

УДК: 536.421.1; 539.211; 538.913

ОЦЕНКА ТОЛЩИНЫ ФРОНТА ПЛАВЛЕНИЯ ЛЬДА, ОСНОВАННАЯ НА ИССЛЕДОВАНИИ КИНЕТИКИ ТАЯНИЯ ЛЕДЯНЫХ ШАРОВ В ВОЗДУХЕ

©2024 г. И. С. Степанов¹, *, Л. И. Будаева¹, С. В. Степанов¹

НИЦ “Курчатовский институт” – ККТЭФ, пл. Академика Курчатова, д. 1, Москва, 123182 Россия

*e-mail: stepanov@itep.ru

Поступила в редакцию 25.10.2023 г.

После доработки 11.12.2023 г.

Принята к публикации 22.12.2023 г.

На основе измерений кинетики накопления талой воды при плавлении ледяных шаров разного размера при комнатной температуре ($\approx 22^\circ\text{C}$), а также с учетом измерений температуры как на поверхности шаров, так и внутри них, удалось оценить толщину фронта плавления льда. Входящий тепловой поток поглощается льдом внутри слоя, который мы называем фронтом плавления, в виде скрытой теплоты плавления. Для описания кинетики таяния ледяных шаров была построена модель этого процесса. Предполагалось, что подвод тепла происходит через всю поверхность шара, причем его площадь уменьшается в процессе плавления. Измерения температуры на поверхности ледяных шаров и температуры внутри них дали ~ 0.4 и 0°C соответственно. Учтены поправки, связанные с испарением воды. Подгонка экспериментальных данных с использованием предложенной модели позволила оценить толщину фронта плавления льда при комнатной температуре. Она оказалась равной примерно 3.2–3.6 мм.

Ключевые слова: плавление льда, фронт плавления, талая вода, замораживание, таяние

DOI: 10.31857/S0023291224030089, **EDN:** BMCQXD

ВВЕДЕНИЕ

Кристаллизация воды и плавление льда (снега) являются собой пример самого распространенного фазового перехода на Земле. Он происходит как в различных водоемах, в атмосфере (в облаках), так и в биологических объектах в межклеточной среде [1]. Несмотря на значительные усилия, пока не удалось понять на микроскопическом уровне, как в переохлажденной воде зарождаются кристаллики льда, а также каким образом возникающий на поверхности льда беспорядок проникает вглубь льда вблизи его точки плавления [2]. Еще более сложно дать ответ на вопрос о сохранении жизненно важных свойств клеток в криобиологии [3].

Традиционная точка зрения на плавление (как на фазовый переход первого рода) состоит в следующем. По мере нагревания твердого тела в области температур ниже точки плавления, молекулы все больше и больше увеличивают амплитуду своих колебаний относительно равновесных положений, и поступление каждой новой порции тепла приводит к росту температуры тела. Однако при приближении его температуры к точке плавления, T_m , приток тепла в большей степени расходуется уже не на увеличение амплитуды колебаний атомов,

а на разрывы молекулярных связей в кристаллической решетке. Считается, что поглощение скрытой теплоты плавления имеет место при постоянной температуре, равной T_m [2].

При этом подразумевается, что толщина слоя, в котором происходит фазовый переход (где в данный момент времени происходит поглощение скрытой теплоты плавления), является “бесконечно тонкой”, т.е. молекулярного масштаба. Именно такое приближение используется в классической задаче Стефана о фазовом переходе (phase change problem) [4].

С другой стороны, известно, что при плавлении в решетке образуются и накапливаются структурные дефекты различных типов. Это отнюдь не только “точечные” дефекты атомарного масштаба (вакансии, междоузлия), но и более крупные нарушения (микротрещины, локальные напряжения и деформации кристаллической решетки). При этом при встрече друг с другом дефекты могут трансформироваться в новые, например, вакансии могут объединяться, что ведет к образованию пор и т.д. Тогда, естественно, встает вопрос о характерной толщине слоя (фронта плавления), где протекают эти процессы. Для их реализации требуется

подвод тепла внутрь этого слоя. Значит, в нем должен существовать градиент температуры (“перегрев”), простирающийся вглубь твердой фазы на некоторое расстояние d . Эту величину мы будем называть толщиной фронта плавления.

