УДК 532.5

doi: 10.31857/S2076673420040060

Конвекция воздуха в снежном покрове морского льда

© 2020 г. П.В. Богородский[1*], В.А. Бородкин[1], В.Ю. Кустов[1], А.А. Сумкина[2,3]

[1]Арктический и Антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург, Россия;
[2]Всероссийский научно-исследовательский институт рыбного хозяйства и океанографии, Москва, Россия;
[3]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
*bogorodski@aari.ru

Air convection in snow cover of sea ice

P.V. Bogorodskiy[1*], V.A. Borodkin[1], V.Yu. Kustov[1], A.A. Sumkina[2,3]

[1]Arctic and Antarctic Research Institute, St. Petersburg, Russia; [2]Russian Federal Research Institute of Fisheries and Oceanography, Moscow, Russia [3]Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia
*bogorodski@aari.ru

Received August 21, 2019 / Revised March 27, 2020 / Accepted June 10, 2020

Keywords: ***convective instability, critical Rayleigh number, thermodynamic model.***

Summary

For the first time, data on stability of stationary convective filtration within infinite horizontal layer of snow covering the flat surface of floating ice is presented in this article. An analytical solution of the linearized problem was obtained with the use of the Galerkin method, and the parametric analysis of the problem was performed. It was found that the stability criteria (Rayleigh filtration numbers) obtained with consideration for the heat exchange of snow cover with the atmosphere did not exceed the known value of $4\pi^2$ for a horizontal porous layer with impermeable isothermal boundaries. As expected, the interaction with the atmosphere has the most significant impact on the critical Rayleigh numbers, while influence of variations in snow density and ice thickness and the thickness of the underlying layer of ice are small. Based on data of ice and meteorological observations made in the winter of 2015/16 in the Western part of the Laptev Sea together with calculations of the fast ice evolution, the values and temporal variability of temperature gradients and the Rayleigh numbers in the snow cover were obtained using a thermodynamic model. It was found that both, the model and observed magnitudes, exceeded their critical values determined by solving the stability problem. The conclusion is made that the convective regime of the heat transfer does really exist in the snow cover, and thus its contribution to the thermal and mass balance of sea ice during winter period should be taken into account.

Citation: Bogorodskiy P.V., Borodkin V.A., Kustov V.Yu., Sumkina A.A. Air convection in snow cover on the sea ice. *Led i Sneg*. Ice and Snow. 2020. 60 (4): 557–566. [In Russian]. doi: 10.31857/S2076673420040060.

Поступила 21 августа 2019 г. / После доработки 27 марта 2020 г. / Принята к печати 10 июня 2020 г.

Ключевые ***слова: конвективная неустойчивость, критическое число Рэлея, термодинамическая модель.***

Построено решение задачи устойчивости воздуха в снежном покрове на морском льду. Рассмотрены различные варианты динамических и тепловых граничных условий, проведено параметрическое исследование задачи. Выполнено сравнение данных моделирования с результатами расчётов для реальных ледовых и метеорологических условий.

Введение

Природные льды, как правило, покрыты слоем снега, состоящего из ледяного скелета и наполненных паровоздушной смесью пор [1]. При превышении вертикальным градиентом температуры некоторого порогового значения внутри снега начинается конвекция, значительно интенсифицирующая его тепло- и массообмен с граничащими средами [2]. Особенно благоприятные условия для возникновения неустойчивости воздуха создаются в снежном покрове на плавающих льдах, нахождение которых на поверхности воды в холодное время года обеспечивает необходимый перепад температуры на его внешних границах. Безусловно, что из-за вариаций давления у поверхности причиной нарушения теплового режима снежного покрова может стать ветер, однако для этого его скорость должна превышать 10 м/с [3]. Другие возможные причины ветровой накачки не столь значительны. Быстрое возмущение давления воздуха, вызванное турбулентностью, незначительно из-за высокой частоты и низкой амплитуды. Измене-

ние барометрического давления вызывает сжатие и расширение воздуха в поровом пространстве, но его скорость слишком незначительна, чтобы иметь сколько-нибудь значимый эффект. Задача устойчивости равновесия воздуха в однородном слое снега рассматривалась в ряде работ, начиная, по-видимому, с [2], однако её океанологический аспект всё ещё изучен мало.

Цель настоящей работы состоит в определении условий возникновения макроскопического движения воздуха в снежном покрове морского льда и возможности их реализации в естественных условиях. Для её достижения получено аналитическое решение линеаризованной задачи устойчивости, описываемое общей системой уравнений гидродинамики, содержащей уравнения движения, переноса тепла и неразрывности. Для различных типов граничных условий оценены критические параметры основного уровня неустойчивости равновесия воздуха с учётом тепло- и массообмена поверхности снега с атмосферой и льдом. Показано, что при типичных значениях теплофизических параметров воздуха, льда и воды основной вклад в изменение критерия неустойчивости (фильтрационного числа Рэлея) вносит энергообмен снежного покрова с атмосферой, а влияние естественных вариаций плотности снега и толщины льда незначительно. С помощью расчётов по термодинамической модели и данным ледовых и метеорологических наблюдений на стационаре Арктического и Антарктического научно-исследовательского института «Мыс Баранова» (архипелаг Северная Земля, запад моря Лаптевых) зимой 2015/16 г. оценены значения и временна́я изменчивость чисел Рэлея. Проанализирована возможность возникновения конвективного режима теплопередачи в реальном снежном покрове, сделан вывод о необходимости учёта его вклада в тепловой и массовый баланс морского льда в зимний период.

