ФЕДЕРАЛЬНАЯ ЦЕЛЕВАЯ ПРОГРАММА «ГОСУДАРСТВЕННАЯ ПОДДЕРЖКА ИНТЕГРАЦИИ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ И ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ НАУКИ НА 1997 — 2000 ГОДЫ»

ின் நல்வுக்கும் கல் அனையில் என்புக் இன்பதும் என்று இதுக்கும் என்று இன்று அன்புக் அனைற்ற கிற்று இன்பு இன்புக்கு குடியில் கல்தலைக்குக் குரும்பு பிரும்பியில் இன்பு பிரும் இன்பு பிரும்பு குறும் காலவில் இன்பு பிரும் கிறியில் பி உது அதனை கல்கை அனைக்கும் என்று பிரும்பியில் என்பு என்று விரும் இன்று என்று கிறும்பியில் இன்று என்று பிரும்பிக் உருத்தை பிருதேடி இருப்புக்கு கல்காரியில் என்பில் என்பில் இன்பு கிறும்பு என்பு விருத்துக்கு என்பில் பிருதியில் ப அன்றுக்கு அன்றுகளில் என்பு அன்பு பிருதில் என்பில் என்பில் பிருதல் என்று விருதிகளில் என்பு விருதியில் என்பின் இன அன்றுக்கு அன்றுகளில் என்பு அன்பு விருதில் கால் நிறையுக்கு கிறு என்பு

Г.А.Лебедев, К.К.Сухоруков

இது அதன் அன் அன் அனை அன் அன் கால் விரும் கால் கால் கால் கால் கால் இன்று கால் கால் கால் கால் கால் கால கால் கால் ஆனி ஆன் அன் அன்று அன்று அன்று அன்று அன்று கால் குறையில் அன்று விரும் கால் கால் கால் விரும் விரும் கில் கால் பிர இன்று 100 கலில் கால் கால

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МОРСКОМ ЛЬДУ



Санкт-Петербург Гидрометеоиздат 2001

ા દા તે તેવે સ્ટેટ્સ્ટ્રેસ્ટ્સ્ટ્રેસ્ટ્સ્ટ્રેસ્ટ્સ્ટ્રેસ્ટ્સ્ટ્રેસ્ટ્

d Harris Maria Mara

УДК 551.467

Рассматриваются особенности распространения радиоволн в морском ледяном покрове. Представлены электрические свойства морского льда с учетом реальных распределений по его толщине основных физических характеристик. Обсуждаются вопросы распространения оптического излучения в снеге и льде и вертикального распределения коэффициентов пропускания и отражения света в снежно-ледяном покрове.

Излагаются современные представления о закономерностях распространения в морском льду акустических волн и даются характеристики связи скорости распространения, коэффициентов затухания, отражения и рассеяния звука с характеристиками упругих сред. Предназначена для океанологов, специализирующихся в области геофизики морского льда.

Издание осуществлено при финансовой поддержке Федеральной целевой программы «Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997 — 2000 годы».

P 1805040600-25 069(02)-2001

ISBN 5-286-01423-2

 Центр «Интеграция», 2001 г.
 Государственный научный центр РФ– Арктический и антарктический научно-исследовательский институт (ГНЦ РФ ААНИИ), 2001 г.

введение

В настоящее время исследования Мирового океана поставлены в ряд важнейших проблем науки и техники, что связано с возросшим его значением в жизни человека. Однако, несмотря на все возрастающую интенсивность изучения океана, уровень сегодняшних знаний о закономерностях протекающих в нем процессов далеко не соответствует практическим потребностям людей. Для уверенного прогнозирования изменчивости гидрофизических характеристик океана требуется систематическое и достаточно оперативное измерение соответствующих характеристик по всей акватории Мирового океана. Важное место в этих исследованиях связано с изучением ледяного покрова полярных областей Земли. Последнее определяется тем, что ледяной покров представляет собой уникальную постоянно разрушающуюся и возобновляемую природную систему. Его механическое состояние влияет как на условия работы транспортных средств и сооружений, так и на обменные процессы, связанные с формированием экологической обстановки и климата. Уточнение и прогноз параметров ледяного покрова и динамики ледовых образований позволят повысить надежность эксплуатации различного рода технических систем, работающих в замерзающих морях, и оценить влияние льда на процессы энергообмена в системе океан – лед – атмосфера и воздействия на природную среду.

Сегодня вполне очевидно, что задача глобального охвата наблюдениями всей площади Мирового океана с периодичностью обновления информации не меньшей характерного временного масштаба изучаемых процессов не может быть решена традиционными методами с использованием научно-исследовательских судов и автономных буйковых станций. Эти исследования требуют привлечения принципиально новых средств и методов наблюдения, из которых наиболее перспективным является дистанционное зондирование океана с использованием акустических, оптических, активных и пассивных радиолокационных систем. Основной же особенностью, отличающей дистанционные методы от традиционных (контактных), является непрямой характер измерений физических процессов. Измерительные технические средства, устанавливаемые на аэрокосмических и подводных аппаратах, регистрируют активный или пассивный сигнал в различных областях спектра электромагнитного излучения, который необходимо перевести в интересующую физическую величину. Полезная информация содержится в интенсивности излучения, форме сигнала и его поляризации, степени рассеяния сигнала неоднородностями атмосферы, океана и ледяного покрова и других характеристиках.

Основной трудностью при переводе регистрируемых сигналов в физические величины является отсутствие надежных теоретических или эмпирических связей между характеристиками исследуемых объектов и сигналом на выходе измерительных приборов и невозможность измерения дистанционными методами ряда параметров природной среды, которые определяют характеристики сигналов, формирующих получаемую информацию. Поэтому интерпретация данных дистанционного зондирования осуществляется в условиях неопределенности исходной информации о состоянии природной среды. Для идентификации данных, получаемых средствами дистанционного зондирования, с реальными физическими объектами и оценки точности дистанционных измерений требуется расширение и уточнение представлений о физических закономерностях, определяющих радиофизические, акустические и оптические характеристики снежно-ледяного покрова и водных масс, и их связи с параметрами выходных сигналов.

Получение указанных взаимосвязей, построение на их основе теоретических моделей изучаемых объектов и явлений и совершенствование методов автоматизированной обработки и анализа радиолокационной, оптической и акустической информации о состоянии морского ледяного покрова и водных масс – важнейшая задача дальнейших фундаментальных исследований в океане в интересах расширения круга практических задач народного хозяйства страны. В этом плане существенное значение приобретают знания об особенностях распространения в ледяном покрове электромагнитных и акустических волн, как основы для развития дистанционных методов его исследования. Рассмотрению этих вопросов и посвящено настоящее пособие, подготовка которого выполнена в рамках ФЦП "Интеграция", проект М141-05 в ГНЦ РФ ААНИИ.

and the second second

ГЛАВА 1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В МОРСКОМ ЛЬДУ

1.1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Особенности радиозондирования морских льдов

При радиолокационном зондировании информацию об исследуемой поверхности получают путем измерения параметров отраженного радиолокационного сигнала. Для целей зондирования чаще всего используются импульсные сигналы, хотя применяются и РЛС с непрерывными частотно-модулированными сигналами, а также со сложными псевдослучайными и фазоманипулированными сигналами. При этом рассеивающие свойства поверхности полностью определяются, если известны зависимости коэффициента обратного рассеяния σ° от угла наблюдения θ, частоты f и вида поляризации зондирующей электромагнитной волны. В свою очередь при заданных θ, ƒ и виде поляризации о° определяется диэлектрическими свойствами и геометрическими размерами зондируемого объекта. Следовательно, располагая значениями о° и диэлектрическими свойствами объекта (при использовании определенных моделей шероховатости поверхности), можно определить реальные физические, химические и другие свойства подстилающей поверхности, которые определяются ее электрическими характеристиками.

Морской лед, как объект радиолокационного зондирования, может быть описан с помощью двух основных характеристик – реальной части комплексной относительной диэлектрической проницаемости $|\dot{\varepsilon}| = |\varepsilon' - j\varepsilon'|$, определяющей скорость распространения электромагнитных волн, и тангенса угла диэлектрических потерь $tg\delta = \varepsilon''/\varepsilon'$, определяющего поглощение энергии волн при их распространении во льду. Особенности активного радиолокационного зондирования морских льдов и измерения их толщин заключается в том, что морские льды, как объекты радиолокации, с физической точки зрения являются существенно неоднородными трехфазными полупроводниковыми системами. Электромагнитные характеристики морских льдов: $\dot{\varepsilon}$, коэффициент преломления *n* и поглощения *N* электромагнитных волн не являются постоянными во времени и сильно зависят от их температуры и солености.

Большое изменение толщин с учетом характерного для морских льдов подъема частотной характеристики поглощения энергии электромагнитных волн в диапазоне частот 100 МГц и выше обусловливает основную проблему измерения толщины морского льда, а именно проблему временного разрешения сигналов, отраженных границами зондируемого льда. Расчет показывает, что для толщин льда 0,2–3 м при средней скорости вертикального распространения электромагнитных волн 160 м/мкс ("наихудший случай") временная задержка сигнала, отраженного от нижней границы льда, относительно сигнала от верхней границы, заключена в пределах 2,5–37,5 нс. Следовательно, для обеспечения временного разрешения сигналов (по критерию Релея) длительность зондирующего сигнала на уровне половины амплитуды должна быть не более 2,5 нс. Техническая реализация аппаратуры, позволяющей получить зондирующие сигналы такой длительности, возможна только в сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн, т.е. на частотах, где морской лед всех возрастных градаций становится непрозрачным.

Поглощение энергии электромагнитных волн в морском льду, зависящее от его возраста, вызывает различие в уровнях сигналов, отраженных верхней и нижней границами льда. Это различие возрастает с увеличением частоты зондирующего сигнала и содержания жидкой фазы во льду. Так, для льда толщиной 1 м при относительном объеме жидкой фазы 1,6 %, отношение амплитуд сигналов, отраженных от границ льда, составляет 10 дБ на частоте 50 МГц, 50 дБ – на частоте 300 МГц и 100 дБ – на частоте 600 МГц. Для двухметрового льда при относительном объеме жидкой фазы 0,7% – 12, 70 и 100 дБ соответственно на тех же частотах [29].

Электромагнитные свойства морских льдов

Значительные сезонные изменения температуры, солености и плотности морских льдов как объектов радиолокационного зондирования приводят к многообразию его электрических свойств. Это многообразие прежде всего обусловливает значительный разброс величины скорости электромагнитных волн.

Известно, что временная задержка между сигналами, отраженными верхней и нижней поверхностями морского льда, дает информацию о его толщине только при известном значении средней скорости вертикального распространения зондирующего сигнала данной частоты в данном или близком данному по электромагнитным свойствам морскому льду.

Представительные исследования, проведенные с натурными и лабораторными льдами в диапазоне частот от 10 МГц до 75 ГГц, подтвердили, что электромагнитные характеристики льдов зависят от многих факторов, которые и определяют большой разброс значений $\dot{\epsilon}$, tg δ , *n* и *N*. Поэтому результаты различных авторов по измерению электрических характеристик льдов подчас противоречивы, а в оценке удельного поглощения расходятся на порядок.

Ошибку измерения толщины морского льда, вызванную неопределенностью значений скорости радиолокационных сигналов, можно уменьшить путем выделения ее типичных значений для морских льдов основных возрастных градаций. Выделение типичных значений скорости мож-

но получить на основе обобщения экспериментальных данных по электромагнитным свойствам льда в диапазоне частот радиозондирования и установления количественных соотношений между возрастными градациями льдов и их электромагнитными характеристиками.

Основной электромагнитной характеристикой немагнитных диэлектриков является относительная диэлектрическая проницаемость $\hat{\varepsilon}$. В общем случае $\hat{\varepsilon}$ зависит от частоты. Эта зависимость для однородных диэлектриков описывается уравнениями Дебая:

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon_{\rm CT} + (\omega \tau)^2 \varepsilon_{\infty}}{1 + (\omega \tau)^2},$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_{\rm CT} - \varepsilon_{\infty})\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2},$$

где ω – круговая частота электромагнитного поля; є_{ст} – статическая диэлектрическая проницаемость; ε_ω – высокочастотная диэлектрическая проницаемость; τ – время релаксации диэлектрика.

С определенными предположениями можно говорить о том, что уравнения Дебая удовлетворительно описывают электромагнитные свойства пресного льда (озерные, речные льды, покровные и шельфовые ледники) в радиочастотном диапазоне. Однако морской лед является сложным диэлектриком, состоящим главным образом из трех компонент: кристаллов пресного льда, рассола и воздуха. Следовательно, с морского льда, кроме частоты, зависит от температуры, солености и плотности льда. Кроме того, аналитическое выражение для с такой системы существенно зависит от принятых при моделировании формы и ориентации включений рассола. При этом различают эллиптические, сферические и плоские включения рассола. Наиболее приемлемой формой рассольных включений является эллипсоид вращения. Для эллинтических включений диэлектрическая проницаемость смеси может быть представлена в виде [53]:

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{c} = \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{1} + \frac{\nu(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{1} - \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{2})\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{1}}{p(1-\nu)(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{1} - \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{2}) + \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{1}},$$

где $\dot{\mathbf{e}}_2$ – диэлектрическая проницаемость рассолового включения; $\dot{\mathbf{e}}_1$ – диэлектрическая проницаемость так называемой "зоны взаимодействия", т.е. объема, окружающего элемент включения, в котором проявляется влияние локального поля, обусловленного поляризацией включения; v – относительный объем жидкой фазы; p – коэффициент деполяризации для различной ориентации внешнего поля относительно большой полуоси эллипсоида включения.

Исследование вопроса о форме рассоловых включений в морском льду позволило остановиться на форме эллипсоида вращения с соотноше-

нием осей 1:20 и реальными размерами 0,5–10 мм, причем большая ось имеет угол наклона к вертикали, изменяющийся в пределах 35–45°. Упорядоченность эллипсоидальных включений может обусловливать анизотропию электромагнитных характеристик, т.е. можно говорить о том, что электромагнитные характеристики гетерогенной системы "морской лед" зависят от объема, формы и ориентации включений рассола.

Рассмотрим основные соотношения, связывающие электрические характеристики среды с амплитудой и скоростью распространяющихся в ней электромагнитных волн.

Волновое уравнение, описывающее поле в диэлектрике, представляется в виде [54]:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial^2 t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{p} \right) + \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{p}}{\partial t^2},$$

где \vec{p} – вектор поляризации; *с* – электродинамическая постоянная. Решением этого уравнения для линейно поляризованной волны, распространяющейся в положительном направлении оси *Z*, направленной вглубь диэлектрика, в предположении его изотропности, является плоская волна вида:

кая волпа вида. $\dot{E}_x(z) = \dot{E}_{ax} \exp(-\dot{\gamma} z)$, (1) где \dot{E}_{ax} – комплексная амплитуда волны (z = 0), поляризованной в направлении оси OX; $\dot{\gamma}$ – комплексная постоянная распространения, равная в общем случае:

$$\phi$$
 and the set of the contract contract $\phi = f \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon \mu} \phi$ is the set of the contract of the set of th

法认证大规模 的复数动物 法财产权的工作人名德利德 建合物 化带干燥器 化过滤器 化油油

для немагнитных сред $\mu = 1$,

$$\dot{\gamma} = j \left(\frac{2\pi}{\lambda_o}\right) \sqrt{\dot{\epsilon}} = \alpha + j\beta,$$

(2)

где λ_0 – длина волны в вакууме; $\sqrt{\hat{\epsilon}}$ – комплексный показатель преломления. Из (1) и (2) можно получить

$$\dot{E}_{x}(z) = \dot{E}_{ox} \exp(-\alpha z) \exp(-\beta \beta z)$$

или, раскрывая комплексные амплитуды:

 $E_{x}(z) = E_{ox} \exp(-\alpha z) \exp[j(\omega t - \beta z)].$

Множитель $\exp[j(\omega t - \beta z)]$ представляет собой волну, бегущую вдоль направления z с фазовой скоростью $c_{\phi} = \omega/\beta$ и амплитудой экспо-

ненциально убывающей по закону $exp(-\alpha z)$. Коэффициенты α и β характеризуют таким образом процесс распространения электромагнитных волн в диэлектрике и связаны с его электрическими характеристиками следующими соотношениями [32]:

$$\alpha = \frac{\omega}{c\sqrt{2}}\sqrt{\sqrt{(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2} - \varepsilon'},$$

$$\beta = \frac{\omega\sqrt{2}}{c}\sqrt{\sqrt{(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2 + \varepsilon'}}$$

Весь массив материалов исследований электромагнитных характеристик льдов получен с помощью специально разработанных конденсаторов, волноводов и длинных линий. Измерения, полученные с применением конденсаторов, дают непосредственные значения є' и є". Все другие измерения позволяют получить связанные с є' и є" значения скорости электромагнитных сигналов c_{ϕ} и удельное поглощение их энергии во льду N (дБ/м) на определенной частоте. Аналитические выражения, определяющие их значения, можно представить в виде [12]:

$$c_{\phi} = \frac{c}{Re\sqrt{\hat{\epsilon}}},$$

$$N = \frac{1}{h} \lg \frac{E_0(0)}{E_0(h)} = 8,68\alpha,$$
(3)
(4)

где α – коэффициент затухания; *с* – электродинамическая постоянная; *h* – толщина льда.

Можно также получить полезные соотношения, связывающие показатель преломления *n* с удельным поглощением *N*:

$$N = 8,68 \frac{\sqrt{2}\pi}{\lambda_0} \sqrt{\sqrt{(\epsilon')^2 + (\epsilon'')^2} - \epsilon'}$$

$$\varepsilon' + \left[\frac{N\lambda_0}{8,68\sqrt{2}\pi}\right]^2 = \sqrt{\left(\varepsilon'\right)^2 + \left(\varepsilon''\right)^2} = |\dot{\varepsilon}| = |\dot{n}|^2$$

$$n = \sqrt{\varepsilon' + \left[\frac{N\lambda_0}{8,68\sqrt{2\pi}}\right]^2}$$

Необходимо отметить, что формулы (3) и (4) дают некоторые эффективные значения характеристик исследуемого слоя. В реальном ледяном покрове эти характеристики изменяются по его толщине в зависимости от





возраста льда. Но для радиолокационного измерения толщины льдов, основанного на временной селекции отраженных сигналов, важны как раз эффективные электромагнитные характеристики, определяемые физическими характеристиками состояния льда, в качестве которых выступают температура и соленость.

