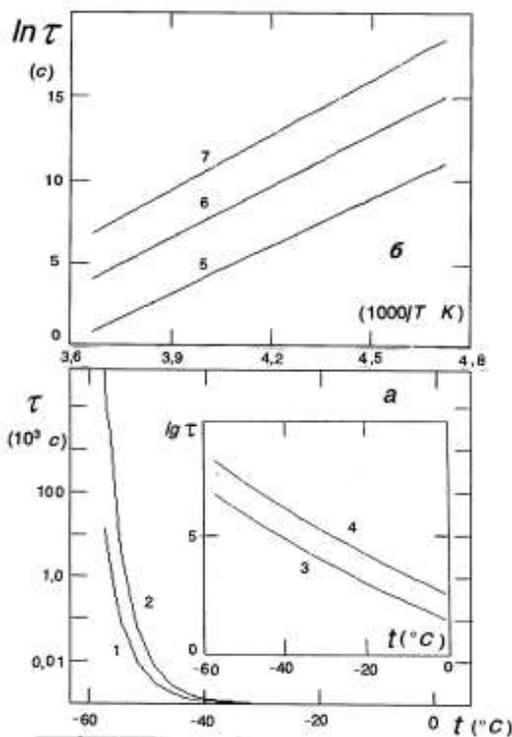


Рис. 3.33. Зависимости времени релаксации от температуры для льда А9 (1,3) и А4 (2-7) при напряжениях 1 МПа (7), 2 МПа (1-4), 3,5 МПа (6) и 7,5 МПа (5) (по данным автора).

деформируемого тела, какое происходит при уменьшении скорости деформации. С помощью метода приведенных переменных [Goodman et al. (1981)] любая вязкоупругая функция может быть выражена в приведенном виде, например,

$$G_p = \frac{GT_0\rho_0}{T\rho}, \quad (3.40)$$

где T_0 - температура приведения, и представлена как функция частоты ωa_T , где

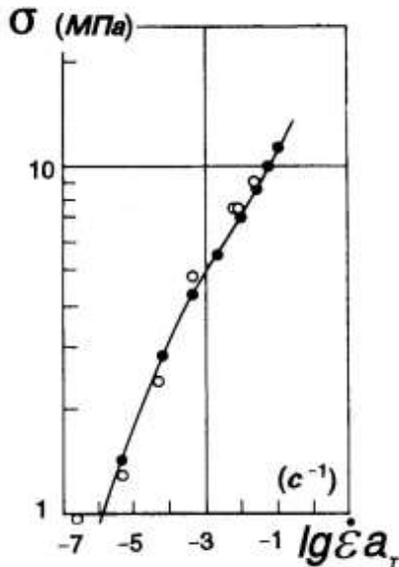
$$a_T = \frac{[\tau_0]_T}{[\tau_T]_{T_0}} \quad (3.41)$$

Применение принципа температурно-временной аналогии позволяет расширить эффективный интервал времен или скоростей деформации, используя ограниченные экспериментальные данные. Например, приведенные напряжения и скорости деформаций аналогично (3.40) можно представить в виде

$$\sigma_p = \frac{\sigma T_0 \rho_0}{T \rho} \quad (3.42)$$

$$\dot{\varepsilon}_p = \dot{\varepsilon} a_T \quad (3.43)$$

На рис. 3.34 для поликристаллического льда А4 приведена обобщенная зависимость максимальных напряжений от приведенной скорости деформации при температуре приведения -20°C (сплошная кривая).



Фиг. 3.34. Зависимость максимальных напряжений от приведенной скорости деформаций

Как следует из рис. 3.34, экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на расчетную кривую вплоть до $0,1 \text{ 1/с}$, что подтверждает возможность применения ко льду метода приведенных переменных.

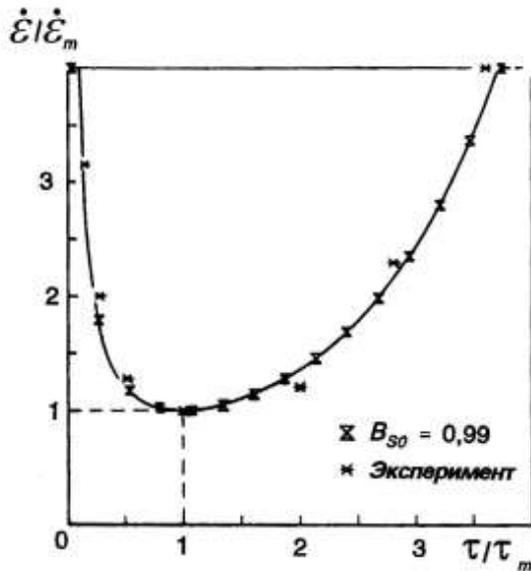
Аппроксимация данных, полученных при постоянном напряжении. На рис. 3.35 показана зависимость приведенной скорости ползучести от приведенного времени для льда А9. Экспериментальная зависимость аппроксимирована соотношением [Fish (1984)]

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{\min} \exp[B_{S_0} f(\tau)], \quad (3.44)$$

где B_{S_0} - безразмерный коэффициент, учитывающий структуру льда, $\dot{\varepsilon}_{\min}$ - минимальная скорость ползучести, $f(\tau)$ - функция, характеризующая спектр времен релаксации

$$f(\tau) = \left[\frac{\tau}{\tau_m} - \ln \frac{\tau}{\tau_m} - 1 \right], \quad (3.45)$$

где τ_m - время достижения минимальной скорости ползучести $\dot{\epsilon}_{\min}$. Расчетная



кривая при $B_{S0}=0,9$ совпадает с экспериментальной кривой также и при других значениях напряжений.

Рис. 3.35. Зависимость приведенной скорости деформации от приведенного времени для льда А9 при температуре $-3,1^{\circ}\text{C}$ и напряжении 1.5 МПа.

Испытания при постоянной скорости приложения нагрузки. На рис. 3.36 показана зависимость приведенного напряжения от приведенного времени для льда тип А9. Для аппроксимации использовано соотношение (3.46).

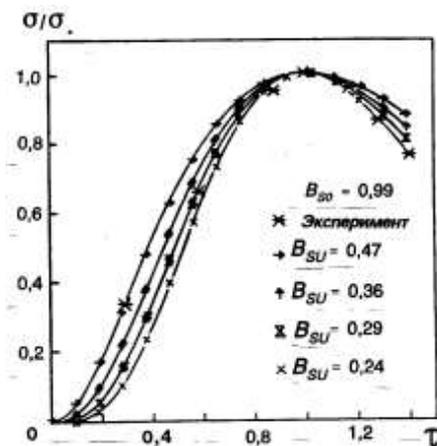


Рис. 3.36. Зависимость приведенного напряжения от приведенного времени для льда А4 при температуре $-20,3^{\circ}\text{C}$ и скорости деформации $3 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$

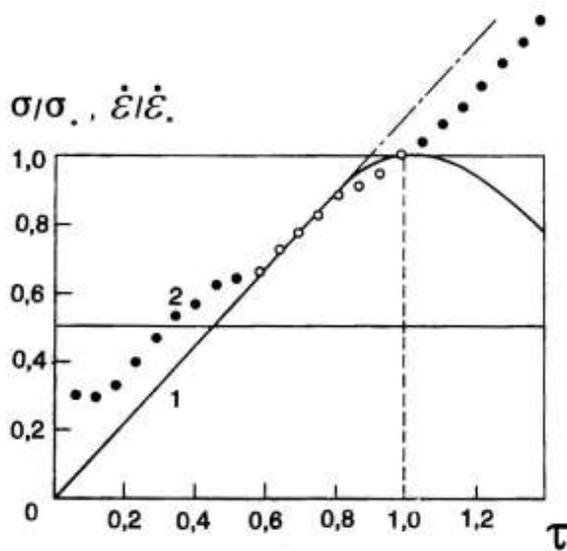
$$\sigma = \sigma_* \exp \left[-\frac{B_{S0}}{B_{SU}} f(\tau) \right], \quad (3.46)$$

где σ_* — максимальное напряжение, B_{S0} — безразмерный коэффициент, характеризующий напряженное состояние льда и дефектность его структуры. Удовлетворительное согласие с экспериментом получено при $B_{SU}=0,47 \div 0,36$ на участке напряжений σ/σ_* от 0 до 1. Таким образом, с помощью соотношений (3.44) и (3.46) удается качественно описать деформационные зависимости при трещинообразовании, причем согласие

обобщенной реологической зависимости с экспериментом зависит от выбора точки подобия (приведения).

На рис. 3.37 показаны типичные зависимости приведенного напряжения (1) и скорости деформации (2) от приведенного времени для льда типа А9.

Кривые 1 и 2 пересекаются в точках максимальных и пороговых напряжений.



Точку с координатами

$$\left(\tau = 1, \quad \frac{\sigma}{\sigma_*} = 1, \quad \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_*} = 1 \right) \quad (3.47)$$

выберем за точку физического подобия.

Рис. 3.38. Зависимости приведенного напряжения (1) и приведенной скорости деформации (2) от приведенного времени.

На рис. 3.39 показана зависимость приведенного напряжения от приведенной скорости деформации для льда типа А9. Для аппроксимации использовано соотношение

$$\frac{\sigma}{\sigma_*} = \exp\left(-\frac{1}{B_{SU}}\right) f\left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_*}\right), \quad (3.48)$$

где

$$f\left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_*}\right) = \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_*} - \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_*} - 1. \quad (3.49)$$

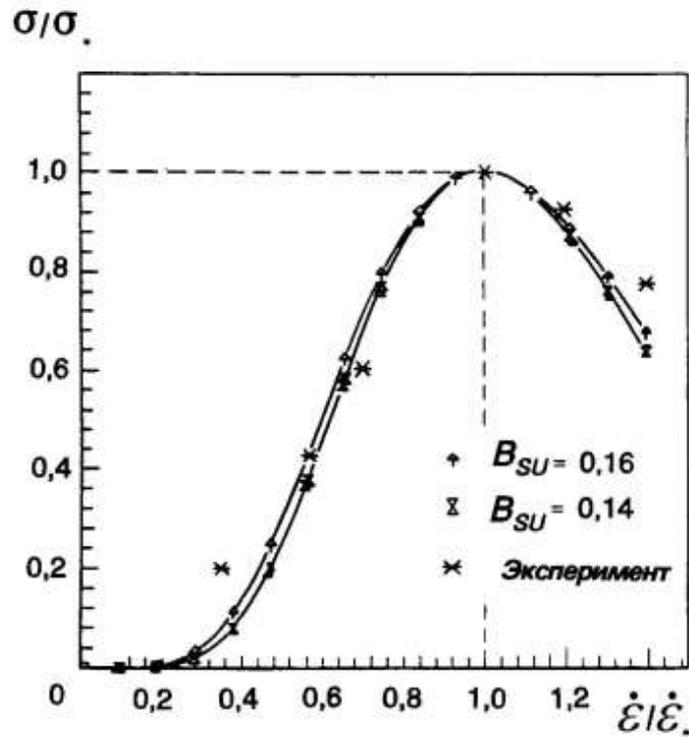


Рис. 3.39. Зависимость приведенного напряжения от приведенной скорости деформации для льда А9 при $-20,3^{\circ}\text{C}$ и скорости деформации $3 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$.

Из сопоставления расчетных и экспериментальных значений видно, что наилучшее совпадение наблюдается в интервале напряжений $0,2 \div 1,1$ при $B_{SU}=0,15$. Для критической области совпадение с экспериментом достигается при другом значении B_{SU} , что согласуется с деформационными изменениями структуры льда.

Если представить соотношение (3.48) в виде

$$\frac{\sigma}{\sigma_*} = \exp \left[\frac{1}{B_{SU}} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_*} - 1 \right) \right] \left(\frac{\sigma}{\sigma_*} \right), \quad (3.50)$$

и ввести обозначение

$$k = \exp \left[\frac{1}{B_{SU}} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_*} - 1 \right) \right], \quad (3.51)$$

то соотношение (3.50) примет вид

$$\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_*} = k \left(\frac{\sigma}{\sigma_*} \right)^{B_{SU}}, \quad B_{SU} = 0 \div 1, \quad (3.52)$$

что аналогично известному соотношению Глена

$$\dot{\varepsilon}_j = k \sigma_j^m \quad (3.53)$$

при условии

$$\dot{\varepsilon}_j \equiv \frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_*}, \quad \sigma_j \equiv \frac{\sigma}{\sigma_*}, \quad m = B_{SU}. \quad (3.54)$$

Соотношение (3.50) является эмпирическим как и закон Глена (3.53), однако оно получено в результате исследования деформационных процессов во льду, причем для входящих в соотношение (3.50) коэффициентов в явном виде определена зависимость (3.51) от структуры льда и условий деформирования.

Заменим в соотношении (3.50) максимальные напряжения и соответствующие им скорости деформации на приведенные значения

$$\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_{*P}} \right) = \exp \left[- \frac{1}{B_{SU}} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_{*P}} - 1 \right) \left(\frac{\sigma}{\sigma_{*P}} \right)^{B_{SU}} \right], \quad (3.55)$$

где

$$\sigma_{*P} = \frac{\sigma_* T \rho}{T_0 \rho_0}, \quad (3.56)$$

$$\dot{\varepsilon}_{*p} = \dot{\varepsilon}_* a_T = \dot{\varepsilon}_* \frac{[\tau_0]_{T_j}}{[\tau_0]_{T_0}} \quad (3.57)$$

Тогда для льда имеем зависимость напряжений не только от деформаций, но и от температуры. Например, на рис. 3.40 для льда типа А9 показана зависимость напряжений от деформаций и от температур. Поскольку уменьшение температуры тождественно увеличению скорости деформации, то, например, для температуры приведения $-20,3^\circ\text{C}$ вместо шкалы температур с интервалом от -1°C до -55°C можно нанести шкалу скоростей деформаций с интервалом от 10^{-14} 1/с до 10^{-1} 1/с, при этом шкала напряжений сохранит первоначальные значения (0,4 ÷ 12 МПа).

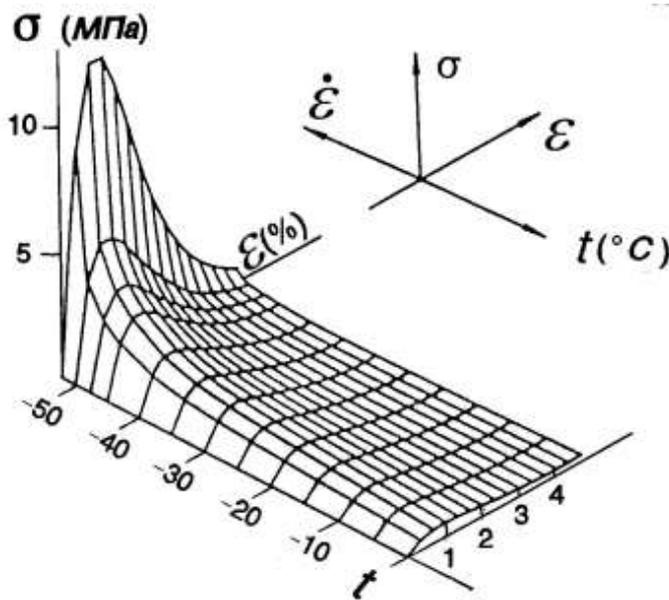


Рис. 3.40. Зависимость напряжений от деформации и температуры для льда типа А9 .

Таким образом, деформационные изменения структуры льда в испытаниях на сжатие характеризуются широким спектром времен

релаксации ($10^{-5} \div 10^4$ с), что характерно для сложных систем с иерархической структурой. Нарушению сплошности предшествуют медленные пластические деформационные изменения структуры со временами релаксации $10^4 \div 10^3$ с. Времена релаксации, оцененные по спектрам разрушения, имеют одинаковый порядок со значениями ($10^{-2} \div 10^{-5}$ с), опубликованными в работах [Auty et al. (1952); Раннелс (1973)].

3.3. Деформирование и разрушение льда при пластическом ударе

Основная задача механики деформирования и разрушения льда при пластическом ударе состоит в измерении мгновенных характеристик (скорости, ускорения, осадки), построения определяющего реологического уравнения и изучении деформационных изменений структуры льда в зоне контакта [Курдюмов и др. (1976)].

Решение задачи Герца о вдавливании жесткого индентора в упругое полупространство до сих пор остается основным для оценки напряжений при ударе [Herz (1882); Кильчевский (1976)]. Согласно Герцу, при внедрении сферы радиусом R в упругое полупространство образуется контактная площадка радиусом

$$a = \sqrt[3]{\frac{3P(1-\nu^2)R}{4E}}, \quad (3.58)$$

где P - реакция опоры, a - радиус поверхности давления, E - модуль Юнга, ν - коэффициент Пуассона. Часто соотношение (3.58) записывают в виде

$$P = K_Z X^{3/2}, \quad (3.59)$$

где

$$K_Z = \frac{4}{3} \sqrt{R} \frac{E}{(1-\nu^2)}, \quad (3.60)$$

и X — мгновенная осадка [Тимошенко и др. (1975)].

Упругопластический удар исследован недостаточно как в теоретическом, так и в экспериментальном аспектах [Лихоманов и др. (1971); Хейсин и др., (1973), Chin et al. (1989); Пасынков (1979)].

3.3.1. Задача Герца в пластической постановке (теория, эксперимент)

Мгновенные характеристики удара. Для определения мгновенных сил применен пьезоэлектрический акселерометр [Етифанов (1985,а)], жестко закрепленный на инденторе и обладающий малой инерционностью. Электрический заряд, который он вырабатывает при ударе, пропорционален силе, действующей на пьезоэлемент, а, значит, и ускорению индентора

$$\ddot{X}_{(\tau)} = n_3 C_3 \left[U_{(\tau)} - \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} d\tau U_{(\tau)} \right], \quad (3.61)$$

где n_3 — коэффициент преобразования измерительной системы, C_3 , R_3 — емкость и электрическое сопротивление измерительной линии, U — электрическое напряжение. Для жесткого сферического индентора в (3.61) единственной переменной является осадка $X_{(\tau)}$, т.е. глубина внедрения полюса шара в исследуемый материал. Для ее расчета использовано мгновенное ускорение $\ddot{X}_{(\tau)}$, которое непрерывно регистрируют с помощью пьезоакселерометра и измерительной линии [Епифанов (1985)].

Поскольку движение свободно падающего тела массой m при торможении описывается уравнением

$$\ddot{X}_{(\tau)} = g - \frac{1}{m} P_{\tau}, \quad (3.62)$$

где $P_{(\tau)}$ - сила сопротивления (реакция опоры), действующая на индентор со стороны исследуемого материала; $\ddot{X}_{(\tau)}$ - мгновенное ускорение, g - ускорение свободного падения, τ - время, то, последовательно интегрируя уравнение (3.62), получают мгновенную скорость

$$\dot{X}_{(\tau)} = V_0 + g\tau - \frac{1}{m} \int_0^{\tau} d\tau \cdot P_{(\tau)}, \quad (3.63)$$

и мгновенную осадку

$$X_{(\tau)} = V_0\tau + \frac{g\tau^2}{2} - \frac{1}{m} \int_0^{\tau} d\tau' \int_0^{\tau'} d\tau'' P_{(\tau'')}. \quad (3.64)$$

Уравнения (3.62)-(3.64) являются следствием общих законов механики, по ним можно построить зависимости $P(\dot{X})$ и $P(X)$, т.е. исследовать динамические свойства соударяющихся тел.

Необходимые условия: исследуемый образец льда должен быть закреплен на массивной опоре, а индентор — быть жестким. *Достаточные условия:* поверхность ледяной пластины должна быть гладкая и нормально ориентирована к линии падения, образец должен иметь достаточную толщину. Чтобы исключить наложение отраженных волн и собственных колебаний индентора на первичный импульс, наибольший период его собственных колебаний

$$\tau'_{\max} = 2,5 \frac{R}{V_L}, \quad (3.65)$$

где V_L - скорость распространения упругих волн в шаре, должен быть меньше экспериментально определенной продолжительности соударения

$$\tau_{\max} > \tau'_{\max}. \quad (3.66)$$

В этом случае, согласно Кильчевскому, максимальное время упругого контакта для медленного удара определяется из уравнения

$$\tau_{\max} = \tau_* \sqrt[5]{\frac{X^3}{X^2 V_0}}, \quad (3.67)$$

где V_0 — начальная скорость соударения, τ_* — безразмерное время. Выполнение этих условий позволяет рассматривать ледяную пластину как полупространство, что упрощает анализ экспериментальных данных.

Измерительное устройство состоит из шарового индентора, жестко скрепленного с пьезоэлементом, который подключен к корректирующему предусилителю, и запоминающего осциллографа. Начальная скорость соударения задается, например, высотой поднятия индентора над поверхностью ледяной пластины.

На рис. 3.41 показана блок-схема экспериментальной установки для определения мгновенного ускорения индентора при его ударном взаимодействии с ледяной пластиной. Основными элементами установки являются: индентор 1, снабженный пьезоэлектрическим акселерометром, истоковый повторитель 2, блок питания 3, спектроанализатор 4, запоминающий осциллограф 5, блок памяти 6, высокочастотный кабель 7, штатив 8, нить 9, измеритель высоты 10, зажим 11,

исследуемый образец 12. Блок памяти состоит из видеокамеры, видеомагнитофона, компьютера. Нормальные условия работы для осциллографа 5 и спектроанализатора 4 обеспечиваются термостатом. На начальном этапе исследований была использована серийная аппаратура: спектроанализатор типа *SG-1*, фильтр типа *FI-1* (производство фирмы *RFT*), осциллограф цифровой запоминающий типа *C9-8*. Оригинальной частью установки является шаровой индентор и истоковый повторитель, полное описание которых приведено в работах [Епифанов (1985, 1986), Епифанов и др. (1987)].

Макет установки. В исходном состоянии индентор 1 подвешен на нити 9 над поверхностью ледяной пластины 12. После разрушения нити 9 индентор в свободном падении разгоняется до начальной скорости соударения $V_0 = \sqrt{2gL}$.

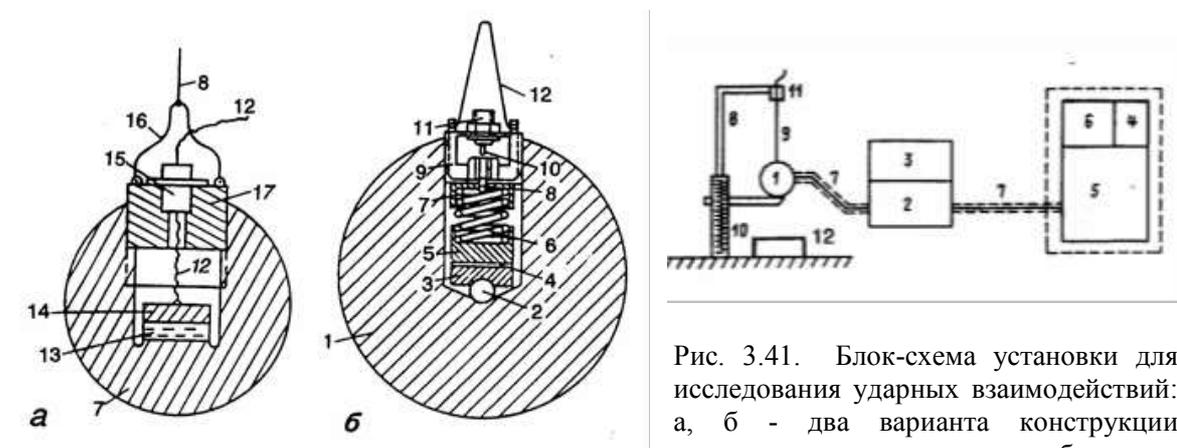


Рис. 3.41. Блок-схема установки для исследования ударных взаимодействий: а, б - два варианта конструкции шарового индентора, снабженного

пьезоэлектрическим акселерометром.

В момент соударения с пластиной происходит торможение индентора, при этом пьезоэлемент генерирует заряд, пропорциональный силе, действующей на пьезоэлемент, а значит, и ускорению индентора. Разность потенциалов вызывает в истоковом повторителе электрический ток, пропорциональный ускорению индентора. Изменение тока во время соударения регистрируется в виде осциллограммы удара, а генерируемые при разрушении льда сигналы акустической эмиссии фиксируются в виде спектрограмм на экране спектроанализатора и мониторе компьютера.

Мониторинг трещинообразования. На рис. 3.42 показаны осциллограммы ударного взаимодействия жесткого индентора со льдом 1, пластилином 2 и стеклопоролоном 3 при фиксированной энергии удара. Масштаб по оси абсцисс выбран одинаковым, а максимальные значения амплитуды импульса указаны для каждой

кривой. Из рис. 3.42 видно, что форма кривой, амплитуда импульса и продолжительность соударения зависят от материала. Это делает возможным оценивать деформационные изменения структуры материала по особенностям осциллограммы. Например, непропорциональное увеличение электрического напряжения (для кривой 3), а, значит, и силы сопротивления (уравнение 3.61) обусловлено уплотнением стеклопоролона.

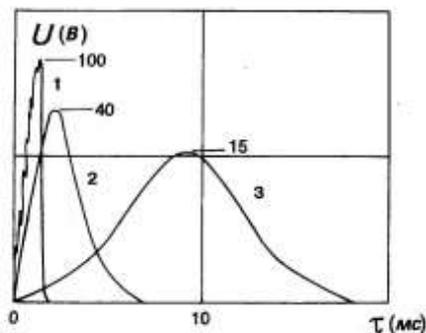
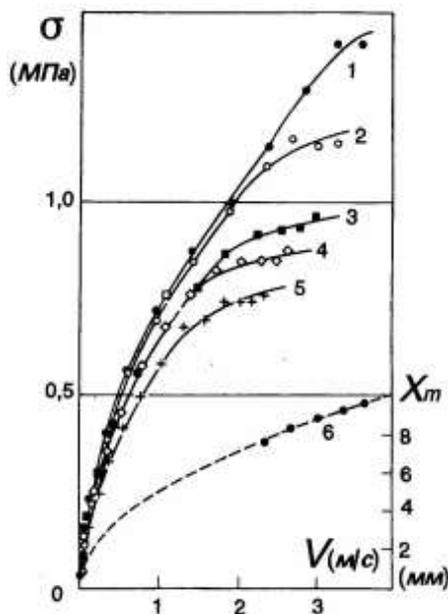


Рис. 3.42. Типичные осциллограммы удара для льда (1), пластилина (2) и стеклопоролона (3).

Так, появление пульсаций на осциллограмме 1 обусловлено образованием трещин в ледяной пластине [Елифанов (1985, 1986)]. Это подтверждается визуальным наблюдением трещин, независимой регистрацией сигналов акустической эмиссии (АЭ) с помощью датчиков, примороженных ко льду, а также косвенно отсутствием пульсаций при соударении шара с пластилином и частотой пульсаций 1 кГц, которая много меньше собственной резонансной частоты индентора (30 кГц).

Результаты расчета среднего контактного давления в зависимости от мгновенной скорости для пластилина при различных начальных скоростях удара (кривые 1-5 на рис. 3.43) не противоречат аналогичным зависимостям для других



пластических материалов [Виноградов и др. (1977)].

Достоверность измерений подтверждается совпадением диаметра лунки с расчетным значением, а также рассчитанной и экспериментально определенной величины максимальной осадки шара при различных скоростях удара (кривая 6 на рис. 3.43).