Постановка и решение задачи

Для определения порога неустойчивости рассматривается слой снега плотностью ρ_s и высотой ξ_s на поверхности морского льда толщиной ξ_i. Начало координат выбирается на их общей границе, ось z направлена вертикально вверх, оси x и y – горизонтально. Снег характеризуется коэффициентами пористости ε, проницаемости K, теплопроводности λ_s и удельной теплоёмкости c_s, лёд – коэффициентом теплопроводности λ_i. Поры снега заполнены воздухом, который считается насыщенным, с плотностью ρ_a, коэффициентами кинематической вязкости ν, удельной теплоёмкостью c_a и тепловым расширением β. Используется следующее уравнение его состояния: $\rho_a = \rho_0(1-\beta T)$, где ρ_0 – среднее значение плотности; T – температура.

В состоянии равновесия градиент температуры в слое снега $A = (T_0 - T_b)/\xi_s$, где индексы «0» и «b» относятся к поверхностям «снег–лёд» и «воздух–снег» соответственно. Обычно для исследования устойчивости вводятся нормальные возмущения, пропорциональные $\exp[(-\omega t) + i(k_x x + k_y y)]$, где ω – декремент затухания; t – время; k_x и k_y – волновые числа. Задача для нейтральных монотонных возмущений ($\omega = 0$) в приближении Дарси–Буссинеска хорошо известна [4–6] и в терминах безразмерных амплитуд вертикальной компоненты скорости W и возмущений температуры в снеге θ и во льду θ_i может быть записана в следующем виде:

$$W'' - k^2 W = -k^2 Ra\theta; \quad (1а)$$

$$\theta'' - k^2\theta = -W; \quad (1б)$$

$$\theta_i'' - k^2\theta_i = 0, \quad (1в)$$

где $Ra = \varepsilon g\beta KA\xi_s^2 M/\nu\chi_s$ – фильтрационное число Рэлея; $k^2 = k_x^2 + k_y^2$; k_x и k_y – волновые числа; $M = (\varepsilon\rho_a c_a/\rho_s c_s)(1+L_s^2\rho_{w0}/R_w\Theta_0^2\rho_a c_a)$ – коэффициент, учитывающий процессы конденсации и испарения пара при движении воздуха в снеге; $\chi_s = (\lambda_s/\rho_s c_s)(1+L^2\rho_{w0}\lambda_s/R_w D_w\Theta_0^2)$ – эффективный коэффициент температуропроводности; ρ_{w0} – насыщающая плотность пара при 0 °C; R_w и D_w – газовая постоянная и коэффициент диффузии водяного пара в воздухе соответственно; $\Theta_0 = 273$ K; L_s – удельная теплота испарения снега; штрихи обозначают дифференцирование по z.

Верхняя граница снега ($z = 1$) может быть как проницаемой, так и (в случае смерзания снежных кристаллов) непроницаемой для воздуха. В первом случае (вариант «а») граничное условие получается из обращения в ноль горизонтального градиента давления, во втором (вариант «б») – нормальной компоненты скорости фильтрации. Температурным граничным условием для этой границы служит пропорциональность плотности теплового потока возмущению температуры. На границе раздела снега и льда

($z = 0$) ставятся условия её непроницаемости, непрерывности температуры и теплового потока. На границе льда и воды ($z = -\xi$) температура фиксирована и равна температуре замерзания. Таким образом, амплитуды возмущений определяются из системы обыкновенных линейных однородных уравнений с однородными граничными условиями:

$$W(0) = 0,\ \theta(0) = \theta_i(0),\ \lambda\theta_i'(0) = \theta'(0); \qquad (2а,б,в)$$

$$\theta'(1) + h\theta(1) = 0,\ W(1) = 0 \text{ или } W'(1) = 0; \qquad (2г,д)$$

$$\theta_i(-\xi) = 0, \qquad (2е)$$

где $\lambda = \lambda_i/\lambda_s$; $\xi = \xi_i/\xi_s$; $h = (\rho_a c_a \xi_s U/\rho_s c_s \chi_s) \times (1 + \rho_{w0} L_s^2/\rho_a c_a R_w \Theta_0^2)$ – безразмерный коэффициент теплоотдачи (число Био); U – характерная скорость потока воздуха вблизи поверхности.

Краевая задача (1) – (2) относится к характеристическим; её собственными числами являются критические числа Рэлея, а собственными функциями – амплитуды критических возмущений. Соответствующие нейтральные кривые в плоскости Ra, k разграничивают области устойчивости и неустойчивости и позволяют найти минимальные значения числа Ra. Приближённое решение в аналитической форме может быть получено методом Галеркина. Аппроксимируя скорость функцией $W = \sin(n\pi z/2)$ для варианта «а» и $W = \sin(n\pi z)$ для варианта «б», после ряда стандартных для метода процедур (математический формализм описан в работе [7]) для основного уровня неустойчивости ($n = 1$) для вариантов «а» и «б» получаются следующие формулы:

$$Ra = \frac{(\pi^2 + 4k^2)^3}{16k\left[k(\pi^2 + 4k^2) + \dfrac{f_1}{f_2}\right]}; \qquad (3а)$$

$$Ra = \frac{(\pi^2 + k^2)^3}{k\left[k(\pi^2 + k^2) + \dfrac{f_3}{f_2}\right]}; \qquad (3б)$$

$$f_1 = 8\exp[(1+\xi)k](-4hk^2\lambda\cosh(k)\cosh(\xi k) +$$
$$+(k\pi(-4h + \pi\cosh(k)) +$$
$$+h(\pi^2 - 4k^2)\sinh(k)\sinh(\xi k));$$