Особенности вертикального профиля температуры морского льда и его изменения во времени сводятся к тому, что температура нижней поверхности льда близка к температуре замерзания, а верхней – к температуре воздуха. Для обычно встречающихся в природе изменений температуры воздуха вертикальный профиль температуры тонкого льда сравнительно слабо отличается от линейного [16]. С увеличением же толщины льда его теплоемкость возрастает и запаздывание изменений температуры с глубиной становится более заметным. Типизация распределения температуры в толще многолетнего морского ледяного покрова (на основе экспериментальных данных) представлена на рис. 1 [33], а семейство из шести кривых на рис. 2 дает представление о сезонной изменчивости средневзвешенной температуры \tilde{T}_n ледяных покровов выбранных возрастных градаций для средних широт Арктики [42]. За основу оценки \tilde{T}_n были приняты данные наблюдений за сезонной изменчивостью температуры льда в различных



Рис. 2. Сезонная изменчивость средневзвешенной среднемесячной температуры \tilde{T}_n ледяного покрова различной толщины h.

слоях относительно толстого (*h* = 1,6 м) ледяного покрова. При этом расчет производился по следующим формулам:

для льда *h* > 50 см

$$\tilde{T}_n = \frac{1}{h} \sum_{i=1}^n \overline{T}_i \cdot h_i$$

где $\overline{T_i}$ – средняя температура *i*-го слоя толщиной h_i ;

для льда *h* < 50 см (в предположении линейности профиля температуры по всей толщине)

$$\left|\tilde{T}_{\pi}\right| = \frac{1}{2} \left(\left|\bar{T}_{B}\right| - \Delta T - 2\right) + 2,$$

где ΔT – разность между температурой поверхности молодого льда и температурой воздуха на стандартной высоте; $\overline{T}_{_{\rm B}}$ – среднемесячные значения температуры воздуха.

Соленость льда сильно зависит от метеорологических условий в период формирования ледяного покрова. При низкой температуре скорость роста кристаллов больше, а их размеры меньше, чем при повышенной температуре, что является причиной большого захвата жидкого рассола в межкристаллических прослойках. Рассол меньше вытекает и при росте льда в период ветрового волнения, которое совместно с низкой температурой создает условия формирования льда с повышенной соленостью. Если при этом еще выпадает и снег, то соленость начальных форм льда толщиной около 10 см может достигать значений лишь в двое меньших солености воды, из которой образовался лед. Для отмеченных выше условий максимальная соленость льда 17 ‰. В то же время при температуре –40 °С и отсутствии ветра были отмечены и более высокие значения солености начальных форм льда, достигающие через 2 часа после начала его формирования 26 ‰.

Разнообразие условий формирования льда является причиной очень сильной пространственно-временной изменчивости абсолютных значений солености морских льдов. Естественно, что льды более умеренной климатической зоны имеют меньшую соленость, чем, например, льды высокопшротной Арктики. Типичные распределения по толщине солености морского льда для различных толщин по данным [26, 55] представлены на рис. 3, а сезонная изменчивость средневзвешенных значений солености льда \tilde{S}_{π} для шести возрастных градаций льда, отмеченных выше, показана на рис. 4 [42].

Вычисления \tilde{S}_n производились с использованием опубликованных экспериментальных данных по формуле

$$\widetilde{S}_n = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n \widetilde{S}_i \cdot \Delta h_i ,$$

где \overline{S}_i – средняя соленость *i*-го слоя льда толщиной Δh_i .

При отсутствии экспериментальных данных средняя соленость \tilde{S}_n льда толщиной h_n , образованного из морской воды соленостью S_n , оценивалась по формуле [25]:

$$\overline{S}_{n} = S_{M} \left(1 - b \right) e^{a \sqrt{h_{\pi}}} + b S_{M}$$

где коэффициенты *а* и *b* принимались равными 0,35 и 0,13, соответственно.

Фактическая соленость льда от года к году даже в одном и том же районе может сильно отличаться от ее среднего значения. Поэтому измерения в ряде точек небольшого района могут дать дисперсию солености такого же порядка, как и ее среднее значение.

Объем жидкой фазы в морском льду v прямо пропорционален солености льда и сложным образом зависит от его температуры, что объясняет многие особенности как вертикального распределения v, так и его измене-



Рис. 3. Профили солености морского льда S, различной толщины h.

ния с течением времени. Так, наблюдаемые в верхних слоях льда большие колебания температуры зимой приводят лишь к незначительным изменениям *v*. В то же время в средних слоях изменения во времени *v* достигают максимума вследствие того, что температура льда близка к точке его плавления (особенно это справедливо применительно ко льду вблизи эвтектических точек -8,2 и -22,6 °C).



Рис. 4. Сезонная изменчивость средневзвещенной солености \tilde{S}_n ледяного покрова различной толщины h. *I* – экспериментальные данные для однолетнего льда Карского моря; 2 - h = 0, 1 - 0, 3 м; 3 - h = 0, 3 - 0, 7 м; 4 - h = 0, 7 - 1, 2 м; 5 - h = 1, 2 - 2, 0 м; 6 - h = 2, 0 - 3, 0 м; 7 - h > 3 м.



Рис. 5. Сезонная изменчивость наличия рассола v, в морском льду различного возраста.

В настоящее время для определения содержания во льду рассола можно воспользоваться, например, номограммой Андерсона [34], океанографическими таблицами [22] или формулой Франкенштейна-Гарнера [40]:

$$\nu = \frac{S_{\pi}}{1000} \left(\frac{-49,185}{T} + 0,532 \right),$$

где T – температура в °С (T<0); S_n – соленость в ‰; v – объем жидкой фазы в относительных единицах.

Эта формула, являясь эмпирической зависимостью для температур льда – 0,5...– 22,9 °С, нашла широкое практическое применение. Результаты расчетных оценок и обобщенных экспериментальных данных представлены на рис. 5 в виде сезонной изменчивости наличия рассола в морских льдах указанных выше выбранных шести возрастных градаций [42].

Для радиозондирования морских льдов важно знать также характер изменения объема жидкой фазы по сечению льда, особенно в пограничных слоях, так как эти слои в значительной степени определяют величину



Рис. 6. Распределение относительного объема жидкой фазы v: *а* – молодой лед; *б* – однолетний лед; *в* – многолетний лед; *I* – среднее значение v и возможные пределы изменения за декабрь-апрель; 2 – значения аппроксимирующего полинома; *h* – толщина льда.

коэффициента затухания электромагнитной энергии. На рис. 6 *а*, *б*, *в* приведены пределы изменения объема жидкой фазы, полученные для декабря-апреля, и распределение ее осредненных значений, заданных полиномом 3-й степени. Полином 3-й степени выбран исходя из вида кривой вертикального распределения относительного объема жидкой фазы, имеющей две точки перегиба. Для льда каждой разновидности рассчитывались три значения коэффициентов в полиноме, соответствующих крайним и среднему значению аппроксимирующих величин.

Для молодого льда:

$$v(h)_{min} = 0,50153h - 0,17695 \cdot 10^{-1}h^{2} + 0,17186 \cdot 10^{-3}h^{3},$$

$$v(h)_{max} = 3,5196 + 1,4325h - 0,53453 \cdot 10^{-1}h^{2} + 0,55243 \cdot 10^{-3}h^{3},$$
 (5)

$$v(h)_{max} = 2,7079 + 0,62312h - 0,26939 \cdot 10^{-1}h^{2} + 0,29927 \cdot 10^{-3}h^{3}.$$

Аналогичные выражения для однолетнего и многолетнего льда приводятся в работе [11]. Здесь же представлены графические зависимости, отражающие связь между электрическими характеристиками и относительным объемом жидкой фазы v для естественных и лабораторных льдов в диапазоне частот радиозондирования.

Среднее значение относительного объема жидкой фазы, позволяющее представить слой льда с изменяющимися по толщине соленостью и температурой в виде некоторого однородного слоя, определяется на основе указанных выше аппроксимирующих зависимостей v(h), как

$$v_{\rm cp} = \frac{1}{h} \int_0^{h_{\rm r}} v(h) dh,$$

где h_п – толщина слоя льда.

Анализ показывает, что кривая распределения объема жидкой фазы сходна с кривой распределения солености, но имеет более резкую изменчивость с глубиной. При этом в верхних слоях льда увеличение объема жидкой фазы обусловлено в основном высокой соленостью, а в нижних – температурой.

Но прежде, чем рассмотреть указанные выше графические зависимости, остановимся кратко на известных методах измерения є и є, поскольку различным методикам исследования электрических свойств морского льда присущи свои погрешности измерений.

1. Метод радиолокационного зондирования. Он основан на приеме отраженного границами слоя льда широкополосного радиолокационного сигнала с центральной частотой спектра 30–300 МГц антеннами, расположенными на поверхности пьда или на небольшой высоте от него. Метод позволяет определять коэффициенты отражения от верхней и нижней границы льда, среднюю скорость распространения радиоимпульса во льду (эффективное значение є'), среднее значение удельного поглощения электромагнитной энергии в слое (эффективное значение є''). Может быть также исследована анизотропия электромагнитных характеристик льда и его внутреннее строение, а при использовании радиолокатора с высоким разрешением может быть исследовано и распределение электрических характеристик слоя льда по вертикали. Преимущество данного метода связано с возможностью получения характеристик ненарушенного натурного льда. Причиной ошибок метода может быть неопределенность положения нижней отражающей границы (ажурный активный слой).

2. Метод двухпроводных линий, при котором измерения производятся на естественном ледяном покрове вмороженными на определенном расстоянии друг от друга линиями, длина которых превышает толщину льда. Диаметры линий и расстояния между ними выбираются из условий согласования волновых сопротивлений двухпроводной и питающей линии в воздухе. В эти линии передают видео- и радиоимпульсы. Затем анализируются амплитуды и временные соотношения между сигналами, отраженными от коротко замкнутой (КЗ) оператором линии на границе воздух-лед и сигналами внедренного в лед участка линий, отраженного от КЗ, создаваемого морской водой. Такой эксперимент дает значение скорости вертикального распространения волн (эффективное значение є'), удельного поглощения N (эффективное значение N) и оценку коэффициента отражения от участка линии со льдом. Условия распространения радиосигналов в случае использования двухпроводных линий наилучшим образом моделируют условия распространения радиосигналов при радиолокационном зондировании, поэтому оба рассмотренных выше метода дают близкие результаты в оценке эффективных электрических характеристик слоя морского льда.

3. Метод коаксиальных линий. Он применяется для исследования электромагнитных свойств искусственно приготовленных образцов льда. При его использовании пространство между двумя концентрическими проводниками заливается рассолом нужной концентрации, после замерзания которого линия зондируется видео- или радиоимпульсами.

4. СВЧ метод. Метод предусматривает размещение между рупорными антеннами или волноводами специально приготовленных образцов льда. В процессе проведения измерений длина образца изменяется. Измерение электромагнитных характеристик на образцах в лабораторных условиях представляет большой интерес, так как при этом возможно создание условий изменения температуры и солености, а также точного их контролирования во время эксперимента. Используя СВЧ метод для определения электрических свойств пьда, следует иметь в виду, что он дает завышенные значения N и заниженные значения є', видимо, вызываемые явлениями приэлектродной поляризации и краевыми эффектами на высоких частотах. Лучшее совпадение лабораторных и натурных радиолокационных измерений получается при использовании коаксиальных линий. Однако, при этом необходимо следить за изменением текстуры льда, образующегося из рассола различной концентрации. Изменение ориентации ячеек рассола относительно вектора *E* может изменять значение N на порядок.

Прежде, чем перейти к рассмотрению результатов исследования электрических характеристик морского льда, полученных методами видеоимпульсного и радиоимпульсного зондирования, сделаем краткое замечание о их сопоставимости.

При видеоимпульсном радиозондировании льда используются импульсы колокольной формы. Их длительность т на уровне половины амплитуды составляет единицы – несколько десятков наносекунд, а скважность – порядка нескольких тысяч. Для сопоставления полученных значений є', N и є" видеоимпульсного и радиоимпульсного зондирования нужно определить частотный диапазон, соответствующий воздействию сигнала некоторой длительности, обеспечивающей достаточно полное использование его энергии, т.е. необходимо совершить переход вида

$$\int_{0}^{\infty} y(x) dx \approx \int_{0}^{x_{1}} y(x) dx$$

Процедура указанного перехода применительно к нашему случаю подробно рассмотрена в работе [40].

Ниже представлены графики зависимости действительной и мнимой части є от относительного объема жидкой фазы v при различных методах измерений (рис. 7–10).

Анализ приведенных зависимостей показывает, что можно подобрать прямые вида av+b, аппроксимирующие зависимости є́ и є́ от v. Коэффициенты a и b, а также их дисперсии, рассчитанные по методу наименьших квадратов, приведены в табл. $4v_2$. Там жезпредставлены дисперсии результатов принятых аппроксимаций.











Рис. 9. Зависимости $\varepsilon'(1)$ и $\varepsilon''(2)$ морского льда от частоты (измерения на образцах): a - 100 МГц; $\delta - 200$ МГц; s - 400 Мгц.



Рис. 10. Зависимости $\varepsilon'(1)$ и $\varepsilon''(2)$ льда из разбавленной морской воды от v (измерения проводились в коаксиальных линиях на видеоимпульсах): a-25 нс; b-15 нс; b-5 нс.

Tabnuya I

Коэффициенты линейных регрессий, аппроксимирующих зависимости электрических характеристик от объема жидкой фазы для морских льдов в натурных и полунатурных условиях

				Вид льда и м	стоды измер	ений		
Вил	Коэффициент	дре	йфующий лед		образцы	естественноі	то льда (часто)	rы MFu)
morcamatinu	аппроксимирующей	-онтед	tonoduxterr	цные линии,				
- manual and a second	прямой	локационнос	длительность	импульса, нс	001	200	400	10000
		зондирование	5	25				
$\varepsilon' = aV + b$	a	0,51	0,78	1,86	0,22	0,15	0,14	0,14
	дисперсия Са	0,06	0,15	0,17	0,03	0,02	0,02	0,01
	<i>q</i>	2,60	2,01	0,50	3,26	3,30	3,26	3,10
	дисперсия Сь	0,33	0,60	0,78	0,11	0,10	0,06	0,04
	дисперсия результата бо	0,53	0,33	0,74	0,33	0,22	0,18	0,10
$\mathbf{E}' = cV + d$		0,18	0,26	0,02	0,14	60'0	0,07	0,12
	лисперсия Ga	0,07	0,07	0,52	0,02	0,01	0,01	0,02
	<i>d</i>	0,17	0,13	-1,50	0,12	0,05	0,03	0,04
	дисперсия G _d	0,38	0,28	2,40	0,07	0,06	0,04	0,06
	лисперсия результата О ₀	0,59	0,16	2,30	0,23	0,14	0,10	0,15

Tabnuya 2

Коэффициенты линейных регрессий, аппроксимирующих зависимости электрических характеристик от объема жидкой фазы для искусственно приготовленных морских льдов

непрерывный сигнал с частотой, МГц 1,50 0,27 0,87 0,87 210 2,12 S 5 31 из искусственной морской воды Искусственный морской лед Измерения в конденсаторах 0,48 5,62 0,31 2,20 09 5,4 0,18 2,00,27 27 5[,]5 2 F. **46**, C 9.27 3,53 3,69 6,00 o 0.18 4,33 0,33 0,19 0,37 0,35 0,00 41 0,81 8 непрерывный сигнал с частотой, МГи Искусственный морской лед из разбавленной морской воды 0,50 0,50 0,54 0,54 0,56 0,56 1,45 R Измерения в коаксиальных линиях 0 цинтельность импульса, нс 0,71 0,07 0,16 0,18 0,28 .24 3 видеоимпульс, 0,84 0,07 3,69 64,0 0,16 0,13 0,13 0,39 0,39 0,21 Ś 0,69 0,76 2,88 8,0 0,20 0,36 0.11 с частотой. МГи радиоимпульс 28,00 2,50 2.0 0,02 <u></u> 0.71 0,71 2,85 0,16 0,48 0,48 0,05 8 0,21 0,13 дисперсия результата бо **лисперсия** результата **G**₀ аппроксимирующей Коэффициент йомяци дисперсия о. дисперсия О_b дисперсия 0° дисперсия G_d a -S J, аппроксимации e' = aV + b $\mathbf{e}' = cV + d$ Вид

Из таблиц видно, что коэффициент *a* в приближенной зависимости для є' в рассматриваемом диапазоне частот изменяется незначительно. Это подтверждается результатами измерений, полученных на естественных льдах, образцах естественного льда и на искусственном льду при исследованиях в полях бегущих волн (импульсное зондирование). В экспериментах, использующих непрерывные сигналы в коаксиальных линиях и конденсаторах, получаются несколько завышенные результаты (коэффициент *b*). Они не согласуются с данными, полученными методами радиолокационного зондирования *in situ*. Радиолокационное зондирование по нашему мнению дает наиболее близкие к действительности результаты.

Основываясь на приведенных соображениях и результатах обобщения данных по электромагнитным свойствам морских льдов, можно для диапазона частот 10-400 МГц предложить следующее расчетное соотношение для действительной части диэлектрической проницаемости морского льда

$$\varepsilon' = 0,53v + 3,17$$
 (6

при $\sigma_a = 0,007; \sigma_b = 0,02; \sigma_0 = 0,05.$

Относительно мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости є", можно сделать вывод, что величина коэффициента *а* аппроксимирующей прямой уменьшается с увеличением частоты приблизительно в соответствии с выражением

$$a_{f_1} \approx a_{f_2} \sqrt{\frac{f_2}{f_1}}; f_2 > f_1,$$

где a_{f_1} – значение a на частоте $f_1; a_{f_2}$ – значение a на частоте f_2 .

Принимая для частоты 100 МГц a = 0,27 (среднее для измерений *in situ*), полученное на образцах естественного льда и на искусственном льду с использованием импульсных сигналов, получим

$$a=0,27\sqrt{\frac{100}{f}}.$$

Коэффициент *b* аппроксимирующей зависимости уменьшается приблизительно пропорционально *f*. Поэтому, проводя аналогичные усреднения для *b*, получим

$$b = 0.17 \frac{100}{f}$$
.

Следовательно, в рассматриваемом диапазоне частот 10–400 МГц количественные соотношения между электромагнитными характеристиками морского льда и относительным объемом жидкой фазы можно представить в виде уравнений (6) для є' и (7) для є''.

Таблица 3

Пределы изменения средней скорости электромагнитных волн в морских льдах основных градаций в осенне-зимний период (диапазон частот 10-400 Мгц)

Градации льда	Относител жидкой	ьный объем фазы, %	Скорость электромагнитных волн, м/мкс			
	мин.	макс.	мин.	макс.		
Молодой	4,31	17,5	85	129		
Однолетний	2 ,16	9,46	105	144		
Многолетний	1,12	2,98	138	155		
ε" = √	$\frac{100}{f} \left(0,27\nu \right)$	$+0,17\sqrt{\frac{100}{f}}$).	. (

Из равенств (3–7) с учетом закономерностей вертикального распределения v в молодых, однолетних и многолетних льдах можно рассчитать распределение электромагнитных характеристик по сечению и их эффективные значения для морских льдов указанных возрастных градаций. В частности, можно определить пределы изменения средней скорости вертикального распространения электромагнитных волн диапазона 10–400 МГц для морских льдов трех выделенных градаций. Пределы этих изменений в осенне-зимний период приведены в табл. 3.