Рис. 3.43. Зависимости среднего контактного давления от мгновенной скорости для начальных скоростей соударения 3,66 (1), 3,37 (2), 3,04 (3), 2,7 (4), 2,38 (5) м/с. Зависимость максимальной глубины внедрения от начальной скорости удара (6).

По данным испытаний (рис. 3.43) определен коэффициент преобразования всей измерительной системы $n_{\Sigma} = 17 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2 \cdot \text{В}$.

Деформационные зависимости. На рис. 3.44 показаны осциллограммы 1- 8 для различных энергий удара шарового индентора о ледяную пластину при температуре льда -10° С , причем осциллограмма (1) соответствует минимальной, а (8) — максимальной (в условиях эксперимента) энергии удара. Применен индентор диаметром 0,076 м и массой 1,76 кг. Жесткость крепления ледяной пластины массой 1600 кг и толщиной 0,55 м достигалась примораживанием к жесткому основанию. В результате получены осциллограммы, на которых отсутствуют признаки наложения отраженных волн и переходных процессов в электрических цепях.

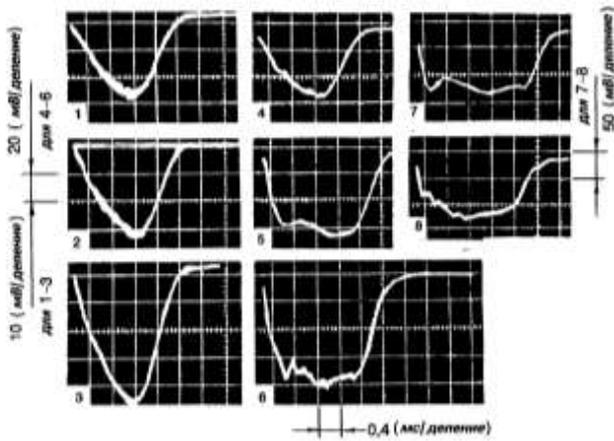


Рис. 3.44. Осциллограммы ударного взаимодействия шарового индентора с ледяной пластиной в зависимости от энергии удара

На рис. 3.44 осциллограммы удара представлены в виде зависимостей мгновенной силы (линии 1-7) от глубины осадки. Линия 8 соответствует теоретической зависимости

$P(X)$, рассчитанной по уравнению (3.59) [Кильчевский (1976)]. Температура льда -10° С , а значения начальной скорости соударения V_0 , энергии удара W_0 для каждой кривой приведены в Таблице 3.5.

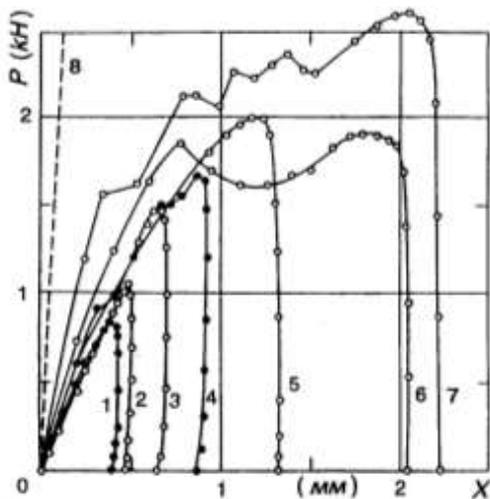


Рис. 3.45. Зависимости мгновенного усилия от глубины осадки при начальных скоростях соударения 0,484 (1), 0,594 (2), 0,831 (3), 0,99 (4), 1,4 (5), 1,87 (6) и 2,23 м/с (7). Кривая 8 - теоретическая.

Таблица 3.5. Значения энергии удара W_0 и начальной скорости соударения V_0 для кривых 1-7 (рис. 3.44).

	1	2	3	4	5	6	7
W_0 , Дж	0,21	0,31	0,52	0,86	1,73	3,08	4,38
V_0 , м/с	0,484	0,594	0,831	0,99	1,4	1,87	2,23

Поскольку площади фигур, ограниченных кривыми 1-7 и осью абсцисс на рис. 3.44 соответствуют энергии удара, то в пределах точности измерений кривые 1-7 отражают реальные деформационные процессы ударного взаимодействия.

Из сопоставления деформационных кривых 1-7 можно выявить следующие закономерности. Во-первых, наклон восходящего участка кривых зависит от начальной скорости соударения. Во-вторых, они имеют несовпадающие восходящий и нисходящий участки, тогда как теоретическая кривая представлена отрезком параболы, устанавливающим однозначную связь между мгновенным усилием и осадкой. В-третьих, кривые 1-7 смещены в сторону большей осадки. Восходящая ветвь кривых 1-7 напоминает деформационные кривые, полученные в квазистатических испытаниях на сжатие.

Изменение угла наклона кривых $P(x)$ на начальном этапе соударения может быть объяснено в рамках вязкоупругой модели. Согласно феноменологической релаксационной теории, мгновенный модуль упругости может быть представлен соотношением

$$E = E_0 + E_1 \left[\frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \right] \quad (3.68)$$

где E_0 - равновесный (статический) модуль, E_1 - релаксационный модуль, ω - частота. Если время релаксации определяющего деформационного механизма соизмеримо с его продолжительностью ($\sim 1 \cdot 10^{-3}$ с), то согласно уравнению (3.68) в пределах релаксационного интервала угол наклона начального участка деформационных кривых $P(x)$ с увеличением скорости индентора должен увеличиваться, что и наблюдается фактически.

Смещение кривых 1-7 относительно теоретической кривой 8 свидетельствует о пластических деформациях, которые модель не учитывает. Для детализации возможных механизмов пластических деформаций воспользуемся сначала модельными представлениями упругого и неупругого удара [Епифанов, Кудря (1985)].

На рис. 3.46 показаны зависимости для модельных сил $P \sim X$ и $P \sim X \cdot \dot{X}$, в первом приближении описывающие соответственно упругое (а) и пластическое (б) ударное взаимодействие. Очевидно, что для упруго-пластического взаимодействия те же кривые займут промежуточное положение, что и наблюдается в действительности. Аналогичное смещение деформационных кривых при увеличении скорости нагружения наблюдается в квазистатических испытаниях на сжатие.

Согласно модели ($P \sim X$), при упругом ударе зависимости мгновенных ускорений, скорости, глубины внедрения от времени имеют вид симметричных кривых (рис. 3.46,а).

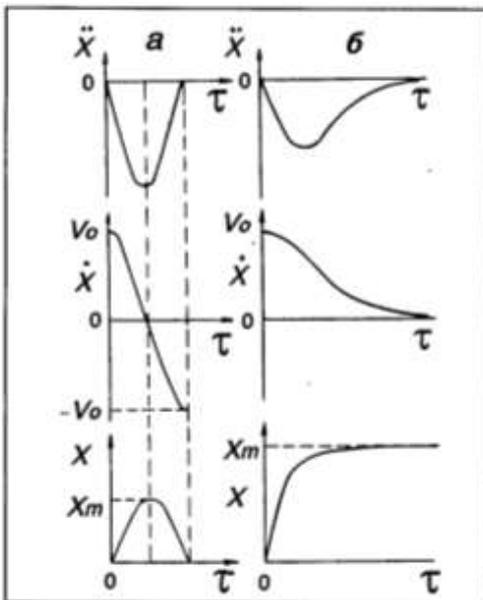


Рис. 3.46 Временные зависимости ускорений, скоростей и осадки индентора в упругое (а) и пластическое (б) полупространство.

Несимметричность экспериментальной кривой $OA'F'$ (рис. 3.47) при минимальной энергии соударения $\sim 0,2$ Дж и еще большая несимметричность для больших энергий удара свидетельствуют о накоплении необратимых деформаций.

Действительно, при торможении индентора ускорения достигают 100 g и при массе индентора 1,75 кг на площадке контакта создаются значительные напряжения ($\bar{\sigma} > 15$ МПа), приводящие к пластическим деформациям, которые почти полностью демпфируют отскок. Например, при возрастании энергии соударения от 0,17 Дж до

4 Дж коэффициент восстановления K_z уменьшается от 0,18 до 0,15. Тогда как для малых энергий соударения (10^{-14} Дж) $K_z=0,9$ [Maeno et al. (2003? 2004)].

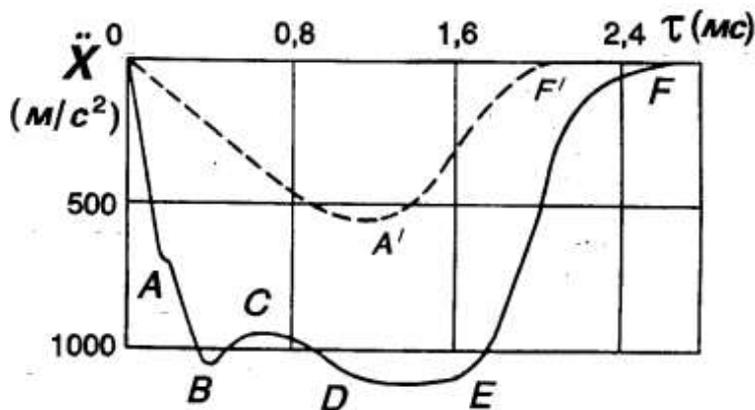


Рис. 3.47. Типичные зависимости ускорений от времени соударения для средних $OA'F'$ ($W < 1$ Дж) и больших энергий удара $OABCDEF$ ($W > 1$ Дж).

Непосредственно вблизи контура площадки контакта возникают кольцевые сколы (рис. 3.48) и происходит «выкрашивание» и дробление сколотых частиц льда. Эффективный модуль E_e , рассчитанный из соотношения (3.48) [Колесников, Морозов (1989)],

$$E_e = \frac{3}{8} \frac{P(1-\nu^2)}{X \cdot a} \quad (3.69)$$

равен 3,6 МПа, что на три порядка меньше динамического модуля $E_d = \rho V_L^2 = 916,8 \text{ кг}/\text{м}^3 \cdot (3245 \text{ м}/\text{с})^2 = 9,6 \cdot 10^3 \text{ МПа}$ и совпадает с упругим модулем для плотного снега. Такое совпадение не является случайным, поскольку на ледяной пластине после падения на нее шарового индентора остается след в виде снежного пятна (рис. 3.48). Тонкоперетертые обломки кристаллитов уплотняются, образуется ледяной милонит, который зрительно воспринимается как снежная пятно [Хейсин и др. (1970)].

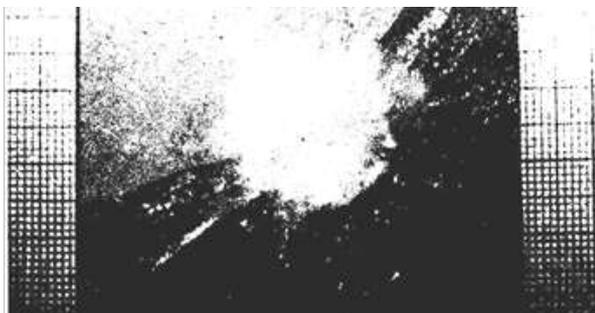


Рис. 3.48. Снежное пятно, осколки льда и трещины на поверхности ледяной пластины (энергия удара > 1 Дж, температура -10°C)

Структура льда в зоне контакта количественно оценена по значениям микротвердости. В качестве твердомера применен пробник с энергией удара $1,29 \cdot 10^{-3}$ Дж (шаровой индентор радиусом 1,15 см и массой $4,7 \cdot 10^{-2}$ кг, снабженный пьезоэлектрическим акселерометром). Исследуемый участок был разделен на квадраты, в которых измеряли твердость льда.

Последовательность процедур. Сначала измеряли микротвердость σ_0 в намеченных квадратах участка, выбранного для измерений. Затем на лед толщиной 0,61 м при температуре верхнего слоя -10° С сбрасывали с высоты 0,5 м шаровой индентор (масса 54 кг и радиус 0,14 м) и в тех же самых точках снова измеряли твердость σ . Далее срезали верхний слой льда и снова измеряли твердость. Операции повторяли до тех пор, пока расхождение замеров не превышали погрешность измерений. Результаты измерений приведены на рис. 3.49.

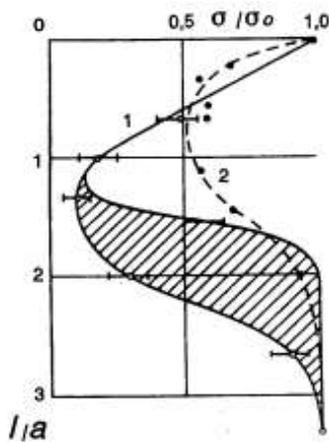


Рис. 3.49. Радиальное распределение микротвердости на поверхности (1) и в объеме (2) ледяной пластины после удара; l - расстояние от оси удара (1) и от поверхности (2), a - радиус площадки контакта

Распределение твердости по контактной площадке близко к эллиптическому. Максимальная твердость (упрочнение снежной прослойки) достигается на оси удара (кривая 1), а минимальная твердость — сразу за контуром поверхности давления. В заштрихованной области присутствуют микротрещины, вблизи которых наблюдается разброс значений твердости. В первом приближении зависимость твердости от глубины залегания слоя качественно соответствует кривой распределения максимальных касательных напряжений вдоль оси удара в задаче о статическом вдавливании жесткой сферы в упругое полупространство. Наблюдаемые отклонения от теоретической кривой могут быть обусловлены рядом причин, включая суточный ход температуры и вызванные им термическими напряжениями в ледяном покрове.

В лабораторных условиях образование трещин внутри ледяной пластины исследовали в пластинах трансверсально-изотропного прозрачного льда со структурой А4, вырезанных из ледяного речного покрова. На рис. 3.50 показаны фотоснимки (вид сверху) контакта шарового индентора ($D=0,076$ м) с ледяной

пластиной для разных энергий взаимодействия. На рис. 3.50 видно, что под контактом формируется кольцевая трещина. Эта трещина имеет вид усеченного конуса с углом при вершине $\sim 25^\circ$ и высотой $\sim 6,2$ мм, а ядро смятия имеет форму цилиндра высотой $\sim 2,8$ мм и диаметром ~ 8 мм.

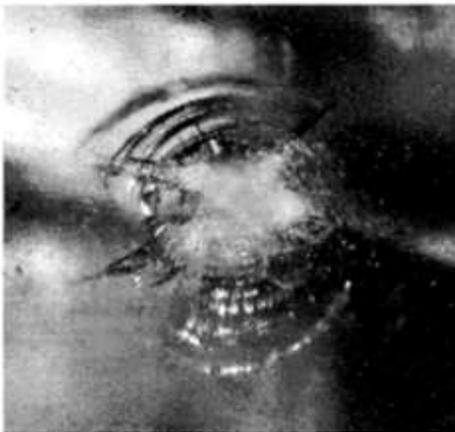
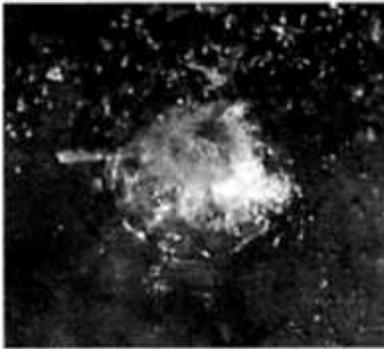


Рис. 3.50. Следы удара шарового индентора о ледяную пластину при энергиях 0,17 Дж (верхний), 0,26 Дж (средний) и 0,52 Дж при температуре -15°C и ориентации оси удара ортогонально базисным плоскостям трансверсально-изотропного льда.

Образование трещин, а также ледяного милонита и выдавливание измельченного льда из зоны контакта сопровождается изменением локального давления на площадке контакта. На зависимости осадки от энергии удара момент локального нарушения сплошности льда проявляется как точка отклонения от прямолинейной зависимости (рис. 3.51). Этот процесс начинается при напряжениях около 2 МПа (точка А на кривой $OABCDEF$ (рис. 3.47)). По порядку величины пороговое напряжение образования трещин при ударе превышает пороговые значения напряжений образования трещин при квазистатическом сжатии.

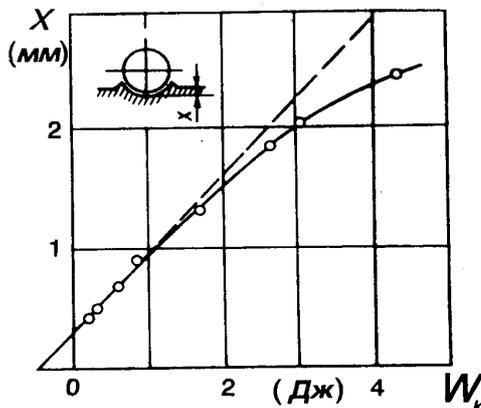


Рис. 3.51. Зависимость осадки шарового индентора от энергии удара.

Если использовать эмпирическое соотношение, предложенное С.П.Тимошенко [Тимошенко и др. (1975)]

$$P = k_d X^{3/2}, \quad (3.70)$$

в котором учет пластичности льда достигается введением коэффициентов, определяемых из эксперимента, то можно получить теоретическую кривую 2 (рис. 3.52). Качественное согласие формы теоретической кривой 2 с экспериментом (кривая 3) удается достичь в первом приближении лишь для случая гладкой экспериментальной кривой (рис. 3.47 кривая 1) [Кильчевский (1976)]. Однако теоретическая зависимость, рассчитанная по Герцу (кривая 1 рис. 3.52), несмотря на существенное отличие от экспериментальной кривой 3 по форме, показывает лучшее соответствие по наклону с ее начальным участком.

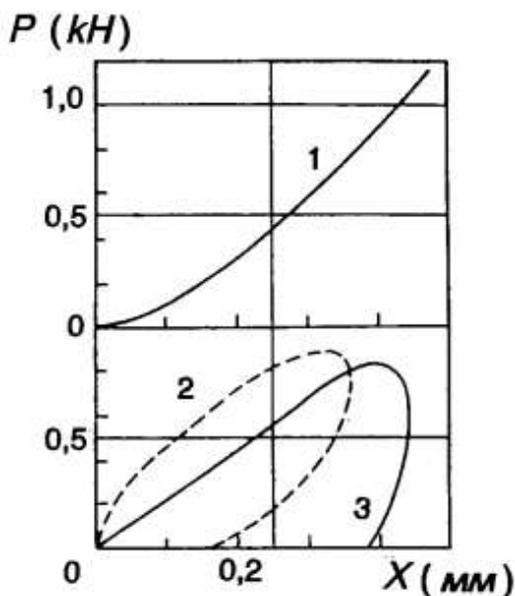


Рис. 3.52. Зависимости мгновенного усилия от осадки шарового индентора, согласно Герцу (1), Кильчевскому (2) и экспериментальная кривая (3).

Для выявления закономерностей деформационных процессов при ударе рассмотрим зависимость мгновенного напряжения на контакте от мгновенной скорости индентора, причем среднее контактное давление определим из следующего уравнения

$$\sigma = \frac{P}{S_i} = \frac{P}{2\pi R x}, \quad (3.71)$$

где S_i - поверхность контакта в момент соударения τ_i . На рис. 3. 53 для различных начальных скоростей удара сферического индентора ($D=0,076$ м) о ледяную пластину при температуре $-9,8^\circ\text{C}$ показаны зависимости среднего контактного давления от мгновенной скорости. На среднем участке каждой из S-образных кривых можно

выделить площадку, тангенс угла наклона которой ≥ 1 . Значение угла наклона указывает на квазитекучее состояние льда, а вырождение площадки наклона в точку перегиба - на зависимость предела текучести льда от скорости нагружения. Смещение площадки квазитекучности в сторону меньших напряжений по мере увеличения начальной скорости удара обусловлено формированием промежуточного слоя (снегоподобной прослойки) оптимальной толщины и наступлением «динамической стабилизации», т.е. достижением равновесия между процессами разрушения льда на контакте и выдавливания измельченной массы льда из пространства между поверхностью шарового индентора и неразрушенным льдом.

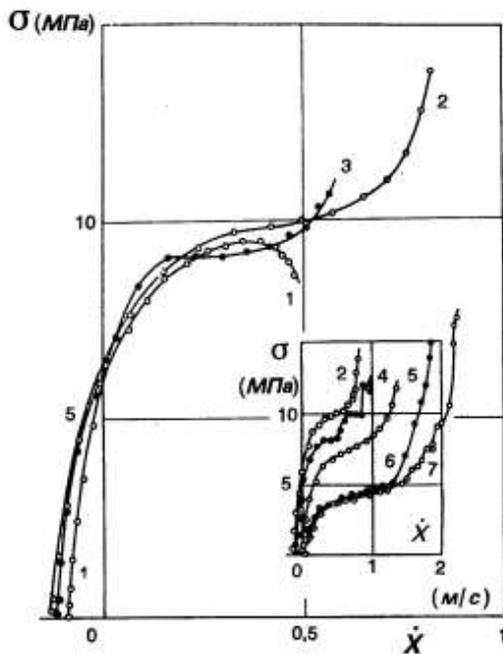


Рис. 3. 53. Зависимости среднего давления от мгновенной скорости для различных начальных скоростей удара V_0 (м/с): 0,48 (1), 0,59 (2), 0,83 (3), 0,99 (4), 1,4 (5), 1,87 (6), 2,23 (7) и температуры $-9,8^\circ \text{C}$.

Поскольку жесткость прослойки меньше, чем жесткость льда, то с увеличением толщины прослойки (а, значит, с увеличением начальной скорости соударения) средние контактные напряжения в области пластического течения уменьшаются, а кривая смещается

в сторону меньших напряжений. Когда прослойка достигает оптимальной толщины, то кривая занимает предельное положение (кривая 7). Кривые 1-5 приближаются к ней по мере увеличения энергии удара, а кривая 6 совпадает с ней в той части, которая соответствует оптимальной толщине прослойки. В этой схеме снегоподобная масса льда в промежуточном слое проявляет квазижидкие свойства.

В области контакта с шаром лед находится в условиях неравномерного всестороннего сжатия (вблизи полюса шара — при равномерном всестороннем сжатии). Определяющими в этом случае оказываются реологические свойства льда в условиях высокого гидростатического сжатия при малых сдвиговых напряжениях. Именно в таких условиях формируется структура промежуточного слоя льда,

обладающего повышенной текучестью. Такие условия необходимо создать, чтобы получить объемные образцы, которые можно исследовать доступными методами.

Из рассмотренного также следует, что процесс формирования промежуточного слоя является как бы центром физического подобия при неупругом ударе. Соответственно за точку подобия в семействе кривых $\sigma(\dot{x})$ выбрана точка перегиба (или центр наклонного отрезка) с координатами (σ_*, \dot{X}_0) .

2.3.2. Определяющее реологическое уравнение.

На рис. 3.54 представлена обобщенная зависимость (кривая 2) среднего мгновенного контактного напряжения от приведенной мгновенной скорости удара сферического индентора о ледяную пластину при температуре $-9,8^\circ \text{C}$, а также зависимость максимальных напряжений от скорости деформации при сжатии (кривая 1). Точками показаны экспериментальные данные, линией — расчетная зависимость.

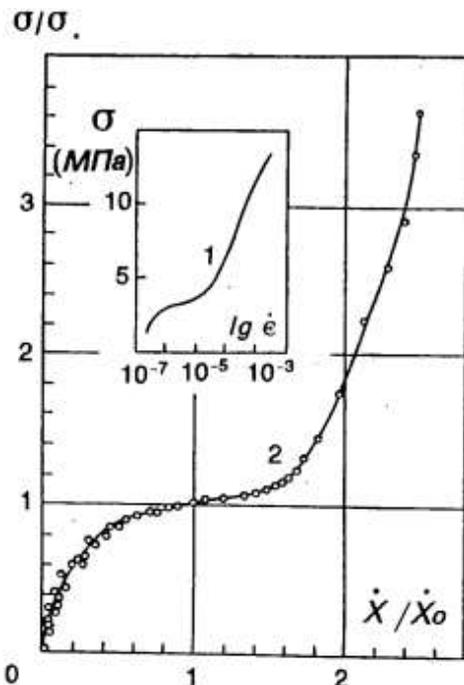


Рис. 3.54. Обобщенная зависимость приведенного напряжения от приведенной мгновенной скорости удара для льда А9 (кривая 2). Кривая 1 - зависимость максимальных напряжений от скорости деформации при одноосном сжатии

Сложность происходящих при ударе процессов затрудняет аппроксимацию обобщенной зависимости единым уравнением, поэтому на ней выделены участки, в пределах которых наблюдается однотипный процесс. Так, на пассивном участке нагружения ($\dot{X}/\dot{X}_0 < 1$) для

аппроксимации использовалось уравнение

$$\frac{\sigma}{\sigma_*} = \exp \left[-\frac{1}{m_e} f \left(\frac{\dot{X}}{\dot{X}_0} \right) \right], \quad (3.72)$$

где

$$f \left(\frac{\dot{X}}{\dot{X}_0} \right) = \frac{\dot{X}}{\dot{X}_0} - \ln \frac{\dot{X}}{\dot{X}_0} - 1, \quad (3.73)$$

$m_e = 1,25$. Аналогичное уравнение применяли для аппроксимации деформационной кривой, полученной при испытании на сжатие (п. 3.2.3). На активном этапе соударения ($\dot{X}/\dot{X}_0 > 1$) для аппроксимации применяли уравнение

$$\frac{\sigma}{\sigma_*} = \left(\frac{\dot{X}}{\dot{X}_0} - 1 \right)^{n_e(\dot{X}/\dot{X}_0)} + 1, \quad (3.74)$$

причем для $\dot{X}/\dot{X}_0 = 1 \dots 2 \quad n_e = 2, \quad (3.75)$

$$\dot{X}/\dot{X}_0 > 2 \quad n_e = 0,85. \quad (3.76)$$

Расхождение рассчитанных значений с экспериментальными не превышает $\pm 2,5\%$. Сходная форма кривых 1 и 2 на рис. 3.54, по-видимому, обусловлена одинаковыми деформационными процессами при ударе и квазистатическом деформировании льда.

Удельная энергия разрушения льда определяется как отношение необратимо затраченной энергии W_p удара к массе материала в объеме образовавшейся при ударе лунки

$$\varepsilon_k = W_p / \rho V \quad (3.77)$$

где ρ - плотность льда, V - объем лунки. Работа разрушения, согласно [Епифанов (1997)], равна кинетической энергии за вычетом доли, расходуемой на отскок

$$W_p = \frac{m (V_0^2 - V_z^2)}{2}, \quad (3.78)$$

где V_0 и V_z - начальные скорости удара и отскока.

Поскольку площадь фигуры, ограниченная кривой $P(X)$ и осью абсцисс (фиг. 3.45), численно равна работе, затраченной на деформирование и разрушение льда, то определение затрат энергии сводится к выделению на кривой участков, в пределах которых реализуется упругий (е) или пластический (р) механизм деформирования и расчете энергозатрат (W_e и W_p) на эти процессы. Границы преимущественного механизма деформирования определены на зависимости $\sigma(\dot{x})$ (фиг. 3.54). Такая методика расчета повышает достоверность и единообразие в определении затрат энергии [Хейсин и др. (1973,1970)]. Результаты расчета приведены в таблице 3.6.

Таблица 3.6. Удельная энергия разрушения ε_k и затраты на упругое W_e и пластическое W_p деформирование льда А9 для энергий удара W при температуре -9°C .