$$f_2 = [-1 + (\exp(2k)h\exp(2\xi k))(\lambda - 1) - \lambda +$$
$$+\exp[2(1+\xi)k](\lambda + 1)) + k(1 + (\exp(2k) +$$
$$+\exp(2\xi k))(\lambda - 1) + \lambda e^{2(1+\xi)k}(\lambda + 1)];$$

$$f_3 = 2\pi^2(1 + \exp(k))(\exp(2\xi k) - 1)(k - h + \exp(k)(k + h)).$$

Порог неустойчивости

Вид функций (3) зависит от характеристик контактирующих сред, входящих в безразмерные комплексы h, λ и ξ и представляющих собой параметры задачи. Наибольшую изменчивость теплофизических свойств из-за вариаций плотности имеет снег [8], свойства воздуха и льда в рамках настоящей постановки задачи можно считать постоянными. Согласно [9], плотность снега в арктическом бассейне растёт от 250 кг/м^3 в сентябре до 320 кг/м^3 в мае и в среднем близка к 292,5 кг/м^3. Соответствующие ей величины коэффициентов теплопроводности, пористости и проницаемости снега могут быть найдены по простым зависимостям: $\lambda_s = 10^{-3}\rho_s$, $\varepsilon = 1 - \rho_s/\rho_i$ и $K = 1{,}096\cdot10^{-8}\exp(-0{,}00957\rho_s)$ [10, 11]. Для расчётов использовались следующие значения теплофизических параметров сред: $\varepsilon = 0{,}68$; $K = 6{,}67\cdot10^{-8}$ м^2; $\lambda_s = 0{,}29$ Вт/(м °С); $c_s = 1{,}38\cdot10^3$ Дж/(кг °С); $L_s = 2850\cdot10^3$ Дж/кг; $\chi_s = 4\cdot10^{-8}$ м^2/с; $c_a = 10^3$ Дж/(кг °С); $\rho = 1{,}29$ кг/м^3; $\rho_{w0} = 6{,}2\cdot10^{-4}$ кг/м^3; $\nu = 1{,}308\cdot10^{-5}$ м^2/с; $\beta = 3{,}67\cdot10^{-3}$ 1/°С; $R_w = 4{,}6\cdot10^3$ Дж/(кг °С); $\rho_i = 910$ кг/м^3; $\lambda_i = 2{,}23$ Вт/(м °С). Это позволяет приближённо оценить коэффициенты M и h значениями 1,7 и $8\cdot10^3\xi_s U$ соответственно [5, 12]. Толщина морского льда, как правило, существенно превосходит высоту снега (при $\xi_i < 5$ см $\xi_s = 0$; при $5 \leqslant \xi_i \leqslant 20$ см $\xi_i = 20\xi_s$; при 20 см $< \xi_i$ $\xi_i = 10\xi_s$ [13]), так что типичным для ξ, по-видимому, является интервал $2{,}5 \leqslant \xi < \infty$ (значения $\xi < 2{,}5$, ведущие к перегрузке льда и погружению границы снег–лёд в воду, не рассматривались).

Поскольку задача – многопараметрическая, при расчётах минимальных критических чисел Ra_{min} и соответствующих значений волновых чисел k_{min} использовалась вариация одного из параметров при неизменности двух других (таблица). Как и ожидалось, для открытой поверхности снега числа Ra_{min} оказались почти в два раза меньше, чем для закрытой, а числа k_{min} примерно в полтора раза больше. Такое повышение порога устойчивости, как и смещение волновых чисел в коротковолновую часть спектра, связано со стабилизирующим действием вязких сил вблизи непроницаемой границы. При этом наибольшее влияние на увеличение Ra_{min} для обоих вариантов граничных условий оказало число Био, вариации которого от 0 до ∞

Минимальные критические значения Ra_{min} и k_{min} горизонтального слоя снега при различных параметрах задачи

Параметры		Граничные условия			
		вариант «а»		вариант «б»	
постоянные	меняющиеся	Ra_{min}	k_{min}	Ra_{min}	k_{min}
$\lambda = 8$; $h = 10$	$b = 0$	9,29	1,48	38,23	3,03
	$b = 10$	21,49	2,07	38,31	3,05
	$b = 1000$	27,76	2,18	38,34	3,05
$b = 10$; $h = 10$	$\lambda = 6{,}97$	21,32	2,06	38,04	3,02
	$\lambda = 7{,}62$	21,46	2,07	38,27	3,04
	$\lambda = 8{,}92$	21,59	2,08	38,48	3,06
$b = 10$; $\lambda = 8$	$h = 3$	21,49	2,07	38,31	3,05
	$h = 100$	21,49	2,07	38,31	3,05
	$h = 1000$	21,49	2,07	38,31	3,05

соответствуют переходу от теплоизолированной границы к изотермической.

Физически это объясняется увеличением эффективных размеров области развития возмущений из-за распространения в них температурных волн. Основное увеличение порога неустойчивости для вариантов «а» и «б» соответствует повышению безразмерного коэффициента теплоотдачи от нуля до величин порядка 10^2; его дальнейший рост практически не влияет на рост Ra_{min}. Расчёты также показали, что в пределах наблюдаемых вариаций плотности снега и толщин нижележащего слоя льда их влияние на порог неустойчивости незначительно. Для непроницаемой верхней границы при стремлении к идеально теплопроводным границам значения Ra_{min} и k_{min} стремятся к своим известным предельным величинам – $4\pi^2$ (39,48) и π [7]. Критический градиент температуры в снежном покрове для принятых значений параметров снега примерно равен $18{,}85 \cdot 10^{-3}\ Ra/\xi_s^2$; его превышение приводит к возникновению конвективных потоков воздуха с горизонтальными масштабами порядка $2\pi\xi_s/k_s$ [5]. Согласно данным таблицы, для слоя снега высотой 0,2 м это даёт значения градиентов от 4,4 до 13,1 °С/м и размеров от 0,8 до 0,6 м для варианта «а» и от 17,9 до 18,1 °С/м и около 2 м для варианта «б».