Изменения электромагнитных характеристик морских льдов в процессе их нарастания

При нарастании толщины морского льда его электромагнитные характеристики изменяются. Для оценки динамичности изменения были выполнены специальные эксперименты на естественных морских льдах с использованием двухпроводных линий. За период наблюдений толщина льда в открытой майне изменялась от 0 до 1,53 м. По измеренным значениям амплитуд отраженных верхней и нижней поверхностями льда сигналов и временных задержек между ними были рассчитаны удельное поглощение, скорость видеоимпульсных сигналов на различных стадиях роста льда. Далее по этим экспериментам определялись эффективные значения ε' , ε'' и N слоя морского льда и их изменение в процессе увеличения его толщины. Измерения температуры и солености на различных расстояниях от поверхности слоя растущего льда облегчили расчет объема жидкой фазы, а также оценку изменения их вертикального распределения в процессе нарастания льда. На рис. 11 *а* приведены кривые изменения ε' и ε'' однолет-



Рис. 11. Изменение эффективных электромагнитных характеристик (a), объема жидкой фазы (б) на различных расстояниях от поверхности льда: *I* - 5 см; 2 - 30 см; 3 - 60 см; 4 - 90 см; 5 - 120 см; 6 - 150 см; 7 - толщины однолетнего морского льда при его нарастании.

него морского льда в процессе измерений, а на рис. 11 б построены кривые изменения относительного объема жидкой фазы на различных расстояниях от поверхности льда и кривая роста толщины льда. Как видно из рис. 11 а, кривые изменения є' и є" начинают отсчитываться только при достижении льдом толщины около 0,7-0,8 м, когда оказывается возможной раздельная фиксация отражения от границ льда и измерение скорости и удельного поглощения энергии сигнала. Хотя ожидалось, что видеоимпульсы длительностью 5 нс будут раздельно фиксироваться при толщине льда 0,2-0,3 м, эксперименты свидетельствуют, что при зондировании нарастающего льда толщиной менее 0,7 м происходит значительное увеличение длительности заднего фронта импульса до 15-20 нс. Последнее свидетельствует о плавном изменении электрических характеристик слоя льда по сечению при таких толщинах. Удельное поглощение N для всех линий изменяется от 4,5 до 5 дБ/м в период, когда в основном слое льда содержание жидкой фазы равно 3-5 %; до 2-3 дБ/м, когда содержание жидкой фазы уменьшается до 2-3 %. Скорость видеоимпульсного сигнала изменяется для этих же значений жидкой фазы от 105-120 м/мкс до 140-145 м/мкс, соответственно. Анализ изменчивости содержания объема жидкой фазы по сечению от поверхности льда при намерзании его толщины (рис. 11 б) позволил рассчитать средние значения относительного объема жидкой фазы, характе-

Таблица 4

Сопоставление экспериментальных и расчетных данных по электрическим характеристикам однолетнего морского льда

Ланисие	Январь		Февраль		Март					Апрель	
даллыс	29	31	19	26	4	9	15	20	25	31	5
Среднее значение											
объема жидкой фазы в слое, %	4,0	5,2	3,5	4,7	4,0	4,1	3,1	3,4	3,4	3,0	3,0
є' эксперимента	5,76	6,15	4,28	5,76	5,27	4,8	4,9	5,17	4,6	4,3	4,7
е модель	5,22	5,86	5,0	5,3	5,3	5,22	5,27	5,17	4,9	4,6	4,7
є" эксперимент	1,37	1,54	1,06	1,5	1,04	0,96	1,2	1,1	0,86	0,8	1,13
є" модель для f=100 МГц	1,25	1,57	1,12	1,44	1,3	1,25	1,28	1,2	1,1	0,95	0,98

ризующие слой льда в различные периоды его нарастания. Эти данные приведены в табл. 4.

Краткий анализ динамики изменения относительного объема жидкой фазы в ледяном покрове свидетельствует, что жидкая фаза и ее распределение в морском льде оказывает очень сильное влияние на метрологию измерений и выбор основных параметров радиолокационных станций для измерения толщин морских льдов.

Для 3-х выделенных выше возрастных градаций морского льда возможно приблизительное распределение относительного объема жидкой фазы по сечению льда в виде полинома третьей степени. Среднеквадратичное отклонение аппроксимирующих значений от рассчитанных по экспериментальным значениям температуры и солености не превышает 7 % для молодого льда, 6 % для однолетнего и 4 % для многолетнего льда.

В диапазоне частот радиолокации 10–400 МГц электрические характеристики морского льда могут быть представлены линейными функциями относительно объема жидкой фазы.

Анизотропия электрических параметров морского льда и коэффициента отражения плоской электромагнитной волны от слоя морского льда

При радиолокационных исследованиях морского льда с поверхности, а также с небольших высот было отмечено явление анизотропии отражения, проявляющееся в зависимости уровня отраженных нижней поверхностью льда сигналов от азимутальной ориентации антенн радиолокатора [38, 47]. При этом наблюдался максимум отраженного сигнала при ориентации вектора электромагнитного поля параллельно преимущественному направлению С-оси кристаллов льда. Исследования проводились на частотах 50– 150 МГц [47] и 300 МГц [38]. Анизотропии коэффициента поверхностного отражения в этом частотном диапазоне отмечено не было. Анизотропия же донного отражения наблюдалась как при зондировании молодых, однолетних, так и многолетних льдов в диапазоне толщин 25–200 см.

Исследования показали, что указанная анизотропия коэффициента отражения электромагнитных сигналов радиолокаторов связана с анизотропией электрических параметров морского льда, которые наиболее за-



Рис. 12. Зависимости относительной диэлектрической проницаемости и удельного поглощения образцов льда от угла скольжения на различных длинах волн: *а* – однолетний лед зимнего образования; *б* – многолетний лед; сплошной линией обозначена вертикальная поляризация; пунктиром – горизонтальная поляризация; *1* – 7,9 см; *2* – 3 см; *3* – 0,78 см.

метно проявляются в тех слоях, в которых кристаллическая структура определяется вертикальным выклиниванием кристаллов при их росте. Наиболее представительные результаты в этом направлении были получены на частотах 3,75; 10 и 37,5 ГГц [8, 36] с помощью установок, созданных по мостовой схеме и использующих аналогичный оптическому метод измерения в свободном пространстве комплексного коэффициента прозрачности. Измерения позволили оценить анизотропию льда с вертикально развитыми кристаллами и рассоловыми капиллярами при наклонном, горизонтальном и вертикальном распространении в нем волн с различной по-



Рис. 13. Зависимости относительной диэлектрической проницаемости и удельного поглощения однолетнего льда от угла (между вектором *E* и направлением капилляров) на различных длинах волн.

I - 7,9 см; 2 - 3 см; 3 - 0,78 см.

ляризацией, сопоставить полученные данные с аналогичными, наблюдаемыми для верхнего распресненного слоя многолетнего льда, а также проследить за изменчивостью электрических параметров льда с упорядоченно ориентированными капиллярами при различных углах между вектором напряженности электрического поля *E* и направлением капилляров.

На рис. 12 представлены полученные при температуре –13 °С экспериментальные данные, которые характеризуют анизотропию однолетнего льда при различных углах падения электромагнитного излучения относительно поверхности льда для вертикальной и горизонтальной поляризаций излучаемых сигналов. Как и следовало ожидать, при угле скольжения 0°, соответствующем распространению излучения перпендикулярно расположению рассоловых капилляров, электрические параметры имеют наибольшие отличия, уменьшающиеся с увеличением угла скольжения. Последнее связано с электрическими свойствами жидкой фазы, для которой в СВЧ диапазоне с увеличением длины волны растет диэлектрическая проницаемость и уменьшается удельное поглощение. У деятельного слоя многолетнего льда при солености 0 ‰ и отсутствии жидкой фазы анизотропия отсутствует.

На рис. 13 представлены зависимости є' и N от угла между вектором *E* и преобладающим направлением распространения капилляров. Ход зависимостей указывает на монотонность изменения электрических параметров при изменении угла и позволяют путем интерполяции оценить величины є' и N для различных углов скольжения в каждой из трех зон их изменчивости, показанных на рис.12 *a*.

Обобщенные электрические параметры морского льда, полученные отечественными и зарубежными авторами в широком диапазоне частот для различных температур и соленостей, представлены в работе [20].

В работе [43] предложена гипотеза, объясняющая анизотропию отражения электромагнитных волн упорядоченным расположением рассоловых включений в донной части морского льда. При этом предполагается, что рассоловые включения имеют форму эллипсоидов, задаваемых уравнением:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1.$$

Система координат выбрана таким образом, что ось X горизонтальна и перпендикулярна оптической оси кристаллов льда (С-ось), ось Y горизонтальна и параллельна С-оси, а ось Z вертикальна.

Как показано в работе [52], выделение ионов (солей) при образовании льда повышает их концентрацию рядом с границей лед-вода, что, в свою очередь, при определенных температурных условиях способствует образованию слоя переохлажденной жидкости под поверхностью раздела. В этих условиях поверхность раздела приобретает сотовый характер, происходит выдвижение дендритных пластин, перпендикулярных оптической оси, в направлениях параллельных их базовым плоскостям в сторону морской воды с меньшей соленостью. По мере роста льда морская вода с повышенной концентрацией солей оказывается захваченной между дендритными пластинами. Образующиеся при этом прослойки рассола во льду имеют наиболее протяженные размеры в направлениях перпендикулярных С-оси кристаллов льда.

При ориентации облучающего поля вдоль оси OY (параллельно полуоси эллипсоида b и оптической оси кристаллов льда C – нормальная поляризация) вектор \vec{E}_y нормален наиболее протяженной границы раздела рассол-лед. Его величина внутри рассолового включения пренебрежима мала, что определяет сравнительно небольшие значения мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости морского льда и, соответственно, малое поглощение энергии электромагнитного поля в этом случае, наблюдаемое на практике.

При тангенциальной поляризации, т.е. при ориентации вектора \vec{E}_x перпендикулярно оптической оси кристаллов льда, имеет место значительное проникновение приложенного поля в прослойки рассола. Это обстоятельство обусловливает появление значительных токов в рассоловых ячейках, т.е. увеличение мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости морского льда и, соответственно, увеличение потерь в этом случае.

Указанное выше подтверждается теоретическими исследованиями процесса отражения плоской электромагнитной волны от слоев морского льда с тремя разновидностями распределения относительного объема жидкой фазы по вертикали, характерными для молодого, однолетнего и многолетнего льдов. Рассмотрение велось в рамках двух моделей, предложенных в [43]: модель 1 – для случаев нормальной и тангенциальной поляризаций и частоты 100 МГц (средней частоты диапазона радиозондирования); модель 2 – для случаев произвольной поляризации, в которой вертикальное распределение электрических характеристик в слое льда задавалось выражениями (6, 7), имеющими для частоты 100 МГц вид: $\varepsilon' = 3,17 + 0,53v$,

 $\varepsilon'' = 0,17 + 0,27v$.

Общие для обеих моделей положения формулировались следующим образом: слой морского льда толщиной h характеризуемый данным вертикальным распределением относительного объема жидкой фазы, представляется состоящим из l слоев толщиной d (d = h/l). Толщина каждого из одинаковых слоев выбирается из условий примерного соответствия интервалу точного определения относительного объема жидкой фазы (отбора проб на соленость и измерения температуры льда) и равна 10 см. Предполагалось, что приемопередающая антенна находится на высоте h_a над поверхностью льда.

Для решения задачи о коэффициенте отражения электромагнитных волн слоем морского льда необходимо знать соотношение полуосей эллипсоида рассолового включения и характер его изменения по толщине слоя льда. Количественное решение этого вопроса для всех разновидностей льдов затруднительно, так как форма и характер вертикального распределения рассоловых включений зависит от большого числа факторов, среди которых можно указать такие как: соленость морской воды, из которой образовался лед; температурный режим водной толщи в момент льдообразования; скорость льдообразования; состояние поверхности воды в момент льдообразования и т.п.

Вертикальное распределение рассоловых включений очень динамично, так как во льду происходит постоянная миграция рассола, поэтому говорить о форме рассоловых включений и закономерностях ее изменения по толщине слоя льда можно только качественно, имея в виду определенный тип льда в определенный момент времени.

Основываясь на структурной классификации морских льдов, предложенной Черепановым Н.В. [31], и ограничиваясь рассмотрением морского льда в период декабрь-март, т.е. в отсутствии таяния, можно полагать для морских льдов указанных выше трех его разновидностей следующее:

1. Молодой лед – лед зимнего образования. Для него характерна высокая скорость льдообразования на спокойной поверхности моря при низких температурах окружающего воздуха и в условиях хорошо развитой зимней вертикальной циркуляции приледного слоя. При этом формируется ледяной покров с кристаллами только параллельно-волокнистой структуры и отчетливо выраженной горизонтальной ориентировкой С-осей и пространственной упорядоченностью их ориентировки (тип В1). На основе данных [35, 56] о размерах полуосей эллипсоида включений, где большая полуось *a*, перпендикулярная С-оси кристалла, равна 2–3 мм, а равные полуоси – горизонтальная, параллельная С-оси, и вертикальная равные 0,05–0,1 мм, для этой разновидности льда в расчетах может приниматься соотношение осей эллипсоидов включения постоянным по толщине и равным *a* · *b* = 30.

2. Однолетний лед – лед осеннего образования. Для него характерна средняя скорость льдообразования в условиях ветрового волнения при смерзании шуги, донного льда и обломков первичных форм льда. При этом в образующемся льду нарушается параллельность роста волокон, резко уменьшаются их вертикальные размеры и нарушается пространственная упорядоченность (тип В2, В3).

Для льда этого типа характерно неравномерное по толщине распределение разнообразных по форме включений. Для этого случая в расчетах могут приниматься следующие соотношения: в нижнем слое (толщиной 10 см) соотношение полуосей a : b остается равным 30:1; выше этого слоя до самой поверхности льда предполагается линейный характер изменения соотношения полуосей a и b до значения a : b = 1:1, что отражает соответствующее изменение формы рассоловых включений с понижением температуры во времени.

3. Многолетний лед – лед, претерпевший один или несколько периодов летнего таяния. Отличительными особенностями его строения является наличие деятельного слоя, толщина которого колеблется от 15–20 см у двухлетнего льда до 40–50 см у многолетнего. Ниже этого слоя многолетний лед имеет, как правило, шестовато-волокнистую структуру; на границе с водой существует переходный слой толщиной около 20 см, содержащий включения рассола. Существенное отличие в форме и размерах рассоловых включений в переходном слое многолетнего льда по сравнению с молодым льдом обусловлено сравнительно меньшими скоростями намерзания первого, связанными с теплоизолирующими свойствами многолетнего льда. Это обстоятельство приводит к тому, что ячейки рассола в нем не имеют столь выраженной эллипсоидальной формы и типичное для них соотношение полуосей составляет величину порядка 5–10.

По определенным, с учетом коэффициента деполяризации, значениям действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости в работе [11] были рассчитаны френелевские коэффициенты отражения от границ каждого из *l* слоев.

В частности, для *i*-го слоя:

$$\dot{r}_{k}(i) = \frac{\sqrt{\dot{\varepsilon}_{k}(i)} - \sqrt{\dot{\varepsilon}_{k}(i-1)}}{\sqrt{\dot{\varepsilon}_{k}(i)} + \sqrt{\dot{\varepsilon}_{k}(i-1)}}.$$

Квадрат модуля френелевского коэффициента отражения от границы *i* и (i-1) слоев, равный коэффициенту отражения мощности $R_k^1(i)$, падающего на эту границу электромагнитного излучения, определялся как:

$$R_{k}^{1}(i) = \dot{r}_{k}(i) \times r_{k}^{*}(i) = \left[r_{k}'(i)\right]^{2} + \left[r_{k}''(i)\right]^{2}.$$

Фаза френелевского коэффициента отражения от *i*-й границы определялась как:

$$F_{r_k}(i) = \operatorname{arctg} \frac{r_k'(i)}{r_k'(i)}.$$

Для вычислений полных коэффициентов отражения мощности *i*-го слоя необходимо учесть потери энергии при прохождении вышележащих слоев.

Коэффициент прохождения і-й границы определялся соотношением:

$$T_{k}^{1}(i) = 1 - R_{k}^{1}(i)$$
.

При двукратном прохождении і-й границы (туда и обратно):

$$\left(T_{k}^{1}\left(i\right)\right)^{2}=\left(1-R_{k}^{1}\left(i\right)\right)^{2}.$$

Если пренебречь многократными отражениями в каждом из слоев, что для морского льда вполне допустимо, можно представить полный коэффициент отражения мощности от *i* границы при направлении поляризации *k* в виде:

$$R_{k}^{B}(m) = \prod_{i=1}^{m-1} (1 - R_{k}^{i}(i))^{2} \times R_{k}^{i}(m) \text{ для } m = 2, 3, ..., n; n = 1 + 1,$$

И

И

$$R_{k}^{B}(m) = R_{k}^{1}(m)$$
для $m = 1$.

Коэффициент отражения мощности затухающей волны $R_k^A(i)$, равный отношению мощности излучения, отраженного от поверхности раздела *i* в точке приема, к мощности излучения, падающего на слой льда, вычисляется по значению $R_k^B(i)$ с учетом потерь, возникающих при распространении волны в слое льда. Эти потери слагаются из потерь на поглощение, геометрических потерь, потерь на рассеяние на внутренних неоднородностях и потерь вследствие изменения плотности потока мощности в слоисто-неоднородной среде (фактор фокусировки) [32].

Коэффициент отражения мощности затухающей волны с учетом двукратного прохождения слоя льда может быть записан в виде:

$$R_{k}^{A}(m) = \prod_{i=1}^{m-1} \left[\exp(-4\alpha_{k}(i)) d \right] R_{k}^{B}(m)$$
 для $m = 2, 3, ..., n$

 $R_{k}^{A}(m) = R_{k}^{i}(m)$ для m = 1.

Геометрические потери, обусловленные расхождением фронта волны при ее распространении от отражающей границы и обратно, выражаются через коэффициент расхождения луча *S*(*i*):

$$S(i) = \frac{P_r(i)}{P_t} = G_A^2 \left(\frac{\lambda}{8\pi h_1}\right)^2,$$

где $P_i(i)$ – мощность сигнала, отраженного *i* слоем; P_i – мощность, излучаемая антенной; G_A – коэффициент направленного действия антенны; λ – длина волны излучаемого сигнала в среде, расположенной над i границей раздела.

Это выражение справедливо в предположении о зеркальном характере отражения электромагнитных волн данной частоты от всех границ внутри слоя.