$W, \text{Дж}$	0,59	1,7	3,0	4,4
$W_e, \%$	45	20	16	19
$W_p, \%$	55	80	84	81
$\varepsilon_k, \text{кДж/кг}$	7,3	7,2	5,6	6,6

Значение удельной энергии разрушения, определенное для пресноводного льда в работах [Богородский и др. (1983); Савельев (1991)], находится в интервале от 3 до 12 кДж/кг. Рассчитанные значения $\varepsilon_k = 6,7 \pm 0,6$ кДж/кг попадают в этот интервал. Из табл. 3.6 следует, что свыше 55% энергии затрачивается на пластическое деформирование. Это согласуется с результатами исследований удара массивного индентора о ледяную плиту [Хейсин и др. (1973)]. После формирования промежуточного слоя ($W_e \approx 1 \text{ Дж}$) увеличение энергии удара не дает тождественного

приращения осадки индентора (рис. 3.51), поскольку добавляются затраты энергии на выдавливание измельченной прослойки льда.

Максимальное повышение температуры ($0,1^{\circ}\text{C}$) при ударе зарегистрировано на глубине 5 мм вдоль оси удара с помощью точечных термисторов. При энергии удара 1 Дж в объеме $1,25 \cdot 10^{-7} \text{ м}^3$ выделилась тепловая энергия около $7,3 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}$. В пересчете на 1 кг массы льда (в лунке) составляет 6,4 Дж/кг или около 0,1% от удельной энергии разрушения.

Практическое применение. На основании полученных в настоящем исследовании результатов разработано измерительное устройство «пенетрометр» (рис. 3.55).

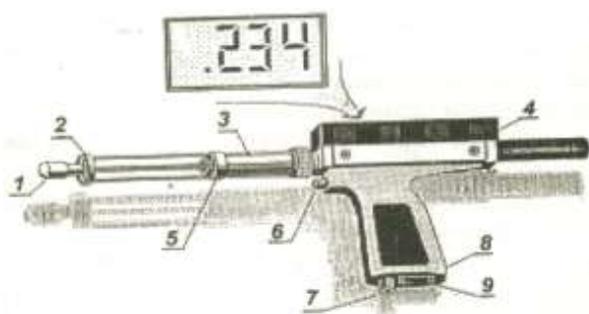


Рис. 3.55. Пенетрометр модель W-3; Обозначения: 1-индентор, 2 – опорная шайба, 3 – ствол, 4 – корпус, 5 – ограничитель, 6 – спуск, 7 – фиксатор, 8 – рукоятка, 9 – выключатель [Епифанов (1995); Епифанов (1994); Епифанов и др. 1986]

Внутри индентора (радиус 40 мм) размещен пьезоакселерометр, сигнал с которого обрабатывается процессором, смонтированным в корпус измерительного устройства. Точность измерения характеристик первичного электрического импульса и среднего контактного давления составляет 5%, воспроизводимость на однородном материале 1%. Измеряемые величины регистрируются на жидкокристаллическом индикаторе, смонтированном в корпус пенетрометра. Приоритет защищен авторскими свидетельствами № 1539583; № 1569730 и патентами № 137923, № 2142617.

Таблица 3.7. Результаты измерений твердости различных материалов, ее средние значения и погрешность.

Материал	Твердость, МПа	$\sigma_{\text{средняя}}$, МПа	$\Delta\sigma$, %
Лед АЗ (-5°C)	50,1; 49,5; 48,6; 48,3	$48,7 \pm 0,7$	1,4
Лед А9 (-20°C)	55,8; 54,6; 54,9; 56,7; 55,5; 55,5; 54,3	$55,3 \pm 0,6$	1,1
Пласталин	17,6; 17,8; 17,9; 17,7	$17,8 \pm 0,1$	0,56
Асфальтобетон*	75,0; 75,0; 75,4; 71,9; 77,6; 75,0; 74,1	$75,0 \pm 1,0$	1,3
* Для измерений использованы образцы высокого качества			

Заключение

Количественно исследованы с помощью акустико-механического метода основные закономерности деформирования и трещинообразования непосредственно в процессе механических испытаний на растяжение, сжатие и удар. Показано, что каждой точке деформационной кривой соответствует собственное значение акустических характеристик. Границы традиционно выделяемых стадий упругого и пластического деформирования определены по изменению акустических характеристик. Деформационные изменения структуры льда количественно представлены параметром дефектности в определяющем реологическом уравнении.

Для описания деформационных изменений структуры льда *при растяжении* использован параметр дефектности, который учитывает накопление микродефектов и определяется импульсно-фазовым методом в рамках дислокационной теории. Основное внимание было уделено визуализации микроповреждений: формированию пластической зоны (предразрушений) вблизи надреза, движению фронта магистральной трещины и формированию кольцевой трещины отрыва внутри льда. Показано, что росту магистральной трещины (хрупкому отрыву) предшествует формирование ослабленной зоны, т.е. зоны предразрушения или пластичности, ее размеры на порядки превышают размеры зоны пластического течения, вычисленной по известной модели Хеллана-Ирвина. Установлены фазы роста магистральной трещины при растяжении. Предложен акустический способ определения момента страгивания трещины в методике определения коэффициента трещиностойкости K_{IC} . Количественно определено влияние температурной предыстории льда на трещиностойкость.

При испытаниях на сжатие исследовано влияние деформационных дефектов на акустические свойства льда с помощью импульсно-фазового метода. Показано, что в диапазоне частот 0,5-80 МГц избыточный коэффициент ослабления упругих волн возрастает более чем на три порядка величины при деформационном накоплении трещин. Установлена связь между размером дефектов, имитирующих трещины, и избыточным коэффициентом ослабления. Исследована зависимость акустических параметров от нормированного сечения рассеивания дефектов, имитирующих деформационные трещины, и зависимость эффективной суммарной поверхности трещин от макронапряжений. Исследована реология трещиноватого льда. Определены характерные времена релаксационных процессов при

деформационных изменениях структуры льда. С помощью метода приведенных переменных выделены области деформаций и напряжений, в которых деформационные изменения структуры льда связаны не только с накоплением дефектов (например, дислокаций), но и с образованием микротрещин (область деформационного разрушения льда, область дилатансии). Построена эмпирическая зависимость, подобная соотношению Глена, но которая отражает деформационные изменения структуры, причем коэффициенты определяются из эксперимента. По изменению акустических свойств льда определены не только момент образования и рост трещин, но и кинетика их формирования и взаимодействия, включая закритическую область деформирования.

Для исследования неупругого удара разработан новый метод и реализующая его установка для исследования ударных взаимодействий, позволяющая определять мгновенные характеристики удара: мгновенное ускорение, мгновенную скорость и мгновенную осадку жесткого индентора, а также амплитудно-частотные характеристики сигналов акустической эмиссии, возникающей при образовании трещин во льду. По экспериментальным осциллограммам построены деформационные зависимости. Исследованы деформационные изменения структуры внутри льда и на его поверхности. Установлено, что при ударе, в зоне контакта формируется промежуточный слой льда, структура которого обладает повышенной текучестью. Формирование этого слоя и его свойства определяют физическое подобие в семействе кривых *мгновенная сила—мгновенная скорость*. Построена обобщенная зависимость приведенного напряжения от приведенной мгновенной скорости удара и сопоставлена с моделями Герца и Кильчевского. Определяющие удар уравнения являются следствием общих законов механики и электродинамики (использован прямой пьезоэлектрический эффект). Определена удельная энергия разрушения льда и вклады энергии, которые затрачиваются на пластическое и упругое деформирование, а также на тепловыделение. Разработано измерительное устройство локальной твердости льда и снега «Пенетрометр». Федеральная служба по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды включила разработку в Руководство по снеголавинным работам (Руководящий Документ Росгидромета 52.37.613-2000) [Епифанов и др. (2009)].

Глава 4. КОНТАКТНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ЛЬДА

Настоящая глава посвящена исследованию малоизученного в экспериментальной механике льда промежуточного слоя и установлению количественной связи между структурой льда и его макро свойствами. Для формирования объемных образцов льда со структурой, аналогичной структуре промежуточного слоя, был применен метод физического моделирования.

Целью работы является количественное определение деформационных изменений структуры льда и его прочностных характеристик на фрикционном контакте. Экспериментальное исследование построено таким образом, чтобы по результатам можно было сделать вывод о закономерностях передачи напряжений от подложки в лед, изменении его структуры, влиянии условий деформирования на адгезионную прочность льда. Для этого решаются следующие задачи:

- * Определение адгезионной прочности соединения льда с подложкой на отрыв и сдвиг в условиях стеснения.
- * Формирование промежуточного слоя методом интенсивной пластической деформации (при сдвиге в условиях высокого гидростатического сжатия), получение макро образцов льда со структурой промежуточного слоя, определение его прочностных характеристик, визуализация контактного разрушения при обтекании льдом препятствий.
- * Исследование кинетики деформационных изменений структуры льда на фрикционном контакте с помощью амплитудно-частотных спектров разрушения.
- * Установление связи между структурой льда и его макро характеристиками, верификация теоретической модели.

Основное внимание уделено исследованию структуры, механических и прочностных характеристик льда в промежуточном слое, установлению количественной связи между структурой льда и его макро свойствами.

По материалам главы опубликованы работы [Епифанов (2017, 2016,а, 2016,б, 2015, 2007, 1982,а)], [Епифанов, Кудиков (2016)], [Гольдштейн, Епифанов (2012, 2011)], [Епифанов, Глазовский (2010)].

4.1. Прочность соединения льда с подложкой

Определение адгезионной прочности рассматривается как исходная точка отсчета в понимании формирования промежуточного слоя. При разработке методики измерений учтено влияние различных коэффициентов температурного расширения для льда и подложки, чистота поверхности контакта, а также влияние пористости, текстуры поверхности подложки, влияние поверхностных зарядов и другие факторы.

Устройство для испытаний на отрыв. На рис. 4.1 показана схема испытаний плоских образцов льда на отрыв и устройство в сборке [Епифанов (2016); Гольдштейн, Епифанов (2011, 2012)].

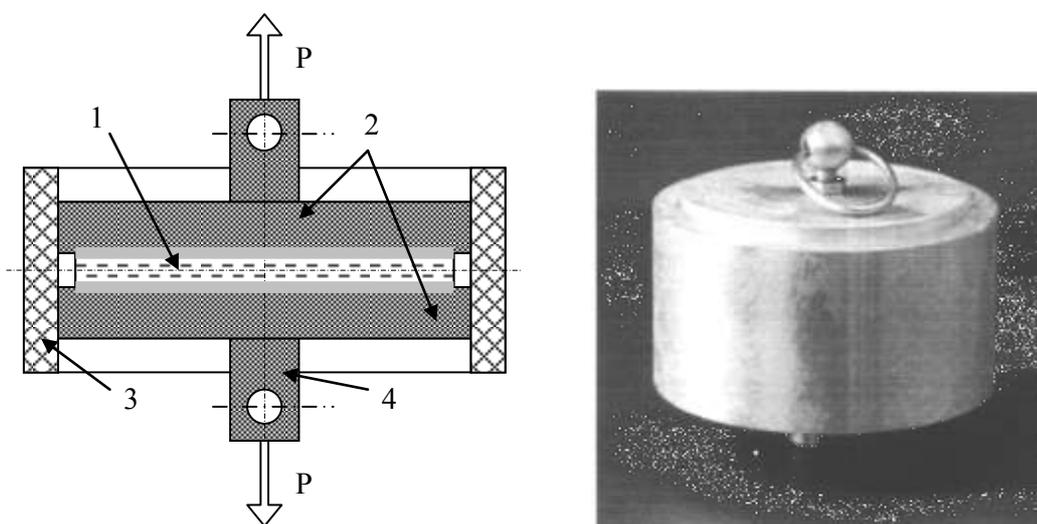


Рис. 4.1. Устройство для испытания плоских образцов на отрыв: справа – устройство в сборке, слева – схема испытаний: 1 – ледяной образец, 2 – диски с приклеенными к ним шайбами, 3 – направляющая втулка, 4 – тяги, P – осевая сила

Устройство состоит из двух соосно расположенных дисков (2) и примороженной между ними пластины льда (1). Диаметр рабочей поверхности дисков (2) $49,5 \pm 0,5$ мм, толщина льда около 2,5 мм. Отношение диаметра дисков к толщине пластины около 20. Это обеспечивает создание однородного поля напряжений внутри ледяного образца при условии гомогенности структуры льда. Торцевые поверхности дисков, контактирующие со льдом, изготовлены из серпентинита (змеевик) или дюралюминия. Между боковыми поверхностями дисков и направляющей втулкой (3) помещена фторопластовая прокладка. Крепление тяг (4) к захватам испытательной машины осуществляется через шарнир. К верхнему диску

крепится пьезоакустический датчик (на схеме не показан). Качество дистиллированной воды для приготовления льда контролировали с помощью определителя чистоты воды *Conductivity Nester* типа *HI98302 Dist 2*.

Подготовка образцов и испытания. Из стали или серпентинита вытачивали диски диаметром $49,5 \pm 0,5$ мм и приклеивали к захватам (эпоксидный клей «Эпокси» для металлов, изготовитель фирма Хенкель, Испания). Гладкость рабочей поверхности достигалась шлифовкой с последующим обезжириванием и промывкой дистиллированной водой.

Из подготовленных к испытаниям однородных блоков льда известной структуры изготавливали плоскопараллельные пластины толщиной 2,5 мм, которые примораживали к дискам (2) из серпентинита или стали. Основным условием получения воспроизводимого адгезионного контакта лед-подложка является минимальная ($0,5^\circ/30$ мин) скорость изменения температуры сборки в процессе термостатирования.

После 24-часового термостатирования сборку с исследуемым образцом льда закрепляли в захватах испытательной машины. Растяжение осуществляли со скоростью около 0,5 мм/с. В процессе испытания определяли максимальную силу осевого растяжения (временное сопротивление отрыву), записывали температуру образца и сигналы акустической эмиссии.

По окончании испытания определяли тип отрыва (адгезионный, когезионный, смешанный) и площадь поверхности отрыва. Расчет адгезионной прочности σ_{adh} , Па выполняли по формуле

$$\sigma_{adh} = P_{max} / S = P_{max} / \pi R^2, \quad (4.1)$$

где P_{max} — осевая сила, $S = \pi R^2$ - площадь торцевой поверхности диска, например, горной породы, R – радиус диска.

Испытание заключается в определении максимальной осевой силы растяжения P_{max} на единицу площади S контакта, при которой напряжения между льдом и исследуемым материалом (подложкой) достигают величины, равной прочности связи между ними. Соответственно ледяная пластина вмораживается между шайбами из исследуемого материала. Момент отслоения льда от подложки фиксируют по сигналу акустической эмиссии. Учтено, что разрушающее напряжение линейно зависит от высоты ледяного диска до некоторого предела. Исследовали

адгезионную прочность соединения льда с металлом (сталь 45) и серпентинитом. Дистиллированную воду замораживали непосредственно на подложках.

Сначала определяли силу отрыва плоских образцов льда от стальных дисков. Испытания проводили на модифицированной измерительной машине типа *FM-1000*. Момент разрушения адгезионного контакта определен как точка достижения максимальной силы сдвига, а более точно - по сигналу акустической эмиссии. Факультативно по акустическим спектрам разрушения контролировали динамику/кинетику накопления дефектов в зоне контакта и в момент отрыва (рис.4.2).

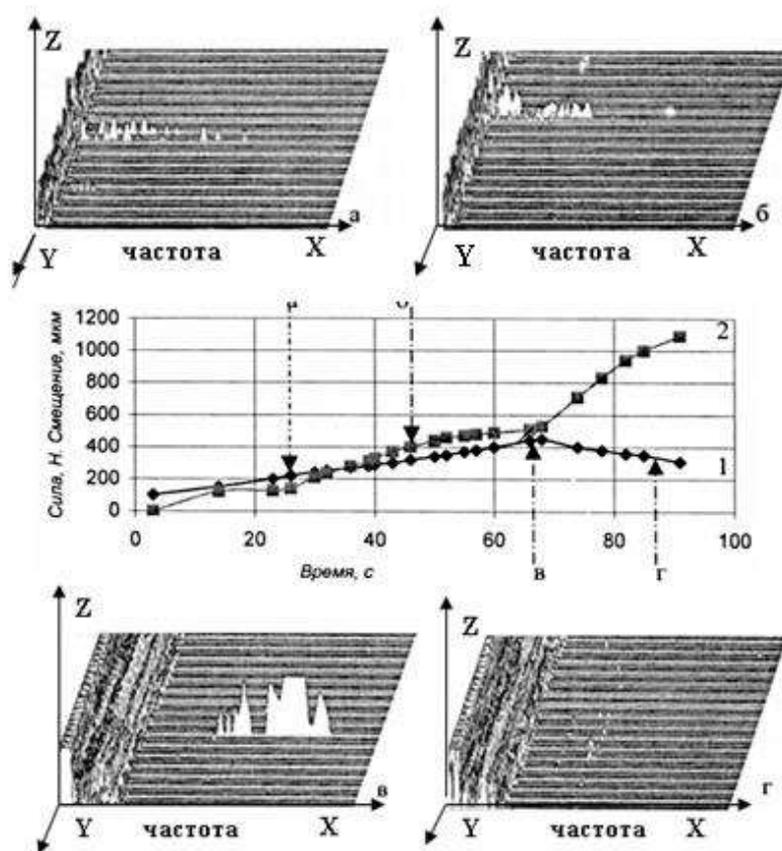


Рис. 4.2.

В центре рисунка: деформационные зависимости силы (кривая 1) и смещения (кривая 2) от времени; сверху и снизу: спектрограммы акустической эмиссии в точках а, б, в, г на деформационных кривых. На спектрограммах по оси X отложена частота в рабочем диапазоне 0-20 кГц, по оси Y – время, по оси Z – амплитуда сигнала (при фиксированном коэффициенте усиления) Точки: а — пороговые напряжения образования трещин сдвига; б — накопление дефектов, предшествующих разрыву; в — момент начала роста магистральной трещины; г — когезионное разрушение льда.

При испытаниях 14 образцов плоских образцов во всех случаях наблюдали когезионный тип разрушения. Испытано 11 образцов с металлической подложкой, при этом получено значение адгезионной прочности $1,3 \pm 0,2$ МПа при температуре -7,7° С. С подложкой из серпентинита испытано 3 образца, получено значение адгезионной прочности $1,1 \pm 0,2$ МПа при температуре -16,7° С.

На рис. 4.3 показана поверхность подложки из серпентинита и характерная структура поверхности при когезионном разрушении льда.

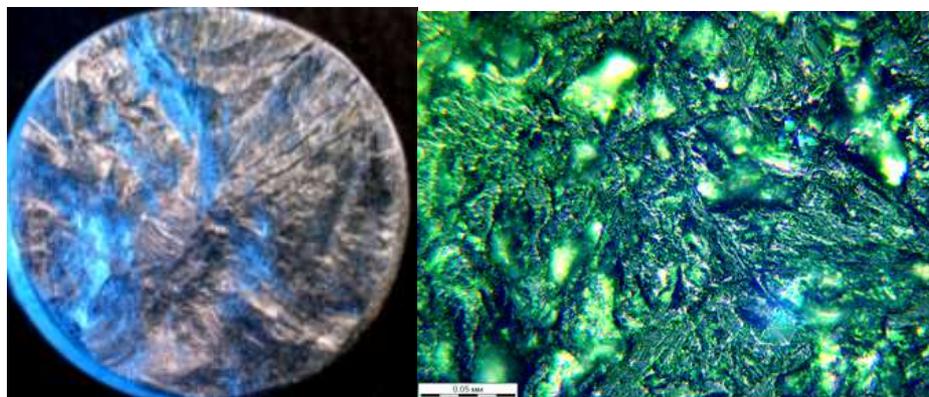


Рис. 4.3. Поверхность подложки из серпентинита (справа 200x) и характерная структура поверхности при когезионном разрушении льда (слева)

В последующих испытаниях, для того чтобы исключить зарождение когезионных микроразрушений в объеме ледяной пластины, на стадии подготовки образца к испытаниям в центре рабочей поверхности диска из серпентинита крепили фторопластовый диск толщиной 0,3 мм. Этот диск — искусственный концентратор напряжений на поверхности контакта льда с подложкой (рис. 4.4).

В следующей серии измерений (то же с серпентинитом) наблюдали смешанный тип разрыва при температуре $-16,5^{\circ}\text{C}$ и скорости перемещения грузовых площадок $0,55\text{ мм/с}$. Получено значение прочности $1,0\pm 0,15\text{ МПа}$, которое соответствовало значениям, определенным в работе [Meuler A.J. (2010); Lyyra et/ al.. (1986)].

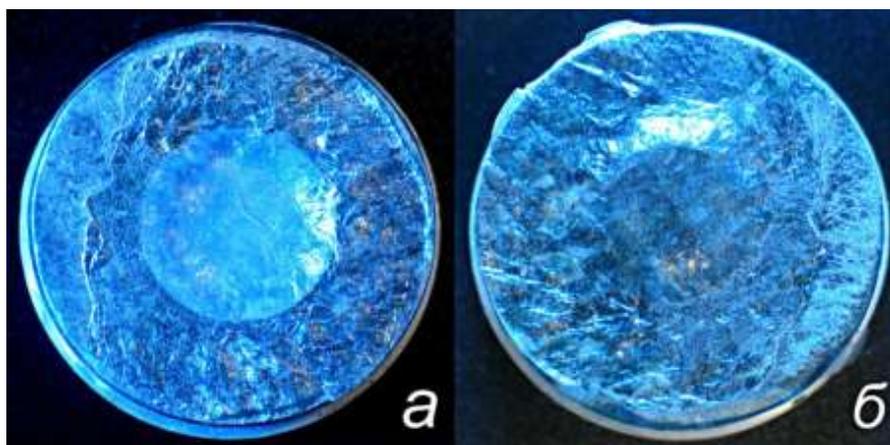


Рис. 4.4. Поверхности разрушения льда: **а** — с концентратором напряжений, **б** — ответная поверхность разрушения ледяного диска

Таким образом, применение антиадгезионных шайб позволило локализовать зарождение трещины отрыва вблизи поверхности раздела лед—серпетинит. Однако значения прочности по-прежнему остались близкими к когезионной прочности льда.

Способ определения адгезии льда к другим материалам в испытаниях на отрыв привлекает кажущейся простотой своей технической реализации. На самом деле при испытаниях на растяжение триггером разрушения адгезионного контакта изначально является локальный сдвиг (разрушение льда изначально инициируется сдвиговыми деформациями). Отрыв происходит (наблюдается) после сдвига. Поэтому последующие исследования проводили при сдвиге в условиях гидростатического сжатия, как наиболее соответствующих реальным условиям [Епифанов (2015, 2016); Гольдштейн, Епифанов (2011, 2012)].

Отметим, что при высоком гидростатическом сжатии наблюдается течение льда (рис. 4.5).

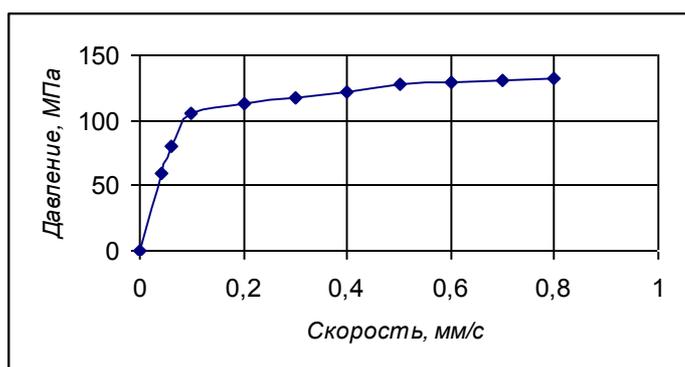


Рис. 4.5. Зависимость скорости истечения льда через фильеру от давления

Такое давление можно создать только в сосуде с жесткими и прочными стенками [Епифанов В.П. (2016)]. В процессе продавливания льда через матрицу определяют максимальную осевую силу, необходимую для сдвига льда в каждой из частей матрицы, регистрируют сигналы акустической эмиссии. На основании полученных экспериментальных данных вычисляют значение адгезии в условиях пластического сдвига и коэффициенты трения для каждой части изложницы.

Использовали гидравлический пресс Р-50 с номинальной силой 0,5 МН. Соосность образца с осью приложения нагрузки и термоизоляция матрицы от

грузовых площадок обеспечивается планшайбой. Предварительное поджатие задается из расчета 10-15% от предполагаемого предела прочности.

Испытание заключается в определении максимальной осевой силы сжатия P_{\max} , при которой в адгезионном слое (вдоль образующей цилиндрических стенок) создаются максимальные сдвиговые напряжения, приводящие к полному разрушению адгезионного контакта на границе лед-стенка матрицы. Момент ускоренного сдвига льда по стенке матрицы (начало скольжения) определяют по движению стрелки измерителя силы или по сигналу акустической эмиссии.

По окончании испытаний определяют структуру льда. Адгезионную прочность вычисляют по формуле

$$\sigma_{adgs} = \frac{P_{\max}}{2\pi RL}, \quad (4.6)$$

где R — радиус загрузочной секции матрицы, L — длина образца, которой соответствует значение осевой силы P_{\max} при срагивании льда по подложке.

Были испытаны 17 образцов при температуре -17°C , средней плотности льда 883 кг/м^3 . Получено значение **адгезионной прочности на сдвиг $2,3 \pm 0,1 \text{ МПа}$** .

Сопоставляя полученный результат измерений с опубликованными другими исследователями в близких условиях, необходимо отметить малое расхождение по значениям прочности прилипания льда к смачивающимся материалам (медь, железо, стекло) на сдвиг и отрыв, которое оценивается также значением около $2,0-2,1 \text{ МПа}$ [Кобеко (1952); Кобеко, Марей (1946)]. Такое незначительное расхождение адгезионной прочности на отрыв и сдвиг обусловлены, по-видимому, тем, что в обоих видах испытаний наблюдается одинаковая последовательность событий (триггерный механизм), т.е. сдвиговые деформации инициируют сначала рост трещины, а потом происходит собственно отрыв. Для горных пород на адгезионную прочность соединения со льдом влияет микротрещиноватость [Воронина, Епифанов (1980, 1983); Епифанов, Воронина (1980)], а для металлов существенное влияние оказывает коэффициент температурного расширения. Оба эти фактора учитываются в процедурах подготовки образцов и проведении испытаний.

4.2. Формирование и прочность промежуточного слоя

При вдавливании круглого в плане штампа в ледяную пластину (рис. 4.6.) вблизи поверхности штампа формируется слой мелкокристаллического льда малой толщины (~2 мм). Это подтверждает вывод о необходимых условиях его формирования (сдвиг при гидростатическом давлении) [Епифанов (2016,б)].