Наблюдения и расчёты

Для оценки температурных градиентов и чисел Рэлея в реальном снежном покрове использовалась термодинамическая модель льдообразования [14], позволяющая рассчитать температуру его внешних границ T_b и T_0 из данных метеонаблюдений. Модель реализует вариант классической фронтальной схемы (Стефана), в котором лёд и морская вода разделены плоской границей фазового перехода $\xi_i(t)$, движущейся вглубь за счёт охлаждения контактирующей с атмосферой верхней границы, температура которой находится из уравнения теплового баланса. Турбулентные потоки явного и скрытого тепла рассчитываются по интегральным аэродинамическим формулам, длинноволновый радиационный баланс – по линеаризованной формуле Ангстрёма [15]. Коротковолновая радиация игнорируется. Поток тепла через снежно-ледяной покров принимается постоянным, что означает самоподобное изменение температуры с глубиной (температурный профиль $T(z,t)$ считается линейной функцией координаты z) и позволяет пренебречь производной температуры по времени в уравнении теплопроводности из-за более быстрого, по сравнению со временем движения фронта кристаллизации, установления температурного поля во льду. В этом случае положение неизвестной границы $\xi_i(t)$ определяется из условия Стефана в виде

$$\xi_i(t) = -\sqrt{{\xi_{i0}}^2 + \frac{2\lambda_i (T_f - T_0)}{L\rho_i}}, \qquad (4)$$

где $T_0 = [T_b(t)\xi_i(t)\lambda_s + k_i\lambda_s(t)T_f]/[\xi_i(t)\lambda_s + \xi_s(t)\lambda_i]$; ξ_{i0} – начальная толщина льда; $T_f = T_{eq} - \gamma S$ – температура замерзания морской воды солёностью S; T_{eq} и γ – константы; L – скрытая теплота фазового перехода.

В качестве атмосферного форсинга модели использовались среднесуточные значения данных стандартных измерений температуры и влажности воздуха, атмосферного давления, скорости ветра и общей облачности зимой 2015/16 г. на стационаре ААНИИ «Мыс Баранова» [16], расположенном на южном берегу пролива Шокальского (рис. 1). Динамика высоты снежного покрова задавалась данными 22 серий морфометрических измерений, выполненных в этот же период на ледовом полигоне стационара размером 100 × 80 м в узлах регулярной сетки с шагом 20 м (35 точек). Полигон располагался на ровном участке припая бухты Амба, максимально удалённом от торосов, застругов, наддувов и других неоднородностей снежно-ледяного

Рис. 1. Архипелаг Северная Земля.
Район исследований (стационар ААНИИ «Мыс Баранова») отмечен красным кружком
Fig. 1. The Severnaya Zemlya Archipelago.
The study area (AARI Station «Mys Baranova») is marked with a red circle

покрова на расстоянии около 0,6 км от берега и 0,7 км от метеостанции. Периодичность измерений высоты снега и толщины льда, для которых использовались снего- и ледомерные рейки, составляла 10 дней до достижения последним толщины 1 м и 15 дней – после.

Помимо модельных расчётов, градиенты температуры и числа Рэлея оценивались по данным прямых измерений в слоях воздуха, снега, льда и воды с помощью цепочки из 240 малоинерционных термодатчиков (термокосы) SIMBA Финского метеорологического института [17], вмороженных в лёд вблизи полигона. Первые 15 датчиков располагались над верхней границей льда, вторые 15 шли по ней, остальные размещались в толще замерзающей воды (рис. 2, *а*). Относительно невысокая точность датчиков (±0,2 °С) компенсировалась их высокой чувствительностью (0,06 °С) и стабильностью показаний. Синхронное измерение температуры с дискретностью 30 мин и пространственным разрешением 2 см в период с 5 января по 26 марта 2016 г. позволило достаточно точно измерить как температуру на границах снега и льда, так и их толщину по характерным точкам перегиба температурных профилей (см. рис. 2, *б*). К сожалению, к началу наблюдений она уже в 4–5 раз превышала толщину молодых льдов, которые вносят основной вклад в формирование среднего потока тепла через ледяной покров в зимний период [15].

Результаты

Термодинамическая модель (4) интегрировалась на 211 суток – с начала становления припая до начала его интенсивного солнечного прогрева (1 октября 2015 г. – 1 мая 2016 г.). Сне-