Фактор фокусировки при зондировании слоисто-неоднородной среды выражается соотношением [27]:



где h_a – высота антенны над поверхностью раздела; h_i – толщина зондируемого слоя; n – относительный показатель преломления зондируемой среды.

Потери вследствие рассеяния сигнала на внутренних неоднородностях на частоте 100 МГц можно считать пренебрежимо малыми.

С учетом изложенного, для результирующего коэффициента отражения мощности, можно записать:

$$R_{k}(i) = S(i)\eta(i)R_{k}^{A}(i).$$

В соответствии с данным уравнением были рассчитаны коэффициенты отражения мощности электромагнитного сигнала частотой 100 МГц от слоя морского льда, характеризуемого определенным законом вертикального распределения относительного объема жидкой фазы и размеров включений рассола для случаев нормальной и тангенциальной поляризаций.

Для метрологического обеспечения фазового метода измерения толщины морского льда [39] были также оценены фазовые соотношения между сигналами, отраженными верхней и нижней границами льда, и их связь с толщиной слоя. При расчетах предполагалось, что падающая волна имеет одинаковую фазу на всей облучаемой площадке (плоский фронт, плоская граница), и использовалось соотношение:

$$F_{k}(m) = \sum_{i=1}^{m=1} \frac{4\pi d \sqrt{\varepsilon_{k}'(i)}}{\lambda} + \sum_{i=2}^{m} \operatorname{arctg} \frac{r_{k}''(i)}{r_{k}'(i)}; \ m = 2, 3, ..., n.$$

Результаты расчетов приведены на рис. 14–15. Аналогичные расчеты были выполнены также в рамках второй модели (произвольная поляризация, изменение электрических характеристик льда по вертикали определяются соотношениями (6), (7)) с учетом аппроксимации вертикальных распределений относительного объема жидкой фазы полиномами тре-



Рис. 14. Вертикальные распределения относительной диэлектрической проницаемости, относительного фазового сдвига и полного коэффициента отражения мощности плоской электромагнитной волны с нормальной поляризацией в молодом (*a*), однолетнем (*б*) и многолетнем (*в*) льдах.

I-F; $2-\varepsilon'$; $3-\varepsilon''$; 4-R.





 $I-F; 2-\varepsilon''; 3-\varepsilon'''; 4-R.$



Рис. 16. Вертикальные распределения относительной диэлектрической проницаемости, относительного фазового сдвига и полного коэффициента отражения мощности плоской электромагнитной волны с произвольной поляризацией в молодом (*a*), однолетнем (*b*) и многолетнем (*b*) пьдах.

1-F; $2-\varepsilon'$; $3-\varepsilon''$.

тьей степени относительно толщины слоя льда с коэффициентами, соответствующими морским льдам каждой возрастной градации. Результаты расчетов энергетических и фазовых характеристик в этом случае представлены на рис. 16.

Структура электрических параметров морского льда с учетом реальных распределений по толщине его физических характеристик

Совокупность данных, представленных выше, позволяет получить реальные распределения средних значений электрических параметров по толщине морского льда в зависимости от его основных физических характеристик, таких как: соленость, температура и плотность. На рис. 17 представлена вертикальная структура показателя преломления и удельного ослабления в тонком однолетнем, однолетнем средней толщины, двухлетнем и многолетнем льду для зимне-весеннего периода [9].

Общий ход зависимостей электрических параметров с глубиной в однолетних льдах легко понять, учитывая совокупность физических факторов, влияющих на их величину. В поверхностных слоях велика соленость, но низка температура, поэтому показатель преломления *n* и удельное ослабление *N* лишь незначительно выше чем на более теплых горизонтах, где отмечается минимум солености. Однако, последний все-таки влияет на структуру электрических параметров, вызывая в большинстве случаев заметный минимум в их распределении. На всех нижележащих горизонтах



Рис. 17. Вертикальная структура показателя преломления и удельного ослабления в различных типах ледяного покрова на разных длинах волн, а также структура электрических параметров в зимнем ледяном покрове в различные времена наблюдения.

а – однолетний лед зимнего образования; б – однолетний лед осеннего образования; в – двухлетний; г – многолетний. 1 – 0,78 см; 2 – 3 см; 3 – 7,9 см; 4 – наблюдения 16 января; 5 – 15 февраля; 6 – 2 марта; 7 – 4 апреля; 8 – 16 мая.

величина электрических параметров увеличивается вследствие одновременного повышения солености и температуры. Аналогичные рассуждения позволяют понять и структуру электрических параметров многолетних льдов. Ее особенность заключается в том, что в пределах деятельного слоя показатель преломления льда хорошо коррелирует с его плотностью [39], а удельное ослабление на длине волны 0,78 см имеет четко выраженный максимум, связанный с рассеянием.

На рис.18 показано изменение общего ослабления электромагнитной энергии с глубиной, начиная от поверхности ледяного покрова. Оно определилось с использованием данных об удельном ослаблении по формуле

$$T=\sum N_i h_i\,,$$

где N_i – величина удельного ослабления на каждой глубине h_i при числе выбранных горизонтов *i*, равноотстоящих друг от друга. Из представленных зависимостей видно, что толщина верхних слоев ледяного покрова, в которых сигнал ослабляется в одинаковой степени, существенно зависит



Рис. 18. Ослабление электромагнитной волны *T* с глубиной в различных типах ледяных покровов на разных длинах волн.

а - сплошная линия означает однолетний лед зимнего образования; пунктир – однолетний лед осеннего образования; б – сплошная линия означает двухлетний лед; пунктир – многолетний лед; 1 – 0,78 см; 2 – 3 см; 3 – 7,9 см.

не только от частоты, но и от возраста льда. Даже в однолетних льдах ослабления на одних и тех же горизонтах отличаются более чем в два раза, хотя время между моментами их образования составляет всего около трех месяцев. С увеличением длины волны ослабление во льду значительно уменьшается. Так, например, в зимнем ледяном покрове на длинах волн 0,78; 3 и 7,9 см сигнал ослабляется в 100 раз по мощности (20 дБ) соответственно на глубинах 4; 17 и 52 см. Еще большие отличия можно видеть из сопоставления ослаблений для однолетних и многолетних льдов.

В заключение рассмотрим кратко электрические параметры начальных видов ледяного покрова. К ним относятся ледяные иглы, снежура и шуга, для которых понятие толщины слоя весьма условно. Эти виды ледяного покрова, а также ниласы толщиной от 3 до 10 см, имеют высокую соленость. Их можно рассматривать как слои с некоторыми средними, эффективными электрическими параметрами. Извлечение образцов такого льда даже на короткое время без существенного нарушения их естественного физического состояния невозможно вследствие неизбежного вытекания рассола. Взятию образцов также препятствует их малая механическая прочность. Поэтому приводимые ниже данные об электрических параметрах указанных типов льда на частоте 10 Гц получены по методике, обеспечивающей существование льда в условиях наиболее близких к натурным.

В табл. 5 представлены данные о зависимости эффективных величин преломления, удельного поглощения, проводимости, реальной и мнимой
Таблица 5

<i>d</i> , см	n	N, дБ/см	ε΄	ε"	о, сим/м
0,5	5,5	39	25,6	23,5	13,10
1	4,5	31	17,3	15,3	8,52
2	3,6	22	11,4	8,7	4,83
3	3,1	18	8,6	6,1	3,40
4	2,8	15	7,1	4,6	2,56
5	2,6	13	6,3	3,7	2,06
6	2,5	11	5,9	3,0	1,68
7	2,4	9	5,6	2,4	1,31
8	2,3	7,5	5,1	1,9	1,05

Электрические параметры начальных видов ледяного покрова

части диэлектрической проницаемости от толщины рассматриваемых видов льдов. Особенностью этих зависимостей является их монотонность и достаточно резкое изменение электрических параметров от толщины.

1.2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СНЕЖНО-ЛЕДЯНОМ ПОКРОВЕ

Исследование оптических характеристик морского льда является неотьемлемой частью гидрооптических исследований полярных областей Мирового океана. Это, с одной стороны, связано с тем воздействием, которое оказывает снежно-ледяной покров на формирование подводного светового поля и, как следствие, на такие процессы и явления в океане, как фотосинтез и люминисценция, вертикальная миграция планктона, окраска биологических объектов. С другой стороны, это обусловлено развитием дистанционных методов исследования геофизических объектов, среди которых важное место занимают оптические методы, связанные с возможностями использования оптических квантовых генераторов в системах локации, видения и передачи информации через ледяной покров. В этом плане изучение оптических характеристик снега и льда, их связи с основными физическими характеристиками льда (плотностью, соленостью, текстурой и структурой), а также их вертикального распределения по толщине ледяного покрова, имеет первостепенное значение.

Особенности распространения света в снеге и льде

Распространение света в мутной среде, какой является снежно-ледяной покров, сопровождается процессами поглощения и рассеяния и, в общем случае, описывается уравнением переноса излучения. При расчете светового поля путем решения этого уравнения параметры источников излучения и оптические характеристики среды считаются заданными.

Уравнение переноса излучения без учета поляризации света имеет следующий вид [1]:

$$\frac{dB(l,\theta,\varphi)}{d\overline{l}} = -\varepsilon B(\overline{l},\theta,\varphi) + \frac{\sigma}{4\pi} \int_{(4\pi)} x(\theta,\varphi,\theta',\varphi') B(\overline{l},\theta',\varphi') d\omega, \quad (8)$$

т.е. изменение яркости В монохроматического излучения, падающего на элементарный объем в направлении θ , φ , происходит, с одной стороны, за счет ослабления света на пути dl, а, с другой, вследствие рассеяния света, получаемого со всех направлений θ' , φ' рассматриваемым элементом объема. В этом уравнении ε есть показатель ослабления направленного света, представляющий собой сумму показателей поглощения χ и рассеяния σ :

$$\varepsilon = c + s$$
,

dω-элементарный телесный угол, осью которого является направление θ', φ'.

Функция $x(\theta, \phi, \theta', \phi')$ называется индикатрисой рассеяния, а величина $x(\theta, \phi, \theta', \phi')d\omega/4\pi$ обозначает вероятность рассеяния излучения под некоторым углом внутри телесного угла $d\omega$.

В случае $x(\theta, \phi, \theta', \phi') = 1$ рассеяние по всем направлениям равновероятно. Индикатриса рассеяния в этом случае называется сферической.

Необходимо отметить, что уравнение переноса (8) можно применять лишь в том случае, когда расстояние между центрами рассеяния (кристаллами льда, воздушными и солевыми включениями) много больше длины волны падающего излучения. Эти условия выполняются лишь для некоторых видов пресноводного льда. Для соленого льда, и тем более для снега, уравнение переноса неприменимо. При относительно плотной упаковке частиц начинают проявляться либо интерференционные явления [18], либо эффекты затенения [17]. В данном случае неприменимо само понятие прямого света, так как при прохождении узконаправленных пучков света через слои снега и льда на выходе будут отсутствовать фотоны, которые в результате взаимодействия с частицами не изменили бы направления первоначального распространения.

Для описания закономерностей распространения света в снеге и соленом льде неприменимо обычное понятие показателя ослабления є (также как и понятие показателей рассеяния и поглощения). Так, при экспериментальном определении показателя ослабления апертурный угол приемника излучения делается как можно меньше с целью уменьшения вклада рассеянного света в поток, прошедший под углом 0°. В случае снежно-ледяного покрова прямое излучение практически отсутствует и регистрирующее устройство фиксирует только рассеянный свет, величина которого пропорциональна апертурному углу приемника ($2\alpha_{\rm пр}$). Измеренный коэффициент пропускания становится зависимым от $2\alpha_{\rm пр} - 0$.

В связи с отсутствием корректной математической модели, позволяющей описывать процессы переноса излучения в сильно дисперсной среде, в работе [17] была сделана попытка приближенного использования

уравнения (8) для сред с плотной упаковкой центров рассеяния. Авторы в своих рассуждениях исходили из того факта, что в режиме, когда речь идет об интегральных (по углу) величинах светового поля при любой толщине среды, не наблюдается аномальных закономерностей, противоречащих таковым, вытекающим из анализа решения уравнения (8). При этом не важно, существует ли прямой свет или он превратился в рассеянный, но идущий под углами, близкими к направлению падения исходного излучения. Поэтому использование уравнения переноса (8) возможно. Необходимо только определить, что понимать под первичными параметрами є, $\sigma, x(\theta, \phi, \theta', \phi')$ и как их измерить у конкретного объекта.

Рассмотрим плотный однорядный слой частиц, освещенный по нормали к поверхности пучком света с возможно меньшей угловой расходимостью $2\alpha_{uct}$. Пусть падающий световой поток будет равен Φ_{nad} , а сила света рассеянного слоем под всеми углами излучения – $I(\gamma)$. Тогда условно положим, что при всех γ , меньших некоторого угла γ , который немного больше или равен α_{uct} , сила рассеянного света равна $I(\gamma)$. Все реальное превышение интенсивности света в этом интервале углов припишем прямому свету. Показатель рассеяния направленного света в этом случае будет равен при $\gamma \leq \gamma'$

$$\sigma(\gamma) = \frac{4\pi I(\gamma')}{d_{\Im\Phi\Phi} \varphi_{\Pi A \Pi}},$$

при $\gamma \leq \gamma'$

$$\sigma(\gamma) = \frac{4\pi I(\gamma)}{d_{\Im\Phi\Phi} \Phi_{\Pi A \Pi}},$$

где $d_{\ni \Phi \Phi}$ – эффективная толщина однородного слоя частиц.

Расчет показателя рассеяния и индикатрисы рассеяния производится по формулам:

$$\sigma = \frac{1}{2} \int_{0}^{\pi} \sigma(\gamma) d\gamma,$$
$$x(\gamma) = \frac{\sigma(\gamma)}{\sigma}.$$

Поскольку под величиной прямого света, прошедшего слой, понимается

$$\Phi_{\text{IIPOIII}} = 2\pi \int_{0}^{\gamma} \left[I(\gamma) - I(\gamma') \right] d\gamma,$$

то отсюда следует, что показатель ослабления равен

$$\varepsilon = \frac{1}{d_{3\Phi\Phi}} \left\{ 1 - \frac{2\pi}{\Phi_{\Pi A \Pi}} \left[\int_{0}^{\gamma} I(\gamma) d\gamma - \gamma' I(\gamma') \right] \right\}.$$

Оптические характеристики $\sigma(\gamma), \varepsilon, x(\theta, \varphi, \theta', \varphi')$ таким образом определяются через измеренное распределение $I(\gamma)/\Phi_{пАД}$ при выбранном γ . Причем незначительные изменения угла γ' , хотя и изменяют значения характеристик элементарного объема, но это существенно не сказывается на рассчитываемой структуре светового поля в оптически толстых слоях снега и льда.

Учет поляризации света во льду

Уравнение переноса (8), описывающее процесс распространения света в мутной среде, является недостаточно полным, так как не учитывает состояние поляризации светового пучка при его взаимодействии с рассеивающим объектом и, в общем случае, коэффициенты, входящие в уравнение, являются не скалярными величинами, а матрицами. Матрицы ослабления содержат более полную информацию о строении рассеивающего объекта, позволяют определить его реакцию на произвольно поляризованное излучение, а также исправить уравнение переноса, дополнив его рядом новых членов.

Лед представляет собой вещество с довольно сложной микро- и макроструктурой, и существующие теоретические положения не в состоянии предсказать его поляризационные свойства. Следовательно, решение уравнения переноса излучения с учетом состояния поляризации последнего возможно только на основе данных экспериментальных исследований.

Для анализа поляризации света ослабленного мутной средой используются параметры Стокса, которые полностью характеризуют интенсивность и поляризационные характеристики лучистого потока и неразрывно связаны с квантово-механической матрицей плотности [30].

Согласно схеме, представленной на рис. 19, параметры Стокса определяются следующим образом. Пусть световой поток проходит сначала компенсатор, а затем анализатор. Компенсатором служит четвертьволновая фазовая пластинка. XOZ – плоскость референции Q, относительно которой отсчитываются углы поворота компенсатора Ψ и анализатора χ . Отсчеты производятся против часовой стрелки, если смотреть навстречу лучу. Тогда при данной интенсивности света $I(\Psi, \chi)$, прошедшего через компенсатор и анализатор при заданных значениях углов Ψ и χ , для параметров Стокса имеем [24]:

$$S_{1} = I(\Psi = 0, \chi = 0) + I(\Psi = 90^{\circ}, \chi = 90^{\circ}),$$

$$S_{2} = I(0, 0) - I(90^{\circ}, 90^{\circ}),$$

$$S_{3} = I(45^{\circ}, 45^{\circ}) - I(135^{\circ}, 135^{\circ}),$$

$$S_{4} = I(0, 135^{\circ}) - I(0, 45^{\circ}).$$



Рис. 19. К определению вектор-параметра Стокса.

Параметр S_1 – есть интенсивность светового пучка, т.е. модуль вектора Пойтинга; S_2 – равен разности интенсивностей линейно-поляризованного света с направлениями колебаний электрического вектора относительно оси *ОХ* 0 и 90°. Такой же смысл имеет и S_3 , но для направлений 45 и 135°. Параметр S_4 равен разности интенсивностей света с правой и левой круговыми поляризациями.

Четыре параметра Стокса S_i (i = 1, 2, 3, 4) можно рассматривать как компоненты вектора \hat{S} в четырехмерном функциональном пространстве. Значения параметров Стокса удовлетворяют условию

$$S_1^2 \ge S_2^2 + S_3^2 + S_4^2 \,. \tag{9}$$

Условие (9) позволяет разложить частично поляризованную световую волну на две независимые поляризованную и неполяризованную (естественный свет) части. Для естественного света с вектором $\hat{S}_{\rm H}(S_{\rm H1}, S_{\rm H2}, S_{\rm H3}, S_{\rm H4})$ справедливо соотношение $S_{\rm H2} = S_{\rm H3} = S_{\rm H4} = 0$. Тогда для волны с вектором $\hat{S}(S_1, S_2, S_3, S_4)$ требуемое разложение запишется в виде

$$\hat{S} = \hat{S}_{\Pi} + \hat{S}_{H},$$

$$\hat{S}_{\Pi} = \sqrt{S_2^2 + S_3^2 + S_4^2} , S_2, S_3, S_4;$$

$$\hat{S}_{\rm H} = \hat{S} - \sqrt{S_2^2 + S_3^2 + S_4^2}$$
, 0, 0, 0.