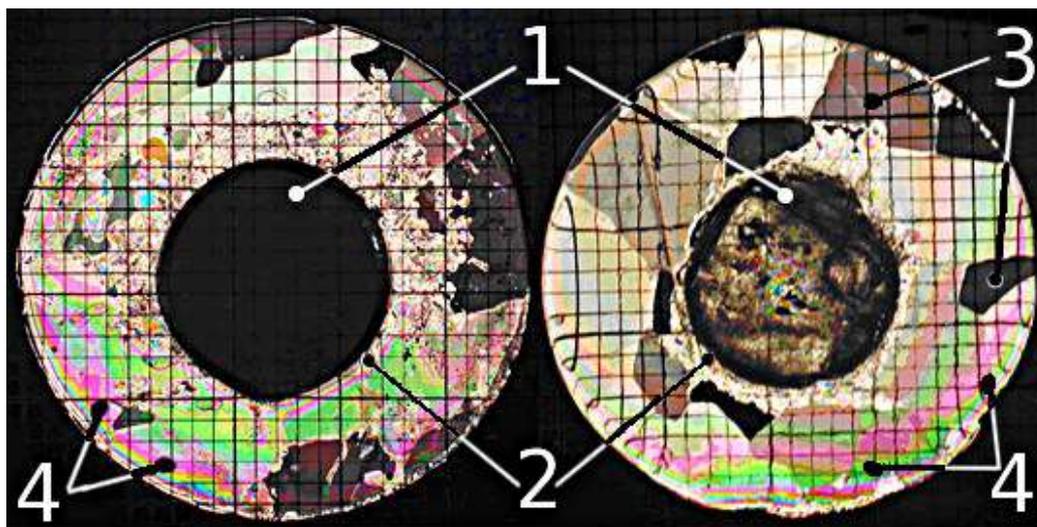


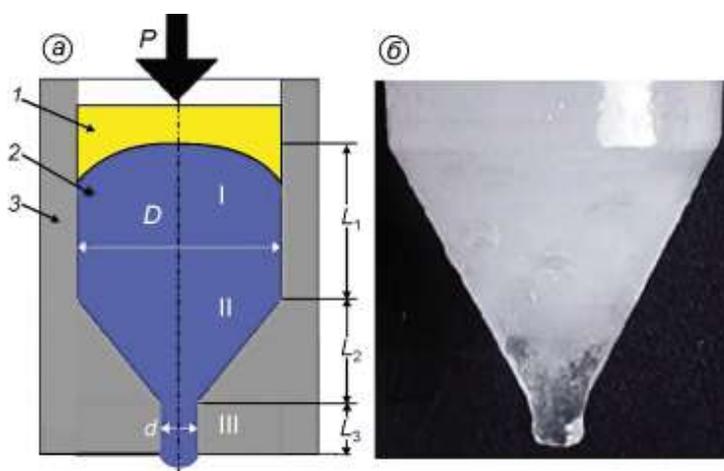
Рис. 4.6. Шлифы пресноводного льда из срезов, ортогональных к продольной оси штампа: 1 – штамп, 2 – промежуточный слой, 3 – частично деформированный лед, 4 – обрамляющие трещины. Масштабная сетка 2x2 мм.

Промежуточный слой 2 с толщиной свода 1,5 мм образован кристаллами округлой формы, размер которых ($\bar{D} \sim 0,2 \dots 0,3$ мм) на два порядка меньше, чем исходной структуры 3 ($\bar{D} \sim 15 \dots 20$ мм) [Епифанов и др., 2013]. Отметим, что грани кристаллов льда исходной структуры 3 остаются все еще «острыми».

Для получения объемных образцов льда со структурой промежуточного слоя была изготовлена матрица с профилем, аналогичным соплу Лавая, в которой реализован процесс интенсивной пластической деформации [Епифанов (2016)].

Разборная матрица состояла из трёх секций (рис. 4.7). Первая, загрузочная, секция длиной L_1 имеет канал диаметром $D = 57$ мм; вторая секция – сужающийся канал (конфузор) с углом при вершине конуса $2\gamma = 60^\circ$; третья выполнена в виде патрубка с диаметром канала $d = 10$ мм. Диаметр пресс-штемпеля 57 мм. Толщина стенок (сталь марки 45) обеспечивает достаточную жёсткость матрицы, её разборная

конструкция позволяет исследовать разные этапы формирования пластической структуры льда, а рабочая поверхность пресс-штемпеля в форме эллипсоида фокусирует упругую волну сжатия, фронт которой во льду сначала повторяет форму рабочей поверхности пресс-штемпеля [Енифанов (2016,а)].



Фиг. 4.7. Схема матрицы (а) и фрагмент образца льда, подвергнутого интенсивной пластической деформации (б): 1 – пресс-штемпель; 2 – лёд; 3 – матрица; I – цилиндрическая секция; II – конфузор; III – формующий патрубок; L_1 , L_2 , L_3 – длины секций матрицы

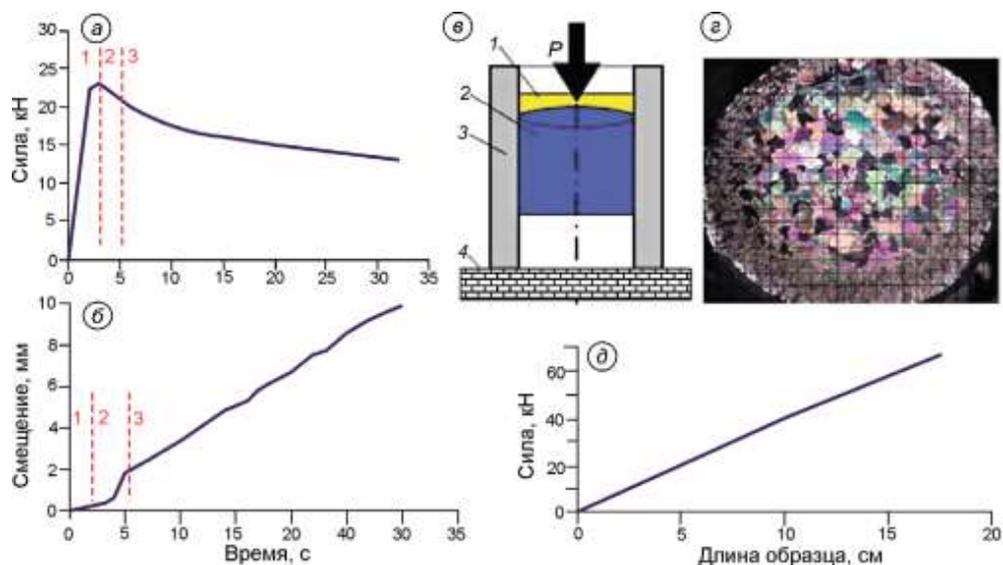
Замораживанием дистиллированной воды в матрице получали исходную структуру льда со средним диаметром зёрен 3 мм. После термостатирования матрицу со льдом помещали между плитами гидравлического пресса. Осевая сила передавалась на лёд через шаровую опору и пресс-штемпель.

Пьезоэлектрические датчики типа *KD91* и *KB10* крепили к стенке матрицы. Схема и характеристики измерительной акустической линии приведены в п. 1.3. и опубликованы в [Енифанов (2015)]. Структуру льда исследовали с помощью поляризационного микроскопа, а полученные результаты сравнивали с данными акустических измерений.

Метод интенсивной пластической деформации льда. Формирование промежуточного слоя льда с возможностью акустического контроля деформационных изменений структуры осуществляли в трех сериях экспериментов.

Первая серия экспериментов (рис. 4.8). Задача первой серии экспериментов состояла в «проталкивании» ледяной пробки, то есть образца льда, примороженного к стенкам матрицы. Промежуточный слой должен был формироваться при сдвиге пресс-штемпеля вблизи стенок матрицы. Для этого дистиллированную воду

замораживали в цилиндрической части матрицы, дном которой был пресс-штемпель, и после термостатирования матрицу со льдом помещали между плитами прессы типа П-50 с номинальной силой 0.5 МН. Скорость перемещения траверсы $3,2 \cdot 10^{-4}$ м/с, температура $-15,7^\circ \text{C}$ [Епифанов (2017, 2016, 1982); Епифанов и др. (2013)].



Фиг. 4.8. Стадии движения льда по подложке в цилиндрической секции матрицы: зависимости осевой силы (а) и осадки пресс-штемпеля (б) от времени; схема нагружения (в): 1–3 – см. рис. 1; 4 – опора; зависимость осевой силы от длины образца (д); е – структура льда, масштаб сетки 2 мм.

Примороженный к подложке лёд, структура которого известна (рис. 4.8, е), под действием осевой силы P преодолевал сцепление с подложкой (стенками камеры) и начинал скользить по ней. На деформационных кривых «сила–время» $P(\tau)$ (рис. 4.8, а, б) и «смещение–время» $\varepsilon(\tau)$, выделены отрезки, соответствующие стадиям предварительного сдвига 1, срыва 2 и скольжения 3 льда по подложке. По максимуму на кривой $P(\tau)$ определены адгезионная прочность равная 2,26 МПа и коэффициент трения сцепления $\mu_0 = 0,5$. Рассчитанные значения не противоречат значениям адгезионной прочности соединения льда с металлической подложкой [Kanazawa et al. (2003)] и трению покоя [Meuler et al. (2010)]. Переход от трения покоя (стадия 1, рис. 4.8, а) к трению скольжения (стадия 3, рис. 4.8, а), по-видимому, можно рассматривать как «квазихрупкое» разрушение адгезионного контакта льда с подложкой.

Скольжение льда по подложке (нисходящий участок кривой «сила–время» (рис. 4.8, а)) сопровождается уменьшением осевой силы. Фактически на стадии 3 наблюдается переход от граничного трения к смешанному. Наиболее вероятная

причина этого – изначальное присутствие на поверхности льда жидкоподобного слоя, толщина которого изменяется при трении в результате выделения тепла. Увеличение толщины плёнки жидкостной смазки (при её малых значениях) обуславливает уменьшение фактической площади «сухого» контакта льда с подложкой [Meuler et al. (2010)]. При испытаниях образцов льда разной длины (от 5 см до 17,5 см) в цилиндрической части матрицы получена (рис. 4.8,д) линейная зависимость осевой силы от длины образца (4 кН/см). Этот результат подтвердил отсутствие побочных факторов, существенно влияющих на трение льда.

Поскольку максимальная величина радиального напряжения σ_{p1} у стенки матрицы не может превысить напряжения текучести льда σ_{s1} , $|\sigma_{p1}| < \sigma_{s1}$ в первом приближении можно записать

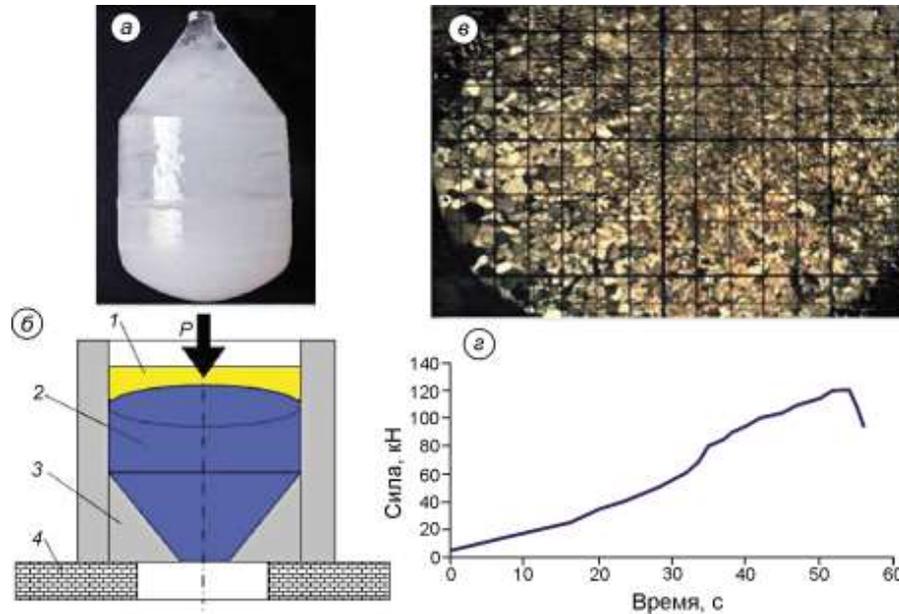
$$\sigma_1 = \frac{P_1}{F_1} = \sigma_{s1} \frac{4\mu L_1}{D} \quad (4.1)$$

где μ — коэффициент трения при пластическом деформировании, D – диаметр цилиндрической части матрицы, L_1 — длина образца льда. С учетом экспериментальных данных (для времени $\tau=30$ с) находим $\mu = \mathbf{0,18}$ ($P=13$ кН). Значение рассчитанного коэффициента трения льда при пластическом деформировании не выходит за рамки вариаций значений этой величины, полученной другими экспериментаторами при близких скоростях скольжения [Kanazawa et al. (2003)].

Лед представляет собой упрочняющийся вязкоупругий материал с низким значением предела текучести, поэтому сдвиговые напряжения должны вызывать в слое льда конечной толщины деформационные изменения структуры. Однако присутствие жидкоподобного слоя на поверхности льда препятствует распространению сдвиговых напряжений внутрь льда. Вся деформация оказывается локализованной в тонком слое/пленке, и основная масса льда «проталкивается» пресс-штемпелем как упругое тело. О формировании промежуточного слоя малой толщины при сдвиге и о влиянии его на прочность соединения льда с подложкой свидетельствует уменьшение эффективного упругого модуля. По данным экспериментов, его значение уменьшается от 3,5 ГПа до 1 МПа (восходящая и нисходящая ветви кривой 1, рис. 4.8,а).

Во второй серии экспериментов (рис. 4.9), для того чтобы создать интенсивные пластические деформации во всем объеме ледяного образца, к

цилиндрической части матрицы жестко крепили конфузор (матрица разборная) с углом при вершине $2\gamma = 60^\circ$ и коэффициентом обжатия 30. Конус заканчивался острым срезом без формующего пояса.



Фиг. 4.9. Продавливание льда через конфузор: а – образец льда; б – матрица со льдом: 1, 2, 4 – см. рис. 4.7; 3 – конфузор; в – структура льда после разгрузки, масштаб сетки 2 мм; г – зависимость осевой силы P от времени

Как видно из рис. 4.9,г, присоединение конфузора вызвало многократное увеличение максимальной осевой силы на пресс-штемпеле (с 23 кН до 120 кН) и изменение структуры льда, находящегося в конфузоре (рис. 4,4,в). Возросшего давления оказалось достаточно, чтобы лед начал выдавливаться через отверстие.

За меру пластической деформации принята величина $\varepsilon = \ln(D^2/d^2)$, где D и d – соответственно диаметры льда в цилиндрической части матрицы и в струе. Для условий эксперимента пластическая деформация $\varepsilon=3,48$. Именно в условиях интенсивной деформации формируется мелкокристаллическая структура льда, обладающая повышенной текучестью.

Представим осевое давление p для секций (L_1 и L_2) как сумму давлений в цилиндрической p_1 и конической p_2 секции матрицы [Сторожев и др. (1977)].

$$p = p_1 + p_2 = \sigma_{s2} \left(\frac{\mu_2 + 0,5}{2 \sin \gamma} + \frac{2}{1 + \cos \gamma} \right) \ln \frac{D^2}{d^2} + \sigma_1 \quad (4.3)$$

где σ_{s2} и μ_2 – предел текучести льда и коэффициент пластического трения в конфузоре, d – диаметр отверстия матричной воронки и патрубка.

Множитель в правой части уравнения (2)

$$\sigma_{s2} \left(\frac{\mu_2 + 0,5}{2 \sin \gamma} \right) \ln \frac{D^2}{d^2} \quad (4.4)$$

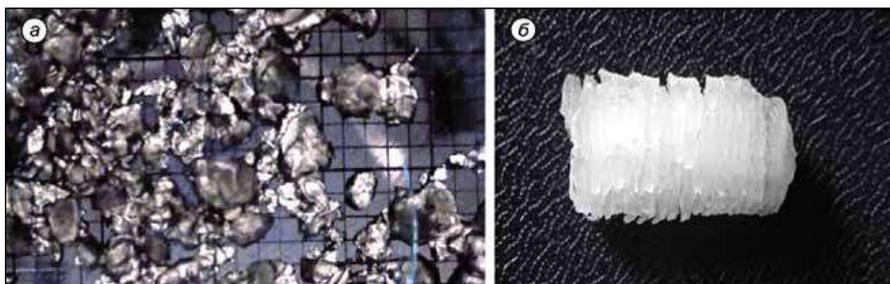
учитывает трение в конфузоре, а множитель

$$\sigma_{s2} \left(\frac{2}{1 + \cos \gamma} \right) \ln \frac{D^2}{d^2} \quad (4.5)$$

определяет напряжения, необходимые для деформации выдавливания льда. Подставляем значения обозначенных величин (данные измерений) и получаем значения напряжений, затрачиваемых на трение в конфузоре — 5,2 МПа, на выдавливание льда из конфузора — 8,2 МПа и на трение в цилиндрической части матрицы — 9,7 МПа.

Сумма расчётных напряжений для выбранных секций матрицы (L_1 и L_2) равна около 23 МПа. Если принять, что коэффициент трения в патрубке такой, как и в загрузочной секции ($\mu=0,18$), то напряжение для третьей секции должно быть равно 7,5 МПа, а сумма расчётных напряжений для полной сборки (L_1, L_2, L_3) составит 30,5 МПа. Фактически напряжения на рабочей поверхности пресс-штемпеля составляют 40 МПа. Вероятно, что это расхождение ($\Delta\sigma=9,5$ МПа) обусловлено затратами энергии на упрочнение льда, которое происходит в процессе пластических деформаций ($\Delta\varepsilon = 3,48$). Рост диссипативных потерь в конфузоре обусловлен увеличением затраты энергии на формирование структуры льда с меньшим размером кристаллов. По этим затратам можно определить коэффициент упрочнения (модуль нормальной пластичности) $\lambda = d\sigma / d\varepsilon$ (где $d\sigma \cong \Delta\sigma = 9,5$ МПа – напряжение, а $d\varepsilon \approx 3,48$ — пластическая деформация). Соответственно коэффициент упрочнения λ будет равен 2,7 МПа. Это значение более чем на три порядка меньше модуля Юнга (9,3 ГПа) и согласуется с оценками, полученными по кривым упрочнения.

Отметим, что ледяные зёрна, выдавленные из среза конической части матрицы (рис. 4.10), имеют округлую форму. Это показывает, что, кроме механизмов пластической деформации, включая сдвиги по плоскостям скольжения внутри кристаллов, их дробление, межкристаллитные сдвиги и рекристаллизацию, в этой части матрицы происходит также фрикционный нагрев.



Фиг. 4.10. Фрагменты ледяной струи, состоящей из текстурированного льда, сформированного в конической части матрицы без формирующего пояса в режиме неустойчивого выдавливания (а) и скольжения (б).

Изменение температуры плавления льда при давлении можно оценить из известного соотношения $\Delta T = \bar{\sigma}_{S2} / (\rho C_p)$. Подставляя значения плотности $\rho = 920$ кг/м³ и теплоёмкости $C_p = 2$ Дж/(г·К) в эту формулу, получаем для давления ~ 10 МПа изменение температуры $\Delta T \approx 5 \div 6^\circ$. В цилиндрической части матрицы такое повышение температуры не может вызвать появление очага плавления при начальной температуре льда $-15,7^\circ\text{C}$. Однако в случае полной сборки максимальные силы, а, следовательно, и напряжения существенно выше (рис. 4.11) и, как показывают оценки, оплавление кристаллов льда становится возможным.

В третьей серии экспериментов к конфузору присоединен патрубок. Сформированный в конфузоре мелкокристаллический лед выдавливается через этот патрубок из матрицы. Для этой серии экспериментов, согласно уравнению (4.1), рассчитано эффективное значение коэффициента трения льда в патрубке $\mu = 0,4$. Оно не противоречит значениям, полученным в работе [Veeman et al. (1988)] для скоростей скольжения $10^{-5} - 10^{-6}$ м/с (≥ 300 м/год).

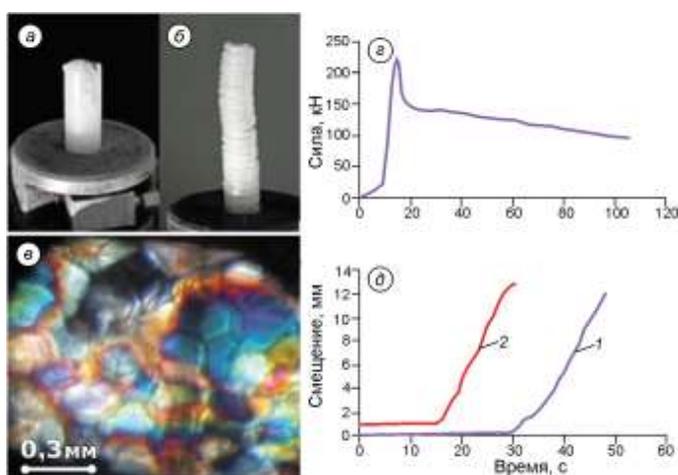
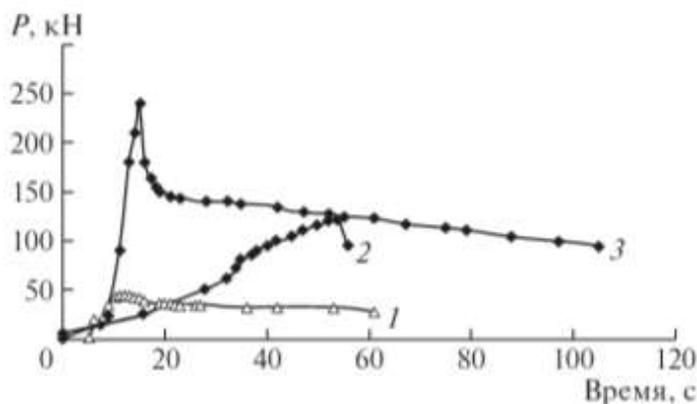


Рис. 4.11. Продавливание рекристаллизованного льда через патрубок. Для полной сборки матрицы: а, б – соответственно гладкая и геликоидальная струя льда; в – субмикроструктура льда в струе; г – зависимость силы от времени; д – зависимости смещения от времени: 1 – при повторной нагрузке; 2 – при первичной нагрузке

При осевых испытаниях льда на сжатие деформация составляет доли процента. В экспериментах, проводимых с составной матрицей, пластическая деформация достигает 345% (определяется как отношение квадратов диаметров на входе и выходе из конфузора). В условиях интенсивной пластической деформации (сдвиг, высокое гидростатическое давление и деформации 345%) в пресноводном льде происходят существенные деформационные изменения структуры (рис. 4.11,в). Кристаллы приобретают округлую форму, уменьшается их размер (диаметр около 0,3 мм), появляется аморфная прослойка (брекчии трения). При условии превышения коэффициента внешнего трения над коэффициентом внутреннего трения в струе наблюдаются текстуры льда (рис. 4.11,б).

Типичные зависимости осевой силы P от времени для трех серий экспериментов представлены соответственно для загрузочной части матрицы (кривая 1), загрузочной и конической части (кривая 2) и для полной сборки ($L = L_1 + L_2 + L_3$) (кривая 3) на рис. 4.12.



Фиг. 4.12. Зависимости осевой силы P от времени при сдвиге льда: 1 – примороженного к стенам загрузочной части матрицы, 2 – в загрузочной и конической частях матрицы, 3 – в полной сборке матрицы (загрузочная, коническая и патрубок).

Непременным условием формирования промежуточного слоя большей толщины является передача сдвиговых напряжений от стенок матрицы в лед. В эксперименте это достигается применением конфузора. Сдвиговые напряжения около 40 кПа и высокое гидростатическое сжатие ≥ 10 МПа создают возможность сдвига не только по базисной плоскости кристаллической решетки льда, но и по другим ее плоскостям.

В конфузоре большое сечение матрицы плавно переходит в меньшее, при этом скорость течения льда и динамическое давление в направлении движения ледяного потока увеличиваются, а статическое давление уменьшается. Особое значение приобретает эффект концентрации упруго сжатия в конфузоре (рис. 4.13).

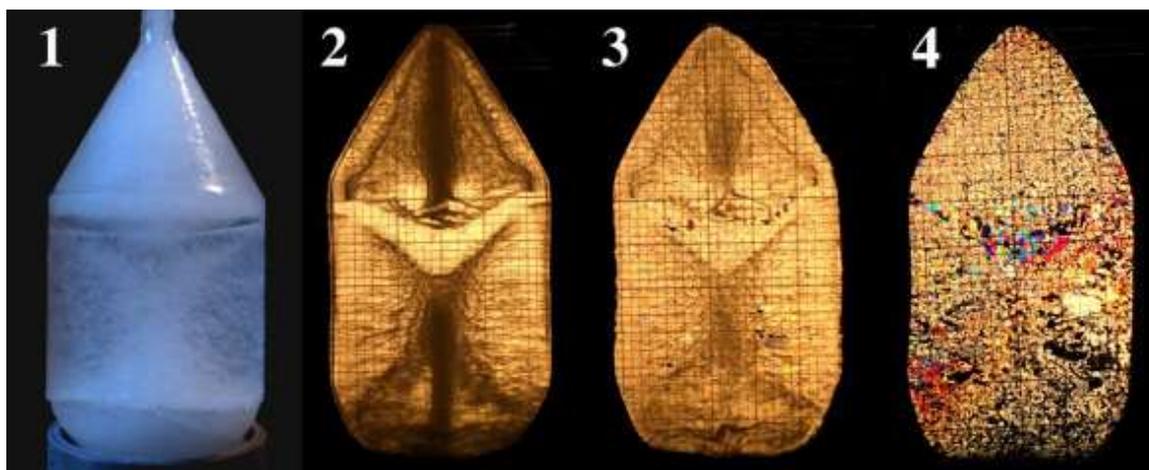


Рис. 4.13. Текстура и структура льда в матрице: 1 — образец льда, 2, 3 — текстура льда, 4 — структура (масштаб сетки — 2 мм)

Отметим, что рабочая поверхность пресс-штемпеля имеет форму эллипсоида. При поступательном движении пресс-штемпеля на его поверхности формируется волна упругого сжатия со сложным фронтом (в виде воронки как у кумулятивного заряда). Наложение (схлопывание) противоположных фронтов упругих волн вблизи оси матрицы (в фокусе эллипсоида) создает градиент давления, под действием которого во льду происходят дополнительные интенсивные пластические деформации (включая полигонизацию, дробление кристаллов и режеляционную перекристаллизацию). При дальнейшем распространении упругая волна взаимодействует со стенками конфузора, в результате этого взаимодействия формируется отраженная волна (обратный конус), в котором, так же происходят интенсивные пластические деформации. Кроме того, из-за замкнутости пространства матрицы в ней происходит наложение (схлопывание) прямой и обратной волны (аналог пучности давлений при «стоячей» волне). В этой пучности формируется слой льда в виде седла (рис. 4,13, 2).

Постепенным уменьшением толщины среза/шлифа (шлифы 2 и 3) находится такая толщина, при которой отчетливо видны отдельные зерна льда, составляющие его новую структуру (шлиф 4 на рис. 4.13), полученную в процессе интенсивной пластической деформации.

Отметим, что стальная матрица массой 5 кг выполняет роль теплообменника-криостата: только на ее нагрев от -16° до 0° потребуется $(0,48 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{град}) \cdot 5 \text{ кг} \cdot 16^{\circ}) = 38 \text{ кДж}$. Тогда как, согласно расчету, при сжатии льда должно выделиться $1,73 \text{ кДж}$, которые «поглощаются» стенками матрицы уже в первые минуты нагружения.

Примененная схема интенсивной пластической деформации (обжатие $D^2/d^2 = 30$) позволяет получать стержни льда диаметром до 20 мм. Ранее при индентировании также наблюдали образование промежуточного слоя льда, однако его толщина не превышала 2 мм [Етифанов и др. (2010)]. Полученный в результате интенсивной деформации лед с диаметром зерен 0,3 мм имеет среднюю плотность 883 кг/м³ при -17° С и течет со скоростью 300 м/год. Скорость распространения продольной волны на ~27 м/с больше, чем во льду, находящемся в изложнице ($V_p=3862$ м/с и 3889 ± 6 м/с соответственно). Увеличение динамического модуля, вызвано изменением его структуры (рис. 4.14), что не противоречит известному экспериментальному факту, упрочнению льда.