Следует отметить, что, как правило, эксперименты с плавлением льда проводятся с использованием поликристаллического (не монокристаллического) льда. Поскольку границы зерен представляют собой более разупорядоченные области и характеризуются большей плотностью дефектов, там переход в жидкое состояние требует подведения меньшей скрытой теплоты плавления. Возможно, этот эффект может выглядеть как плавление при температурах, несколько более низких, чем температура плавления [2]. Понижение температуры плавления может быть связано с наличием в твердом теле дислокаций, полей деформации, примесей и других форм беспорядка. В результате при температурах несколько ниже точки плавления на поверхности раздела фаз увеличивается подвижность молекул, и беспорядок начинает проникать от поверхности льда вглубь. Грубо говоря, поверхностный слой льда становится “снегоподобным”, а затем и квазижидким [6]. Дополнительную дефектность в структуру льда привносят растворенные в воде газы. Им трудно выйти из жидкой фазы наружу в процессе замораживания, они образуют микропузырьки, поскольку при замерзании (в наших экспериментах это было именно так) ледяной фронт продвигается снаружи шара внутрь его объема.

В настоящее время основной поток информации о протекании процесса плавления связан с применением методов молекулярно-динамического моделирования и использованием тех или иных потенциалов взаимодействия между молекулами воды [7]. Компьютерное моделирование показывает, что превращение упорядоченной твердой фазы в разупорядоченную жидкость — квазижидкий слой (КЖС), характеризующийся высокой подвижностью молекул, происходит последовательно слой за слоем, т.е. посредством двумерного фазового перехода [8, 9]. Однако, при этом следует учитывать, что объем расчетной ячейки, где разыгрывается процесс плавления, содержит примерно несколько тысяч молекул, расположенных упорядоченно. Этого недостаточно для воспроизведения реальной картины зернограничного плавления, учета присутствия микротрещин, дислокаций, макроскопических полей деформаций, газовых пузырьков и других структурных дефектов. А именно эти особенности ответственны за первичную стадию плавления — так называемое предплавление.

Число экспериментальных работ по исследованию структуры КЖС заметно меньше, чем с использованием компьютерного моделирования. В первую очередь сюда следует отнести

исследования, выполненные методом ЯМР [10, 11], где было показано, что в интервале температур от -20 до 0°C частоты вращений молекул H_2O в КЖС на 5 порядков больше, чем во льду, и в 10–25 раз меньше, чем в жидкой воде при комнатной температуре. Коэффициент самодиффузии молекул H_2O в КЖС на 2 порядка больше, чем во льду. Это объясняет высокую способность кристаллитов (зерен) льда к сплавлению при отрицательных температурах. Последующие исследования (инфракрасная и мессбауэровская спектроскопии, а также рентгеновская дифракция) также подтвердили существование КЖС [12–14].

Весьма нетривиальное поведение КЖС было обнаружено с использованием конфокальной двухлучевой интерференционной оптической микроскопии [15]. В противоположность общепринятому взгляду было отмечено, что расплавы плохо смачивают твердые поверхности тех же самых веществ, находящихся в твердом состоянии. Показано, что КЖС формируется из капель различной формы, находящихся на поверхности в динамическом равновесии друг с другом, а также с твердой и паровой фазами.

Тем не менее многие физические свойства КЖС (толщина, плотность, ориентация молекул и т.п.) до сих пор остаются предметом дискуссий.

Выше отмечалось, что крайне маловероятно, что толщина фронта плавления (в частности, льда) имеет молекулярный масштаб. Если в ходе плавления возникают “макроскопические” структурные дефекты, то и сама толщина фронта плавления также должна быть макроскопической. Настоящая работа нацелена на проведение экспериментальной оценки этой величины. Для этого мы проводим измерения кинетики плавления ледяных шаров на воздухе при комнатной температуре. Если лед контактирует с теплым воздухом некоторое время, то на его поверхности образуется уже не квазижидкий слой, а тонкая (макроскопическая) водяная пленка, которая затем стекает в стакан. Кинетика плавления измеряется по накопленной массе талой воды, $m(t)$. С использованием математической модели, основанной на законе Фурье для теплопроводности, и с учетом поправок, связанных с испарением воды, по зависимостям $m(t)$, можно оценить толщину фронта плавления льда, т.е. толщину приповерхностного слоя твердой фазы (льда), в котором подводимое тепло превращается в скрытую теплоту плавления.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Бидистиллированная вода (проводимость 2–4 мкСм/см) замораживалась в полых пластиковых шарах в морозильной камере холодильника при $T = -15 \dots -11^\circ\text{C}$. В результате чего получались ледяные шары объемом 0.5, 0.8 и 1.6 литра. Внутри

шаров вмораживался термодатчик DS18B20 для непрерывного измерения температуры. Калибровка этого и всех остальных термодатчиков, использовавшихся в работе, была проведена с помощью термостата LAUDA ECO GOLD.