Отношение интенсивности поляризованной части к полной интенсивности называется степенью поляризации *p*:

где

$$p = \frac{I_{\text{поляр}}}{I_{\text{поля}}} = \frac{\sqrt{S_2^2 + S_3^2 + S_4^2}}{S_1'}$$

Значение степени поляризации удовлетворяет неравенству: 0 ≤ p ≤ 1. Параметры Стокса зависят от выбора системы координат, поэтому, если плоскость референции Q повернуть на угол Ψ' против часовой стрелки, они в новом базисе изменят свои значения в соответствии с преобразованием

$$S_{i}' = \sum_{j=1}^{4} k_{ij} (\Psi') S_{j}$$
,

где k_{μ} – элементы матрицы.

$$\hat{k} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\Psi' & \sin 2\Psi' & 0 \\ 0 & -\sin 2\Psi & \cos 2\Psi' & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

Метод Стокса позволяет определять результат взаимодействия электромагнитного излучения с веществом при отражении, преломлении и рассеянии с точки зрения изменения интенсивности и поляризации. Для этого применяется метод Мюллера [32], в рамках которого взаимодействие излучения с веществом может быть описано как линейное однородное преобразование вектор-параметра светового пучка, представляемое в матричной форме. Поскольку это преобразование для каждого конкретного оптического элемента, расположенного определенным образом, единственно, любой элемент может быть описан по отношению к пучку света четырехмерной квадратной матрицей, называемой матрицей Мюллера. Произведение матрицы Мюллера на вектор Стокса падающего на оптический элемент пучка определяет вектор Стокса излучения, взаимодействующего с веществом

$$\hat{S} = \hat{D} \cdot \hat{S}' , \qquad (10)$$

где \hat{S}' – вектор Стокса падающего светового пучка; \hat{D} – матрица Мюллера, которая в случае произвольной среды содержит все 16 элементов, является функцией микрофизических параметров рассеивающего объема и зависит от направлений падающего и рассеянного пучков.

В развернутом виде выражение (10) выглядит следующим образом:

$$\begin{vmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} d_{11}d_{12}d_{13}d_{14} \\ d_{21}d_{22}d_{23}d_{24} \\ d_{31}d_{32}d_{33}d_{34} \\ d_{41}d_{42}d_{43}d_{44} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} S_1' \\ S_2' \\ S_3' \\ S_4' \end{vmatrix}.$$
(11)

Экспериментально матрицы Мюллера, набор которых составляет матричную индикатрису, определяются измерением параметров Стокса пучков света, ослабленных средой при облучении ее последовательно пучками с четырьмя различными состояниями поляризации и последующим решением 16 линейных уравнений относительно элементом матрицы d_{ij} Падающие пучки выбираются с такой поляризацией, чтобы их векторы Стокса имели различные ненулевые составляющие и по возможности описывались более простыми выражениями. Наиболее удобным является набор из трех плоскополяризованных пучков, векторы \vec{E} которых колеблются соответственно под углами с плоскостью референции 0, 45, 90° и пучка с правоциркулярной поляризацией. Нормированные векторы таких пучков равны:

$$\hat{S}^{(0)} = \{1100\};$$
 $\hat{S}^{(45)} = \{1010\};$
 $\hat{S}^{(90)} = \{1-100\};$ $\hat{S}^{(\Pi P)} = \{1001\}.$

Тогда, решая (11) для каждого из вышеперечисленных состояний поляризации, получим следующие выражения для $\hat{S}^{(0)}$ и $\hat{S}^{(90)}$:

$$\hat{S}^{(0)} = |\hat{D}| \cdot |S'^{(0)}| = |\hat{D}| \cdot \begin{vmatrix} 1\\1\\0\\0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} d_{11} + d_{12}\\d_{21} + d_{22}\\d_{31} + d_{32}\\d_{41} + d_{42} \end{vmatrix},$$

$$\hat{S}^{(90)} = |\hat{D}| \cdot |S'^{(90)}| = |\hat{D}| \cdot \begin{vmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} d_{11} - d_{12} \\ d_{21} - d_{22} \\ d_{31} - d_{32} \\ d_{41} - d_{42} \end{vmatrix}$$

Соответствующие столбцы матрицы ослабления будут равны:

$$A_{i} = \frac{1}{2} \left(\hat{S}^{(0)} + \hat{S}^{(90)} \right)$$
$$A_{2} = \hat{S}^{(0)} - A_{i},$$
$$A_{3} = \hat{S}^{(45)} - A_{i},$$
$$A_{4} = \hat{S}^{(90)} - A_{i}.$$

Матрица ослабления образца льда определяется как произведение обратной матрицы прибора на измеренную матрицу

$$\left|\hat{D}\right|_{n}=\left|\hat{p}\right|^{-1}\cdot\left|\hat{D}\right|_{H_{3M}}.$$

43

Применив метод Мюллера для изучения светорассеивающих сред, можно следующим образом представить уравнение переноса излучения с учетом поляризационных характеристик:

$$\frac{dS_i(\overline{l},\theta,\varphi)}{dl} = -\varepsilon S_i(\overline{l},\theta,\varphi) + \frac{1}{4\pi} \int_{(4\pi)} \sum d_{ij}(\theta,\varphi,\theta',\varphi') \cdot S_j(\overline{l},\theta',\varphi') d\omega, \quad (12)$$

где $S_i(\bar{l}, \theta, \phi)$ – параметр Стокса падающего на образец излучения; $S_j(\bar{l}, \theta', \phi')$ – параметр Стокса рассеянного средой излучения в направлении $\theta', j'; d_{ij}$ – элемент матрицы рассеяния; ω – телесный угол.

Сравнивая уравнение (12) с уравнением переноса (8) можно видеть, что в (12) входят дополнительные члены, которые в общем случае могут быть такого же порядка, что и подинтегральный член уравнения (8).

Параметры, входящие в уравнение переноса, в том числе и поляризационные характеристики рассеяния, в большинстве случаев могут быть определены только экспериментально, поскольку круг рассеивателей, поддающихся теоретическому описанию, весьма узок.

Ослабление узкого коллимированного пучка света в снегу и морском льду

Распространение света в снеге и морском льду сопровождается процессами поглощения и рассеяния, причем последний является многократным. Теоретический учет многократности рассеяния света связан с большими математическими трудностями, поэтому при изучении закономерностей ослабления узконаправленных пучков света в снеге и льду в основном базируются на материалах экспериментальных исследованиях.

Зависимости коэффициента пропускания Т направленного света от толщины образцов снега ($\lambda = 540$ нм) представлены на рис. 20 [13]. Кривые ослабления светового пучка в слое снега $\ln T = f(z)$ условно можно разбить на три участка. Первый участок характеризует ослабление света по экспоненциальному закону с показателем є, при этом яркость светового пучка при прохождении его через слой снега толщиной 5 мм падает на 4-5 порядков. Значения показателя ослабления лежат в пределах 800-1000 м⁻¹ и определяются как тангенс угла наклона первого прямолинейного участка зависимости $\ln T$ от толщины z. С увеличением толщины образцов снега изменение яркости замедляется, так как начинают играть все большую роль эффекты многократного рассеяния света - второй участок. При толщине снега свыше 50 мм свет становиться полностью рассеянным и ослабление вновь подчиняется экспоненциальному закону с показателем ослабления α = 24 + 26 м⁻¹ – третий участок, который называется также показателем ослабления глубинного слоя или асимптотического режима. Закон ослабления яркости светового пучка в глубинном режиме может быть записан в виде



Рис. 20. Зависимость коэффициента пропускания образцов снега различной плотности от толщины.

 $l - \rho = 224 \text{ kr/m}^3$; $2 - \rho = 292 \text{ kr/m}$; $3 - \rho = 153 \text{ kr/m}$; $4 - \rho = 262 \text{ kr/m}$.

$$B = B_0 \mathrm{e}^{-\alpha(z-z_0)},$$

где B_0 – начальная яркость пучка; B – яркость пучка, прошедшего через образец толщиной z; z_0 – толщина образца, начиная с которой имеет место предельно рассеянное излучение.

Строго говоря, в среде, освещенной световым пучком конечных размеров, глубинный режим принципиально не реализуется. При увеличении ширины пучка и толщины исследуемого слоя значение показателя ослабления постоянно уменьшается, и лишь в пределе при $z \to \infty$ становиться равным α_{∞} . Тем не менее, при толщине слоя снега более 50 мм зависимость ln *T* от *z* представляет собой практически прямую линию и, в пределах погрешности измерений, величина показателя ослабления может быть принята равной значению показателя ослабления предельно рассеянного света.

Исследования зависимости коэффициента пропускания от плотности снега, изменяющейся от 100 до 480 кг/м³, не выявили какой-либо тенденции к увеличению или уменьшению T [35]. Изучение же спектральных коэффициентов пропускания $T(\lambda)$ образцов снега свидетельствует о существенной зависимости $T(\lambda)$ от толщины слоя снега и отражает изменение спектра прошедшего излучения, которое происходит в результате нарастания кратности рассеяния (рис. 21). В тонких слоях снега рассеивание в основном однократно и в этом случае $T = f(\lambda)$ характеризует спектральную закономер-



Рис. 21. Спектральные коэффициенты пропускания образцов снега различной толщины. 1 – 9 мм; 2 – 16 мм; 3 – 30 мм; 4 – 102 мм.

ность ослабления света элементарным объемом среды. Спектральные кривые имеют несколько минимумов пропускания, обусловленных особенностями кристаллической структуры снега, вызывающими селективное рассеяние, а следовательно, и ослабление проходящего излучения. С увеличением толщины слоя снега, т.е. с увеличением кратности рассеяния, в прошедшем излучении начинает преобладать длинноволновое излучение.

В общем случае ослабление света на большой оптической глубине $\tau = \varepsilon z$ будет зависеть от формы индикатрисы рассеяния элементарного объема, а также от вероятности выживания фотона $\Lambda = \sigma/\varepsilon$ (где σ – показатель рассеяния направленного света). Снег имеет сферическую индикатрису рассеяния, при которой вероятность выживания фотона связана с параметром глубинного режима $T = \alpha_z/\varepsilon$ следующим соотношением [2]:

$$\frac{\Lambda}{2\Gamma}\ln\frac{1+\Gamma}{1-\Gamma}=1.$$

Расчеты показывают, что вероятность выживания фотона в широком спектральном диапазоне близка к единице, что указывает на низкое удельное поглощение снега. Значение средней кратности рассеяния крайне велико, поэтому приближенные методы расчета уравнения переноса, связанные с учетом конечного числа актов рассеяния, в данном случае неприменимы. Ослабление направленного света в морском льду обусловливается не только кристаллами льда, вкраплениями воздуха, минеральными и органическими примесями, но и солевыми включениями, находящимися во льду как в твердом состоянии, так и в виде рассола, причем каждой температуре соответствует строго определенная концентрация и состав рассола.

Исследование оптических характеристик морского льда показывает, что величина показателя ослабления направленного излучения зависит от ориентации оптических осей кристаллов относительно направления падающего пучка света. Показатель ослабления є имеет минимальное значение в случае совпадения направления светового пучка с направлением преимущественной ориентации кристаллов. Дезориентация на 1–2° дает значительное увеличение є. Дальнейшее изменение направления пучка света относительно направления ориентации кристаллов практически не влияет на величину показателя ослабления до тех пор, пока оно не достигает некоторого критического значения, определяемого углом преломления светового пучка на границе воздух-лед. Этот угол равен 50°.

Степень влияния ориентации кристаллов на оптические характеристики льда будет зависеть от его кристаллического строения. Для верхних слоев многолетнего льда, в которых в результате многократных процессов таяния и замерзания кристаллы имеют хаотическую ориентацию, зависимость показателя ослабления от направления падающего пучка света выражена слабо. Напротив, для молодых льдов, ориентация кристаллов в которых имеет упорядоченный характер, сбудет резко увеличиваться при несовпадении направления светового пучка с направлением преимущественной ориентации кристаллов.

Кривые ослабления коллимированного пучка света в квазиоднородных по структуре и текстуре образцах льда, представленные на рис. 22, аналогично кривым ослабления световых пучков в снеге, изображаются двумя прямолинейными участками, соответствующими экспоненциальному закону ослабления как направленного, так и предельно рассеянного света. Между прямолинейными участками находится криволинейный участок, соответствующий постепенному переходу ко все более высоким кратностям рассеяния. По сравнению со снегом, показатель ослабления направленного света для льда имеет значительно меньшую величину, причем значение є зависит от плотности и солености льда. Толщина образцов льда, при которой наступает глубинный режим, увеличивается.

Влиянию солености морского льда на его оптические свойства посвящены работы [13, 15, 48]. Обобщенные зависимости, указанных характеристик, полученные в данных работах, представлены на рис. 23. Их анализ показывает, что, по данным [15], показатель ослабления резко увеличивается при изменении солености от 4 до 7 ‰ (кривая *I*). В то же время, по данным работы [48], показатель ослабления возрастает только при увеличении солености от 0 до 6 ‰, а далее стабилизируется, принимая приблизительно постоянную величину (кривая 2). Поскольку измерения в обо-





I - пресный лед Ладожского озера при ρ = 903 кг/м³; 2 - морской лед при S = 3,8 ‰ и ρ = 903 кг/м³; 3 - морской лед при S = 6,2 ‰ и ρ = 895 кг/м³; 4 - морской лед при S = 12 ‰ и ρ = 907 кг/м³; 5 - снег.





I - ε по данным [15]; 2 - ε по данным [48]; 3 - ε по данным [13]; 4 - α по данным [13];

их случаях проводились на образцах льда одной фиксированной толщины (1,27 см), показатель ослабления рассчитывался по формуле:

$$\varepsilon = -\frac{\ln T}{z},$$

где Т-коэффициент пропускания света.

Необходимо отметить, что данная формула не позволяет производить точный расчет показателя ослабления, так как при этом не учитывается отражение света на границах раздела воздух-лед.

Результаты исследований, выполненные в работе [13], отражены кривыми 3 и 4 рис.23 и показывают соответственно изменение показателя ослабления направленного света є и глубинного показателя ослабления α . При этом показатель ослабления предельно рассеянного света вычислялся по формуле

$$\mathbf{x}_{\infty} = \frac{\ln T_1 - \ln T_2}{z_2 - z_1},$$

где T_1 и T_2 – коэффициенты пропускания света при толщине образцов, равных соответственно z_1 и z_2

Сравнение данных работы [13] с данными [15, 48] заставляет предполагать, что образцы льда в последних имели различную оптическую толщину, хотя геометрическая толщина в обоих случаях была одинаковой.

Результаты исследований зависимости коэффициентов диффузного пропускания от плотности морского льда представлены на рис. 24 [13]. Как видно из рисунка, наблюдается увеличение значения показателя ослабления при уменьшении плотности льда, причем характер зависимости для образцов, имеющих различную ориентацию кристаллов, остается постоянным. Абсолютные значения показателя ослабления для образцов, взятых параллельно плоскости замерзания, выше соответствующих значений, полученных для образцов, которые брались перпендикулярно плоскости.

Анализ спектральных коэффициентов пропускания образцов льда (рис. 25) [13] свидетельствует, что при толщине льда 2,5–3,5 мм пропускание по спектру практически не изменяется. Относительные максимумы и минимумы пропускания появляются с увеличением толщины образцов и соответствуют таковым для снега. Можно отметить три выраженных максимума на длинах волн 430, 500 и 620 нм и минимумы в области 460 и 550 нм. Коэффициент пропускания уменьшается на краях видимой области спектра. С увеличением толщины слоя льда, также как и для снега, в прошедшем излучении начинает преобладать длинноволновое излучение. Для образцов льда различной плотности и солености, но одинаковой оптической толщины, характер зависимости $T = f(\lambda)$ сохраняется.

Изложенное выше позволяет сделать вывод, что ослабление узконаправленных пучков света в слоях снега и льда характеризуется показателем



Рис. 24. Зависимость показателя ослабления от плотности льда. Угол зрения фотоприемника 180°:

I – образцы ориентированы перпендикулярно плоскости замерзания (S = 0 + 2‰); 2 – образцы ориентированы параллельно плоскости замерзания (S = 0 + 2‰); 3 – образцы ориентированы перпендикулярно плоскости замерзания (S = 3 + 10‰); 4 – образцы ориентированы параллельно плоскости замерзания (S = 3 + 10‰); 4 – образцы ориентированы параллельно плоскости замерзания (S = 3 + 10‰).



Рис. 25. Спектральные коэффициенты пропускания образцов льда различной толщины. Сплошные линии соответствуют морскому льду плотностью 900 кг/м³ и соленостью 3,84 ‰, штриховые – морскому льду плотностью 895 кг/м³ и соленостью 6.21 ‰.

1 – 2,5 мм; 2 – 3,5 мм; 3 – 16 мм; 4 – 36 мм; 5 – 145 мм; 6 – 236 мм; 7 – 290 мм; 8 – 305 мм.

ослабления направленного света (в оптически тонких образцах) и показателем ослабления предельно рассеянного света (в глубинном режиме). Коэффициент пропускания снега зависит от его структуры и главным образом от размеров кристаллических зерен, а коэффициент пропускания льда – от его кристаллической структуры и текстуры. Поскольку оптическая толщина снега значительно больше таковой для льда (при одинаковой геометрической толщине), явление смещения спектральной кривой яркости прошедшего излучения в длинноволновую область спектра, а также изменение формы кривой для снега выражено более сильно, чем для льда.

Угловые характеристики рассеяния света льдом

Угловая функция интенсивности или яркости излучения является составной частью уравнения переноса лучистой энергии и содержит информацию о внутреннем строении среды, определяющем ее важнейшие оптические характеристики: коэффициенты рассеяния, пропускания и отражения. Для различных естественных сред со сложным и неупорядоченным строением, в частности для льда, точный теоретический расчет угловых зависимостей рассеянного света (индикатрис рассеяния) невозможен, хотя некоторые аналитические соотношения и позволяют связать полученные экспериментально оптические характеристики среды с ее внутренним строением.

На рис. 26-27 [13] представлены экспериментальные индикатрисы рассеяния некоторых видов льдов. Здесь по оси ординат отложены десятичные логарифмы коэффициентов яркости рассеянного света, а по оси абсцисс – истинный угол рассеяния. Рассчитанные по данным кривым коэффициенты асимметрии индикатрис рассеяния пресных монолитных и монокристаллических льдов (рис. 26) равны приблизительно 24; для естественных пресных и соленого льда (рис. 27) эта цифра несколько ниже. Интенсивность рассеянного света падает на несколько порядков при отклонении угла визирования от 0 до 5°, что обусловлено наличием крупных рассеивающих частиц с радиусом, значительно превышающим длину волны света λ(r>>λ). Рассеивающими частицами во льду являются пузыри воздуха, органические и солевые включения. Они имеют сферическую или цилиндрическую форму, удалены друг от друга на расстояние L >> r и распределены хаотически. Угловые характеристики рассеяния света образцом с такими включениями аналогичны индикатрисам рассеяния одной частицы. Интенсивность излучения, рассеянного объемом v в направлении θ, определяется формулой [23]:

$$I_{\nu}(\theta) = n\nu I_{1}(\theta)$$
,

где $I_{v}(\theta)$ – интенсивность света, рассеянного объемом v; $I_{1}(\theta)$ – интенсивность света, рассеянного одной частицей; n – концентрация частиц в образце.