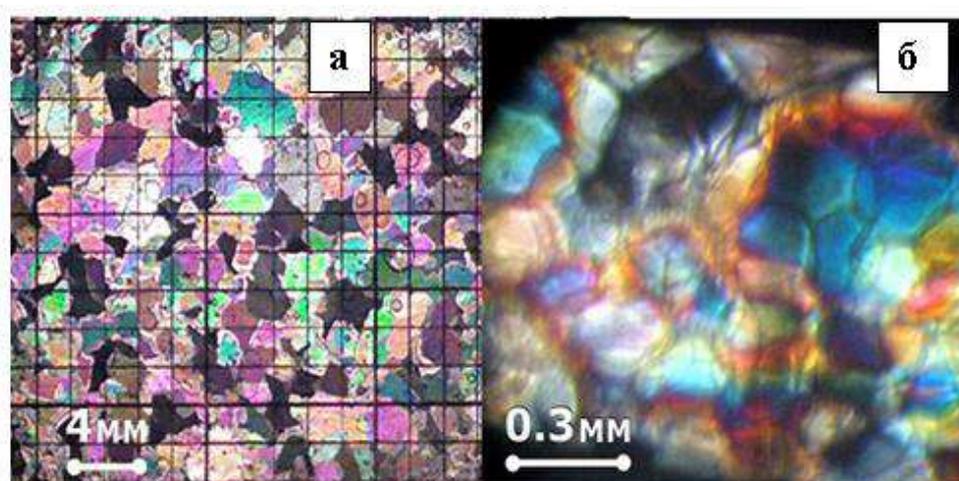


Рис. 4.14. Деформационные изменения структуры пресноводного льда: а – исходная структура; б – структура льда в струе

Пластические деформации происходят в течение малых промежутков времени ($\Delta\tau \rightarrow 0$). Это означает принципиальную возможность моделирования режимов контактного взаимодействия, например льда с ледостойким сооружением (сдвиговые напряжения около 40 кПа и гидростатическое сжатие ≥ 10 МПа).

Поскольку свойства льда в промежуточном слое существенно отличаются от свойств в объеме, то усреднение реологических характеристик льда при расчетах скорости течения льда в ледниках, равно как использование стандартных значений параметров «реологического закона» Глена в теориях скольжения могут оказаться недостаточно оправданными.

Разработанный метод позволяет визуализировать течение льда в канале и обтекание льдом препятствий.

4.2.1. Распределение скоростей в струе льда Подвергнутый интенсивной пластической деформации лед поступал из конфузора в патрубок с гладкими стенками. На рис. 4.15 показано распределение скоростей в струе льда по сечению струи. Условно можно выделить три цилиндрических слоя. В центре струи лед движется подобно твердому телу. В узком приграничном слое лед прилипает к стенкам канала. Пластический сдвиг и вязкое течение происходят в промежуточном слое.

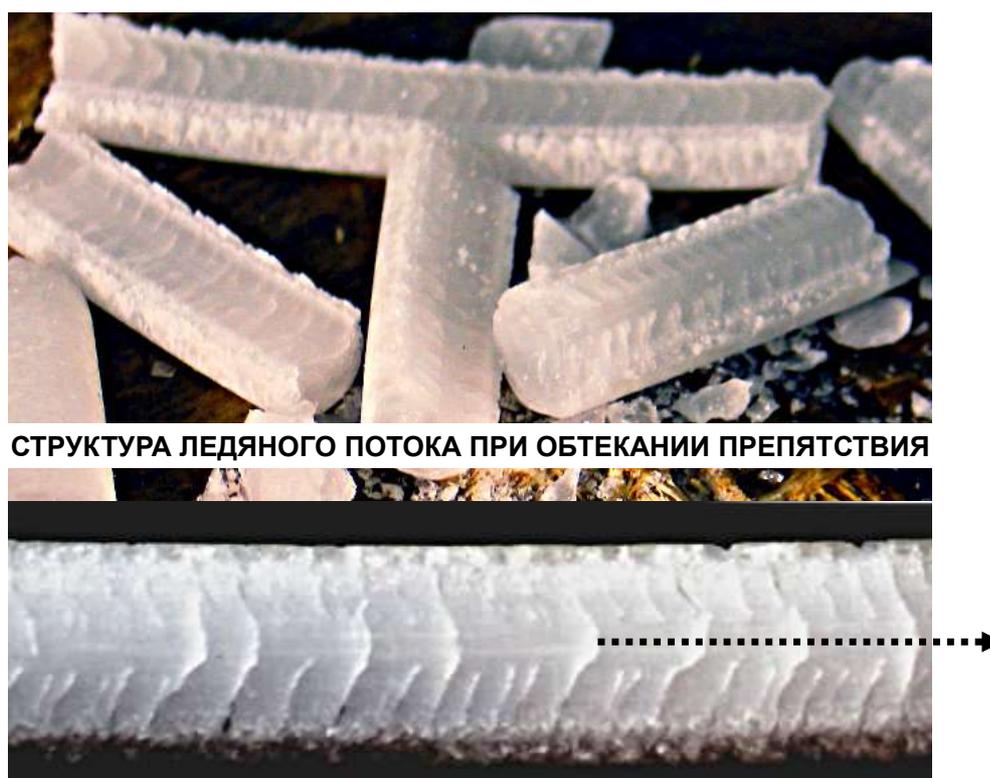


Рис. 4. 15. Структура ледяного потока в цилиндрическом канале

Стрелкой показано направление скорости потока. Такая картина распределения скоростей деформаций отражает явно нестационарный процесс и нелинейную связь между напряжениями и скоростями деформации. Прерывистость течения stick-slip отслеживалась по сигналам акустической эмиссии. Частота пульсации струи 0,005 1/с [Епифанов (2017, 2016,а, 2014)].

Таким образом, промежуточный слой, через который передаются сдвиговые напряжения внутрь льда, неоднороден, а его толщина, даже в случае гладкой подложки, на порядки превосходит значения, оцениваемые для конструкционных материалов.

В следующем эксперименте в том же патрубке с цилиндрическим каналом был размещен штифт диаметром 1 мм. В зависимости от условий (температуры, давления и скорости) получали разные режимы обтекания льдом препятствия. На рис. 4.16 показаны фрагменты струи для предельных случаев: штифт прорезает струю льда (температура ниже -10°C) и лед вытекает из патрубка в виде отдельных сгустков (температура выше -10°C).



Рис. 4.16. Слева: обтекание льдом препятствия со скоростями от 300 м/год до первых десятков километров в час, справа: истечение льда при наличии тонкой водяной пленки и регулируемой скорости истечения льда

Схемы обтекания льдом препятствий и возникающие при этом абразивные и режеляционные эффекты рассмотрены в литературе [Iverson *et al.* (2007); Makkonen *et al.* (2014)]. Однако, применительно ко льду, не достаточно определенным остается вопрос о влиянии формы препятствий и материала подложки.

4.2.2. Влияние препятствий. На рис. 4.17 показана схема устройства для определения адгезионной прочности соединения льда с различными материалами на сдвиг [Епифанов и др. (2013)].

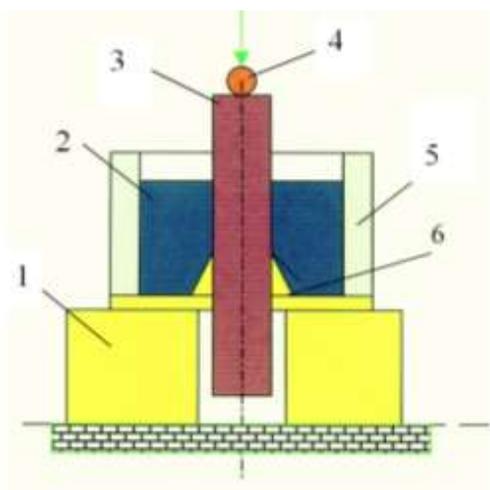


Рис. 4.17. Устройство и схема испытания образцов на сдвиг в условиях бокового стеснения: 1 - опорная втулка; 2 - лед; 3 - стержень; 4 - шаровая опора; 5 - ограничительная втулка; 6 - конический концентратор напряжений.

Методика испытаний льда изложена в работах [Гольдштейн, Епифанов (2011, 2012); Епифанов, Саватюгин (2011, 2013)].

В таблице 4.1 приведены результаты испытаний на сдвиг льда, замороженного на стержни из стали (образцы 1-5) и серпентинита (образец 6). Стержни № 1 и № 6 имеют гладкую поверхность. На стержне № 2 сделано одно кольцевое углубление диаметром 3 мм, на стержне № 3 – четыре таких углубления. Стержень № 4 имеет два симметрично расположенных выступа в виде цилиндрических штифтов диаметром 3 мм и высотой 3 мм. Стержень № 5 имеет выступ в виде тора диаметром 3 мм и высотой 3 мм.

Таблица 4.1. Максимальное значение силы P_{\max} при осевом сдвиге льда, замороженного на стержень диаметром 20 мм и высотой 60 мм, в зависимости от формы и размера размещенного на нем препятствия

Материал	Образец	Форма препятствия и его диаметр, мм	P, кН	б, МПа
Сталь-45	№1	Гладкая поверхность	375±25	0,24
Сталь-45	№2	Кольцевое углубление, 3	2540±130	
Сталь-45	№3	Четыре кольцевых углубления, 3	4720±240	
Сталь-45	№4	Два штифта, 2,5	3850±170	
Сталь-45	№5	Выступ в виде тора, 3	1580±120	
Серпентинит	№6	Гладкая поверхность	440±30	1,1

Если препятствия отсутствуют, то при прочих равных условиях сила сдвига определяется двумя факторами: физико-механическими свойствами материала подложки (молекулярная составляющая адгезии) и значениями нормальных напряжений. Сопоставление значений адгезионной прочности соединения льда с серпентинитом и сталью подтверждает влияние свойств материала подложки. В условиях стеснения (стр. 163) или высокого гидростатического сжатия значение адгезионной прочности возрастает до $2,3 \pm 0,1$ МПа. Отметим, что адгезионная прочность соединения сталь-лед (первый образец) $b=0,24$ МПа в пределах точности эксперимента сопоставима со значением $b=0,2$ МПа, опубликованным в работах [Lyura (1986); Meuler (2010)] для плоских образцов.

На рис. 4.18 представлены зависимости сопротивления сдвигу от времени нагружения для исследуемых образцов 1-6 (нумерация та же, что в таблице 4.1). Для удобства кривые смещены по оси времени.

Для стадии предварительного смещения наблюдается линейная зависимость сопротивления сдвигу, за исключением образца с кольцевым выступом в виде тора (кривая 5). Переход к срыву происходит в основном пластически (1-3, 5-7). Хрупко разрушается образец только на препятствии в виде штифта (кривая 4). Адгезионное разрушение в «чистом виде» происходит при отсутствии препятствий на подложке (кривая 1, сталь-45) и кривая 6 (серпентинит).

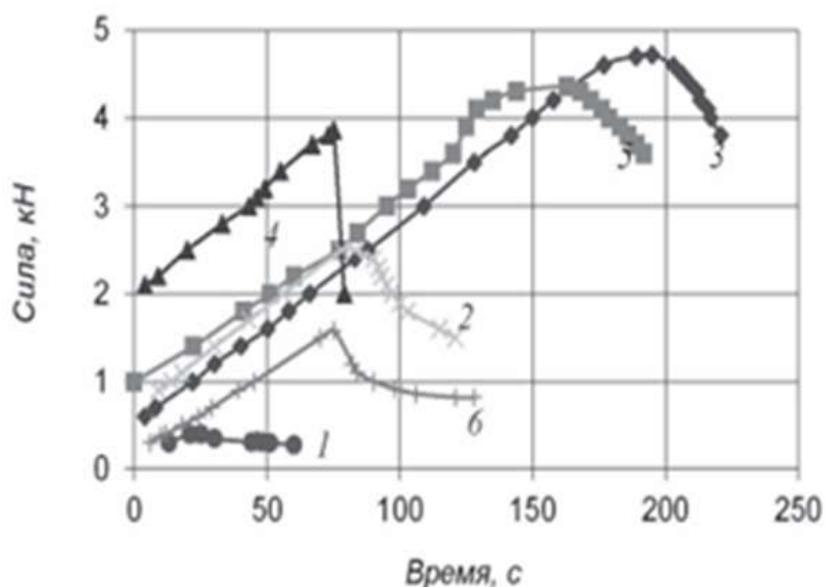


Рис. 4.18. Сопротивление сдвигу при наличии на подложке препятствий; нумерация кривых та же, что в таблице 4.1.

При наличии препятствий определяющим становится механизм когезионного разрушения льда. Разные значения вкладов когезионного и адгезионного разрушения определяют вид деформационной кривой. Для препятствий с отрицательным радиусом кривизны (образцы 2 и 3) сила сдвига пропорциональна корню квадратному из миделева сечения. Для препятствий разной формы с положительным радиусом кривизны (кривые 4 и 5) миделевы сечения отличаются на порядок, а значение силы сдвига – только на 10% [Епифанов, Саватюгин (2013)]. Из этого следует, что для условий эксперимента форма препятствия влияет на сопротивление сдвига больше, чем его миделево сечение. Так, для препятствий с одинаковым миделевым сечением (образцы 2 и 5), но разными, положительными и отрицательными, радиусами кривизны, получены разные значения силы сдвига. Это указывает на принципиально разные механизмы разрушения льда в этих случаях.

При анализе акустических спектров разрушения определены два характерных времени инкубационного периода для адгезионного (около 0,08 с) и когезионного (1÷1,5 с) разрушения льда. Увеличение масштаба разрушения отражается в спектрах акустической эмиссии как сдвиг частоты в низкочастотную часть спектра и увеличение амплитуды сигнала [Епифанов (2007); Епифанов и др. (1980)]. Концентрации напряжений на препятствиях вызывают разрушение в прилегающем объеме льда.

Контактное разрушение льда на препятствии зависит не только от формы препятствия, но и от шероховатости подложки и температуры. Шероховатость подложки определяется отношением высоты выступа к его радиусу. При $h/R < 0,01$ (образцы 1 и 7) реализуется упругий контакт, пластический – при $h/R > 0,01$. Режим резания имеет прерывистый характер, который проявляется в периодических пульсациях (скольжение типа *stick-slip*) и в пульсирующих излучениях упругих волн. Зависимость адгезионной прочности соединения льда с серпентинитом от температуры показана на рис. 4.19.

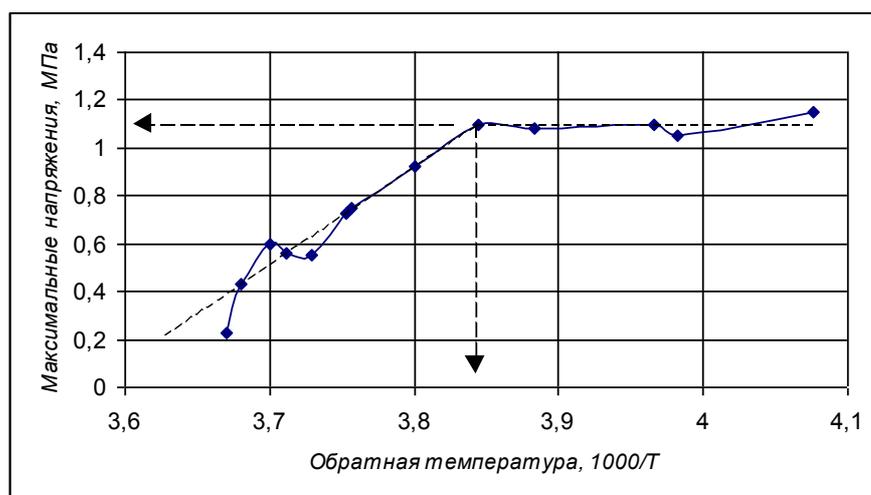


Рис. 4.19. Зависимость адгезионной прочности соединения льда с серпентинитом от обратной температуры

На экспериментальной кривой выделены два отрезка, соответствующие двум механизмам деформаций льда: справа — область хрупкого разрушения (прочность соединения практически не зависит от температуры); слева — область вязкого разрушения льда с сильной зависимостью адгезионной прочности от температуры. Смена механизмов деформаций при скорости приложения осевой силы 10^{-3} с^{-1} наблюдается «в точке» (1,2 МПа и -13° C). С возрастанием скорости деформации точка перегиба смещается по шкале температур в область высоких температур, что соответствует принципу температурно-временной суперпозиции [Епифанов (1990,а)].

4.2.3. Влияния микробиоты. Известно, что лед пресных водоемов и ледников содержит микропримеси [Мельников (1989)]. Так, большую прочность арктического льда по сравнению с антарктическим льдом обычно объясняют меньшим содержанием в нем биоты [Arrigo 2003]. Влиянию различных низкомолекулярных примесей на свойства льда посвящены многочисленные публикации [Буйницкий, Дмитраш (1965); Sinha (1996); Perovich, Gow (1996); Bjerkelund etc. (1985)]. Однако влиянию высокомолекулярных веществ, тем более биоты, на прочностные и физико-

механические свойства льда уделялось существенно меньшее внимание [Буйницкий (1965, 1968)]. Поэтому вопрос о влиянии микробиоты на механизмы и кинетику контактного разрушения ледяного покрова судами и ледостойкими сооружениям сохраняет свою актуальность.

Присутствие биоты обнаружено в монокристаллах природного льда (рис. 4.20,1) и в расплаве природного пресноводного льда (рис. 4.20,2). В правой нижней части рисунка 4.20,3 показана фотография ледяного шлифа, через который прошел лазерный луч от импульсного источника. Микротрещины образовались не только на границах поликристалла, но и внутри кристаллов.

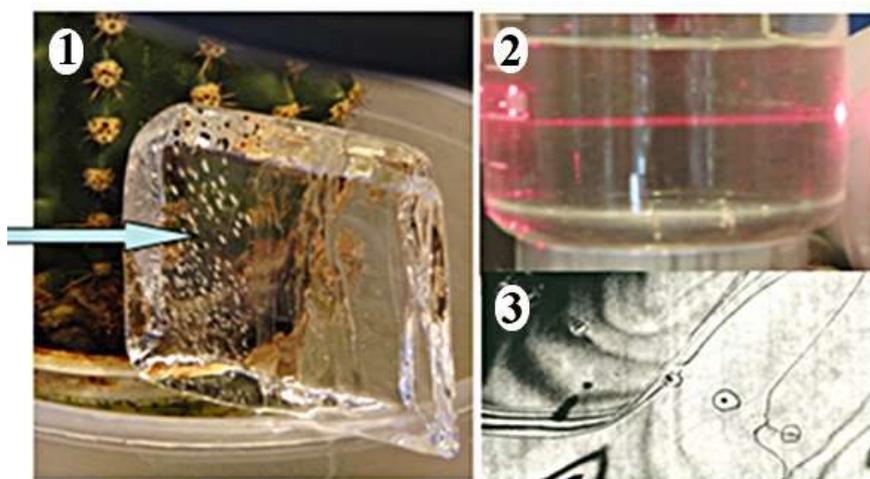


Рис. 4.20. Объемное распределение микробиоты в пресноводном льде: 1 — выявленное при воздействии инфракрасного излучения (обозначено стрелкой) и 2 — в расплаве

(осцилляции в лазерном луче), 3 — следы (трещинки в виде кружков) лазерного луча

Под биотой здесь понимается совокупность микроорганизмов (бактерии, одноклеточные (простейшие) организмы, а также вся совокупность одноклеточных водорослей и многоклеточных беспозвоночных), которые встречаются на дневной и нижней поверхности ледяного покрова, а также в толще льда в капиллярах и на межзеренных поверхностях поликристаллического льда. Состав этих примесей: аморфный кремнезем и полисахариды, включая пектиновые. Содержание во льду $12 \div 400\%$. Эти малые примеси присутствуют в поверхностных слоях (глубина залегания до 1 метра). При микроскопических исследованиях шлифов полимерного льда с концентрацией полимера 40% в нем были обнаружены ячейки со средним размером около $0,03$ мм, заполненные полимерным раствором.

Чтобы оценить влияние высокомолекулярных веществ на временную прочность и на процесс трещинообразования была выполнена серия экспериментов с полимерным льдом. Образцы льда, содержащего полиоксиэтилен, исследовали на одноосное сжатие [Епифанов (1978, 1984, 1985); Епифанов и др. (2016, 1979)].

Полимерный лед (образцы диаметром 30 мм и высотой 60 мм) приготавливали замораживанием водного (дистиллированная вода) раствора полиэтиленоксида (молекулярная масса $5 \cdot 10^6$, концентрация 40%). Испытания выполняли при скорости деформации 0,001 1/с в интервале температур от минус 5° С до минус 60° С. Приведены аналогичные зависимости для трансверсально-изотропного льда, не содержащего полимер (рис. 4.21). Для трансверсально-изотропного льда сила сжатия была направлена вдоль оси образцов и совпадала с направлением *C*-осей кристаллов.

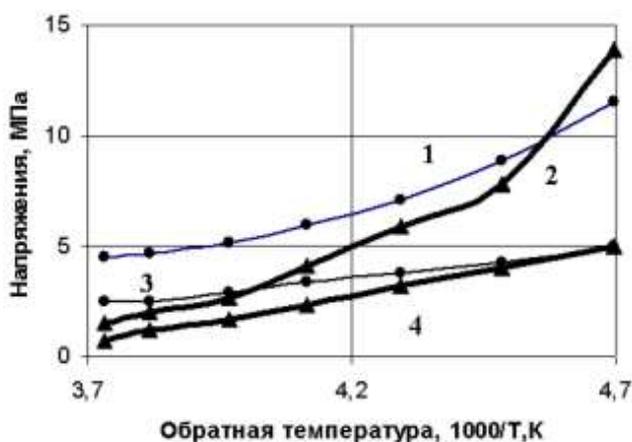


Рис. 4.21. Зависимости от температуры предельных (1,2) и пороговых (3,4) напряжений для трансверсально-изотропного (1, 3) и полимерного (2,4) льда

С помощью метода акустической эмиссии в этой серии экспериментов определяли момент формирования первых «видимых» трещин и соответствующие этому моменту пороговые напряжения трещинообразования как функцию обратной температуры. На рисунке 4.21 кривые 1, 3 относятся ко льду, не содержащему полимерную добавку, причем кривая 1 характеризует зависимость предельных напряжений, а кривая 3 — пороговых напряжений от температуры. Аналогичные зависимости для полимерного льда представлены кривой 2 (предельные напряжения) и кривой 4 (пороговые напряжения).

Эффект уменьшения предельных и пороговых напряжений с повышением температуры наблюдается в обоих случаях (с добавкой и без добавки полимера), но влияние полимера проявляется в изменении угла наклона кривых. При низких температурах (-60° С) небольшая добавка (40%) полиэтиленоксида, имитирующая

присутствие микробиоты во льду, увеличивает когезионную прочность льда при осевом сжатии на 15%, а при температуре -5°C уменьшает ее на 36%. В области низких температур (верхний/правый участок кривой 2) присутствие полимерной добавки как бы «стопорит» рост трещин во льду. Это делает лед более пластичным. В области высоких температур (нижний/левый участок кривой 2) – наоборот, уменьшает его несущую способность. Это позволяет предположить, что полимер во льду находится в виде капсул, которые при низких температурах выполняют роль «стока» напряжений, а при высоких — «источка» напряжений или дополнительного концентратора. Переход от одного к другому механизму происходит в узком интервале температур (около -55°C). Возможно, что три линейных отрезка экспериментальной зависимости предельных напряжений от температуры (кривая 2) коррелируют с числом определяющих механизмов деформаций: сдвиг по плоскостям скольжения в пределах кристаллической решетки, зернограничное скольжение и рекристаллизация.

Экспериментальные зависимости пороговых напряжений от температуры представлены отрезками прямых линий (рис. 4.21, линии 3 и 4). Такой вид зависимости соответствует закону Аррениуса. В условиях эксперимента хрупкое макро разрушение полимерного льда наблюдалось только при температурах ниже -55°C . В остальных случаях образец сохранял несущую способность, несмотря на то, что образование трещин во льду начиналось задолго до достижения предельных напряжений и продолжалось в закритической области. Этот факт указывает на возможность фазового перехода в ячейках.

Поэтому по аналогии с конструкционными материалами, механизм увеличения прочности полимерного льда при очень низких температурах связан с остановкой трещин на микродефектах. Напротив, с повышением температуры льда уменьшается порог активации роста трещины, и ячейки сами становятся концентраторами напряжений, что проявляется в дополнительном (20%) уменьшении пороговых напряжений трещинообразования с повышением температуры в присутствии полимера.

Из сравнения экспериментальных зависимостей следует, что даже очень малые примеси в пресноводном льде вызывают существенные изменения его свойств. Полученные экспериментальные результаты показывают необходимость оценки чистоты естественного льда при определении его прочностных свойств [Епифанов (1982)] и применение дистиллированной воды достаточного качества для приготовления образцов пресноводного льда.

4.3. Количественное определение деформационных изменений структуры льда

Деформационные изменения структуры льда в процессе интенсивной пластической деформации сопровождаются излучением практически непрерывного спектра упругих колебаний. В этом спектре в диапазоне 5 Гц – 25 кГц наблюдаются максимумы (рис. 4.22), обусловленные локальными нарушениями сплошности льда. Импульсный, «взрывной» характер излучения в узком интервале частот связан, по-видимому, с лавинными процессами однотипных разрушений, в которых участвуют близкие по размерам элементы иерархической структуры льда.

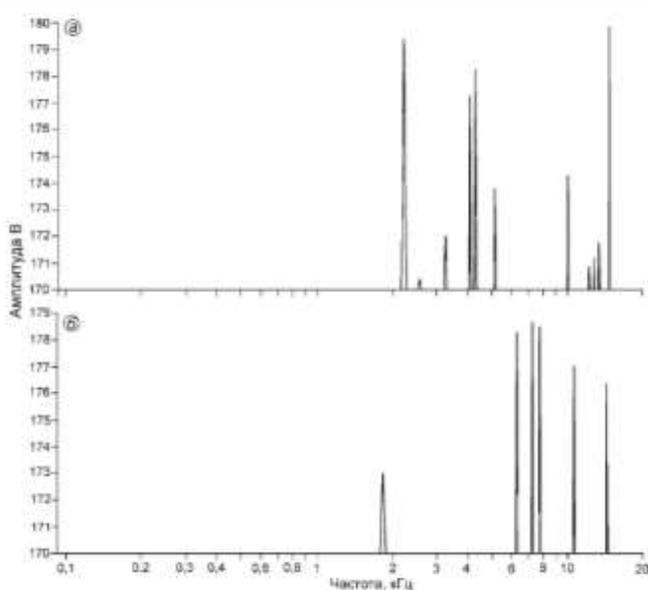


Рис. 4.22. Акустические спектры сигналов акустической эмиссии при выдавливании льда из конфузора для разных моментов времени (*а*, *б*) наблюдения

В качестве источников излучения «выступают», по-видимому, элементы структуры льда, эволюция которых определена методами микроскопии (рис. 4.23).