Процесс кристаллизации обычно начинается при переохлаждении воды до $-3... -5^{\circ}\text{C}$. Затем он, вероятно, идет по дендритному механизму. Он напоминает образование снежинок: вначале формируется дендритный кристаллический скелет, а затем замораживается “аморфная” вода – разупорядоченные молекулы H_2O в пространстве между ветвями дендритов. Поскольку при замораживании выделяется скрытая теплота плавления, то скорость кристаллизации определяется скоростью отвода этой теплоты от водяного шара к холодильнику. При этом температура внутри шара в течение процесса кристаллизации остается равной 0°C и начинает уменьшаться только после промерзания всего объема воды (рис. 1). Характерная скорость кристаллизации составляла примерно 0.05 град/мин.

В ходе замораживания пластиковая форма, в которую заливалась вода, лопалась. После полного промерзания ледяной шар извлекался из морозильной камеры, остатки пластиковой формы отделялись, и шар взвешивался. Затем он фиксировался на специальной подвесе из тонких проволочек и пластиковой сеточки. При этом шар оказывался над стаканом, в который стекала талая вода. Сам стакан размещался на электронных весах, собранных на тензодатчике (CZL611, 3 кг). Значения текущей массы талой воды, $m(t)$, через АЦП НХ711 передавались на Arduino Uno и далее через USB-порт записывались в компьютер в виде текстового файла. Аналогично записывались и показания всех датчиков температуры (рис. 2).

В нашем случае тепло подводилось к шару снаружи от воздуха ($21-22^{\circ}\text{C}$), поэтому процесс плавления начинался в приповерхностном слое, внутри фронта плавления. Сам процесс плавления скорее всего протекал в обратном порядке в сравнении с замерзанием: вначале плавилась междендритные области и границы между кристаллитами, а затем “обламывались” ветви дендритного скелета. В этом смысле можно полагать, что плавление начинается прежде всего в тех местах, где процесс кристаллизации завершается.

В ходе таяния на поверхности льда образовывалась водяная пленка, ее толщина оказалась менее 0.1 мм. Для оценки толщины пленки в середине промежутка времени между двумя последовательными падениями водяных капель в стакан, шар быстро вытирались/промакивались бумажными салфетками. Прирост массы салфеток давал значение массы жидкой воды, присутствующей в данный момент на шаре. Эта масса оказалась равной примерно 2 г (опыт проводился с шаром массой

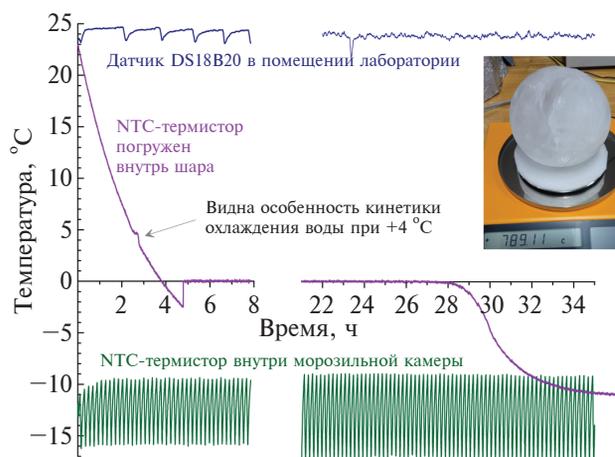


Рис. 1. Пример кинетики замораживания одного из пластиковых шаров, заполненных водой, в морозильной камере. Верхняя кривая показывает изменение температуры в лаборатории (после 15 часов измерений система климат-контроля была отключена), фиолетовая кривая – температура внутри шара, а нижняя осциллирующая зависимость – температура в воздушном пространстве морозильной камеры. Вблизи $+4^{\circ}\text{C}$ видна особенность в кинетике охлаждения, связанная с перестройкой структуры воды при прохождении точки максимальной плотности.