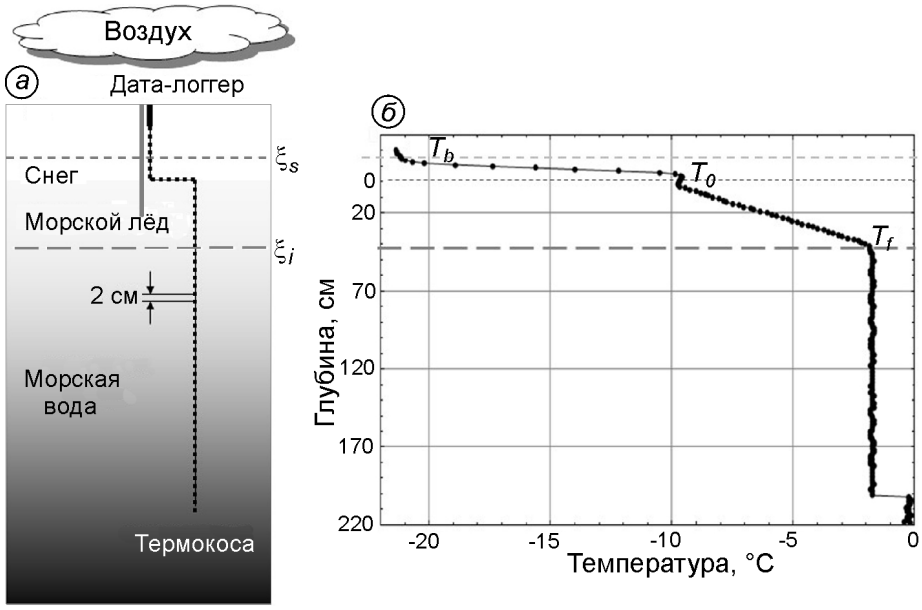

Рис. 2. Схема размещения датчиков термокосы в снежно-ледяном покрове и подлёдном слое пролива Шокальского (*а*) и измеренный ей типичный профиль температуры (*б*)
Fig. 2. Layout of thermistor string installed in ice cover (*а*) and the typical temperature profile measured by it (*б*)

гонакопление на льду отставало от начала льдообразования на 12 сут., солёность воды считалась постоянной и равной 30 ‰. Зима 2015/16 г. характеризовалась сильной изменчивостью погодных условий, типичной для западной части моря Лаптевых. Среднесуточные значения температуры и влажности воздуха колебались от 0 до −32 °С и от 63 до 98%, атмосферного давления – от 970 до 1040 дБ, скорости ветра – от 0 до 20 м/с и общей облачности – от 0 до 10 баллов. Как следствие, интенсивность составляющих теплового баланса подстилающей поверхности варьировала в широких пределах. Об этом свидетельствует и динамика коэффициента теплообмена, соответствующая колебаниям высоты снега и скорости ветра (рис. 3, *а*).

Судя по данным расчётов, простая термодинамическая модель (4) достаточно адекватно воспроизвела рост припая в бухте Амба (см. рис. 3, *б*). Некоторое завышение (до 10 см) модельной толщины льда в течение первых 60 сут. нарастания и небольшое занижение (до 5 см) после 75 сут. по сравнению с измеренными объясняется, прежде всего, естественной неоднородностью снежно-ледяного покрова, а также вариациями теплофизических характеристик снега, принятых в расчётах постоянными. Измерения показали, что, несмотря на равномерное нарастание и отсутствие подвижек в период становления, перепад высот снега в первых числах апреля на полигоне достигал 21 см (рис. 4, *а*), толщин льда – 26 см (см. рис. 4, *б*). При таком разбросе значений лучшая согласованность результатов наблюдений и моделирования маловероятна; из-за детерминистического характера термодинамической модели, противоречащего стохастической природе процессов, формирующих толщину льда в конкретном месте, модельная оценка может не совпадать с измеренными значениями.

Особенность градиентов A (рис. 5, *а*) и чисел Ra (см. рис. 5, *б*) за весь ледовый период, вычисленных по модельным оценкам температуры подстилающей поверхности и границы раздела «снег–лёд» (кривые *1*), – убывающий характер первых и возрастающий – вторых, объясняется как понижением температуры воздуха, так и ростом высоты снежного покрова. Нетрудно заметить, что даже при исключении из расчётов ветреных дней со скоростью ветра выше 10 м/с эти оценки многократно превосходят критические значения, полученные из решения задачи устойчивости (1)–(2). То же самое можно сказать и о величинах A и Ra, построенных по данным термометрических измерений (кривые *2*). Сходный характер обоих распределений с 5 ян-

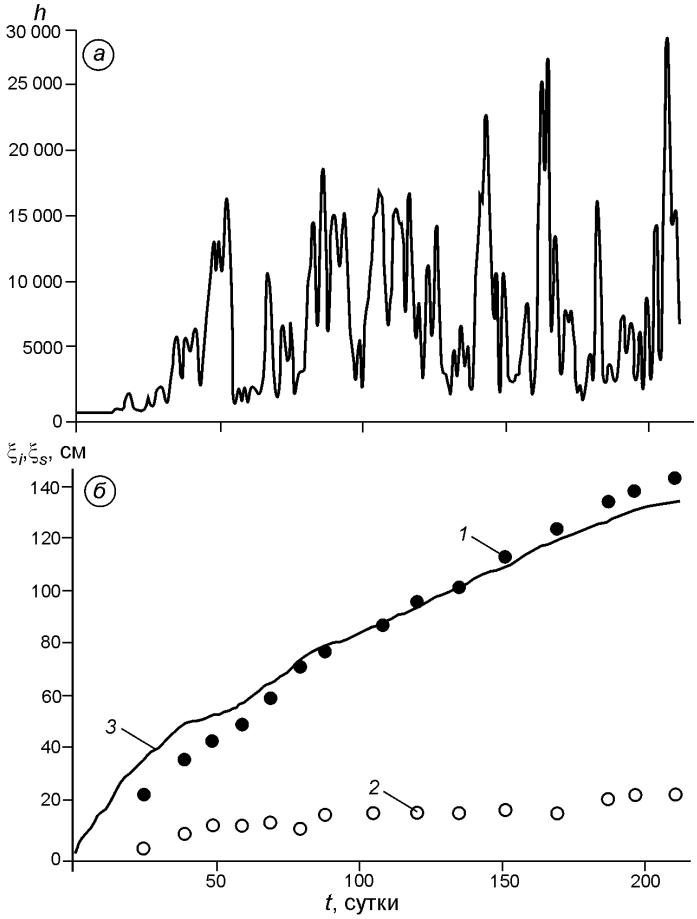

Рис. 3. Динамика чисел Био по модельным расчётам (*а*), средней толщины льда (*1*) и высоты снега (*2*) по данным измерений, а также модельной толщины льда (*3*) (*б*) с 1 октября 2015 по 17 мая 2016 г.