При сравнении угловых функций рассеяния излучения пресным льдом обнаруживается лишь незначительное различие для всех видов льда, кроме мутного льда типа А6 (кривая 3 рис. 27). Это связано с преобладанием







Рис. 27. Индикатрисы рассеяния соленого монокристаллического льда (1) и пресных льдов типов A4 (2) и A6 (3).

во льду крупных включений, ответственных за большую часть рассеянного излучения.

Кривые 1-3 (рис. 26) и кривая 2 (рис. 27) имеют явно выраженные максимумы вблизи угла 11°. Резкое увеличение интенсивности рассеяния в этом направлении на всех индикатрисах не очень мутных образцов льда

заставляет предполагать наличие большого количества монодисперсной взвеси с очень высокой степенью постоянства размеров частиц. Размеры воздушных включений могут быть определены на основании дифракционной теории. При этом каждый из пузырьков воздуха рассматривается как полупрозрачный, приблизительно круговой экран с резкими границами, так как именно границы обладают максимальным коэффициентом отражения (вследствие большого угла падения света). Объем льда в этом случае представляет собой набор беспорядочно распределенных экранов. В соответствии с принципом Бабине [10] интенсивность рассеянного такой системой света может быть определена по формуле

$$I_3 = I_0 - I_n,$$

где I_3 – интенсивность излучения, дифрагирующего на системе экранов; I_0 – интенсивность падающего излучения; I_n – интенсивность излучения, дифрагирующего на дополнительном экране, т.е. на экране с диафрагмами, расположенными в местах экранов первой системы.

Дифракционная картина, создаваемая системой из беспорядочно расположенных диафрагм, эквивалентна дифракционной картине от одной диафрагмы. В случае дифракции Фраунгофера на круглом отверстии распределение интенсивности по углам рассеяния описывается формулой [10]

$$I_{\pi}=I_{o}\left(\frac{J_{1}(x)}{x}\right)^{2},$$

где $x = 2\pi r \sin \varphi / \lambda; J_1 - функция Бесселя 1 рода; r - радиус диафрагмы (пу$ $зырька воздуха); <math>\varphi$ - угол рассеяния; λ - длина волны падающего излучения.

Рассеяние света системой, состоящей из хаотически распределенных экранов, в частности льдом со сферическими включениями, определяется выражением

$$I_{\mathfrak{s}} = I_{\mathfrak{o}} \left[1 - \frac{J_1^2(x)}{x^2} \right].$$

Приближенно положение вторичных максимумов яркости можно определить по формуле

$$\sin\varphi_m = \frac{0.61 + (m-1)/2}{r}\lambda,$$

где m – номер вторичных максимумов (m = 1, 2, 3...).

Подставляя в это выражение значение максимального угла, найденного по индикатрисам, и значение рабочей длины волны $\lambda = 540$ нм, определяем размер рассеивающих частиц r = 1,53 мкм.

При рассеянии излучения на соленых и сильно мутных образцах кривая углового распределения интенсивности плавно снижается от максимума при φ = 0° до малых значений без промежуточных максимумов. Вероятным объяснением такого поведения кривой является значительное преобладание рассеяния весьма высоких порядков.

Вертикальное распределение коэффициентов пропускания и отражения по толщине ледяного покрова

Неоднородное строение ледяного покрова является причиной значительных вариаций его оптических свойств, причем факторы, определяющие эти свойства, очень чувствительны к температурным условиям образования льда и зависят от его возраста. Следовательно, от возраста или типа льда будут зависеть и его оптические свойства. Кроме того, льды Северного Ледовитого океана имеют преимущественно слоистое строение, где каждый слой характеризуется определенной структурой и текстурой, поэтому оптические свойства определенного типа льда не остаются постоянными по толщине, а изменяются иногда скачкообразно от слоя к слою. При этом количество слоев также зависит от возраста льда.

Исследование вертикального распределения коэффициентов диффузного отражения и пропускания по толщине в молодом, однолетнем и многолетнем льдах проводилось на образцах, взятых с различных горизонтов ледяного покрова как параллельно, так и перпендикулярно плоскости замерзания. Результаты этих исследований представлены на рис. 28 и 29. Их анализ показывает, что характер вертикального распределения коэффициентов диффузного пропускания отражает изменение физико-химических характеристик (плотности, солености) льда по толщине ледяного покрова. Небольшие значения коэффициентов пропускания поверхностных слоев молодого и однолетнего льда определяются относительно небольшой плотностью исследуемых образцов льда, взятых с соответствующих горизонтов. Уменьшение прозрачности на нижних горизонтах связано с увеличением солености нижних слоев льда.

В многолетнем льде, соленость которого значительно меньше таковой для молодых и однолетних льдов, характер вертикального распределения коэффициентов пропускания аналогичен изменению прозрачности по толщине ледяного покрова. Низкие значения прозрачности верхнего слоя многолетнего льда соответствуют относительно небольшой плотности этого слоя и связаны с процессами таяния в летний период времени, в результате чего талая вода, просачиваясь через лед, увеличивает его пористость. Толщина деятельного слоя варьирует от 10 до 50 см. Ниже деятельного слоя часто встречается прослойка прозрачного льда, коэффициент пропускания которой может достигать 96 %, и далее значение коэффициента диффузного пропускания вновь понижается до величины 70 ± 15%. Таким образом, на ослабление излучения в многолетнем льде существенное влияние оказывает поверхностный слой, ответственный за максимальное рассеяние и поглощение света.

Абсолютное значение коэффициентов диффузного пропускания образцов льда, взятых перпендикулярно плоскости замерзания по всей тол-



Рис. 28. Вертикальное распределение коэффициента диффузного пропускания по толщине льда:

а – молодой лед; б – тонкий однолетний лед; в – однолетний лед средней толщины; г – многолетний лед.

щине ледяного покрова, выше соответствующих значений коэффициентов пропускания образцов, которые брались параллельно плоскости. Это связано с кристаллическим строением морского льда. Поскольку существенная анизотропия оптических свойств льда вызвана различной ориентацией кристаллов относительно падающего пучка света, можно предполагать, что преимущественное направление кристаллов совпадает с плоскостью, перпендикулярной плоскости замерзания. Коэффициент пропускания зависит также от расположения воздушных пузырьков и солевых включений во льду, которые вытесняются на границу между зернами и часто имеют вид вертикально вытянутых цепочек.

Значение коэффициента диффузного отражения, в отличие от коэффициента пропускания, мало изменяется по толщине ледяного покрова и лежит в пределах 4 + 12% для молодых и однолетних льдов и 4 + 18% – для многолетних льдов. Причем значение коэффициента отражения образцов льда, взятых перпендикулярно плоскости замерзания, на 2 + 4% меньше



Рис. 29. Вертикальное распределение коэффициента диффузного отражения по толщине льда:

a – молодой лед; б – тонкий однолетний белый лед; в – однолетний лед средней толщины; г – многолетний лед.

соответствующих значений для образцов льда, которые брались параллельно плоскости.

Ослабление солнечного излучения в снежно-ледяном покрове

Падающее на поверхность снежно-ледяного покрова солнечное излучение частично отражается, а частично проходит вглубь него, ослабляясь в результате рассеяния и поглощения света. Так как отражение излучения происходит не только от поверхности, но и от всей толци снежноледяного покрова, полный коэффициент отражения (альбедо) будет равен

and second to go go g

$$A = \frac{E_n + E_z}{E_0},$$

где E_n – солнечное излучение, отраженное от поверхности снежно-ледяного покрова; E_z – солнечное излучение, отраженное толщей снежно-ледяного покрова; E_0 – солнечное излучение, падающее на поверхность.

Альбедо, в отличие от коэффициента отражения от поверхности $R = E_{\mu}/E_{\mu}$, будет зависеть от оптических свойств снега и льда.

Структура светового поля поверхностных слоев снежно-ледяного покрова определяется прямым и рассеянным атмосферой солнечным излучением и в меньшей степени светом, рассеянным самим снежно-ледяным покровом. В глубинных слоях вследствие многократного рассеяния света – только оптическими свойствами самой среды.

После прохождения границы раздела воздух-лед интенсивность светового потока убывает с толщиной. Ослабление солнечного излучения в снежно-ледяном покрове характеризуется показателем вертикального ослабления освещенности о, который для краткости в дальнейшем будем называть просто показателем ослабления. Он равен

$$\alpha = -\frac{dE(\lambda)}{E(\lambda)} \cdot \frac{1}{dz} = -\frac{d\ln E(\lambda)}{dz}$$

и определяется для каждого слоя, в пределах которого снег и лед является более или менее однородным.

При наступлении глубинного режима показатель ослабления принимает значение α_{n} , равное значению показателя ослабления предельно рассеянного света.

Процесс ослабления солнечного излучения в снеге находится в зависимости от состояния снежного покрова, т.е. от его структуры и влажности, которые изменяются под воздействием различных факторов, вызывая флуктуации показателя ослабления как во времени, так и по толщине.

Значения показателя ослабления, полученные различными авторами, как для сухого, так и для влажного снега, лежат в сравнительно широком диапазоне. Наиболее представительные данные для снежного покрова Северного Ледовитого океана, полученные по единой методике, представлены в работе [13]. На рис. 30 показаны зависимости коэффициента пропускания от толщины для сухого и тающего снежного покрова. Отметим, что для первого случая значение показателя ослабления, соответствующего тангенсу угла наклона прямой $\ln T = f(z)$, равняется 12+3 м⁻¹, а для второго – 26+3 м⁻¹. Кроме того, экспериментальные исследования свидетельствуют, что в пределах погрешности измерений никакой зависимости коэффициента пропускания снега ни от облачности, ни от высоты солнца не наблюдается. Это дает возможность предполагать, что суточные изменения коэффициента пропускания сухого снега вызваны главным образом структурными изменениями, происходящими в снеге под воздействием солнечной радиации.

Структура светового поля в ледяном покрове аналогична структуре поля излучения в снежном покрове и определяется в области малых опти-



Рис. 30. Ослабление интегрального потока солнечной радиации в сухом (1) и тающем (2) снежном покрове.



Рис. 31. Ослабление интегрального потока солнечной радиации в ледяном покрове.

ческих толщин угловой структурой падающей радиации, а в глубинном режиме – оптическими свойствами среды.

Поскольку вероятность выживания фотона для льда значительно меньше таковой для снега, а индикатриса рассеяния более асимметрична, значение показателя ослабления в глубинном режиме будет несколько ниже значения для снега. Из-за более сильной вытянутости индикатрисы рассеяния льда большая часть фотонов распространяется в толщу ледяного по-



Рис. 32. Номограмма для определения коэффициента пропускания солнечной радиации ледяным покровом при наличии на его поверхности сухого снега (значения изоплет приведены в натуральных логарифмах).



Рис. 33. Номограмма для определения коэффициента пропускания солнечной радиации ледяным покровом при наличии на его поверхности тающего снега (значения изоплет приведены в натуральных логарифмах).

крова и лишь незначительная часть назад к поверхности. Поэтому альбедо льда будет ниже, чем альбедо снега.

Значения показателя ослабления интегрального потока солнечной радиации для льда, полученные разными авторами, находятся в хорошем соответствии и лежат в диапазоне 1,1+1,5 м⁻¹. На рис. 31 показана зависимость коэффициента пропускания ледяного покрова от его толщины. Значение показателя ослабления равняется 1,2+0,2 м⁻¹. Изменения коэффициентов пропускания в результате изменения спектрального состава падающего излучения незначительны.

Для оценки коэффициента пропускания снежно-ледяного покрова в одномерном или так называемом двухпотоковом приближении используется метод Шварцшильда--Шустера, получивший дальнейшее развитие в работе [44]. Метод позволяет при фиксированной толщине льда проследить изменение коэффициента пропускания снежно-ледяного покрова в зависимости от толщины снега на его поверхности. При этом предполагается, что оптические характеристики снега и льда заданы и угловая структура падающего излучения совпадает с таковой для глубинного режима в снеге и льде, в результате чего ослабление света сразу же от поверхности характеризуется показателем ослабления $\alpha_{_{\rm o}}$. Для снега, имеющего сферическую индикатрису рассеяния, это условие будет соблюдаться для случая облачного неба, когда угловое распределение яркости выходящего из облаков излучения близко к сферическому.

При расчете коэффициента пропускания снежно-ледяного покрова [13] принималось:

1. Спектральный состав падающего на поверхность солнечного излучения не изменяется при проникновении его в толщу снега и льда.

 Обратное отражение света от границы лед-вода пренебрежимо мало (показатели преломления льда и воды соответственно равны 1,31 и 1,33).

3. Зеркальное отражение света от поверхности также незначительно по сравнению с обратным рассеянием света на кристаллах льда и пузырьках воздуха.

Результаты расчета представлены на рис. 32 и 33 в виде номограмм, позволяющих определить коэффициент пропускания ледяного покрова при наличии на его поверхности сухого и тающего снега (для случая облачного неба). Цифры у кривых соответствуют натуральному логарифму коэффициента пропускания снежно-ледяного покрова. Сравнение рассчитанных коэффициентов пропускания с данными, полученными экспериментально, путем измерения освещенности непосредственно под снежно-ледяным покровом, показало, что отличие значений не превышает 17 %. Отметим, что поскольку угловая структура падающего излучения отличается от таковой для льда, это вносит дополнительные погрешности в рассчитанные значения коэффициентов пропускания, но не более 7–10 %.

ГЛАВА 2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ В МОРСКОМ ЛЬДУ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

В комплексе средств, обеспечивающих решение широкого круга научно-исследовательских и практических задач, возникающих в процессе изучения и освоения Мирового океана и его граничных поверхностей, все более заметную роль в последние 20–25 лет приобрели гидроакустические средства. Это стало возможным благодаря многочисленным экспериментальным и теоретическим исследованиям, установившим связь энергетических и спектральных параметров акустических сигналов, распространяющихся в водной среде или отраженных от ее границ, с физическими особенностями указанных сред. Последнее в полной мере относится и к акустическим методам исследования морского ледяного покрова. При этом физической основой разрабатываемых дистанционных акустических методов исследования льда являются зависимости угловых, частотных и энергетических характеристик обратного рассеяния звука (граничной реверберации) от физической природы и геометрических размеров облучаемых поверхностей.

В общем виде в результате переизлучения акустических волн, падающих на шероховатую границу раздела двух сред, формируется суммарное поле, содержащее когерентную и некогерентную составляющие. При этом когерентная составляющая подчиняется закономерностям, которые определяют отражение волн от плоской границы, а для некогерентной характерно наличие случайной амплитуды и фазы. Обе эти особенности переизлученного поля широко используются в различного рода гидроакустических приборах. В частности, в основе работы таких систем, как гидролокаторы бокового и кругового обзора, гидроакустические доплеровские лаги, лежит использование рассеянного поля. В то же время в эхолотах и корреляционных гидроакустических измерителях скорости движения используется информация, даваемая обеими составляющими суммарного поля.

2.1. СВЯЗЬ ПАРАМЕТРОВ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С ХАРАКТЕРИСТИКАМИ УПРУГИХ СРЕД

Известно, что любая среда, имеющая элементы массы и упругости, может быть приведена в колебательное движение возбуждающей силой. В сплошных упругих средах, в том числе и в морском льду, упругие и инерционные силы обусловлены соответственно упругим взаимодействием частиц среды и инерцией их массы. В таких средах с распределенными параметрами можно возбудить колебания сжатия и разрежения, которые будут распространяться в них с определенной скоростью. Процесс последовательной передачи этих колебаний от одной локальной части среды к другой называется акустической или звуковой волной. Скорость колебаний частиц упругой среды около положений их равновесия называется колебательной скоростью, а скорость передачи колебаний – скоростью распространения. В твердых телах, обладающих сдвиговой упругостью, кроме продольных волн, в которых направление колебаний частиц среды совпадает с направлением распространения волны, могут возбуждаться поперечные (смещение частиц из положения равновесия перпендикулярно направлению распространения волны), изгибные и поверхностные акустические волны.

Для получения соотношений, связывающих характеристики упругой среды с характеристиками акустических колебаний, обозначим объем малого элемента среды, плотность и статическое давление в ней до возбуждения звуковых колебаний соответственно v_0 , ρ_0 , и P_0 . Внешняя сила вызывает смещение частиц среды и изменяет объем, плотность и и давление до значений соответственно $v, \rho, и P$. Тогда относительные изменения объема (объемная деформация) и плотности (уплотнение) будут соответственно равны:

$$\Delta_{\mathbf{v}} = \frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}_0}{\mathbf{v}_0} = \frac{\delta \mathbf{v}}{\mathbf{v}_0}, \tag{13}$$

$$\Delta_{\rho} = \frac{\rho_{0}}{\rho_{0}} = \frac{\sigma_{\rho}}{\rho_{0}}.$$
 (14)

Величины Δv и $\Delta \rho$ могут быть положительными и отрицательными. Для малых деформаций, когда $\Delta v \ll 1$ и $\Delta \rho \ll 1$, исходя из закона сохранения массы ($\rho v = \rho_0 v_0 = \text{const}$) и соотношений (13) и (14), легко получить

$$\Delta_{\rm p} = -\Delta_{\rm y}$$

Отсюда следует, что при малых деформациях уплотнение равно расширению и противоположно ему по знаку.

Изменение плотности элемента объема среды приводит к изменению давления. Оно будет слагаться из первоначального статического давления и избыточного давления, т.е. $P = P_0 + p$. Это избыточное динамическое давление называется акустическим звуковым давлением. Ограничимся рассмотрением процессов, при которых акустическое давление много меньше статического (p << P), т.е. акустических волн малой амплитуды. При этом процесс распространения звуковой волны является адиабатическим, так как чередование сжатия и разряжения в акустической волне происходит настолько быстро, что передача тепла между областями за период колебаний не успевает происходить. В этом случае давление P будет однозначной функцией плотности

$$P = f(\rho). \tag{15}$$

Разложим (15) в ряд Тейлора. Для случая колебаний с малыми амплитудами (малые δρ) отбросим члены высших порядков малости, тогда получим

$$P = P_0 + \frac{\partial p}{\partial \rho} \,\delta \rho \; .$$

Отсюда избыточное давление может быть выражено следующей формулой:

$$p = \frac{\partial p}{\partial \rho} \delta \rho \,. \tag{16}$$

Согласно закону Гука, при малых деформациях давление, вызывающее деформацию, прямо пропорционально ее величине. Тогда

$$p = \chi \Delta \rho, \qquad (17)$$

где χ – модуль объемной упругости. Величина, обратная χ , называется коэффициентом сжимаемости. Модуль упругости, как и звуковое давление, в системе СИ выражается в Паскалях (Па) (1 Па = H/м² = 10 дин/см²).