$420-440$ г). Разделив эту массу на плотность воды и на площадь поверхности шара (≈ 290 cm^2), была оценена характерная толщина водяной пленки: $d_{\text{H}_2\text{O}} \approx 0.07...0.1$ мм.

Эта пленка является своего рода “шубой”, отделяющей воздух от непосредственного контакта с поверхностью льда. Основной перепад температур (от комнатной почти до 0°C) реализуется снаружи этой пленки со стороны воздуха. Схематично распределение температуры на границах воздух–вода–лед показано на рис. 3 (здесь следует учесть, что теплопроводность воздуха в 24 раза меньше теплопроводности воды, а теплопроводность льда в четыре раза больше, чем у воды). Поток тепла от воздуха проходит без существенных потерь через пленку талой воды и далее проникает внутрь кристаллической решетки льда, где и расходуется на его плавление. Величину этого потока (как функцию времени) мы определяем посредством измерения кинетики накопления талой воды.

Для поддержания около поверхности шаров постоянной температуры шары обдувались слабым воздушным потоком от системы климат-контроля, установленной в помещении лаборатории. Скорость потока около шаров составляла несколько см/с. Она оценивалась по сносу маленьких кусочков тонкой (10 мкм) полиэтиленовой пленки во время их падения.



Рис. 2. Этапы эксперимента: замораживание воды в пластиковой форме с термодатчиком в центре в морозильной камере, отделение пластиковой формы, взвешивание ледяного шара, его фиксация над стаканом для сбора талой воды, непрерывное измерение массы талой воды и температуры как внутри, так и снаружи ледяного шара.

Для измерения температуры “поверхности” тающего льда использовались как хромель-алюмелевые термопары, так и NTC-термисторы, чувствительный элемент которых поджимался к поверхности ледяного шара кружочком, вырезанным из тонкого пластика. Значения температур регистрировались визуально на табло приборов, соединенных с термопарами, а также передавались через Arduino и записывались в компьютер (рис. 2). Характерная величина температурного перегрева поверхности ледяных шаров (по сравнению с температурой в объеме шаров) составила примерно $+0.4^{\circ}\text{C}$.

В среднем замораживание каждого шара продолжалось 30–40 ч, затем примерно такое же время занимало измерение кинетики его плавления. После окончания таяния каждого шара без изменения условий эксперимента производилось измерение скорости испарения λ талой воды из стакана, в котором она накапливалась. Эта скорость оказалась равной $\lambda \approx 0.03 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{час})$.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В теоретическом плане данная задача родственна так называемой задаче Стефана о таянии

льда [4]. В 1889 г. австрийский физик Йозеф Стефан (тот самый, чье имя фигурирует в законе Стефана–Больцмана излучения абсолютно черного тела) записал два уравнения теплопроводности для твердой и жидкой фазы, причем положение границы между льдом и водой не фиксировалось в пространстве, а с течением времени эта граница смещалась.

При этом полагалось, что на границе фаз вода–лед выполняется так называемое “условие Стефана”, выражающее закон сохранения энергии при переходе среды из одного состояния в другое с учетом скрытой теплоты (например, тепловой поток, приходящий от воды к границе вода–лед, равен потоку тепла в объем льда за вычетом скрытой теплоты плавления льда). Температура воды и льда на их “границе замерзания/таяния” принималась равной 0°C. По существу, это условие подразумевает, что и толщина самой границы равна нулю. Другими словами, фронт плавления во льду в задаче Стефана считается бесконечно тонким.

Рассмотрим условие баланса потока тепла и поглощаемой энергии. После того как ледяной шар извлекается из морозильного отделения холодильника и от него отделяется пластиковая форма, поток тепла от воздуха начинает проникать внутрь шара через его внешнюю поверхность. Этот поток можно записать в виде:

$$\frac{\varkappa S(t)\Delta T}{d},$$

где $\varkappa = 2.25 \text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}$ – удельная теплопроводность льда, d – толщина фронта плавления, внутри которого имеет место перепад температур $\Delta T \approx 0.4^\circ\text{C}$, а $S(t) = 4\pi R^2(t)$ – площадь поверхности шара в момент времени t . По мере таяния льда площадь поверхности уменьшается, но его форма при этом с хорошей точностью остается сферической.