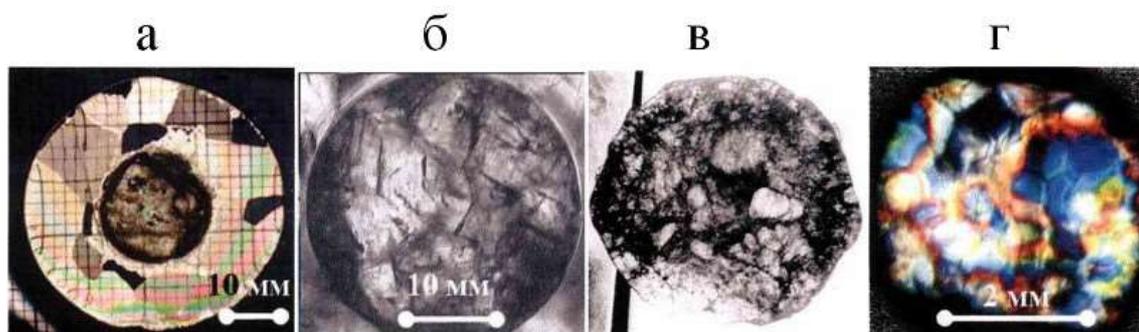


Рис. 4.23. Деформационные изменения структуры пресноводного льда: а – исходная структура, б, в – фазы рекристаллизации, г – структура льда в струе

4.3.1. Связь между структурой льда и его макросвойствами. Для того чтобы установить связь между упругими и инерционными свойствами льда, используем модель гармонического осциллятора в виде дифференциального уравнения

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0 \quad (4.7)$$

где x – смещение, \ddot{x} – вторая производная по времени (ускорение), ω — круговая частота. Для собственной частоты $\omega_0 = 2\pi f_0$ используем точное решение дифференциального уравнения для осцилляторов (рис. 4.24), состоящих из n (двух и более) идентичных материальных точек, обладающих одинаковой массой m и соединенных упругими связями, имеющими одинаковую жесткость k (таблица 4.1)

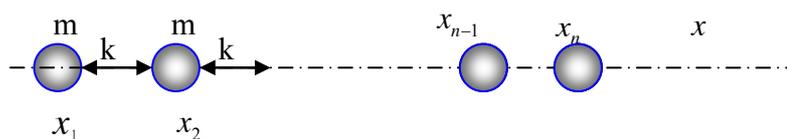


Рис. 4.24. Модель осцилляторов

Таблица 4.1.² Точные формулы для собственных частот ω_n осцилляторов, состоящих из n идентичных материальных точек, обладающих одинаковой массой m и одинаковой жесткостью упругой связи k [Енифанов (2017)]

n/ω	ω_1	ω_2	ω_3	ω_4	ω_5
2	0	$\sqrt{\frac{2k}{m}}$			
3	0	$\sqrt{\frac{k}{m}}$	$\sqrt{\frac{2k}{m}}$		
4	0	$\sqrt{(2-\sqrt{2})\frac{k}{m}}$	$\sqrt{\frac{2k}{m}}$	$\sqrt{(2+\sqrt{2})\frac{k}{m}}$	
5	0	$\sqrt{(3-\sqrt{5})\frac{k}{2m}}$	$\sqrt{\frac{k}{m}}$	$\sqrt{(3+\sqrt{5})\frac{k}{2m}}$	$2\sqrt{\frac{k}{m}}$

Для того чтобы определить, какое количество частиц «участвуют» в формировании акустического импульса, рассчитаем значения упругости для

различных n по известным характеристикам структуры льда и экспериментально наблюдаемым частотам спектров (рис. 4.22). Так, для радиуса частиц $2 \cdot 10^{-4}$ м и плотности льда 883 кг/м^3 получаем для частоты $3,6507 \text{ кГц}$ (кривая 1) и $6,950 \text{ кГц}$ (кривая 2) значения жесткости k как функцию числа подвижных частиц в осцилляторе (рис. 4.25). Отметим, что для $n=3$ значения k резонансных частот $3,65 \text{ кГц}$ и $6,95 \text{ кГц}$ равны соответственно $15,55 \text{ Н/м}$ и $k=56,36 \text{ Н/м}$.

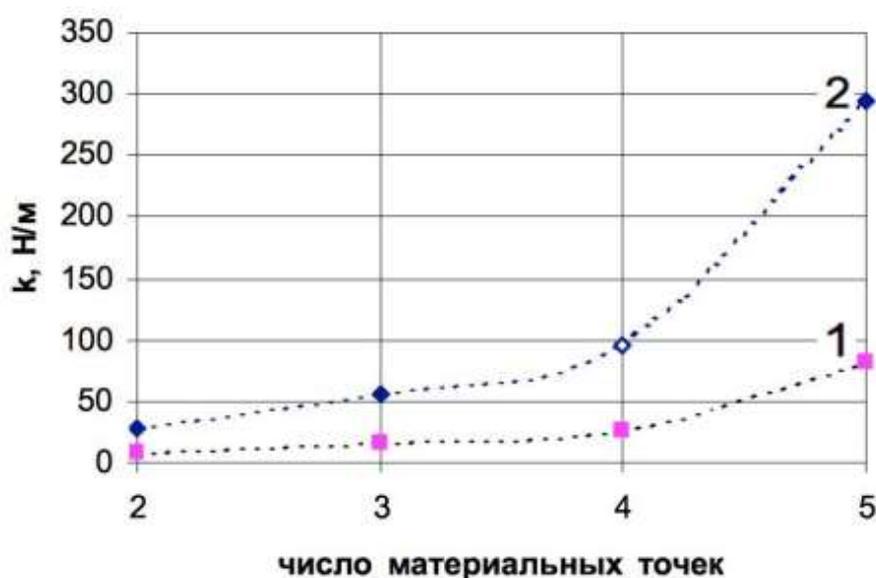


Рис. 4.25. Зависимость расчетной упругости в теоретической модели, которая содержит две и более материальных точек для частот $3,65 \text{ кГц}$ (1) и $6,95 \text{ кГц}$ (2).

Определенные с помощью акустического метода силовые константы соответствуют силовым константам, характеризующим растяжение и изгиб связи О-Н-О и Н-О-Н при 273 К , которые получены методом ядерного магнитного резонанса и равны соответственно $15,5$ и 56 Н/м [Zimmerman et al. (1962)]. Нормальные моды воды показывают широкую полосу вращательных и колебательных движений [Moilanen et al. (2008); Lawrence et al. (1982)], что находится в качественном согласии с экспериментально наблюдаемыми акустическими спектрами разрушения льда.

Далее рассмотрим обратную задачу: по экспериментально определенным резонансным частотам и известной жесткости связей определим эффективный размер источников излучения. Для анализа используем связь между размером подвижных элементов структуры (радиус R), их резонансной частотой f_0 , плотностью льда ρ и жесткостью связей k [Скучик (1976), Михайлов и др. (1964), Епифанов (2015)]

$$R = \sqrt[3]{\frac{k}{16\pi^3 f^2 \rho}} \quad (4.8)$$

Подставляя в уравнение (4.8) значения соответствующих величин ρ , k , и f_0 получаем зависимости собственной частоты осцилляторов от их размера R как функцию частоты излучения сигналов акустической эмиссии (рис. 4.26).

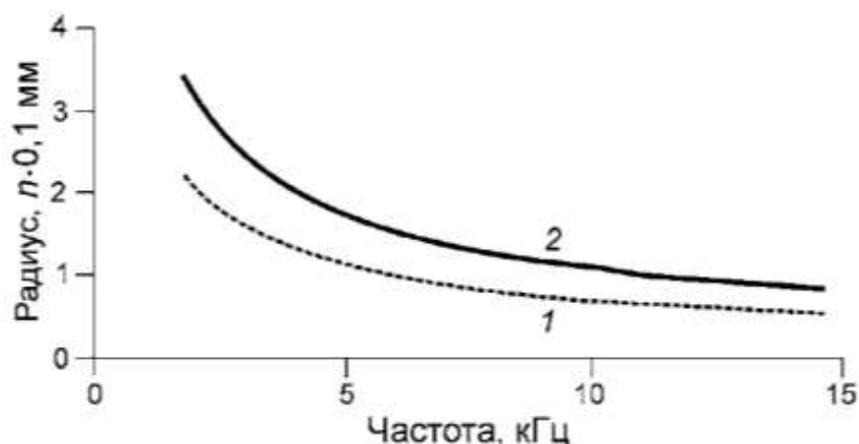


Рис. 4.26. Зависимость радиуса осцилляторов от частоты излучения сигналов акустической эмиссии для жесткости связи $k=15,5$ Н/м (кривая 1) и $k=56$ Н/м (кривая 2) в процессе изменения структуры льда в зоне конфузора

Оценка деформационных изменений структуры по акустическим характеристикам льда является обратной задачей. Однако необходимая определенность в рассматриваемом случае достигается тем, что изначально известно строение кристаллической решетки и уменьшение размера зерна в процессе интенсивной пластической деформации (рис. 4.22 и 4.23).

На экспериментальных зависимостях $R(f)$ (рис. 4.26) прослеживается тенденция к достижению «равновесного» размера зерна. Эта тенденция не противоречит фактически наблюдаемому уменьшению размеров ледяных кристаллов от исходной структуры льда (рис. 4.23,а) с диаметром зерен 3 мм к мелкокристаллической структуре диаметром около 0,3 мм (рис. 4.23,г).

4.3.2. Влияние структуры на механику деформирования и разрушения льда.

Экспериментально воспроизведены два предельных режима движения льда на фрикционном контакте: скольжение (блоковое) и течение, реализуемые посредством

поступательного движения пресс-штемпеля в цилиндрической части матрицы и продавливания льда через конфузор и формирующий патрубок.

Режимы движения льда могут быть представлены уравнением

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = G \frac{d\varepsilon}{d\tau} - G \frac{\sigma}{\eta} = G \left(\frac{d\varepsilon}{d\tau} - \frac{\sigma}{\eta} \right) \quad (4.9)$$

где $d\varepsilon/d\tau$ – скорость деформации, η – вязкость, σ/η – скорость ползучести льда, G – модуль сдвига. Из уравнения (4.9) следует, что механизм деформации определяется соотношением скоростей деформации и ползучести льда. Так, если $d\varepsilon/d\tau < \sigma/\eta$, то во льду реализуется механизм ползучести. Наоборот, если $d\varepsilon/d\tau > \sigma/\eta$, то напряжения накапливаются, нарушается сплошность льда, формируются кинематические связи, приводящие к блоковому скольжению льда. Модель отражает конкуренцию между двумя процессами: интенсификацией и релаксацией внутренних напряжений. Упругая деформация происходит со скоростью звука и практически не зависит от температуры. Время релаксации необратимых/вязких деформаций зависит от температуры и изменяется в широком интервале значений.

Таким образом, блоковый механизм скольжения льда (рис. 4.10,б) является результатом незавершенности процесса релаксации напряжений (действие остаточных напряжений), которые создаются во льду силами, направленными вдоль оси и по образующим цилиндрической матрицы. Завершенность этого процесса зависит от скорости скольжения льда и амплитуды напряжений, включая соотношение внутреннего и внешнего трения. Если процесс релаксации не завершен к моменту выхода из патрубка, то струя льда приобретает под действием остаточных напряжений «геликоидальную» форму (рис. 4.11,б), наоборот — струя льда сохраняет «гладкую» форму (рис. 4.11,а).

С помощью конфузора с гладкими стенками получен промежуточный слой толщиной 10 мм. В конфузоре при сдвиге в условиях высокого гидростатического давления формируется структура, аналогичная структуре льда в промежуточном слое. Особенностью этой структуры является размер зерен льда и его текучесть. Отметим, что базисный механизм сдвига (по плоскостям кристаллической решетки льда) в этих условиях перестает быть определяющим.

Отметим также, что при скольжении льда по подложке наблюдаются те же самые эффекты смещения амплитудно-частотного спектра и его прерывистость, (типа *stick-slip*), которые наблюдали на ледниках Альдегонда (Западный Шпицберген), Центральный Туюксу и Молодежный (Северный Тянь-Шань) [Епифанов и др. (2013, 2013,б); Глазовский и др. (2015,б)].

Заключение

Разработан метод интенсивной пластической деформации пресноводного льда. Ледяная струя выдавливалась из матрицы с конфузуром (тридцатикратное обжатие) со скоростью от 300 м/год до 10 км/год. Формирование промежуточного слоя сопровождается разрушением адгезионного контакта, перекристаллизацией и образованием вторичной мелкокристаллической структуры льда с динамической вязкостью $\mu_{S(17^{\circ}C)} = 20$ МПа·с. Это на несколько порядков ниже динамической вязкости льда исходной структуры. Измерен пластический коэффициент трения (0,18-0,4) и прочность соединения льда с подложкой $2,3 \pm 0,1$ МПа с точностью $\pm 8\%$ при температуре $-17^{\circ}C$. Значение рассчитанного коэффициента трения не выходит за рамки вариаций значений этой величины, полученной другими экспериментаторами для близких скоростей скольжения. Количественно определены деформационные изменения структуры льда, его прочностные и акустические характеристики.

Предложена модель, устанавливающая количественную связь между микро- и макрохарактеристиками льда. Кинетику деформационных изменения структуры количественно контролировали по спектрами акустической эмиссии. Согласие теоретической модели с экспериментом подтверждает локализацию деформационных процессов в плоскостях кристаллической решетки.

Проведенные исследования выявил эффект усиления пластичности льда при наложении фронтов упругих волн в канале переменного сечения, который ранее в механике деформирования и разрушения льда не был широко известен.

1. Приготовлены и исследованы макроскопические образцы мелкокристаллического льда, структура которого аналогична структуре льда в промежуточном слое (диаметр зерна $0,2 \div 0,3$ мм и малая динамическая вязкость).

2. Определена кинетика накопления деформационных изменений структуры льда непосредственно при сдвиге в условиях высокого гидростатического сжатия.

3. Показано, что пресноводный лед со сверхпластичной структурой движется в центре канала как твердое тело, у стенок канала наблюдается прилипание, а в промежуточном слое — вязкое течение, обусловленное сдвиговыми напряжениями.

4. Препятствия на подложке многократно увеличивают сопротивление сдвигу, которое зависит не только от адгезионной прочности соединения льда с подложкой, миделева сечения и обратной температуры, но и от формы препятствий. Форма определяет локальную концентрацию напряжений и, как следствие, механизм разрушения (адгезионный или когезионный).

5. Близкие значения адгезионной прочности пресноводного льда на отрыв от плоской подложки и на сдвиг в условиях стеснения свидетельствуют об одинаковом триггерном механизме зарождения трещины.

6. Оценено влияние микротрещиноватости подложки на адгезионную прочность соединения со льдом, а также влияние примесей органического происхождения (микробиоты) на прочность льда.

7. Условия движения льда по подложке формируют структуру в промежуточном слое, которая в свою очередь определяет режим его движения.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Разработан комплексный подход к исследованию деформационных изменений структуры и разрушения твердых тел с помощью акустических методов. Решены методические вопросы, учтены специфические особенности пресноводного льда. Создан измерительный комплекс на основные виды механических испытаний с рабочим диапазоном частот от 20 Гц до 106 МГц и максимальными значениями силы 0,5 МН, позволяющий количественно исследовать деформационные изменения структуры непосредственно в процессе механических испытаний. Выполнены систематические исследования по механике деформирования и разрушения пресноводного льда в рабочем интервале температур от $-0,15^{\circ}\text{C}$ до -60°C , скоростей деформации от 10^{-7}c^{-1} до 10^{-1}c^{-1} в испытаниях на растяжение, сжатие, изгиб, удар и сдвиг в условиях высокого гидростатического сжатия.

2. Впервые получены результаты многопланового исследования упругости пресноводного поликристаллического льда при линейных и нелинейных деформациях в широком интервале термодинамических параметров. Установлено, что в пресноводном льде Ih при напряжениях $5 \cdot 10^4$ Па, создаваемых ультразвуковой волной в диапазоне частот от 500 кГц до 80 МГц, в интервале температур от -40°C до $-0,15^{\circ}\text{C}$ реализуется амплитудно-независимый механизм деформирования. По данным акустических измерений в «ненагруженном» состоянии льда рассчитаны параметры дислокационной сетки. Предложен акустико-механический способ определения физического предела упругости. Определены размеры и концентрации кинетических элементов структуры льда вблизи пределов упругости и текучести.

3. Предложены модели для количественного определения деформационных изменений структуры льда при нелинейных деформациях в испытаниях на растяжение, сжатие, удар и экструзию, причем параметры моделей определяются экспериментально с помощью акустико-механического метода. Исследована кинетика трещинообразования и механизмы роста магистральной трещины. Установлено, что росту магистральной трещины предшествует формирование пластической зоны предразрушения, размеры которой на порядки превышают размеры пластической зоны вблизи кончика трещины, вычисленной по модели Хеллана-Ирвина. Установлены фазы роста магистральной трещины, установлено влияние импульсов напряжений на движение фронта трещины. Установлена количественная связь избыточного коэффициента ослабления с размером

искусственно созданных и деформационных дефектов во льду. Установлено, что изменения структуры характеризуются широким спектром времен релаксации ($10^{-5} \div 10^4$ с), который характерен для систем с иерархической структурой.

4. Установлено, что формирование промежуточного слоя и его свойства определяют физическое подобие в семействе кривых *мгновенная сила—мгновенная скорость*. Предложен физический метод моделирования промежуточного слоя при сдвиге в условиях гидростатического сжатия пресноводного льда. Приготовлены и исследованы макроскопические образцы мелкокристаллического льда, структура которого аналогична структуре льда в промежуточном слое. Установлено, что формирование промежуточного слоя сопровождается разрушением адгезионного контакта, перекристаллизацией и образованием вторичной мелкокристаллической структуры льда с динамической вязкостью $\mu_{S(17^{\circ} \text{C})} = 20$ МПа·с. Это на несколько порядков ниже динамической вязкости льда исходной структуры. Измерен пластический коэффициент трения (0,18-0,4) и прочность соединения льда с подложкой $2,3 \pm 0,1$ МПа с точностью $\pm 8\%$ при температуре -17°C . По данным акустических спектров разрушения определена кинетика накопления деформационных повреждений в пресноводном льде. Установлен эффект усиления пластичности льда при наложении фронтов упругих волн. Установлен одинаковый триггерный механизм зарождения трещины при отрыве от плоской подложки и при сдвиге в условиях стеснения. Установлено распределение скоростей пресноводного льда со сверхпластичной структурой в цилиндрическом канале и исследовано влияние структуры льда на режим скольжения. Установлена количественная связь между микро- и макрохарактеристиками льда, позволяющая использовать акустико-механический метод для дистанционного определения кинетики накопления деформационных повреждений в пресноводном льде.

В рамках работы качественно и количественно описано влияние деформационных дефектов на реологические и прочностные свойства пресноводного льда в контексте современных представлений физической мезомеханики. Впервые на основе комплексных экспериментальных наблюдений получены количественные данные о деформационных изменениях структуры пресноводного льда непосредственно в процессе механических испытаний в широком диапазоне термодинамического состояния и различных видах напряженного состояния.

Литература

Андерсон О. Определение и некоторые применения изотропных упругих постоянных поликристаллических систем, полученных из данных для монокристаллов // В сб. Физическая акустика под ред. У.Мезона. М.: Изд-во Мир. Т.3. Часть Б. 1968. С. 62 - 122.

Белл Дж. Ф. Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. М.: «Наука». Главная редакция физ.-мат. литературы. Ч. 2. 1984. 431 с.

Богородский В.В., Гаврило В.П., Григорьев В.С. и др. О некоторых механизмах звукообразования при разрушении образцов льда в жидкости // Акуст. журн. Т. 15, вып. 2. 1969. С. 184 -188.

Богородский В.В., Гаврило В.П., Недошивин С.А. Разрушение льда. Методы, технические средства. Л.: Гидрометеиздат. 1983. 232 с.

Богородский В.В., Гусев В.В., Хохлов Г.П. Физика пресноводного льда. Ленинград: Гидрометеиздат, 1971. 226 с.

Богородский В.В., Гусев А.В. Затухание звуковых волн во льду в диапазоне частот 200–1100 кгц // Акустический журнал. Т. 19, выпуск 2. 1973. С. 133-139.

Богородский В.В., Хохлов Г.П. Акустические характеристики льда, находящегося под статическим давлением // Акустический журнал. Т. 13, вып. 1. 1967. С. 713-716.

Богородский В.В., Гаврило В.П. Физические свойства. Современные методы гляциологии. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 384 с.

Болотин Ю.И., Маслов Л.А., Полунин В.И. Установление корреляции между размером трещины и амплитудой импульсов акустической эмиссии // Дефектоскопия. № 4. 1975. С. 119 -122.

Браун У., Сроули Дж. Испытание высокопрочных металлических материалов на вязкость разрушения при плоской деформации. М.: Мир. 1972. 246 с.

Брок Д. Основы механики разрушения. Лейден. 1974. Пер. с англ. М.: Высшая школа. 1980. 368 с.

Буйницкий В.Х. О влиянии диатомовых водорослей на строение и прочность морских льдов // Труды САЭ. Т. 44. 1965. С. 83- 88.

Буйницкий В.Х. Влияние микроскопических водорослей на строение и прочность морских антарктических льдов // Океанология. Т.8, вып. 6. 1968. С. 90.

Буйницкий В.Х., Дмитриаш Ж.А. Новые данные по физике морских льдов Антарктики // Труды САЭ. Т.44. 1965. С. 44 - 82.

Вавакин А.С., Салганик Р.Л. Об эффективных характеристиках неоднородных сред с изолированными неоднородностями // Известия АН СССР. Механика твердого тела. № 3. 1975. С. 63-75.

Валиев Р.З., Александров И.В. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. М.: Логос. 2000. 271 с.

Василенко Е.В., Глазовский А.Ф., Мачерет Ю.Я., Наварро Ф.Х., Калашиников А.Ю., Мирошниченко Д.Е., Резников Д.С. Радиофизические исследования ледника Альдегонда на Шпицбергене в 1999 г. // *Материалы гляциологических исследований*. Вып. 90. 2001. С. 86 - 99.

Вейнберг Б.П. Лед. М.-Л.: Гостехтеориздат. 1940. 524 с.

Виноградов Г.В., Малкин А.Я. Реология полимеров. М.: Химия. 1977. 438 с.

Виноградов С.Д. Акустический метод в исследованиях по физике землетрясений. С. Д. Виноградов. АН СССР. Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта. М.: Наука. 1989. 178 с.

Виноградов С. Д. Акустические наблюдения процессов разрушения горных пород. Акад. наук СССР. Ин-т физики Земли им. О. Ю. Шмидта. Москва: Наука, 1964. 84 с.

Войтковский К.Ф. Механические свойства льда. М.: Изд-во АН СССР. 1960. 100 с.

Войтковский К.Ф., Голубев В.Н. Зависимость механических свойств льда от его структуры // В Сб. *Материалы симпозиума «Лед и его воздействие на гидротехнические сооружения»*, 26-29 сентября Л. Т.1. 1972. С. 3-7.

Воронина И.Ю., Епифанов В.П. О возможности оценки напряженно-деформированного состояния ледяного покрова по характеристикам зондирующего импульса // *Известия АН СССР. Механика твердого тела*, № 5. 1983. С. 184-187.

Воронина И.Ю., Епифанов В.П. Акустические исследования структурных изменений гранита при осевом сжатии // *Акустический журнал*. Т. 26. 1980а. С. 371-376.

Вялов С.С. Реологические основы механики грунтов // *Реология грунтов и инженерное мерзлотоведение*. М.: Наука. 1982. С. 5 - 21.

Вялов С.С., Максимяк Р.В., Разбегин В.Н. Деформирование и разрушение льда как анизотропного тела // В сб. научных трудов "Проблемы механики грунтов и инженерного мерзлотоведения" М.: Стройиздат, 1990. С. 16 - 24.

Гаврилов Б.Г., Лившиц Л.Д. Возможная связь изменения частот импульсов акустической эмиссии с напряжениями в очаге разрушения при одноосном нагружении гранита и бетона. В кн. "Физические основы прогнозирования разрушения горных пород". Фрунзе: Илим. 1985. С. 56.

Глазовский А.Ф., Епифанов В.П., Юрьев Р.В. Реологические характеристики льда и их влияние на динамику антарктического ледникового покрова // *Материалы гляциологических исследований*. № 105. 2008. С. 17-28.

Глазовский А.Ф., Епифанов В.П., Лаврентьев И.И., Мачерет Ю.Я. Геофизические методы исследования процессов в ледниках // *Роль географии в изучении и предупреждении природно-антропогенных стихийных явлений на территории СНГ и Грузии / Междунар. Ассое. Акад. Наук, Объед. Научн. Совет по фундаментальным географическим проблемам, Российская акад. Наук, Научн. Совет по фонд.* М.: Медиа-Пресс. 2015,б. С. 128 - 144.

Гольдштейн Р.В., Епифанов В.П. Адгезионная прочность гололедных отложений на элементах металлических конструкций // *Вестник нижегородского*

государственного университета. Серия: Математика, механика, информатика. Т. 12, вып. 4. 2012. С. 21 - 40.

Гольдштейн Р.В., Епифанов В.П. К измерению адгезии льда к другим материалам // Вестник Перм. гос. тех. ун-та. Механика. № 2. 2011. С. 28 -41.

Гольдштейн Р.В., Епифанов В.П. Способ удаления снега и/или льда с проводов линий электропередач и устройство для его осуществления // Патент на изобретение RUS 2460188. 15.07. 2011.

Гольдштейн Р.В., Епифанов В.П., Осипенко Н.М. Масштабный эффект при разрушении речного льда в условиях индентирования // Актуальные проблемы механики: механика деформируемого твердого тела: сб. трудов/ отв. Ред. Р.В. Гольдштейн; Ин-т проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН. М.: Наука. 2009. С. 35 - 55.

Гранато А., Люкке К. Струнная модель дислокации и дислокационное поглощение звука // В сб. Физическая акустика под ред. У.Мезона. М.: Изд-во Мир, Т.4. Часть А. 1969. С. 261-321.

Гудмен Д. Измерение критического коэффициента интенсивности напряжений K_{Ic} поликристаллического льда при больших скоростях нагружения // В сб. Физика и механика льда: Пер. с англ. Под ред. П. Трюде. М.: Мир, 1983. С. 127-139.

Давиденков Н.Н. О рассеянии энергии при вибрациях // ЖТФ Т. 8, вып. 6. 1938. С. 483 – 499.

Домаркас В.И., Кажис Р. Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс: Изд-во «Минитас», 1975. 256 с.

Епифанов В.П. Влияние промежуточного слоя на прочность соединения льда с подложкой // Доклады РАН. Техническая физика. Т. 472, № 1. 2017. С. 27 - 32.

Епифанов В.П. Физическое моделирование режимов движения ледников // Лед и Снег. 2016,а. Т. 56. № 3. С. 333-344.

Епифанов В.П. Акустические спектры и stick-slip течения льда в цилиндрическом канале с препятствиями // 7-я международная научная школа молодых ученых «Волны и вихри в сложных средах». 30 ноября - 02 декабря 2016 г., г. Москва. Сборник материалов школы. Часть 2. М.: ПРИНТ ПРО. 2016,б. С. 211 - 215.

Епифанов В.П. Моделирование процессов рекристаллизации в придонных слоях ледников // Криосфера Земли. Т. XIX, № 3. 2015. С. 20-31.

Епифанов В.П. Применение акустических методов в исследованиях снежного покрова // Криосфера Земли. Т. XVIII. № 3. 2014. С. 101 – 113.