Из выражений (16) и (17)

$$\chi = \frac{\partial p}{\partial o} \rho_0 = c^2 \rho_0,$$

где с – скорость распространения акустической волны.

Скорость продольных и поперечных звуковых волн в твердых телах зависит от их механических характеристик и определяется следующими формулами:

$$c_{t} = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}},$$
$$c_{t} = \sqrt{\frac{G}{\rho}},$$

где c_i и c_i – скорости продольных и поперечных волн соответственно; E и G – модуль нормальной упругости и модуль сдвига; v – коэффициент Пуассона.

Представленные формулы справедливы для неограниченной изотропной среды, когда размеры ее во всех направлениях значительно больше длины распространяющихся упругих волн. Так как лед состоит из кристаллов гексогональной симметрии, то при определенных условиях он может обладать свойствами трансверсально-изотропной среды, когда в нем могут распространяться объемные сдвиговые волны двух типов: волны одного типа имеют плоскость поляризации, совпадающую с С-осью, другого – с плоскостью поляризации, перпендикулярной С-оси.

В твердом теле могут также распространяться поверхностные, или релеевские, волны. Это упругие возмущения, распространяющиеся вдоль свободной или слабонагруженной границы твердого тела и быстро затухающие с удалением в глубину от этой поверхности. Скорость релеевских волн определяется формулой

$$c_R = \xi c_t = \frac{0.87 + 1.12v}{1 + v} c_t$$

Существенные возмущения, вносимые релеевской волной, сосредоточены в слое толщиной порядка λ_{R} – длины поверхностной волны.

Распространение волн упругости, длина которых больше толщины пластины, происходит по другим законам. Для таких ограниченных сред характерен спектр нормальных волн, каждая из которых распространяется вдоль изотропной пластины со своей фазовой скоростью. Распространение упругого импульсного возмущения характеризуется групповой скоростью. Зависимости фазовой и групповой скоростей от толщины пластины и частоты колебаний выражаются волновыми уравнениями. Их решение приводит к четырем семействам нормальных волн. Первое и второе семейства представляют собой так называемые волны Лемба, или симметричные и антисимметричные волны (первая из них называется также продольной волной сжатия-разрежения, или *P*-волной, а вторая – изгибной, или изгибно-гравитационной волной). При распространении этих волн смещения частиц происходят как в направлении распространения, так и в направлении перпендикулярном плоскости пластины. Фазовая с и групповая и скорости через длину волны связаны соотношением

$$u=c-\lambda\frac{dc}{d\lambda}.$$

При увеличении частоты колебаний *f* или толщины пластины *h* фазовые и групповые скорости нормальных нулевых (симметричных и антисимметричных) волн стремятся соответственно от значений, определяемых соотношениями:

$$c_{c_0} = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}},$$
$$c_{a_0} \approx \frac{\pi h}{\lambda} \sqrt{\frac{E}{3\rho(1-\nu^2)}},$$

к скорости поверхностных волн c_R . Нормальные нулевые волны Лемба существуют при любой частоте и толщине в отличие от нормальных волн высших порядков, которые возникают при определенных критических значениях частоты и толщины.

Третье и четвертое семейства нормальных волн, получающихся при решении волновых уравнений для пластин, представляют собой симметричные и антисимметричные поперечные волны. В этих волнах вектор смещения частиц перпендикулярен направлению распространения волны и параллелен граничным поверхностям. Симметричная нормальная нуле-

64

вая волна этого типа не обладает дисперсией и распространяется со скоростью *с*, Различают горизонтально поляризованную *SH*-волну и вертикально поляризованную *SV*-волну. Многократно отраженные *SV*-волны получили название волн Крери.

2.2. СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА ВО ЛЬДУ

Наиболее представительные данные о скорости распространения ультразвуковых волн в морском ледяном покрове были получены сотрудниками ААНИИ в результате целенаправленных экспериментальных исследований, выполненных в Арктическом бассейне на дрейфующих станциях «Северный полюс» («СП-4», «СП-13», «СП-20», «СП-26»), начиная с 1958 г. При исследованиях применялся импульсный ультразвуковой метод, позволяющий измерять скорости и затухание ультразвуковых волн как в образцах, так и в ненарушенном ледяном покрове путем вмораживания в него акустических преобразователей. Преимущество этого метода заключается в том, что с его помощью можно получать как интегральные характеристики в вертикальном и горизонтальном направлениях на ограниченном пространстве ледяного покрова, так и распределение этих характеристик по толщине, что важно для решения ряда задач гидроакустики. Кроме того, используя малые длины волн, метод позволяет получать на сравнительно небольших образцах данные, справедливые для неограниченной среды.

Исследования, выполненные в широком диапазоне частот от 25 до 1000 кГц, не выявили существенной частотной зависимости дисперсии скорости ультразвуковых волн во льду, поэтому в приводимых ниже данных не указываются сведения о частоте, на которой они получены.

Ввиду значительного разброса результатов отдельных измерений вследствие наличия локальных неоднородностей физических свойств морского льда, для практических приложений интерес представляют обобщенные статистические данные, характеризующие общие закономерности распределения скоростей звука по толщине ледяного покрова и их сезонные изменения. Такие данные о температурных зависимостях скоростей распространения продольных и поперечных волн в образцах льда представлены на рис. 34 [14]. Здесь области значений скоростей для монокристаллов, пресноводных и морских поликристаллических льдов обозначены соответствующей штриховкой. Максимальные и минимальные значения указанных областей соответствуют различным значениям ориентировки кристаллов, их размерам, содержанию воздушных включений и рассола, т. е. тем основным параметрам, от которых, кроме температуры, зависит скорость. Как видно из рисунка, скорость звука в молодых льдах несколько меньше, чем в верхних и средних слоях многолетнего льда и зависит от условий льдообразования, структуры и солености. Так, в годовалых льдах до 110 см скорости продольных волн меняются в пределах 3200-3350 м/с при изменениях температуры от -5° до -25 °C. Характер же изменения ско-



Рис. 34. Обобщенные температурные зависимости скоростей распространения продольных (c_i) и поперечных (c_i) ультразвуковых волн во льду. 1 – монокристалы; 2 – пресноводные поликристаллические льды; 3 – морские многолетние льды;

4 – морские годовалые льды (50–110 см, S = 1,8 %).

рости продольной волны по мере нарастания ледяного покрова в осеннезимний период можно проследить из анализа данных табл. 6.

Представление о зависимости скоростей $c_1 u c_1$ от солености льда дает рис. 35, где указанные характеристики даны для двух диапазонов температур [4]. Как видно на рис. 35, скорость продольных волн уменьшается с увеличением солености и возрастает с понижением температуры, а скорость сдвиговых волн не зависит от солености. Для объяснения полученных зависимостей в работе [21] проведен расчет скорости звука во льду, рассматривая его как двухкомпонентную пористую структуру со скелетом из кристаллов льда и с порами, заполненными морской водой. При таком рассмотрении под пористостью льда понимается отношение объема жидкой фазы ко всему объему. Пределы изменения пористости от 0 до 1 будут соответство-

Таблииа б

Изменения скорости продольных волн при нарастании ледяного покрова

Толщина льда, см	Скорость волн, м/с	Примечание
6	2960	Интегральная скорость по толщине льда
20	3000	То же
65	3200	Средняя скорость, измеренная на образцах
80	3310	То же

вать изменению солености от 0 до солености морской воды. Расчет выполнялся для температуры льда –1,8°С ("теплый лед") по формуле

$$c = c_{2} \left\{ \frac{1}{\left[p\left(\frac{\rho_{1}}{\rho_{2}} - 1\right) + 1 \right] \left[p\left(\frac{\rho_{2}c_{2}^{2}}{\rho_{1}c_{1}^{2}} - 1\right) + 1 \right]} \right\}^{\frac{1}{2}},$$

где *p* – пористость среды; *р*, и *р*, – плотность компонент пористой среды;

$$c_1^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho_1}, c_2^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho_2}$$
 – скорости звука в компонентах пористой среды.

Результаты расчета показаны на рис. 35 пунктирной линией. Удовлетворительное совпадение хода экспериментальных и расчетной кривых и сравнительно небольшое отличие их абсолютных значений (порядка 10%), при приведении данных к одинаковой температуре с использованием известных температурных зависимостей скорости продольных волн во льду, свидетельствует о том, что наиболее существенное влияние на c_i оказывает наличие во льду жидкой фазы и значительно меньше влияние воздушных включений.

Независимость скорости сдвиговых волн c_i от солености, по-видимому, может быть объяснена спецификой распространения данного типа колебаний в пористых средах. В отличие от продольной волны, связанной с изменением объема, сдвиговая волна вызывает изменения формы тела, поэтому основное влияние на ее скорость должно оказывать состояние остова, т. е. его жесткость.

Весьма показательную картину влияния плотности и структуры на скорость звука в исследуемой среде можно наблюдать на примере вертикального распределения скорости в системе воздух – снег – морской лед – морская вода (рис. 36 [12]). Здесь отмечается широкий максимум скорости в наиболее плотных слоях льда и два небольших узких минимума на гра-





Температура льда: I – -5... –8 °C; 2 – –11...–13 °C; 3 – теоретическая кривая, соответствующая двухкомпонентной модели льда, включающей жесткий остов и поры, заполненные жидкостью.





с вод и с – скорость ультразвуковых волн в воздухе и воде, соответственно.

Статистические характеристики скорости продольной волны в многолетнем морском льде

Слой льда, м	Осенне-з	имний период	Весенне-летний период		
	математическое ожидание, м/с	среднеквадратическое отклонение, м/с	матема тическое ожидание, м/с	среднеквадратическое отклонение, м/с	
0 - 0,5	3650	240	3162	261	
0,5 - 2,0	3768	96	3387	162	
2,0-3,0	3533	300	3206	126	

ницах перехода от снежно-ледяной поверхности к воздуху и в зоне так называемого ажурного переходного слоя ото льда к воде.

В ряде случаев для инженерных расчетов представляют интерес осредненные по толщине льда значения скорости звука и их сезонная изменчивость. Обобщенные характеристики такого рода, полученные ультразвуковым и сейсмическим методами, показаны на рис. 37 и 38 [12]. Статистические характеристики скорости продольных волн в различных слоях многолетнего морского льда, полученные на основе обобщения материалов экспериментальных исследований, выполненных на указанных выше дрейфующих станциях "Северный полюс", представлены также в табл. 7.

В начальных формах льда (ледяное "сало", снежура, шуга), а также в "ажурном" слое льда, возникающем на границе раздела фаз, наличиствует слабо консолидированная структура: спаянные иглы, тонкие пластинки льда, а также сообщающиеся полости, заполненные морской водой. Такой лед можно рассматривать как двухкомпонентную пористую систему, в которой содержится незначительное количество газа, возникающего при кристаллизации. Последний вызывает увеличение сжимаемости такой системы и, как следствие, уменьшение скорости звука до значений, меньших, чем скорость звука в воде, из которой лед образуется. Кроме того, инерция вещества, заполняющего полости, увеличивается. Это также способствует уменьшению скорости звука с, зависимость которой от сжимаемости k имеет вид:

$$c_l = \sqrt{\frac{1}{\rho k}}$$
.

Высказанные соображения подтверждаются материалами экспериментальных исследований скорости ультразвука на частоте 800 кГц во льде, кристаллизующемся из воды соленостью 8; 25,3 и 36,6 ‰ по мере нарастания его толщины от 3 до 40 мм [5]. Результаты указанных измерений представлены на рис. 39. Экстраполируя кривые, проведенные через экспериментальные точки, и зная скорость звука в морской воде в функции солености, получаем значения минимальной скорости ультразвука в ледяном слое. При увеличении толщины льда область перехода фаз начинает ока-

69



Рис. 37. Сезонные изменения средневзвешенных (по толщине слоя многолетнего морского льда 0,5–3,0 м) значений скоростей волн (c_i и c_i) как результат статистической обработки материалов, полученных импульсным ультразвуковым методом на дрейфующих станциях "Северный полюс" в сопоставлении с результаталами сейсмических исследований.

Вертикальными отрезками нанесены средние квадратические отклонения. 1 – «СП-13»; 2 – «СП-20»; 3 – «СП-4»; 4 – «СП-10»; 5 – Данные Киселева Ю.Г. и Смирнова В.Н. (см. ссылки в работе [12]); 6 – данные Ханкинса К. (см. ссылки в работе [12]).



Рис. 38. Пределы изменений и вертикальная изменчивость скоростей продольных и сдвиговых волн по толщине многолетнего арктического льда в различные сезонные периоды:

<u>1-зима; 2- осень; 3 - весна.</u>





зывать меньшее влияние, сообщающиеся полости постепенно изолируются друг от друга и волна распространяется уже по жесткому скелету. Скорость распространения увеличивается и стремится к скорости звука в консолидированном льде, обладающем как объемной, так и сдвиговой упругостью. Отметим, что рассмотренные особенности распространения ультразвука будет наблюдаться не только во льдах, находящихся в процессе формирования, но и в так называемых внутриводных льдах (глубинных и донных).

2.3. ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА ВО ЛЬДУ

Распространение акустических волн во льду сопровождается затуханием, обусловленным поглощением звука средой, расхождением фронта волны, рассеянием на препятствиях, переизлучением волн в окружающую среду и другими причинами. Амплитуда давления *P* в гармонической волне убывает по экспоненциальному закону

$$P=P_0e^{-\alpha_3t},$$

где α₃ – временной коэффициент затухания по амплитуде (коэффициент затухания по мощности равен 2α₃). Его размерность совпадает с размерностью частоты.

Амплитуда давления в плоской волне убывает с расстоянием по закону

$$P=P_0e^{-\left(\frac{\alpha_3}{c_3}\right)^x}=P_0e^{-\beta x},$$

где P_0 – давление в начальной точке x = 0, а c_0 – скорость звука.



Рис. 40. Затухание акустических волн во льду.

I – крупнокристаллический лед Ладожского озера, T = -5 °C; 2 – однолетний морской лед, T = -6 °C; 3 – опресненные слои многолетнего морского льда, T = -19 °C; 4 – лед замерзшего разводья, T = -19 °C; 5 – нижний слой многолетнего льда, T = -17 °C; 6 – средний слой остаточного льда; 7 – пресный лед.

Величину $\beta = \frac{\alpha_3}{c_3}$ называют пространственным коэффициентом затухания. Его размерность та же, что и у волнового числа: [β]= [M^{-1}].

В зависимости от ожидаемого значения затухания на практике используют методы определения либо α_3 либо β . На высоких частотах, когда в сильно поглощающей среде можно создать плоскую волну, определяют β . Для этого измеряют амплитуды звукового давления P_1 и P_2 в двух точках на определенном расстоянии L вдоль линии распространения звука. Тогда

$$\beta = \frac{1}{L} \ln \frac{P_1}{P_2}$$

или, если $A = P_1/P_2$ выразить в децибелах:

$$\beta = \frac{A}{8.68L}$$
 [дБ/м].

Для низких частот и слабо поглощающих сред, когда для достаточно точного измерения требуется брать очень большой отрезок L, этот способ не применяют. В таких случаях измеряют временной коэффициент затухания α_{γ} .

Обобщенные данные экспериментальных исследований затухания высокочастотных (200–1100 кГц) акустических волн представлены на рис. 40 [6]. Эти исследования, выполненные методом сквозного прозвучивания образцов пресноводного и морского льда, свидетельствуют, что в крупно-кристаллическом пресном льде затухание определяется отражением на границах кристаллов и слабо зависит от частоты. Зависимость β от частоты *f* в верхних и средних опресненных слоях пакового льда имеет вид

$$\beta = c_1 f + c_2 f^2$$
,
где $c_1 = 4,8 \cdot 10^{-2}$ дБ/(мкГц), $c_2 = 0,4 \cdot 10^{-4}$ дБ/(мк Гц⁴)


Рис. 41. Частотная зависимость затухания звука в морском льде по данным различных авторов.

I – молодой лед; 2 – многолетний лед (лего); 3 – многолетний лед (зима); 4 – снег; 5 – морской лед в заливе [49].

Для нижнего слоя пакового льда и льда замерзшего разводья при температуре –18 °C для диапазона частот 300–700 кГц вид зависимости сохраняется, но возрастает роль квадратичного члена. Полученные результаты показывают, что релеевское рассеяние на воздушных включениях, размеры которых значительно меньше длины волны, не вносит заметного вклада в общий механизм ослабления звуковых волн во льду.

Измерения коэффициента β в ледяном покрове фиорда в более низкочастотном диапазоне частот (10–500 кГц), представленные в работе [49], свидетельствуют, что экспериментальные точки довольно хорошо ложатся на прямую вида

$$\beta = c_1 f + c_2 f^4,$$

где $c_1 = 4,45 \cdot 10^{-2}$ дБ/(м·кГц), $c_2 = 2,18 \cdot 10^{-10}$ дБ/(м·кГц⁴).

Сводные данные частотных зависимостей затухания звука в морском льде различных возрастных градаций приведены на рис. 41. Здесь кривые 1–3 отражают результаты сезонного цикла измерений, выполненных сотрудниками ААНИИ на дрейфующей станции "Северный полюс – 26" в 1984 г., а кривая 5 – измерения в молодом льде морского залива. Необходимо отметить, что различие в методиках измерений и локальных неоднородностях в строении ледяного покрова, по-видимому, являются причиной того, что результаты, полученные различными исследователями, достаточно сильно отличаются как по абсолютному значению, так и по характеру частотных зависимостей.

Затухание звука в молодом морском льде обусловливается в основном вязкими потерями из-за наличия рассола в порах льда. При этом лед

может рассматриваться как двухкомпонентный пористый материал со скелетом из кристаллов льда и порами между ними, заполненными водой. Причем пористость этого льда переменна по вертикали. Скелет предполагается жестким, а кристаллы льда, его образующие, мало сжимаемыми. Коэффициент затухания для такого типа льда в соответствии с данными работы [19] может быть определен эмпирической зависимостью

$$\beta \approx 7\sqrt{f}$$

справедливой для диапазона частот 60 Гц < f < 5 10⁵Гц (здесь β – в дБ/м, f – в кГц).

Правомерность такой модели льда подтверждается удовлетворительным соответствием значений β, полученных экспериментально, и расчетом.