После прогрева основной массы шара до 0°C шар начинает плавиться. При этом талая вода начинает капать в стакан, расположенный под шаром на весах. Кинетику накопления талой воды можно получить, приравняв скорость плавления льда, умноженную на его скрытую теплоту плавления ($h = 332.4 \text{ Дж/г}$), потоку тепла, входящему в шар из воздуха:

$$-h \frac{dm_i(t)}{dt} = \frac{\varkappa S(t)\Delta T}{d}, \quad (2)$$

где $m_i(t) = \frac{4\pi}{3} R^3(t)\rho_i$ – масса ледяного шара в момент времени t , а ρ_i – плотность льда. Это уравнение легко решается, если перейти к переменной $R(t)$, имеющей смысл радиуса ледяного шара:

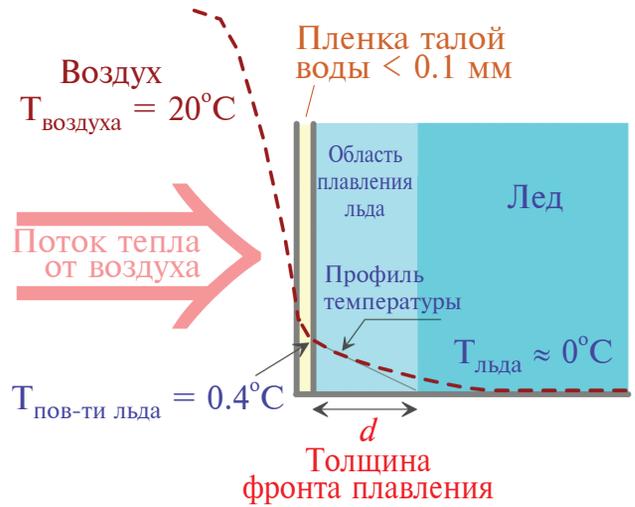


Рис. 3. Схематичное изображение распределения температуры на границе тающего шара (воздух–вода–лед).

$$\frac{dR(t)}{dt} = -\frac{\varkappa\Delta T}{h\rho_i d} \rightarrow R(t) = R_0 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right), \quad (3)$$

$$t_0^{-1} = \frac{\varkappa\Delta T}{h\rho_i R_0 d}$$

здесь R_0 – начальный радиус шара, а величина t_0 имеет смысл времени плавления шара. Отсюда для кинетики накопления талой воды,

$$m(t) = m_0 - m_i(t) = m_0 - \frac{4\pi}{3} R^3(t)\rho_i,$$

получаем следующее выражение:

$$\frac{m(t < t_0)}{m_0} = 1 - \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^3 - \frac{\lambda S_g t}{m_0}, \quad (4)$$

$$\frac{m(t > t_0)}{m_0} = 1 - \frac{\lambda S_g t}{m_0},$$

где $m_0 = \frac{4\pi}{3} R_0^3 \rho_i$. Последний член в этих выражениях учитывает эффект испарения: масса талой воды в стакане уменьшается линейно со временем (λ – удельная скорость испарения, а S_g – площадь поверхности воды в стакане). Скорость испарения можно определить из графика зависимости массы талой воды от времени (рис. 4) на участке, где $t > t_0$, т.е. уже после того, как плавление шара закончилось. При этом максимально возможное количество талой воды уже находится в стакане, и в дальнейшем ее масса только лишь уменьшается вследствие испарения. В этом случае в (4) работает только один член: $-\lambda S_g t/m_0$.