Епифанов В.П. Движение льда в Антарктическом ледниковом покрове // Материалы гляциологических исследований. Вып. 105. 2008. С. 166 - 172.

Епифанов В.П. Физические механизмы контактного разрушения льда // Доклады РАН. Техническая физика. Т. 412. № 1. 2007а. С. 39 - 43.

Епифанов В.П. Реологические особенности антарктического льда //Материалы гляциологических исследований. 2007,б. № 103. С. 96 - 106.

Епифанов В.П. Механика и прочность пресного льда // Материалы гляциологических исследований. Вып. 98. 2005. С. 56 - 64.

Епифанов В.П. Разрыв и динамическая твердость льда // Докл. РАН. Т. 394, № 6. 2004. С. 763 - 766.

Епифанов В.П. Упругость поликристаллического льда // Материалы гляциологических исследований. Вып. 93. 2004. С. 101-111.

Епифанов В.П. Мезомеханика упругого деформирования льда // Материалы гляциологических исследований. Вып. 95. 2003. С. 9 - 21.

Епифанов В.П. Метод пенетрации - как основа контактных методов контроля качества материалов. // Наука производству. Т. 1, № 3. 1998. С. 45 - 47.

Епифанов В.П. Определение удельной энергии разрушения льда в условиях естественного залегания // Материалы гляциологических исследований. Вып. 83. 1997. С. 177-184.

Епифанов В.П. Микромеханика деформирования и разрушения льда // Известия РАН. Механика твердого тела. № 4. 1996. С. 111-128.

Епифанов В.П. Метод и устройство для определения прочностных свойств бетона // Бетон и железобетон. Стройиздат, № 5 (476). 1995. С. 20 - 23.

Епифанов В.П. Метод и устройство для измерения прочностных свойств льда. // Материалы конференций и совещаний по гидротехнике: Исследование влияния сооружений гидроузлов на ледовый и термический режимы рек и окружающую среду "ЛЕД-89". Ленинград: Энергоатомиздат, 1991. С. 129-136.

Епифанов В.П. Механика деформируемого льда // Итоги науки и техн. ВИНТИ. Сер. Гляциология. Том 8. 1991. С. 1 - 200.

Епифанов В.П. Применение принципа температурно-временной аналогии к проблемам разрушения льда и снега // Лед и Снег. № 8. 1990,а. С. 9 - 12.

Епифанов В.П. Воздействие движущейся снежной массы на сооружение // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. № 3. 1990,б. С. 176 - 182.

Епифанов В.П. Определяющее реологическое соотношение для льда // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. № 3. 1989. С. 118 - 125.

Епифанов В.П. Трещинообразование во льду при сжатии // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. № 4. 1988. С. 181 - 188.

Епифанов В.П. Разрушение льда при контактных взаимодействиях // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. № 6. 1986. С. 177 - 185.

Епифанов В.П. Разрушение льда при ударных взаимодействиях // Докл. АН СССР. Т. 284. N 3. 1985,а. С. 599-603.

Епифанов В.П. Некоторые результаты экспериментальных исследований механических свойств ледяного покрова // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. № 2. 1985,б. С. 182 - 191.

Епифанов В.П. Некоторые экспериментальные исследования вязкоупругих тел // Сб. Механика деформируемых тел и конструкций. Ереван: Изд-во АН Армянской ССР. 1985, в. С. 169 - 174.

Епифанов В.П. Механика разрушения льда в зависимости от температуры и скорости нагружения // Изв. РАН. Механика твердого тела. № 2. 1984. С. 188-196.

Епифанов В.П. Механика разрушения льда в зависимости от температуры и скорости нагружения // Известия РАН. Механика твердого тела. № 2. 1984. С. 188 - 196.

Епифанов В.П. Разрушение поликристаллического льда // Докл. АН СССР. Т. 267, № 6. 1982а. С. 1364-1367.

Епифанов В.П. К вопросу о механических свойствах льда // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. № 1. 1982, б. С. 187-192.

Епифанов В.П. Акустические исследования структурных изменений при растяжении высоконаполненных полимерных композиций на основе каучука // Академия Наук. Высокомолекулярные соединения. Т. (А)24, № 7. 1982в. С. 1386 - 1390.

Епифанов В.П. Акустические исследования водных растворов полиэтиленоксида // Высокомолекулярные соединения. Изд-во РАН. Том (А) XX. № 4. 1978. С. 942-946.

Епифанов В.П., Воронина И.Ю. Кинетика разрушения и изменение акустических параметров гранита при осевом сжатии // Известия академии наук Армянской ССР. Т. 33. №2. 1980. С. 64 - 69.

Епифанов В.П. Snow fracture micromechanics // Extended Abstracts (International Symposium on Snow & Related Manifestations): SASE Manali (HP), INDIA. 1994. P. 102 - 105.

Епифанов В.П. Изобретение SU № 1569730 (1990) Способ калибровки пьезоэлектрических акселерометров. Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений СССР 8 февраля 1990 г. Бюл. № 21. 07.06.90.

Епифанов В.П., Кузьменко В.П. Изобретение SU № 1608600 (1990). Способ прогнозирования лавинной опасности. Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений СССР 22 июля 1990 г. Бюл. № 43. 23.11.90.

Епифанов В.П. Изобретение SU № 1518712 (1988). Способ нагружения образцов при испытании на растяжение. Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений СССР 1 июля 1989 г. Бюл. № 40. 30.10.89.

Епифанов В.П., Болов В.Р. Изобретение/Патент SU № 1539583 (1988). Пенетрометр. Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений СССР 1 октября 1988 г. Бюл. № 4. 30.01.90.

Епифанов В.П., Гольдштейн Р.В. Патент на изобретение RU № 2460188. Способ удаления снега и/или льда с проводов линий электропередач и устройство для его осуществления. Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений РФ 27 августа 2012 г.

Епифанов В.П., Гольдштейн Р.В. Патент на полезную модель RU № 130758. Устройство для удаления снега и/или льда с проводов линий электропередач. Июль 27, 2013.

Епифанов В.П., Осокин Н.И. Патент на изобретение RU № 2552859. Способ определения пространственно-временной неоднородности снежного покрова в условиях его естественного залегания. Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений РФ 14 мая 2015 г. Бюл. № 6. 2013.

Епифанов В.П., Казаков Н.А. Патент на полезную модель RU № 137923. Пенетромтр. Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей РФ 05 февраля 2014 г. Бюл. № 6. 27.02.2014.

Епифанов В.П., Епифанов М.С. Патент на изобретение RU № 2142617. Устройство для определения прочностных свойств тонкостенных конструкций. Опубликовано 10.12.1998.

Епифанов В.П., Воронина И.Ю. Кинетика разрушения и изменение акустических параметров гранита при осевом сжатии // Известия академии наук Армянской ССР. Т. 33, № 2. 1980ж. С. 64 - 69.

Епифанов В.П., Глазовский А.Ф. Исследование ледников на основе акустических измерений // Лед и снег. № 3 (123). 2013. С. 12–19.

Епифанов В.П., Глазовский А.Ф. Акустические методы в механике движения ледников // Вестник Нижегородского ун-та им. Н.И. Лобачевского. № 4. Ч. 2. 2011. С. 427–429.

Епифанов В.П., Глазовский А.Ф. Акустические характеристики как индикатор особенностей движения льда в ледниках // Криосфера Земли. Т. XIV, № 4. 2010. С. 42–55.

Епифанов В.П., Глазовский А.Ф., Осокин Н.И. Физическое моделирование контакта ледника с ложем (эксперименты) // Лед и снег. № 1 (121). 2013,б. С. 43-52.

Епифанов В.П., Кудиков А.В. Влияние микробиоты на структуру и физико-механические характеристики льда // Комплексные исследования природы Шпицбергена и прилегающего шельфа: материалы Всерос. научн. конф. с международным участием (Мурманск, 2-4 ноября 2016 г.). Вып. 13 [под общ. ред. Г.Г. Матишов и Г.А. Тарасов]. Ростов н/Д: Изд-во ЮНЦ РАН. 2016. С. 279-283.

Епифанов В.П., Кудря В.П. Метод оценки механических свойств вязкоупругих материалов при их ударном взаимодействии с индентором // Заводская лаборатория. No 2. 1985. С. 64-66.

Епифанов В.П., Кузьменко В.П. Механика разрушения снега // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. № 4. 1986. С. 191-197.

Епифанов В.П., Леонов А.И. О динамических сдвиговых измерениях в водных растворах полиэтиленоксида низкой концентрации // Высокомолекулярные соединения / М.: Изд-во РАН. Том (А) XXI. № 4. 1979. С. 710 - 715.

Епифанов В.П., Осокин Н.И. Пространственная изменчивость прочностных свойств речного льда // Материалы гляциологических исследований. Вып 97. 2004. С. 128 - 140.

Епифанов В.П., Осокин Н.И. Исследование прочностных свойств снега на горном склоне архипелага Шпицберген // Криосфера Земли. Т. XIV, № 1. 2010. С. 81-91.

Епифанов В.П., Осокин Н.И. Пластическое течение и разрыв снежного покрова на горных склонах острова Шпицберген // Криосфера Земли. Т. XIII, № 2. 2009. С. 82-93.

Епифанов В.П., Русинов А.А. Об использовании метода свободно падающего индентора для определения механических характеристик снежного покрова // Материалы гляциологических исследований. Вып. 59. 1987. С. 116-121.

Епифанов В.П., Саватюгин Л.М. Влияние препятствий на ложе на движение ледника // Проблемы Арктики и Антарктики. № 2 (96). 2013. С. 55 - 66.

Епифанов В.П., Саватюгин Л.М. Акустические исследования абляционного слоя ледника на примере ледника Альдегонда (Шпицберген) // Проблемы Арктики и Антарктики. № 4 (90). 2011. С. 87 - 98.

Епифанов В.П., Сазонов К.Е., Лопашов К.А. Спектры акустической эмиссии при испытаниях моделей в ледовом бассейне // Труды ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова. № 88 (372). 2015. С. 319 - 330.

Епифанов В.П., Шадрин В.В., Шемякин А.Н. Механика разрушения наполненных эластомеров при динамическом воздействии // Высокомолек. соединения. Сер. А. Т. 29, № 5. 1987. С. 1007 - 1012.

Епифанов В.П., Юрьев Р.В. Вязкость разрушения пресного льда // Докл. РАН. Т. 406, № 2. 2006. С. 187-191.

Епифанов В.П., Фаустов М.А. Метод оценки напряженно-деформированного состояния вязко-упругого тела // Заводская лаборатория. № 5. 1982. С. 67 - 69.

Епифанов В.П., Фаустов М.А. Оценка накопления повреждений в поликристаллическом материале // Заводская лаборатория. № 6. 1983. С. 78-80.

Епифанов В.П., Фаустов М.А. Метод исследования структурных изменений в вязкоупругих телах при сжатии // Заводская лаборатория. Т. 50, № 11. 1984. С. 74-76.

Епифанов В.П., Фаустов М.А. Изменение эффективного сечения трещин при деформировании льда // Известия РАН. Механика твердого тела. № 6. 1982. С. 171-176.

Зарембо Л.К. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука. 1966. 519 с.

Зарембо Л.К., Красильников В.А. Нелинейные явления при распространении упругих волн в твердых телах // УФН. Т. 102, № 4. 1970. С. 549 - 586

Зарецкий Ю.К., Чумичев Б.Д., Соломатин В.И. и др. Разрушение льда в условиях кратковременной ползучести // В кн.: Инженерное мерзлотоведение. Новосибирск: Наука. 1979. С. 115-127.

Зарецкий Ю.К., Чумичев Б.Д. Кратковременная ползучесть льда. Новосибирск: Наука. 1982. 120 с.

Картер Д.С. Хрупкое разрушение поликристаллического льда при сжатии // Симпоз. МАГИ: "Лед и его воздействие на гидротехнические сооружения". Л.: Гидрометиздат. Тр. ААНИ. Т. 300. 1972. С. 69 - 79.

Кильчевский Н.А. Динамическое контактное сжатие твердых тел. Удар. Киев: Наукова думка. 1976. 320 с.

Кобеко П.П. Аморфные вещества. М.-Л.; Изд-во АН СССР. 1952. 432 с.

Кобеко П.П., Марей Ф.И. Смачивание и прочность склеивания // Журнал технической физики. Т. 16, № 277. 1946. С. 277 - 282.

Колесников Ю.В., Морозов Е.М. Механика контактного разрушения. М.: Наука. Гл. ред. Физ.-мат. лит., 1989. 224 с.

Колтунов и Трояновский И.Е. Условия существования температурно-временной аналогии // Механика полимеров. № 2. 1970. С. 217 - 222.

Конева Н.А., Козлов Э.В. Физическая природа стадийности пластической деформации // Известия ВУЗов. Физика. № 2. 1990. С. 89 - 106.

Кренке А.Н. Реологические свойства льда. Гляциологический словарь. Л.: Гидрометеиздат. 1984. С. 373-375.

Курдюмов В.А., Хейсин Д.У. Гидродинамическая модель удара твердого тела о лед // Прикладная механика. Т. 12, № 10. 1976. С. 103 - 109.

Лавров В.В. О различии свойств льда на сжатие и на растяжение // Доклады РАН. Т. 162, № 1. 1965. С. 54-56.

Лавров В.В. Деформация и прочность льда. Л.: Гидрометеиздат, 1969. 208 с.

Ландау Л.Д., Халатников И.М. Об аномальном поглощении звука вблизи точек фазового перехода второго рода // ДАН СССР, 1954. Т. 96, № 3. С. 469 - 472.

Лебедев А.Б. Амплитудно-зависимый дефект модуля упругости в основных моделях дислокационного гистерезиса // Физика твердого тела. Т. 41. Вып. 7. 1999. С. 1214 - 1221.

Лихоманов В.А., Хейсин Д.Е. Экспериментальное исследование удара твердого тела о лед // Проблемы Арктики и Антарктики. Вып. 38. 1971. С. 105 - 111.

Малинин Н.Н. Прикладная теория пластичности и ползучести. Учебник для студентов вузов. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: «Машиностроение». 1975. 400 с.

Малыгин Г.А. Акустопластический эффект и механизм суперпозиции напряжений // Физика твердого тела. 2000. Т. 42. Вып. 1. С. 69 -75.

Меллор М. Механические свойства поликристаллического льда // В Сб. Физика и механика льда: Пер. с англ./Под ред. П.Трюде. М.: Изд-во «МИР». 1983. С. 202 - 239.

Мак-Скимин Г. Ультразвуковые методы измерения механических характеристик жидкостей и твердых тел //Физическая акустика под ред. У. Мэзона. Изд-во «Мир». Том 1, часть А. Глава 4. 1966. С. 327 - 397.

Мельников И.А. Экосистемы Арктического морского льда. М.: Институт океанологии РАН. 1989. 191 с.

Меркулов Л.Г. Поглощение и диффузное рассеяние ультразвука в металлах // ЖЭТФ. 1957. Т. 27. Вып. 5. С. 1045 - 1050.

Миллер К. Применение механики разрушения к ледовым проблемам // В сб. Физика и механика льда: Пер. с англ. под ред. П. Трюде. М.: Мир. 1983. С. 258 - 272.

Михайлов И.Г., Соловьев В.А., Сырников Ю.П. Основы молекулярной акустики. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы. 1964. 516 с.

Мэзон У. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке. ИЛ. 1952. 430 с.

Мячкин В.И. Процессы подготовки землетрясений. М.: Наука. 1978. 232 с.

Назаров В.Е., Кияшко С.Б. Акустические волны в средах с гистерезисной нелинейностью и линейной дисперсией // Журнал технической физики. Т. 84. Вып. 3. 2014. С. 1-7.

Никитин В.А., Ковалев С.М. Прочность морского ледяного покрова // Метеорология и гидрология. № 12. 2002. С. 62 - 69.

Ноздрев В. Ф. Применение ультразвука в молекулярной физике. М.: Физматгиз. 1958. 456 с.

Панин В.Е. Синергетические принципы физической мезомеханики // Физическая мезомеханика. Т.3. № 6. 2000. С. 5 -36.

Пападакис Э. Затухание ультразвука, обусловленное рассеянием в поликристаллических средах // В сб. Физическая акустика, под ред. У.Мэзона. М.: Изд-во Мир. Т.4. Часть Б. 1969. С. 315-381.

Патерсон У.С.Б. Физика ледников. М.: Мир. 1984. 472 с.

Пасынков Р.Е. Пьезоэлектричество. Ультразвук: Маленькая энциклопедия. М.: Изд-во: Советская энциклопедия. 1979. С. 286 - 288.

Певерли Дж. Экспериментальные методы // В сб. Физическая акустика, под ред. Мэзона, т. IV, часть А. Изд. «МИР». 1969. С. 416 - 421.

Перепечко И.И. Акустические методы исследования полимеров. М.: "Химия". 1973. 296 с.

Петров И.Г. Выбор наиболее вероятных значений механических характеристик льда // Научн. труды Ин-та Арктики и Антарктики. Т. 331. 1976. С. 4-41.

Пехович А.И. Основы гидроледотермики. Л.: Энергоатомиздат, 1983. 200 с.

Прикладные вопросы вязкости разрушения. Пер. с англ. Под ред. Б.А. Дроздовского. М.: Мир. 1968. 552 с.

Раннелс Л.К. Явление диффузии и релаксации во льду // Физика льда. (Обзор докл. Междунар. симпоз. Мюнхен, 1968). Л.: Гидрометеоздат, 1973. С. 124 - 127.

Савельев Б. А. Гляциология. М.: Изд-во МГУ. 1991. 288 с.

Савельев Б.А., Гуликов А.Е. Изменение структуры льда под действием нагрузки // Мерзлотные исследования. Вып. IV. М.: Изд-во Моск. Ун-та. 1964. С. 391- 396.

Салганик Р.Л. Механика тел с большим числом трещин // Известия АН СССР. Механика твердого тела. № 4. 1973. С. 149-158. Об эффективных характеристиках материала с большим числом трещин. Возможность геофизического определения параметров трещиноватости пласта в связи с задачей обеспечения выбрособезопасности. М.: Препринт ИПМех РАН СССР. № 154. 1980. 28 с.

Скучик Е. Основы молекулярной акустики. М.: Мир. Т. 1. 1976. 520 с.

Степанов В.А., Песчанская Н.Н., Шнейзман В.В. Прочность и релаксационные явления в твердых телах. Л.: Наука. 1984. 246 с.

Сторожев М. В., Попов Е. А. Теория обработки металлов давлением. Москва: Машиностроение. 1977. 423 с.

Тимошенко С.Л., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука. 1975. 576 с.

Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: "Мир". 1972. 308 с.

Уикс У.Ф., Ассур А. Разрушение озерного и морского льда // В сб. Разрушение. Под ред. Г.Либовица. М.: Изд-во "Мир". Т.7(1), 1976. С. 513-623.

Ферри Дж. Вязкоупругие свойства полимеров. М.: Изд-во Иностранной литературы. 1963. 316 с.

Физическая акустика. Под ред. У. Мезона. Т. 4, Ч. А. Применения физической акустики в квантовой физике и физике твердого тела. М.: Мир. 1969. 436 с; Т. 3, Ч. А. Влияние дефектов на свойства твердых тел. М.: Мир. 1969. 578 с.

Физические величины. Справочник (1991). **А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.** Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат. 1991. 1232 с.

Френкель Я.И., Образцов Ю.Н. Феноменологическая теория механических свойств аморфных тел и распространение колебаний в них// Журн. эксперим. и теоретич. физики. 1939. 9. Вып. 9. С. 1081-1093.

Фрост Г. Дж., Эшелби М.Ф. Карты механизмов деформации. Пер. с англ. Л.М. Бернштейна. Челябинск. «Металлургия». 1989. 328 с.

Хейсин Д.Е., Лихоманов В.А. Экспериментальное определение удельной энергии механического дробления льда при ударе // Проблемы Арктики и Антарктики. № 41. 1973. С. 55-61.

Хейсин Д.Е., Черепанов Н.В. Изменение структуры льда в зоне удара твердого тела о поверхность ледяного покрова // Проблемы Арктики и Антарктики. Вып. 34. 1970. С. 79 - 84.

Хеллан Л. Введение в механику разрушения. Пер. с англ. М.: Мир. 1988. 364 с.

Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения. М.: "Наука". 1974. 640 с.

Черепанов Н.В. Классификация льдов природных водоемов // Научные труды Ин-та Арктики и Антарктики. Т. 331. 1976. С. 77 - 99.

Шемякин Е.И. О хрупком разрушении твердых тел // Вестн. Моск. ун-та. Серия 1, Математика, механика. № 3. 2003. С. 76 - 81.

Шумский П.А. Основы структурного ледоведения. М.: Издательство АН СССР. 1955. 492 с.

Шумский П.А. О законе течения поликристаллического льда // Научн. тр. Ин-та механики МГУ. № 2. 1975. С. 54-68.

Эшелби Дж. Континуальная теория дислокаций. Издательство иностранной литературы. 1963. 248 с.

Alley R.B., Gow A.J., Meese D.A. Mapping c-axis fabrics to study physical processes in ice // J. Glaciol. V. 41 (137). 1995. P. 197 - 203.

Alley R. B. Flow-law hypotheses for ice-sheet modeling // J. Glaciol. V. 38. 1992. P. 245–256.

Amitrano D., Arattano M., Chiarle M. et al. Microseismic activity analysis in unstable rock masses // Nat. Hazards Earth Syst. Sci., 10, 2010. P. 831–841. www.nat-hazards-earth-syst-sci.net/10/831/2010/

Amundson J. M., Truffer M., Luthi M. P. Timedependent basal stress conditions beneath Black Rapids Glacier, Alaska, USA, inferred from measurements of ice deformation and surface motion // J. Glaciol. 52. 2006. P. 347 – 357. Faraday Discussions. DOI: 10.1039/C2FD00128D

Arrigo K.R. Primary production in sea ice // In: Thomas D.N., Dieckmann G.S. Sea ice. An introduction to its physics, chemistry, biology and geology. Oxford: Blackwell Publisher. 2003. P. 143 - 183.

Auty R.P., Cole R.H. Dielectric properties of ice and solid D₂O // J. Chem. Phys. 20. No. 5. 1952. P. 1309 - 1314.

Barnes P., Tabor D., Walker J. C. F. The friction and creep of polycrystalline ice // Proc. R. Soc. London. Ser. A, 324. (1971). P. 127 – 155. doi:10.1098/rspa.1971.0132.

Beeman M., Durham W.B., Kirby S.H. Friction of ice // Journ. of Geophys. Research Letters. V. 93. 1988. P. 7625-7633.

Bell J.F., Stein A. The incremental loading wave in the pre-stressed plastic field // J. de Mecaniqu. 1, No. 4. 1962. P. 395 - 412.

Bentley C.R., Kohnen H. Seismic refraction measurements of internal friction in Antarctic ice // J. Geophys. Res. Vol. 81. No. 8. 1976. P. 1519 – 1526.

Bertie J. E., Whalley E. Infrared Spectra by Mulling Techniques at Liquid Nitrogen Temperature // Spectrochim. Acta. 20. 1964. P. 1349-1356.

Bevan Benjamin. Account of an experiment on the elasticity of ice// Phil. Trans. Roy.Sos. London. Part III. 1826. P. 304 - 306.

Bjerkelund C. A., Lapp D. J., Ramseier R. O., Sinha N. K. The texture and fabric of the second year sea ice cover at Mould Bay, Prince Patrick Island NWT // Proc. Int. Geosci. Remote Sens. Symp. V.1. 1983. P. 426 – 431.

Blackford J.R., Skouvaklis G., Purser M., Koutsos V. Friction on ice: stick and slip. // Faraday Discuss., 2012. P. 243 - 254. doi: 10.1039/C2FD00128D. 09/11/2014.

Bowden F.P., Tabor D. The friction and lubrication of solids. Pt. 1. Oxford: Clarendon Press. 1954. P. 372-384.

Bowden F. P. Tabor D. Friction and Lubrication of Solids. Part II. London. Oxford University Press. 1964.

Booth A.D., Mercer A., Clark R., Murray T., Janssor P., Axtell C. A comparison of seismic and radar methods to establish the thickness and density of glacier snow cover // Ann. Glaciol. V. 54(64). 2013. P. 73 - 82. doi:10.3189/2013AoG64A044

Breton D. J., Baker I, Cole D.M. Microstructural evolution of polycrystalline ice during confined creep testing // Cold Regions Science and Technology journal homepage. 2016. www.elsevier.com/locate/coldregions.

British Standards 7448-1:1991 "Fracture mechanics toughness tests. Method for determination of K_{Ic} critical CTOD and critical J values of metallic materials". 1991. 49 p.

Brown E. Experiments on strength of ice. St. Lawrence Waterway Project // In. Report on Joint Board of Engineers. App. F. 1926. P. 423-453.

Budd W.F., Jacka T.H. A review of ice rheology for ice sheet modeling // Cold Reg. Sci. Technol. 16 (2). 1989. P. 107-144.

Castelnau O., Blackman D.K., Lebensohn R.A., Castaneda P.Ponte Micromechanical modeling of the viscoplastic behavior of olivine // J. Geophys. Res., 113. 2008a. B09202. doi:10.1029/2007JB005444.

Castelnau, O., Lebensohn R., Castaneda A., Ponte P., Blackman D.K. Earth mantle rheology inferred from homogenization theories, in Multiscale Modeling of Heterogeneous Materials, edited by O. Cazacu, John Wiley, London. 2008,b. P. 55 – 70.

Cohen D., Hooyer T. S., Iverson N. R., Thomason J. F., Jackson M. Role of transient water pressure in quarrying: A subglacial experiment using acoustic emissions // J. Geophys. Res., 111, F03006, 2006, P. 2003-2012. doi:10.1029/2005JF000439.

Cole D.M., Gould L.D. Reversed direct-stress tensing of ice: Equipment and example results // Cold Regions Sci. Technology. V. 18. 1990. P. 295-302.

Cole D.M. The microstructure of ice and its influence on mechanical properties // Engineering Fracture Mechanics. V. 68 (1-18). 2001. P. 1797-1822.

Cyprych D, Piazzolo S., Wilson C. J.L., Luzin V, Prior D.J. Rheology, microstructure and crystallographic preferred orientation of matrix containing a dispersed second phase: Insight from experimentally deformed ice //Earth and Planetary Science Letters. V. 449. 2016. P. 272–281. <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2016.06.010>.

Cuffey K.M, Paterson W.S.B. The physics of glaciers. 4th edn. Butterworth-Heinemann, Oxford. 2010.

Cuffey K.M., Conway H., Gades A., Hallet B., Raymond C.F., Whitlow S. Deformation properties of subfreezing glacier ice: role of crystal size, chemical impurities, and rock particles inferred from in situ measurements // J. Geophys. Res., V. 105 (B12). 2000,a. P. 27895–27915. doi: 10.1029/2000JB900271.

Cuffey K.M., Thorsteinsson T., Waddington E.D. () A renewed argument for crystal size control of ice sheet strain rates // *J. Geophys. Res.* V. 105(B12), No. 27. 2000,b. P. 889–27 894. doi: 10.1029/ 2000JB900270.

Dantl G. Elastic moduli of ice // In *Physics of ice: Proc. Int. Symp. Munich, 1968.* N.Y. 1969. P. 223-230.