2.4. ОТРАЖЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ЛЬДОМ

Отражение и рассеяние звука ледяным покровом зависит от характеристик рельефа его нижней поверхности и физических характеристик льда. При этом характер взаимодействия акустических волн с ледяным покровом имеет ярко выраженную частотную зависимость. На низких частотах, когда длина звуковой волны много больше толщины льда, ледяной покров следует рассматривать как тонкую пластину, лежащую на упругом жидком полупространстве. При отражении от такой границы коэффициент отражения близок к 1 по модулю и процесс аналогичен отражению от свободной поверхности моря [19]. На более высоких частотах, когда длина волны становится соизмерима с толщиной льда (единицы килогерц и выше), существенную роль начинают играть физические свойства ледяного покрова и лед уже рассматривается как слой конечной толщины. Значительную роль в этом случае приобретает рельеф нижней поверхности льда. При дальнейшем повышении частоты, когда длина волны становится соизмерима с неровностями рельефа, последний начинает играть основную роль в характере рассеяния и отражения звука ото льда. В то же время, как показывают теоретические расчеты и экспериментальные исследования, с повышением частоты увеличивается угловая зависимость силы рассеянного льдом сигнала [7], связанная с характером и уровнем поглощения звука в толще ледяного покрова. Сам ледяной покров рассматривается в этом случае уже как полубезграничная среда.

Результаты экспериментальных исследований индикатрис рассеяния сигналов, выполненных для частот 100 и 200 кГц и различных типов льда, свидетельствуют, что зеркальное отражение становится заметным, если толщина льда не превышает нескольких длин волн, и быстро увеличивается с уменьшением толщины льда. При этом мощность когерентной составляющей может быть более 20 % от мощности падающей ультразвуковой волны [7]. С увеличением толщины льда наблюдается тенденция к увеличению диффузного рассеяния, связанного с изменениями шероховатости нижней поверхности ледяного покрова. Форма же диаграммы направленности диффузного рассеяния может быть аппроксимирована законом Ламберта.

Если предположить, что рассеянное поле формируется на участке поверхности *S*, линейные размеры которой *L* много больше радиуса пространственной корреляции ее неровностей *l*, и что при этом выполняется условие *r* >> *L*, среднюю интенсивность поля в точке, находящейся на расстоянии *r* от рассеивающей поверхности, можно определить соотношением

$$I_{p} = \frac{P_{a}k_{\pi}(l)e^{-4\beta r}}{8\pi^{2}r^{4}}\int_{(L)}k_{\pi}(l)A_{f}^{2}(\vec{r})dl,$$

где P_a – излучаемая акустическая мощность; $k_n(l)$ – коэффициент поверхностного рассеяния; $A_f(\vec{r})$ – фактор аномалии в данной точке пространства; β – коэффициент пространственного затухания.

Для однородной среды, импульсного излучения и с учетом направленных свойств приемоизлучающей системы имеем

$$I_p = \frac{P_{\mu}C_{\mu}\tau_{\mu}k_{\mu}(l)h\eta_{\mu}}{16\pi r^4}e^{-4\beta r},$$

где h – кратчайшее расстояние от излучателя до границы раздела сред; C_{n} – скорость звука в воде; τ_{n} – длительность излучаемого импульса; η_{n} – коэффициент, учитывающий влияние направленных свойств приемоизлучающей антенны на интенсивность поверхностной реверберации,

$$\eta_{\rm fr} = \frac{2\int\limits_{0}^{2\pi} R_{\rm H}^2(\varphi,\theta)d\varphi}{\int\limits_{0}^{2\pi} \int\limits_{-\pi/2}^{\pi/2} R_{\rm fr}^2(\varphi,\theta)\cos\theta d\varphi d\theta}$$

где $R_{\mu}(\phi, \theta)$ и $R_{\mu}(\phi, \theta)$ – характеристики направленности излучателя и приемника; ϕ и θ – углы, характеризующие направленность антенн.

В связи со сложностью теоретического анализа характеристик граничной реверберации для произвольного вида поверхностей раздела сред, а также недостаточностью данных о статистических характеристиках неровностей нижней поверхности ледяного покрова, основная количественная информация о характеристиках рассеяния ледяного покрова различного типа, используемая при создании гидроакустических систем для исследования льда, получена в результате лабораторных и натурных экспериментов.

Обобщенные данные об угловых зависимостях силы обратного рассеяния от нижней границы ледяного покрова, полученные в арктических районах Милном [50] и Брауном [37], представлены на рис. 42. Так как в указанных работах не приводится достаточно подробное описание мор-



Рис. 42. Сила рассеяния звука ледяным покровом. *I* – 1–4 кГи; *2* – 0,5–1 кГи; *3* – 200–400 Ги; *4* – 50–100 Ги; *5* – 20–50 Ги; *6* – 12–25 Ги; *7* – 5–10 кГи; *8* – 1,3–2,6 кГи.

фометрических характеристик исследуемых ледяных покровов, из анализа представленных данных можно сделать только общие выводы о возрастании силы обратного рассеяния с увеличением угла скольжения и частоты в рассматриваемом частотном диапазоне.

Заметим, что отличие представленных характеристик обратного рассеяния ото льда от аналогичных угловых зависимостей силы рассеяния от свободной поверхности моря определило в свое время возможности создания гидроакустического обнаружителя разводий. В последние годы исследованию характеристик отражения и рассеяния акустических колебаний от нижней поверхности ледяного покрова различного типа посвящено большое число работ [41, 45, 46, 51], которые способствовали достаточно широкому развитию акустических средств дистанционной диагностики состояния ледяного покрова. Однако многообразие форм и состояний льда, его сильная изменчивость в пространстве и во времени не позволяет в настоящее время говорить об уверенном определении толщины ледяного покрова по характеристикам рассеянных сигналов. Последние дают возможность получить только отдельные возрастные градации льда. Нечто подобное имеет место и при исследовании верхней поверхности ледяного покрова методами радиолокационного зондирования с использованием локаторов бокового обзора.

В качестве основы для расчета коэффициента обратного рассеяния *m*(α) может быть использовано выражение для интенсивности граничной реверберации [28]

$$I_{\rm rp}\left(\theta\right) = \frac{m(\theta_0) P_a \eta_{\rm fr}}{16\pi^2 {\rm tg} \theta_0} R^4\left(\theta\right) \int_{-\pi}^{\pi} R^4\left(\phi\right) d\phi \int_{r}^{r+c\tau/2} \frac{10^{-0.2\beta r}}{r^3} dr,$$

76





1 – припайный лед; 2 – свободная ото льда поверхность воды; 3 – многолетний лед; 4 – однолетний лед толщиной 1–1,8 м; 5 – молодой лед толщиной 30–40 см; 6 – нилас; 7 – закон Ламберта.

так как все величины, входящие в данную формулу, могут быть найдены путем прямых измерений. Здесь θ_0 – угол падения акустического луча на поверхность; τ – длительность зондирующего импульса; $m(\theta_0)$ – коэффициент обратного рассеяния; r – наклонная дальность; θ – угол, отсчитываемый от геометрической оси антенны в вертикальной плоскости; φ – азимутальный угол; $\theta = 90^\circ - \theta_0 - \alpha_a$; α_a – угол наклона оси характеристики направленности относительно горизонта.

Изучение пространственно-временной изменчивости $m(\alpha)$ может служить основой для установления зависимости звукорассеивающих свойств ледяной поверхности различного типа от ее физических характеристик (тип поверхности, мезо- и макрорельеф) и получения статистических характеристик $m(\alpha)$ для интересуемых районов.

Исследования обратного рассеяния ультразвука морским льдом различного типа (ниласом, однолетним и паковым льдом), выполненные на дрейфующей научно-исследовательской станции "Северный полюс–13" [7], показали, что среднее значение $m(\alpha)$ зависит от толщины льда и возрастает с ее увеличением (рис. 43), а также что неоднородность обратного рассеяния коррелирует с изменчивостью толщины льда, т.е. с рельефом его нижней поверхности. Последнее позволяет использовать эти особенности для решения задач классификации физической природы звукорассеивающих поверхностей по их гидролокационному изображению.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адзерихо К.С. Лекции по теории переноса лучистой энергии. – Минск: изд. БГУ, 1975. – 192 с.

2. Амбарцумян В.А. К вопросу о диффузном отражении света мутной средой // Докл. АН СССР. –1943. –Т. 38. –№ 8. –С. 86–89.

3. Богородский В.В. Радиозондирование льда. -Л.: Гидрометеоиздат, 1975. -62 с.

4. Богородский В.В., Гаврило В.П. Лед, физические свойства. Современные методы гляциологии. – Л.: Гидрометеоиздат, 1980. – 384 с.

5. Богородский В.В., Гаврило В.П., Никитин В.А. Распространение звука во льду, кристаллизующемся из соленой воды // Акустический журнал. –1976. – Т. 22. – Вып. 2. – С. 282–283.

6. Богородский В.В., Гусев А.В. Затухание звуковых волн во льду в диапазоне частот 200–1100 кГц // Акустический журнал. –1973. –Т. 19. –Вып. 2. –С. 133–139.

7. Богородский В.В., Смирнов Г.Е., Смирнов С.А. Поглощение и рассеяние звуковых волн морским льдом // Труды ААНИИ. –1975. –Т. 326. –С. 128–134.

8. Богородский В.В., Хохлов Г.П. Анизотропия диэлектрической проницаемости и удельного поглощения арктического дрейфующего льда в диапазоне СВЧ. –ЖТФ. –1977. –Т. 47. –Вып. 6. –С. 1301–1305.

9. Богородский В.В., Хохлов Г.П. Структура электрических параметров верхних слоев арктического дрейфующего льда в диапазоне СВЧ с учетом реальных распределений физических характеристик // Труды ААНИИ. –1980. –С. 6–14.

10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. -М.: Наука, 1973. -720 с.

11. Боярский В.И. Отражение и распространение радиолокационных сигналов при зондировании морского льда. –Дис. на соискание учен. степени канд. физ.-мат. наук. –Л., ААНИИ, 1983.

12. Вагапов Р.Х. и др. Дистанционные методы исследования морских льдов. –СПб: Гидрометеоиздат, 1993. –342 с.

13. Володин Е.С. Перенос оптического излучения через снежно-ледяной покров Северного Ледовитого океана. –Дис. на соискание учен. степени канд. физ.-мат. наук. –Л., ААНИИ, 1981.

14. Гаврило В.П., Гусев А.В. Применение акустических методов исследования снега и льда // Труды ААНИИ. – 1975. – Т. 326. – С. 121–127.

15. Девис Х., Мьюнис Р. Влияние солености морского льда на оптическую экстинцию света с длиной волны 6328 А // Труды ААНИИ. –1975. –Т. 326. –С. 66–70.

16. Доронин Ю.П., Хейсин Д.Е. Морской лед. –Л.: Гидрометеоиздат, 1975. –318 с. 17. Иванов А.П., Данилюк В.Г. Расчет рассеяния и поглощения света цилиндрическими частицами // Журнал прикладной спектроскопии. –1975. –Т. 20. –С. 302–310. 18. Иванов А.П., Хейруллина В., Харькова Т.Н. Особенности рассеяния света дисперсными средами с плотной упаковкой частиц // Оптика и спектроскопия. –1970. –Т. 28. –С. 381–388.

19. Красильников В.Н // Акустический журнал. -1962. -Т. 8. -Вып. 2. -С. 89-92.

20. Лебедев Г.А. и др. Дистанционные методы исследования морских льдов. –СПб: Гидрометеоиздат, 1993. –С. 109–123.

21. Никитин В.А. Исследование механических характеристик льда акустическим и прессиометрическим методами. –Дис. на соискание учен. степени канд. физ.-мат. наук. –Л., ААНИИ, 1978.

22. Океанографические таблицы / Под ред. Г.С.Иванова. -Л., 1975. -477 с.

23. Пришивалко А.П., Чекалинская Ю.И. Исследование рассеянного света крупными поглощающими частицами сферической формы в приближении геометрической оптики // Спектроскопия рассеивающих сред. –Минск: изд. АН БССР. –1963. –С. 181–194.

24. Розенберг Г.В. Вектор-параметр Стокса // УФН. –1955. –Т. 56. –Вып. 1. –С. 77–110. 25. Рывлин А.Я. Метод прогнозирования предела прочности ледяного покрова на изгиб // Проблемы Арктики и Антарктики. –1974. –Вып. 45. –С. 79–86.

26. Савельев Б.А. Строение, состав и свойства ледяного покрова морских и пресных водоемов. -М., 1963. -540 с.

27. *Трепов Г.В.* Радиолокационное зондирование ледников и других геофизических объектов. –Дис. на соискание учен. степени канд. физ.-мат. наук. –Л., ААНИИ, 1970.

28. Фарра К.Р., Маром Е., Мюллер Р.К. Система подводного видения, использующая акустическую голографию // Акустическая голография. –Л.: Судостроение, 1975. –С. 126–211.

29. Финкельштейн М.И., Мендельсон В.Л., Кутев В.А. Радиолокация слоистых земных покровов. – М.: Советское радио, 1977. –174 с.

30. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. –М.: Иностранная литература, 1953. –425 с.

31. Черепанов Н.В. Систематизация кристаллических структур льдов в Арктике // Проблемы Арктики и Антарктики. –1972. –Вып. 40. –С. 78–84.

32. Шерклифф У. Поляризованный свет. --М.: Мир, 1965. --264 с.

33. Яковлев Г.Н. О типизации распределения температур в толще ледяного покрова // Проблемы Арктики и Антарктики. –1962. –Вып. 10. –С. 77–80.

34. Anderson D.L. The physical constants of sea ice. –Research. –1960. –Vol. 13. –№ 8. –P. 310–318.

35. Anderson D.L. and Weeks W.F. A theoretical analisis of sea ice strength // Transactions, American Geophysical Union. -1958. -Vol. 39. -№ 4. -P. 632-640,

36. Borodkin V.A. et al. Influence of structural anisotropy of sea ice on its mechanical and electrical properties // Proc. of the Second (1992) Int. Offshore and Polar Engineering Conf. San Francisco, USA. -1992. -Vol. II. -P. 670-674.

37. Brown J.R. Reverberation under arctic ice // JASA. -1964. -Vol. 36. -P. 601.

38. Cambell K.J., Orange A.S. A continuous profile of sea ice and freshwater ice thickness by impulse Radar. –Polar Record. –1974. –Vol. 17. –№ 106. –P. 31–41.

39. Evans S. Dielectric properties of ice and snow // J. Glac. -1965. -Vol. 5. -№ 42. -P. 773. 40. Frankenstein G., Garner R. Equation for determing the brime volume of sea ice from 0,5-22,9 °C // J. Glaciol.. -1967. -Vol. 6. -№ 48. -P. 943-944.

41. Francois R.E., Garrison G.R., Wen N. Reflectivity of sea ice // JASA Suppl. -1988. - Vol. 1. -№ 83. -P. S46-S47.

42. Gavrilo V.P. et al. Seasonal Variability of Physical-Mechanical Characteristics of Sea Ice // J. of Offshore and Polar Eng. -1991. -Vol. 1. -№ 1. -P. 53-57.

43. Golden K. M., Ackley S.F. Modeling of anisotropic Reflection from sea ice // Proc. of the Int. Workshop on the Remote Estimation of sea ice thickness, St. John, Newfaundlend, Canada. -1979. -P. 247-276.

44. Grenfell T.C., Maykut G.A. The optical properties of ice and snow in the Arctic basin // J. Glaciol. -1977. -Vol. 18. -№ 80. -P. 445-463.

45. Jezek K.C., Stanton T.K., Gow A.J. High frequency acoustic properties of saline ice. -Proc. Arctic Technology Workshop, CREEL Special Report, 1989. -Vol. 89. -P. 9-23.
46. Jezek K.C., Stanton T.K., Gow A.J. Laboratory studies of acoustic scattering from the underside of sea ice // IEEE Int. Geoscience Remote Sensing Symp. Digest. -1985. -Vol. 1. -P. 87-91.

47. Kovacs A., Morey R.M. Anisotropic properties of sea ice in the 50–150 MHz Range // J. Geophys. Res. –Vol. 84 (19). –P. 5749–5759.

48. Lane J. W Optical properties of salt ice // J. of Glaciol. -1975. -Vol. 15. -№ 73. -P. 363-372. 49. Langleben M. P. Attenuation of sound in sea ice 10-50 kc // J. Glaciol. -1969. -Vol. 8. -№ 54. -P. 399-406.

50. Milne A.R. Underwater backscattering strengths of arctic pack ice // JASA. -1964. -Vol. 36. -P. 1554.

51. Stanton T.K., Jezek K.C., Gow A.J. Acoustical reflection and scattering from the underside of laboratory grown sea ice. Measurements and predictions // JASA. -1986. -Vol. 80. -P. 1486-1494.

52. Tiller W.A. Dendrites // Science. -1964. - Vol. 146. -№ 3646. -P. 871-878.

53. Tinga W.R., Voss W.A.G., Blossey D.K. Generatized approach to multiphase dielectric mixture theory // J. Appl. Phys. -1973. -Vol. 44. -No 9. -P. 3897.

54. Untersteiner N. Calculation of temperature regime and heat budget of sea ice in the central Arctic // J. Geophys. Res. -1964. -Vol. 69. -P. 4115.

55. Weeks W.F., Ackley S.F. The growth, structure and properties of sea ice. -USA, CREEL Monograph ph. 82-1, 1982. -136 p.

56. Weeks W.F., Assur A. The mechanical properties of sea ice. -USA, CREEL, Monograph 11-03, 1984.

оглавление

Ввведение
Глава 1. Распространение электромагнитных волн в морском льду 5
1.1. Распространение радиоволн 5
Особенности радиозондирования морских льдов 5
Электромагнитные свойства морских льдов
Изменения электромагнитных характеристик морских льдов
в процессе их нарастания 23
Анизотропия электрических параметров морского льда и
коэффициента отражения плоской электромагнитной волны
от слоя морского льда 25
Структура электрических параметров морского льда с учетом
реальных распределений по толщине его физических
характеристик
1.2. Распространение оптического излучения в снежно-ледяном покрове 37
Особенности распространения света в снеге и льде
Учет поляризации света во льду 40
Ослабление узкого коллимированного пучка света
в снегу и морском льду 44
Угловые характеристики рассеяния света льдом 51
Вертикальное распределение коэффициентов пропускания
и отражения по толщине ледяного покрова 54
Ослабление солнечного излучения в снежно-ледяном покрове 56
Глава 2. Распространение в морском льду акустических воли
2.1. Связь параметров акустических волн с характеристиками
упругих сред 61
2.2. Скорость распространения звука во льду 65
2.3. Затухание звука во льду 71
2.4. Отражение и рассеяние звука льдом 74
Список литературы

81

ЛЕБЕДЕВ Герман Андреевич СУХОРУКОВ Константин Константинович

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МОРСКОМ ЛЬДУ

Редактор Н.П.Муравьева Оригинал-макет и обложка А.А.Меркулов

ЛР № 020228 от 10.11.96 г.

Подписано в печать 01.06.2001. Формат 60 × 90 1/16. Печать офсетная. Бумага офсетная. Печ. л. 5,25. Кр.-отт. 5,5. Уч.-изд. л. 4,96. Тираж 1000 экз.

Гидрометеоиздат, 199397, Санкт-Петербург, В. О., ул. Беринга, д. 38.