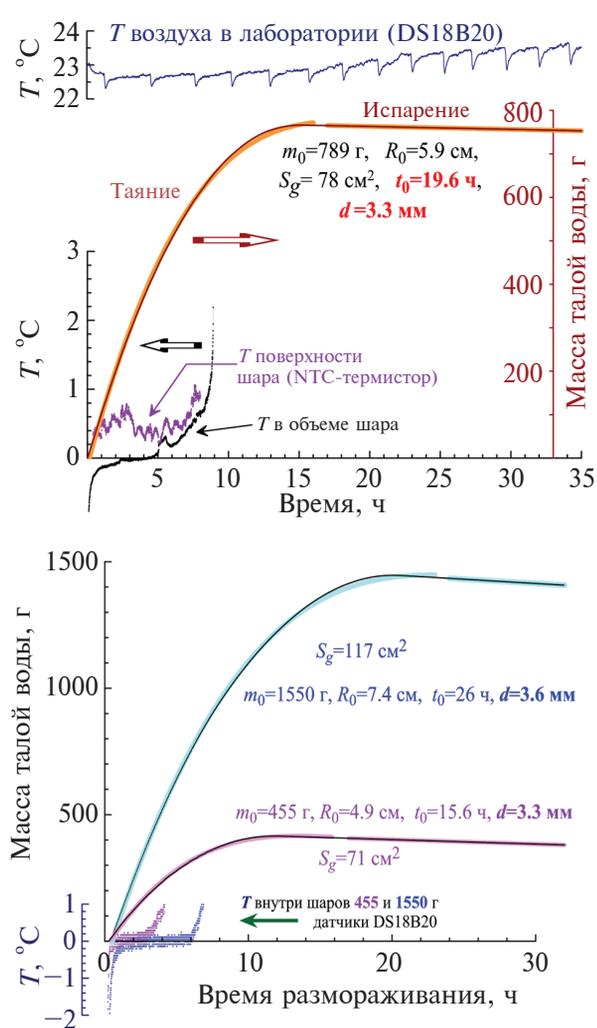


Рис. 4. Кинетики накопления талой воды в ходе таяния ледяных шаров разной начальной массы. Сплошные кривые показывают фитирование экспериментальных данных с использованием выражений (4). Также производился небольшой сдвиг по времени, $t \rightarrow t - t_1$, учитывающий, что в первые 10–20 мин шары прогревались от температуры морозильной камеры до температуры плавления. При этом талая вода не образовывалась. Температуры внутри ледяных шаров (примерно в их центрах) измерялись термодатчиком DS18B20, а на поверхности – как NTC-термисторами, так и хромель-алюмелевыми термопарами. Видно, что в процессе плавления температура внутри шаров равнялась 0°C . Последующий рост температуры связан с выходом термодатчика из объема шара на его поверхность и контактом датчика с теплым воздухом.

Рассмотрим вклад процессов конденсации влаги из окружающего воздуха и испарения воды с поверхности ледяного шара в ходе его таяния. Для этого в выражение (4) для кинетики накопления та-

лой воды $m(t < t_0)$ добавлялся член вида $\lambda_c \int_0^t S(t) dt$

с произвольной скоростью λ_c испарения/конденсации. При этом скорость испарения талой воды из стакана, где она накапливалась, была зафиксирована на значении, которое определялось из фитирования кинетики испарения талой воды из стакана на больших временах, когда весь ледяной шар уже растаял. Оказалось, что во всех случаях в пределах статистической погрешности величина λ_c обращалась в ноль. Это говорит о том, что процесс конденсации влаги из воздуха на поверхность холодного шара с достаточной точностью компенсировался процессом испарения талой воды с поверхности тающего шара. Другими словами, масса накопленной талой воды к моменту окончания таяния шара (с точностью до 10 г) оказывалась равной исходной массе льда за вычетом количества воды, испарившейся из стакана за это время.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Мы провели более 10 опытов с шарами (пластиковыми формами) различных диаметров (10, 12 и 15 см). Даже при использовании одной и той же формы в каждом конкретном случае массы шаров несколько различались. В качестве примера на рис. 4 приведена кинетика накопления талой воды в ходе таяния трех ледяных шаров (455, 789 и 1550 г). Для фитирования этих зависимостей использовалось выражение (4), учитывающее эффект испарения воды. По сути, выражение (4) содержит единственный подгоночный параметр – t_0 (можно считать, что скорость испарения, $\lambda \approx 0.03$ г/см²/час, определяется в независимом измерении при $t > t_0$, когда шар уже полностью растаял). Значения параметров t_0 , полученные для таяния трех шаров, приведены непосредственно на рис. 4. Погрешность в определении t_0 составляет 2–3%.

Далее не составляет труда пересчитать значения t_0 на соответствующие толщины d фронта плавления льда для каждого шара. Это делалось с использованием соотношения (3). При этом нужно принять во внимание значения начальных масс шаров, m_0 , и их начальных радиусов, R_0 . Часть из полученных значений толщины фронта плавления также приведены на рис. 4. Несмотря на большую вариацию размера шаров и характерных времен их плавления, видно, что полученные значения толщин d достаточно близки и лежат в интервале от 3.2 до 3.6 мм.