Fig. 3. Dynamics of Biot numbers according to model calculations (*a*) and average ice thickness (*1*) and snow height (*2*) according to measurement data and ice thickness according to simulation data (*3*) (*б*) from 1 October 2015 to 17 May 2016.

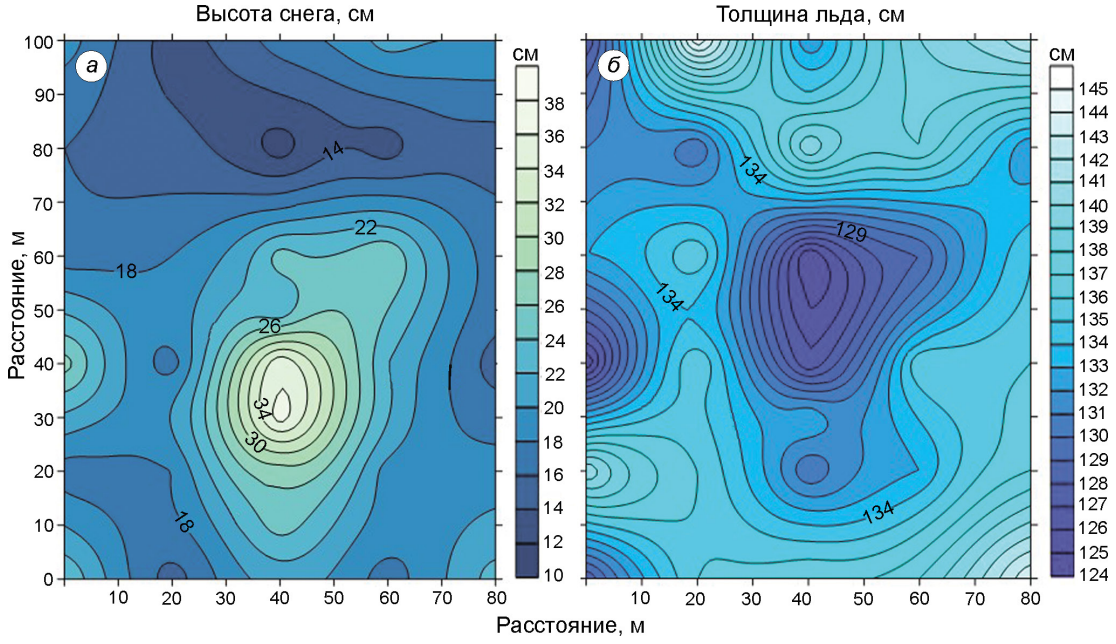

Рис. 4. Распределение высоты снега (*а*) и толщины льда (*б*) по данным контактных измерений на ледовом полигоне 5 апреля 2016 г.

Fig. 4. Distribution of snow height (*a*) and ice thickness (*б*) according to contact measurements at the ice testing ground on 5 April 2016

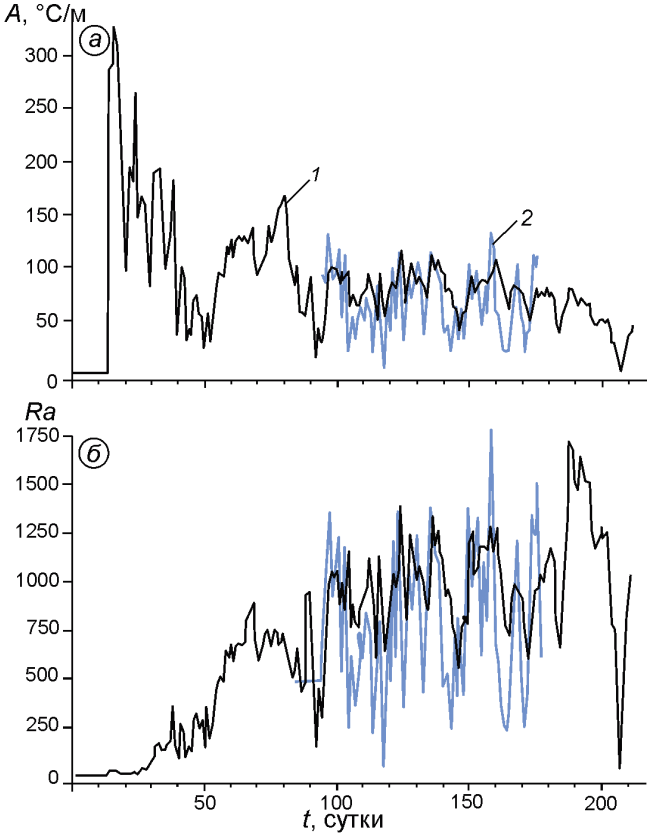

Рис. 5. Динамика градиента температуры (*а*) и чисел Рэлея (*б*), рассчитанных по данным моделирования с 1 октября 2015 по 17 мая 2016 г. (*1*) и прямых измерений 5 января – 26 марта 2016 г. (*2*)

Fig. 5. Dynamics of temperature gradient (*a*) and Rayleigh numbers (*b*) calculated according to the simulation data from 1 October 2015 to 17 May 2016 (*1*) and the thermal observations data from 5 January to 26 March 2016 (*2*)

варя по 26 марта 2016 г. закономерно объясняется линейной зависимостью числа Рэлея от градиента температуры в условиях практически постоянной высоты снега. Видно, что при сопоставимом характере распределений чисел *A* и *Ra* амплитуды кривых *1* меньше, чем кривых *2*, при том, что средние величины первых несколько ниже. Это можно объяснить как естественной неравномерностью толщин и высот снега и льда, так и методическими погрешностями определения температур внешних границ снежного покрова и, прежде всего, температуры подстилающей поверхности контактными методами. Для их минимизации необходима постановка дистанционных измерений с помощью акустических высотомеров, электромагнитных толщиномеров и ИК-радиометров, предусмотренных планами ледовых исследований на стационаре ААНИИ.