Delsanto P.P., Johnson P.A., Ruffino E., Scalerandi M. Simulation of Acoustic Wave Propagation in Nonclassical, Nonlinear Media // *Nonlinear Acoustics at the Turn of the Millennium.* ISNA 15 (eds. W. Lauterborn, T. Kurz), AIP Press, NY). 2000. P. 275-278.

Dempsey J.P., Defranco S.J., Adamson R.M., Mulmule S.V. Scale effects on the in-situ tensile strength and fracture of ice. Part I: Large grained freshwater ice at Spray Lakes Reservoir, Alberta // *International Journal of Fracture* 95. 1999. P. 325-345.

Drewry D. *Glacial Geologic Processes.* London, Baltimore, Md.: Edward Arnold, 1986, 276 p.

Drury M.R., Urai J.L. 1990. Deformation-related recrystallization processes // *Tectonophysics.* V. 172. P. 235-253.

Dugdale D.S. Yielding of steel sheets containing slits // *J. Mech. Phys. Solids.* V. 8, No 2. 1960. P. 100-104.

Durand G., Gillet-Chaulet F., Svensson A., Gagliardini O., Kipfstuhl S., Meyssonier J., Parrenin F., Duval P., Dahl-Jensen D. Change in ice rheology during climate variations-implications for ice flow modeling and dating of the EPICA Dome C core // *Clim. Past.* No. 3. 2007. P. 155–167.

Durham W.B., Prieto-Ballestros O., Goldsby D.L., Kargel J.S. Rheological and thermal properties of ice materials // *Space Sci. Rev.* Vol. 153. No. 1. 2010. P. 273-298. doi 10.1007/s11214-009-9619-1.

Duval P., Arnaud L., Brissaud O., Montagnat M. Deformation and recrystallization process of ice from polar ice sheets // *Annals of Glaciology.* V. 30. 2000. P. 83 - 87.

Eastgate T., Sammonds P. Fabric and textural evolution within the EPICA ice cores: EDC and EDML // *Geophysical Research Abstracts.* Vol. 9. 2007. P. 02761.

Echelmeyer K., Wang Z. Direct observation of basal sliding and deformation of basal drift at sub-freezing temperatures // *J. Glaciol.* V. 33(113). 1987. P. 83 – 98.

Ebert A., Herwegh M., Evans B., Pfiffner A., Austin N., Vennemann T. Microfabrics in carbonate mylonites along a large-scale shear zone (Helvetic Alps) // *Tectonophysics.* V. 444. 2007. P. 1– 26. <http://dx.doi.org/10.1016/j.tecto.2007.07.004>.

Eshelby J.D. Dislocations as a Cause of Mechanical Damping in Metals // *Proc. Roy. Soc.* V. A197 No. 396. 1949. P. 396–416.

Faria S.H., Weikusat I., Azuma N. The microstructure of polar ice. Part I: Highlights from ice core research // *J. Struct. Geol.* V. 61. 2014. P. 2 – 20.

Faria S.H., Weikusat I., Azuma N. The microstructure of polar ice. Part II: State of the art // *J. Struct. Geol.* V. 61. 2014. P. 21– 49.

Fitzsimons S. Mechanical behaviour and structure of the debris-rich basal ice layer // In Knight PG ed. Glacier science and environmental change. Blackwell, Maldon, MA. 2006. P. 329–335.

Fliervoet T.F., White S.H., Drury M.R. Evidence for dominant grain-boundary sliding deformation in greenschist-and amphibolite-grade polymineralic ultramylonites from the Redbank Deformed Zone, Central Australia // J. Struct. Geol. V. 19. 1997. P. 1495–1520. [http://dx.doi.org/10.1016/S0191-8141\(97\)00076-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0191-8141(97)00076-X).

Fish A.M. Thermodynamic model of creep at constant stress and constant strain rate // Cold Reg. Sci. and Technol. 1984. V. 9. No. 2. P. 143-161.

Fortt A., Schulson E.M., Russell E. Sliding along Colombic shear faults in ice // Can. J. Phys. V. 81, № 1-2. 2003. P. 519-527.

Frost H.J. Mechanisms of crack nucleation in ice // Engineering Fracture Mechanics. V. 68 (17-18). 2001. P. 1823-1837.

Frost H.J., Ashby M.F. Deformation-mechanism Maps. Oxford: Pergamon. 1982. Г. Дж. Фрост, М.Ф. Эшелби. Карты механизмов деформации. Перевод с англ. Л.М. Бернштейна. Челябинск: «Металлургия». 1989. 328 с.

Gammon P.H., Kieft H., Clouter M.J., Denner W.W. Elastic constants of artificial ice and natural ice samples by Brillouin spectroscopy // J. Glaciol. 29. 1983. P. 433-460.

Gillet-Chaulet F., Gagliardini O., Meyssonier J., Zwinger T., Ruokolainen J. Flow-induced anisotropy in polar ice and related ice-sheet flow modeling // J. Non-Newtonian Fluid Mech. V. 134. 2006. P. 33–43.

Glen J.W. The creep of polycrystalline ice // Proc. R. Soc. London. Ser. A. V. 288. 1955. P. 519-538.

Glen J.W., Perutz M.F. The growth and deformation of ice crystals // J. Glaciol. V. 2. 1954. P. 397– 403. <http://dx.doi.org/10.3189/002214354793702434>.

Glen J.W. The mechanical properties of ice. I. The plastic properties of ice // Advances Phys. V. 7, No. 26. 1958. P. 254-265.

Gödert G., Hutter K. Material update procedure for planar transient flow of ice with evolving anisotropy // Ann. Glaciol. V. 30. 2000. P. 107- 114.

Gold L.W. Some observation on the dependence of strain on stress for ice // Can. J. Phys. V. 36. 1958. P. 1265-1275.

Gold L.W. Statistical behaviour of the deformation for first loading of polycrystalline ice // Journ. of Glaciology. V. 49, No. 164. 2003. P. 37- 58.

Gold L.W. The cracking activity in ice during creep // Canad. J. of Phys. Vol. 38, No. 9. 1960. P. 1137-1148.

Gold L.W. On the elasticity of ice plates // Can. J. Civil Eng. V. 15. 1988. P. 1080 -1084.

Gold L.W. The elastic modulus of columnar-grain fresh-water ice // Ann. Glaciol. V. 19. 1994. P. 13 -18.

Goldsby D.L. Superplastic flow of ice relevant to glacier and ice-sheet mechanics // In: Glacier Science and Environmental Change. 2006. P. 308 – 314.

- Goodman D., Frost H.J., Ashby M.F.** The plasticity of polycrystalline ice // *Mag. Phil.* V. 43. No. 3. 1981. P. 665 - 695.
- Gross B., Srawley J.E.** Stress intensity factors for three-point bend specimens by boundary collocation // *Techn. Note D-3092. NASA.* Dec. 1965. P. 1-14.
- Guyer R.A., TenCate J., Johnson P.** Hysteresis and the Dynamic Elasticity of Consolidated Granular Materials // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 82. No. 16. 1999. P. 3280-3283.
- Guyer R., Johnson P.A.** Nonlinear mesoscopic elasticity: Evidence for a new class of materials // *Physics Today.* V. 52. 1999. P. 30 - 35.
- Gy R.** Stress corrosion of glass // In Bouchaud, E., ed. *Physical aspects of fracture.* Dordrecht. Kluwer Academic Publishers. 2001. P. 305-320.
- Hamann I., Weikusat C., Azuma N., Kipfstuhl S.** Evolution of ice crystal microstructures during creep experiments // *J. Glaciol.* V. 53 (182). 2007. P. 479-489.
- Herz H.** Uber die Beruhrung fester elastischen Korper // *J. fur die reine und angew. Nath.* B. 92. 1882. S. 156 -171.
- Hirth J.P., Lothe J.** *Theory of Dislocations*, second ed. Krieger Publishing Company, Malabar, FL. 1992.
- Hobbs P.V., Chang S., Locatelli J.D.** The dimensions and aggregation of ice crystal in natural clouds // *J. Geophys. Res.* V. 79. 1974. P. 2199-2206.
- Hondoh T.** Nature and behavior of dislocations in ice // In: Hondoh, T. (Ed.). *Physics of Ice Core Records.* Hokkaido University Press. Sapporo. 2000. P. 3 - 24.
- Hondoh T.** An overview of microphysical processes in ice sheets: toward nanoglaciology // *Low Temp. Sci.* V. 68. 2009. P. 1-23.
- Hooke R.LeB., Holmlund P., Iverson N.R.** Extrusion flow demonstrated by bore-hole deformation measurements over a riegel, Storglaciaren, Sweden // *J. Glaciol.*, V. 33(113). 1987. P. 72-78.
- Hunter N.J.R., Hasalová P., Weinberg R.F., Wilson C.J.L.** Fabric controls on strain accommodation in naturally deformed mylonites: the influence of interconnected micaceous layers // *The Journal of Structural Geology.* V. 83. 2016. P. 180 – 193. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jsg.2015.12.005>.
- Iliescu D., Baker I., Cullen D.** Preliminary microstructural and micromechanical observations on pond and river accretion ice // *Cold Regions Sci. Technol.* Vol. 35. 2002. P. 81-99.
- Irwin G.R.** *Engineering fracture Mechanics.* Vol. 1. Pergamon Press. 1968. P. 241-257.
- Iverson N.R., Hooyer T.S., Fischer U.H., Cohen D., Moore P.L., Jackson M., Lapegard G., Kohler J.** Soft-bed experiments beneath Engabreen, Norway: regelation infiltration, basal slip and bed deformation // *J. Glaciol.* Vol. 53, No. 182. 2007. P. 323-340.
- Iverson N.R.,** A theory of glacial quarrying for landscape evolution models // *Geology.* Vol. 40, No. 8. 2012. P. 679-682.

Jacka T.H., Li J. Flow rates and crystal orientation fabrics in compression of polycrystalline ice at low temperatures and stresses // In: Hondoh, T. (Ed.), *Physics of Ice Core Records*. Hokkaido University Press, Sapporo. 2000. P. 83 -102.

Kanazawa S., Arakawa M., Maeno N. Measurements of ice-ice friction coefficients at low sliding velocities // *Seppyo*. V. 65(4). 2003. P. 389-397.

Kennedy F. E., Schulson E. M., Jones D. E. The friction of ice on ice at low sliding velocities // *Philos. Mag. A*, 80(5). 2000. P. 1093–1110.
doi:[10.1080/01418610008212103](https://doi.org/10.1080/01418610008212103).

Kilian R., Heilbronner R., Stünitz H. Quartz grain size reduction in a granitoid rock and the transition from dislocation to diffusion creep // *J. Struct. Geol.* V. 33. 2011. P. 1265–1284. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jsg.2011.05.004>.

Kipfstuhl S., Faria S.H., Azuma N., Freitag J., Hamann I., Kaufmann P., Miller H., Weiler K., Wilhelms F. Evidence of dynamic recrystallization in polar firn // *J. Geophys. Res.* V. 114. 2009. B05204.

Kipfstuhl S., Hamann I., Lambrecht A., Freitag J., Faria S.H., Grigoriev D., Azuma N. Microstructure mapping: a new method for imaging deformation-induced microstructural features of ice on the grain scale // *J. Glaciol.* V. 52 (178). 2006. P. 398-406.

St. Lawrence W.F., Cole D.M. Acoustic emission from polycrystalline ice. // *Cold Region Sci. Technol.* V.5. No. 3. 1982. P. 183-199.

Leiberfried G. Über den Einfluss thermins angeregter Schallwellen auf die plastische Deformation // *Zets. Phys.* V. 127. No. 4. 1950. S. 344-356.

Li Y., Kipfstuhl S., Hung M. Ice microstructure and Fabric of Gulya Ice Cap in Tibetan Plateau, and Comparisons with Vostok 3G-1, EPICA DML, and North GRIP // *Crystals*. V. 7. No. 97. 2017. P. 1-11. Doi:[10.3390/cryst7040097](https://doi.org/10.3390/cryst7040097).

Lile R.C. The effect of anisotropy on the creep of polycrystalline ice // *J. Glaciol.* V. 21 (85). 1978. P. 475-483.

Linckens J., Herwegh M., Müntener O., Mercolli I. Evolution of a polymineralic mantle shear zone and the role of second phases in the localization of deformation // *J. Geophys. Res., Solid Earth*. V. 116. 2011. B06210. <http://dx.doi.org/10.1029/2010JB008119>.

Llorens M.-G., Griera A., Steinbach F., Bons P. D., Gomez-Rivas E., Jansen D., Roessiger J., Lebensohn R. A., Weikusat I. Dynamic recrystallization during deformation of polycrystalline ice: insights from numerical simulations // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. V. 375 (2086). 2017. doi:[10.1098/rsta.2015.0346](https://doi.org/10.1098/rsta.2015.0346).

Lister G.S., Hobbs B.E. The simulation of fabric development during plastic deformation and its application to quartzite: the influence of deformation history // *J. Struct. Geol.* V. 2. 1980. P. 355 – 370. [http://dx.doi.org/10.1016/0191-8141\(80\)90023-1](http://dx.doi.org/10.1016/0191-8141(80)90023-1).

Little, T.A., Prior, D.J., Toy, V.G., Lindroos, Z.R. The link between strength of lattice preferred orientation, second phase content and grain boundary migration: a case study from the Alpine Fault zone, New Zealand // *J. Struct. Geol.* V. 81. 2015. P. 59–77. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jsg.2015.09.004>.

Liu F., Baker I., Dudley M. Dynamic observations of dislocation generation at grain boundaries in ice // *Philos. Mag.* A67. 1993. P. 1261-1276.

Lyyra M., Jantti M., Launiainen J. Adhesive Strength of Spray Accreted Ice on Materials and Coatings // International Offshore and Navigation Conference and Exhibition. ESPOO. 1986. P. 484-496.

Mader H.M. The thermal behaviour of the water-vein system in polycrystalline ice // *J. Glaciol.* V. 38 (130). 1992. P. 359-374.

Maeno N., Arakawa M. Adhesion shear theory of ice friction at low sliding velocities, combined with ice sintering // *J. Appl. Phys.* Vol. 95. No. 1. 1 January 2004. P. 134-139. DOI: 10.1063/1.1633654.

Maeno N, Arakawa M, Yasutome A, Mizukami N, Kanazawa S. Ice-ice friction measurements, and water lubrication and adhesion mechanisms // *Canadian Journal of Physics.* V. 81(1-2). 2003. P. 241-249.

Makkonen L., Tikanmaki M. Modelling the friction of ice // *Cold Reg. Sci. Technol.* 2014. P. 84-93. doi:10.1016/j.coldregions.

McReynolds A.W. Plastic deformation waves in aluminum // *Transactions of the American Institute of Mining and Metallurgical Engineers.* V.185. 1949. P. 32-45.

Masson R., Zaoui A. Self-consistent estimates for the rate-dependent elastoplastic behaviour of polycrystalline materials // *J. Mech. Phys. Sol.* V. 47. 1999. P. 1543-1568.

Masson R., Bornert M., Suquet P., Zaoui A. An affine formulation for the prediction of the effective properties of nonlinear composites and polycrystals // *J. Mech. Phys. Solids.* V. 48. 2000. P. 1203 – 1226.

Mellor M. Mechanical properties of polycrystalline ice. In *Physics and Mechanics of Ice*, ed. P. Tryde. Berlin: Springer-Verlag. 1980.

Mellor M. Mechanical properties of rocks at low temperatures. *Permafrost: North American Contribution, Second International Conference, Washington, DC, National Academy of Sciences.* 1973. P. 334-344.

Meuler A.J., Smith J.D., Varanasi K.K., Mabry J.M., McKinley G.H., Cohen R.E. Relationships between Water Wettability and Ice Adhesion // *ACS Applied Materials Interfaces.* American Chemical Society. Vol. 2 (11). 2010. P. 3100-3110. [URL]:www.acsaml.org.

Miyamoto A., Shoji H., Hyakutake K. The effect of hydrostatic pressure on crack formation in ice single crystals // *Nem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue.* № 56. 2002. P. 287-294.

Miyamoto A. and 9 others. Ice-sheet flow conditions deduced from mechanical tests of ice core // *Ann. Glaciol.* V. 29. 1999. P. 179–183 (doi: 10.3189/172756499781820950).

Miyamoto, A., Weikusat, I., Hondoh, T. Complete determination of ice crystal orientation and microstructure investigation on ice core samples enabled by a new x-ray laue diffraction method // *J. Glaciol.* V. 57 (201). 2011. P. 67- 74.

Moilanen A., Leathwick J.R., Elith J. A method for freshwater conservation prioritization // *Freshwater Biol.* V. 53. 2008. P. 577 – 592.

Montagnat M., Castelnau O., Bons P.D., Faria S.H., Gagliardini O., Gillet-Chaulet F., Griera A., Lebensohn R., Roessiger J. Multiscale modeling of ice deformation behavior // *J. Struct. Geol.* V. 61. 2014. P. 78 -108.

Montagnat M., Schulson E. M. On friction and surface cracking during sliding of ice on ice // *J. Glaciol.* V. 49(166). 200. P. 3391–396. doi:[10.3189/172756503781830647](https://doi.org/10.3189/172756503781830647).

Nye J.F. Water veins and lenses in polycrystalline ice. In Maeno N., Hondoh T., eds. *Proceedings of the International Symposium on the Physics and Chemistry of Ice.* Sapporo, Japan. Sapporo, Hokkaido University Press. 1992. P. 2000-2005.

Ozeki T., Yamamoto R. Ice adhesion tests of pliable polymer sheets for deicing of sea spray icing // *Proceedings of the 18th IAHR International Symposium on ice.* 2006. P. 153-160.

Passchier C.W., Trouw R.A.J. *Microtectonics.* Second ed. Springer, Berlin. 371. 2005. p. ISSN 3540640037.

Paterson W.S.B. Determination within polar ice sheets: an analysis of the Byrd Station and Camp Century borehole-tilting measurements // *Cold Reg. Sci. Technol.* V. 8(2). 1983. P. 165-179.

Paterson W.S.B. *The Physics of Glaciers.* Third ed. Pergamon, Oxford. 1994.

Perovich D.K., Gow A. J. A quantitative description of sea ice inclusions // *Journal of Geophysical Research.* Volume 101(C8). 1996. P. 18,327–18,343.

Petrenko V.F., Whitworth R.W. *Physics of Ice.* Oxford University Press, Oxford. 1999. 390 p.

Pettit, E.C., Waddington, E.D., Ice flow at low deviatoric stress // *J. Glaciol.* V. 49 (166). 2003. P. 359-369.

Pettit E. C., Whorton E.N., Waddington E.D., Sletten R.S. Influence of debris-rich basal ice on flow of a polar glacier // *Journal of Glaciology.* Vol. 60, No. 223. 2014. P. 909-1006. doi: [10.3189/2014JoG13J161](https://doi.org/10.3189/2014JoG13J161).

Piazolo S., Wilson C. J. L., Luzin V., Brouzet C., Peternell M. Dynamics of ice mass deformation: Linking processes to rheology, texture, and microstructure // *Geochem. Geophys. Geosyst.* Vol. 14. No. 10. 2013. P. 4185-41194.

Pritchard R.S., Knoke G.S., Echert D.C. Sliding friction of sea ice blocks // *Cold Regions Sci. Technol.* V. 76-77. 2012. P. 8-16.

Price P. B. Mechanisms of attenuation of acoustic waves in Antarctic ice // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.* A 325. 1993. P. 346–356.

Price P. B. Attenuation of acoustic waves in glacial ice and salt domes // *J. Geophys. Res.* V. 111. 2006. B02201.

Price P.B., Vandenbroucke J. A., Meese D. A. Mechanisms for attenuation of 10-30 kHz acoustic waves at -51° C in glacial ice near South Pole // *submitted to Geophys. Res. Lett.* 2009. P. 1-9.

Raraty L. E., Tabor D. The adhesion and strength properties of ice// *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences.* Vol. 245. No. 1241 (Jun. 3, 1958). P. 184-201.

Renner J., Siddiqi G., Evans B. Plastic flow of two-phase marbles // J. Geophys. Res. V. 112. 2007. <http://dx.doi.org/10.1029/2005JB004134>.

Rice J.R. On the stability of dilatant hardening for saturated rock masses // J. Geophys. Res. V. 80. No. 11. 1975. P. 1531-1536.

Samyn D., Fitzsimons S.J., Lorrain R.D. Strain-induced phase changes within cold basal ice from Taylor Glacier, Antarctica, indicated by textural and gas analyses // J. Glaciol. V. 51 (174). 2005, a. P. 611–619. doi: 10.3189/172756505781829098.

Samyn D., Svensson A., Fitzsimons S.J., Lorrain R.D. Ice crystal properties of amber ice and strain enhancement at the base of cold Antarctic glaciers // Ann. Glaciol. V. 40. 2005, b. P. 185–190. doi: 10.3189/172756405781813618.

Samyn D., Svensson A. and Fitzsimons S.J. Dynamic implications of discontinuous recrystallisation in cold basal ice: Taylor Glacier, Antarctica // J. Geophys. Res. V. 113(F3). 2008. F03S90. doi: 10.1029/2006JF000600.

Schulson E.M. The brittle compressive fracture of ice // Acta. Metall. Mater. V. 38. No. 10. 1990. P. 1963 - 1976.

Schulson E.M., Duval P. Creep and Fracture of Ice. Cambridge University Press, Cambridge. 2009. 416 p. ISBN 9780521806206.

Schulson E.M., Fortt A.L. Friction of ice on ice // J. Geophysical Research: Solid Earth. Volum 117. No. B1204. 2012. P. 1-18. ISSN 2156-2202. doi/10. 1029/2012JB009219.

Shoji H., Langway C.C. Comparison of mechanical test on the Dye-3, Greenland ice core and artificial laboratory ice // Ann. Glaciol. V. 6. 1985. P. 305.

Sinha N. K. Characteristics of acoustic emissions from different types of polycrystalline ice, in Proc. International Symposium on Snow & Related Manifestations, Manali, HP, India, 26–28 September, 1994, edited by K. C. Agrawal, Manali, HP, India. 1996. P. 66.

Sirota P. Direct observations of basal sliding and deformation of basal drift at sub-freezing temperatures. Ph. d. University of Otago. 1999. 92 p.

Sommerfeld R.A. Preliminary observations of acoustic emissions preceding avalanches // Journal of Glaciology. V. 19(81). 1977. P. 399 - 410.

Song Min, Cole D.M., Baker I. Initial experiments on the effects of particles at grain boundaries on the anelasticity and creep behavior of granular ice // Annals of glaciology. V. 39. 2004. P. 397- 401.

Steinemann S. Results of preliminary experiments on the plasticity of ice crystals // J. Glaciol. V. 2. No. 16. 1954. P. 404 - 412.

Steinemann S. Experimentelle Untersuchungen zur Plastizität von Eis // Beitr. Geol. Schweiz, Hydrol. V.10. 1958. S. 1-72. Also as Ph.D. Thesis, Swiss Federal Institute of Technology (ETH) Zurich.

Sukhorukov S., Loset S. Friction of sea ice on sea ice // Cold Regions Sci. Technol. Vol. 102. 2014. P. 84-93.

Svahnberg H., Piazzolo S. The initiation of strain localisation in plagioclase-rich rocks: insights from detailed microstructural analyses // J. Struct. Geol. V. 32. 2010. P. 1404–1416. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jsg.2010.06.011>.

Talalay P.G., Hooke R.L. Closure of deep boreholes in ice sheets: a discussion // *Ann. Glaciol.* V. 47. 2007. P. 125-133.

Tatibouet J., Vassoille R., Perez J., Campbell W.J., Weeks W.F., Ramseier R.O., Gloersen P. Ultrasonic properties of plastically deformed ice // *Journal of Glaciology*. Volume 15. No. 73. Vol. 14. 1975. P. 161-169. Загружено с <https://www.cambridge.org/core>. IP-адрес: 188.44.34.146, 19 июня 2017 года в 08:39:45.

Thorsteinsson T., Waddington E.D., Taylor K.C., Alley R.B., Blankenship D.D. Strain-rate enhancement at Dye 3, Greenland // *J. Glaciol.* V. 45(150). 1999. P. 338 – 345. doi: 10.3189/002214399793377185.

Thorsteinsson T., Raymond C.F., Gudmundsson G.H., Bindschadler R.A., Vornberger P., Joughin I. Bed topography and lubrication inferred from surface measurements on fast-flowing ice streams // *Journal Glaciology*. Volum 49(167). 2003. P. 481 – 490. doi: 10.3189/172756503781830502.

Tresca Henri Edouard. Experiments on the production of cylinders of ice by pressure through orificies // *Phil. Mag.* Fourth series 30. 1865. P. 239-240.

Urai J.L., Means W.D., Lister G.S. Dynamic recrystallization of minerals. In: Hobbs, B.E., Heard, H.C. (Eds.), *Mineral and Rock Deformation: Laboratory Studies*, Geophysical Monograph 36. American Geophysical Union, Washington. 2013. P. 161-199.

Vogt C., Laihem K., Wiebusch C. Speed of sound in bubble-free ice // *The Journal of the Acoustical Society of America*. V. 124 (6). 2008. P. 3613–3618.

Wang Y., Kipfstuhl S., Azuma N., Thorsteinsson T., Miller H. Ice-fabrics study in the upper 1500 m of the Dome C (East Antarctica) deep ice core // *Ann. Glaciol.* V. 37. 2003. P. 97-104.

Weikusat I., de Winter D.A.M., Pennock G.M., Hayles M., Schneijdenberg C.T.W.M., Drury M.R. Cryogenic EBSD on ice: preserving a stable surface in a low pressure SEM // *J. Microsc.* V. 242 (3). 2010. P. 295-310.

Weikusat I., Kipfstuhl S., Azuma N., Faria S.H., Miyamoto A. Deformation microstructures in an Antarctic ice core (EDML) and in experimentally deformed artificial ice // *Low Temp. Sci.* V. 68. 2009,a. P. 115-123.

Weikusat I., Miyamoto A., Faria S.H., Kipfstuhl S., Azuma N., Hondoh T. Subgrain boundaries in Antarctic ice quantified by X-ray Laue diffraction // *J. Glaciol.* V. 57 (201). 2011. P. 85-94.

Weiss J. Subcritical crack propagation as a mechanism of crevasse formation and iceberg calving // *Journal of Glaciology* Vol. 50. No. 168. 2004. P. 109-115.

Weiss J. Scaling of fracture and faulting of ice on earth // *Surveys in Geophysics*. Vol. 24. 2003. P. 185-227.

Weiss J., Schulson E.M. Grain-boundary sliding and crack nucleation in ice // *Philos. Mag.* V. A.80. 2000. P. 279-300.

Wilson C.J.L., Burg M. The origin of kinks in polycrystalline ice // *Tectonophysics*. V. 127. 1986. P. 27- 48.

Wilson C.J.L., Peternell M., Piazzolo S., Luzin V. Microstructure and fabric development in ice: lessons learned from in situ experiments and implications for understanding rock evolution // *Journal of Structural Geology*. Vol. 61. 2014. P. 50 – 77.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.jsg.2013.05.006>.

Young Thomas. Note by Dr. Young // *Trans.Roy.Soc. London. Part. III.* 1826. P. 306.

Zimmerman R., Pimental G.C. The infrared spectrum of ice; temperature dependence of the hydrogen bond potential function // *Advances in molecular spectroscopy*. Ed. MacMilan, N.Y. Pergamon. Oxford. Vol. 2. 1962. P. 726-737.