Прделаем несколько оценок, иллюстрирующих перераспределение потока тепла, подводимого к шару. Рассмотрим для определенности начало таяния большого (1.55 кг) шара. Его начальная скорость плавления составляет $3m_0/t_0 \approx 0.05$ г/с. Для обеспечения такой скорости требуется приток

тепла около $0.05 \text{ г/с} \cdot 332 \text{ Дж/г} = 17 \text{ Вт}^1$. Помимо этого мы измерили температуру талой воды, стекающей в стакан в месте, где формируется капля. Она оказалось равной $1.1\text{--}1.4^\circ\text{C}$. Поэтому можно полагать, что за время стекания с поверхности шара талая вода успевает нагреться примерно на 1 градус. Это означает, что на это расходуется всего лишь 1% подводимой тепловой мощности: $0.05 \text{ г/с} \cdot 4.2 \text{ Дж/г} \approx 0.2 \text{ Вт}$.

Условие непрерывности теплового потока, поступающего от воздуха к шару (на единицу площади), можно записать в следующем виде:

$$\kappa_{\text{air}} \frac{\Delta T_{\text{air}}}{d_{\text{air}}} \approx \kappa_{\text{H}_2\text{O}} \frac{\Delta T_{\text{H}_2\text{O}}}{d_{\text{H}_2\text{O}}} = \kappa_{\text{ice}} \frac{\Delta T_{\text{ice}}}{d_{\text{ice}}} \approx \frac{17 \text{ Вт}}{S}, \quad (5)$$

где $\kappa_{\text{air}} = 0.023 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ – теплопроводность воздуха, а $\Delta T_{\text{air}} \approx 20^\circ\text{C}$ – перепад температур на границе воздух–шар. Смысл последнего равенства в (5) состоит в приравнивании величины входящего теплового потока величине мощности, затрачиваемой на плавление шара (17 Вт). Тогда отсюда можно оценить толщину пограничного слоя воздуха d_{air} , в котором реализуется перепад температур ΔT_{air} . Это приводит к тому, что толщина “воздушной шубы” вблизи ледяного шара оказывается равной: $d_{\text{air}} \approx 2 \text{ мм}$.

Поскольку толщина водяной пленки на поверхности шара ($d_{\text{H}_2\text{O}} \leq 0.1 \text{ мм}$) оказалась существенно меньше толщины фронта плавления льда $d_{\text{ice}} \approx 3.2\text{...}3.6 \text{ мм}$, то, опираясь на условие непрерывности теплового потока (5) через пленку талой воды и через границу вода–лед, можно заключить, что перепад температуры внутри водяной пленки должен быть гораздо меньше, чем перепад температуры $\Delta T_{\text{ice}} \approx 0.4^\circ\text{C}$ на толщине фронта плавления льда (напомним, что теплопроводность воды в 4 раза меньше теплопроводности льда). Это означает, что температура водяной пленки фактически совпадает с температурой поверхности льда (и лишь в самом низу шара, там, где формируется капля талой воды и она срывается вниз, температура талой воды оказывается несколько выше, около 1°C). Это обстоятельство оправдывает наш подход к оценке температуры на поверхности льда посредством прижима термодатчика (или спая термомпары) к поверхности шара тонким пластиковым диском (рис. 2).

ВЫВОДЫ

В данной работе установлено, что температура поверхности льда, тающего на воздухе при

¹ Как мы уже отмечали, испарение талой воды с поверхности шара фактически отсутствует, поскольку этот процесс компенсируется конденсацией водяного пара из охлажденного приповерхностного слоя окружающего воздуха.

комнатной температуре, оказывается на несколько десятых градуса выше точки плавления, т.е. 0°C . Тем самым на границе вода–лед присутствует некоторый градиент температуры, обеспечивающий проникновение теплового потока внутрь кристаллической решетки льда. Этот поток приводит не только к разрыву молекулярных связей, но и к накоплению в решетке структурных дефектов, в том числе “макроскопических”, таких как микротрещины, напряжения и деформации решетки, дислокации, вакансионные кластеры и т.д. Это значит, что толщина фронта плавления не может быть слишком малой (молекулярного масштаба), а должна характеризоваться большей, возможно, “макроскопической” величиной, в то время как в классической задаче Стефана о таянии льда предполагается, что толщина межфазной границы вода–лед равна нулю.