На основе наблюдений, по-видимому, может быть прояснён важный вопрос о величине вклада конвективного потока воздуха в теплоперенос, остающийся из-за сложности теплообмена между обеими фазами снега в рамках настоящей работы открытым. Однако приблизительно оценить его эффективность можно исходя из известной физической закономерности для свободной конвекции, связывающей числа Нуссельта *Nu* и Рэлея *Ra*:

$$Nu = BRa^m, \quad (5)$$

где B и m – независимые от толщины слоя константы.

Полагая, что процесс нарастания неустойчивости воздуха, насыщающего пористый слой, по аналогии с горизонтальным слоем жидкости [18] носит циклический характер и что в момент достижения поверхностью максимального охлаждения имеет место равенство $Nu = 1$, из (5) следует, что

$$B = 1/Ra_{min}, \quad (6)$$

поскольку для горизонтального пористого слоя $Nu \sim Ra$ [19] (для сравнения: для жидкости $Nu \sim Ra^{1/3}$). Подстановка данных таблицы в (5) – (6) приводит к $0{,}0465 < B < 0{,}1076$ для варианта граничных условий «а» и $0{,}0260 < B < 0{,}0262$ – для варианта «б». Последнее даёт зависимость, достаточно близкую к $Nu \sim 0{,}0297Ra$ в случае $Ra > 250$ для горизонтального пористого слоя с изотермическими непроницаемыми границами [20]. Таким образом, при величине примерно в 10–40 раз меньше чисел Рэлея (см. рис. 5, *б*) числа Нуссельта колеблются от 10 до 150, характеризуя соответствующее превышение суммарного (т.е. обусловленного конвекцией и диффузией паровоздушной смеси) теплового потока над чисто диффузионным.

Выводы

Критические числа Рэлея, полученные из решения линеаризованной задачи для основного уровня неустойчивости, не превышают известного для горизонтального пористого слоя с непроницаемыми изотермическими грани-

цами значения $4\pi^2$. Наибольшее влияние на их величину оказывает взаимодействие с атмосферой, тогда как влияние вариаций плотности снега и толщины нижележащего слоя льда невелико. Несмотря на известные издержки модельного и наблюдательского подходов в определении чисел Рэлея, связанные, прежде всего, с недостатками используемых параметризаций, пространственной неоднородностью толщины снежно-ледяного покрова и методикой измерений, существенное превышение рассчитанными величинами параметров неустойчивости своих пороговых значений не вызывает сомнений. Конвективная составляющая суммарного теплового потока в поровом пространстве снежного покрова на один–два порядка превышает диффузионную, что указывает на необходимость её учёта в энерго-, массо- и газообмене атмосферы с замерзающим морем, особенно в начальный период льдообразования, наиболее интенсивный с точки зрения теплового и динамического взаимодействия обеих сред.

Благодарности. Авторы выражают признательность инженеру В.В. Мовчану за помощь в проведении термометрических измерений. Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (проект RFMEFI61617X0076 «Изменчивость Арктической трансполярной системы»).

Acknowledgements. The authors are gratitude to engineer V.V. Movchan for the assistance in carrying out thermometric measurements. This study was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (project «Changing Arctic Transpolar System» RFMEFI61617X0076).

Литература

1. Снег: Справочник / Ред. Д.М. Грей, Д.Х. Мэйл. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 751 с.
2. *Palm E.*, *Tveitreid M.* On heat and mass flux through dry snow // Journ. of Geophys. Research. 1979. V. 84. P. 745–749.
3. *Colbeck S.C.* Air movement in snow due to windpumping // Journ. of Glaciology. 1989. V. 35. № 120. P. 209–213.
4. *Powers D., O'Neill K., Colbeck S.C.* Theory of natural convection in snow // Journ. of Geophys. Research. 1985. V. 90. № D6. P. 10641–10649.
5. *Жекамухов М.К., Жекамухова И.М.* О конвективной неустойчивости воздуха в снежном покрове // Инж.-физ. журнал. 2002. Т. 75. № 4. С. 65–72.
6. *Жекамухов М.К., Шухова Л.З.* Конвективная неустойчивость воздуха в снеге // Журнал прикладной механики и технической физики. 1999. Т. 40. № 6. С. 54–59.
7. *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
8. *Осокин Н.И., Сосновский А.В., Чернов Р.А.* Коэффициент теплопроводности снега и его изменчивость // Криосфера Земли. 2017. Т. XXI. № 3. С. 60–68.
9. *Warren, S.G., Rigor I G., Untersteiner N., Radionov V.F., Bryazgin N.N., Aleksandrov Y.I., Colony R.* Snow depth on Arctic sea ice // Journ. of Climate. 1999. V. 12. № 6. P. 1814–1829.
10. *Павлов А.В.* Мониторинг криолитозоны. Новосибирск: Изд-во «Гео», 2008. 229 с.

References

1. *Gray D.M., Mail D.H. Sneg.* Snow. Leningrad: Hydrometeoizdat, 1986: 751 p. [In Russian].
2. *Palm E., Tveitreid M.* On heat and mass flux through dry snow. Journ. of Geophys. Research. 1979, 84: 745–749.
3. *Colbeck S.C.* Air movement in snow due to windpumping. Journ. of Glaciology. 1989, 35 (120): 209–213.
4. *Powers D., O'Neill K., Colbeck S.C.* Theory of natural convection in snow. Journ. of Geophys. Research. 1985, 90 (D6): 10641–10649.
5. *Zhekamukhov M.K., Zhekamukhova I.M.* On convective instability of air in snow cover. *Inzhenerno-Fizicheskiy Zhurnal*. Journ. of Eng. Physics and Thermophysics. 2002, 75 (4): 65–72. [In Russian].
6. *Zhekamukhov M.K., Shukhova L.Z.* Convective instability of air in the snow. *Prikladnaya Mekhanika i Tekhnicheskaya Fizika*. Journ. of Applied Mechanics and Technical Physics. 1999, 40 (6): 54–59. [In Russian].
7. *Gershuni G.Z., Zhukhovitsky E.M. Konvektivnaya ustoychivost' neszhimayemoy zhidkosti* Convective stability of incompressible fluid. Moscow: Nauka, 1972: 392 p. [In Russian].
8. *Osokin N.I., Sosnovskiy A.V., Chernov R.A.* Effective thermal conductivity of snow and its variations. *Kriosfera Zemli*. Earth's Cryosphere. 2017, XXI (3): 60–68. [In Russian].
9. *Warren S.G., Rigor I.G., Untersteiner N., Radionov V.F, Bryazgin N.N., Aleksandrov Y.I., Colony R.* Snow depth on Arctic sea ice. Journ. of Climate. 1999, 12 (6): 1814–1829.
10. *Pavlov A.V. Monitoring kriolitozony*. Monitoring of cryolithozone. Novosibirsk: Geo, 2008: 229 p. [In Russian].

11. *Sommerfeld R.A., Rocchio J.E.* Permeability measurements on new and equitemperature snow // Water Resources Research. 1993. V. 29. № 8. P. 2485–2490.
12. *Жекамухова И.М.* О коэффициентах теплопроводности и диффузии водяного пара в снежном покрове // Инж.-физ. журнал. 2004. Т. 77. № 4. С. 128–131.
13. *Доронин Ю.П.* К вопросу о нарастании морского льда // Проблемы Арктики и Антарктики. 1959. № 1. С. 78–83.
14. *Богородский П.В., Марченко А.В., Пнюшков А.В., Огородов А.С.* Особенности формирования припайного льда в береговой зоне замерзающих морей // Океанология. 2010. Т. 50. № 3. С. 345–354.
15. *Макштас А.П.* Тепловой баланс арктических льдов в зимний период. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 66 с.
16. Электронный ресурс: http://www.aari.ru/main.php?lg=0&id=405.
17. Электронный ресурс: http://data.meereisportal.de/data/datenportal/bojen/doc/info_Thermistor.pdf.
18. *Федоров К.Н., Гинзбург А.И.* Приповерхностный слой океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 303 с.
19. *Cherkaoui A.S.M., Wilcock W.S.D.* Characteristics of high Rayleigh number two-dimensional convection in an open-top porous layer heated from below // Journ. of Fluid Mechanics. 1999. V. 394. P. 241–260.
20. *Otero J., Dontcheva L.A., Jonston H., Worthing R.A., Kurganov A., Petrova G., Doering C.R.* High-Rayleigh number convection in fluid-saturated porous layer // Journ. of Fluid Mechanics. 2004. V. 500. P. 263–281. doi: 10.1017/S0022112003007298.

11. *Sommerfeld R.A., Rocchio J.E.* Permeability measurements on new and equitemperature snow. Water Resources Research. 1993, 29 (8): 2485–2490.
12. *Zhekamukhova I.M.* On the coefficients of thermal conductivity and diffusion of water vapor in the snow cover. *Inzhenerno-Fizicheskiy Zhurnal*. Journ. of Eng. Physics and Thermophysics. 2004, 77 (4): 128–131. [In Russian].
13. *Doronin Yu.P.* On the issue of increasing sea ice. *Problemy Arktiki i Antarktiki*. Problems of Arctic and Antarctic. 1959, 1: 78–83. [In Russian].
14. *Bogorodsky P.V., Marchenko A.V., Pnyushkov A.V., Ogorodov A.S.* Formation of fast ice and its influence on the coastal zone of the Arctic seas. *Okeanologiya*. Oceanology. 2010, 50 (3): 345–354. [In Russian].
15. *Makshtas A.P. Teplovoy balans arkticheskikh l'dov v zimniy period.* Heat balance of Arctic ice in the winter period. Leningrad: Hydrometeoizdat, 1984: 66 p. [In Russian].
16. http://www.aari.ru/main.php?lg=0&id=405.
17. http://data.meereisportal.de/data/datenportal/bojen/doc/info_Thermistor.pdf.
18. *Fedorov K.N., Ginsburg A.I. Pripoverkhnostniy sloy okeana*. The subsurface layer of the Ocean. Leningrad: Hydrometeoizdat, 1988: 303 p. [In Russian].
19. *Cherkaoui A.S.M., Wilcock W.S.D.* Characteristics of high Rayleigh number two-dimensional convection in an open-top porous layer heated from below. Journ. of Fluid Mechanics. 1999, 394: 241–260.
20. *Otero J., Dontcheva L.A., Jonston H., Worthing R.A., Kurganov A., Petrova G., Doering C.R.* High-Rayleigh number convection in fluid-saturated porous layer. Journ. of Fluid Mechanics. 2004, 500: 263–281. doi: 10.1017/S0022112003007298.