Под фронтом плавления мы понимаем приповерхностный слой тающего льда, где реализуется перепад температур ($+0.4\text{...}0^\circ\text{C}$), где в данный момент времени происходит поглощение скрытой теплоты плавления, где происходит образование отмеченных выше различных структурных дефектов. Для оценки толщины фронта плавления льда мы применили простой подход, основанный на измерении кинетики накопления талой воды или, другими словами, скорости плавления. С одной стороны, эта величина, будучи умноженной на энтальпию плавления, представляет собой тепловую мощность, подводимую из воздуха к ледяному шару. С другой стороны, поскольку нам удалось измерить температуру “поверхности” ледяного шара в процессе его таяния и температуру внутри шара, то появляется возможность записать ту же самую величину, исходя из закона теплопроводности Фурье. Приравнивая два этих выражения для подводимой тепловой мощности, можно определить толщину фронта плавления, что и было сделано.

Эксперименты по плавлению ледяных шаров различного размера проводились при комнатной температуре. При фитировании данных учитывалось, что подвод тепла к шару происходит через его поверхность, которая постепенно уменьшается. Также учитывалась поправка, связанная с испарением талой воды из стакана, в котором она накапливалась. В результате были определены времена таяния шаров t_0 , которые, в свою очередь, были пересчитаны на толщину фронта плавления льда. Во всех измерениях эта величина оказалась примерно одинаковой, $d \approx 3.2\text{...}3.6 \text{ мм}$, несмотря на то, что исследованные шары имели разные массы и размеры. Именно в приповерхностном слое льда такой толщины одновременно происходит поглощение скрытой теплоты плавления или, другими словами, идет процесс таяния льда.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках финансирования государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”. Экспериментальная часть работы осуществлена при поддержке и с использованием оборудования Центра коллективного пользования КАМИКС (<http://kamiks.iter.ru/>; НИЦ “Курчатовский институт” – ККТЭФ). Работа явилась результатом реализации одного из научно-образовательных проектов учащимися лица 1523 при НИЯУ МИФИ.

СОБЛЮДЕНИЕ ЭТИЧЕСКИХ СТАНДАРТОВ

В данной работе отсутствуют исследования человека или животных.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Мазно Н.* Наука о льде. Мир, 1988. 231 с.
2. *Уббелоде А.* Плавление и кристаллическая структура. Мир, 1969. 420 с.
3. *Mazur P.* Principals of Cryobiology in “Life in the Frozen State” Eds. *Fuller B.J., Lane N., Benson E.E.* CRC Press, Boca Raton, 2004. <https://doi.org/10.1201/9780203647073>
4. *Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики. Изд-во: МГУ, 1999.
5. *Bartels-Rausch T.* Ten things we need to know about ice and snow // *Nature*. 2013. V. 494. № 7435. P. 27–29. <https://doi.org/10.1038/494027a>
6. *Dash J.G., Rempel A.W., Wettlaufer J.S.* The physics of premelted ice and its geophysical consequences // *Rev. Mod. Phys.* 2006. V. 78. № 3. P. 695–741. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.78.695>
7. *Fitzner M., Sosso G.C., Cox S.J., Michaelides A.* Ice is born in low-mobility regions of supercooled liquid water // *PNAS*. 2019. V. 116. № 6. P. 2009–2014. <https://doi.org/10.1073/pnas.181713511>
8. *Wei X., Xiao S., Ni J.* Studies of ice melting using molecular dynamics // *Molecular Simulation*. 2010. V. 36. № 11. P. 823–830. <https://doi.org/10.1080/08927021003774287>
9. *Mukherjee S., Bagchi B.* Entropic origin of the attenuated width of the ice-water interface // *J. Phys. Chem. C*. 2020. V. 124. № 13. 7334–7340. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.0c02030>
10. *Mizuno Y., Hanafusa N.* Studies of surface properties of ice using nuclear magnetic resonance // *J. Phys. Colloque*. 1987. V. 48. № C1 P. 511–517. <https://doi.org/10.1051/jphyscol:1987170>
11. *Kvividze V.I., Kiselev V.F., Kurzaev A.B., Ushakova L.A.* The mobile water phase on ice surfaces // *Surface science*. 1974. V. 44. № 1. P. 60–68. [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(74\)90093-4](https://doi.org/10.1016/0039-6028(74)90093-4)
12. *Asay D.B., Kim S.H.* Evolution of the adsorbed water layer structure on silicon oxide at room temperature // *J. Phys. Chem. B*. 2005. V. 109. № 35. P. 16760–16763. <https://doi.org/10.1021/jp053042o>
13. *Залуцкий А.А.* Зондовая мессбауэровская диагностика свойств квазижидкого слоя воды на алюмосиликатной поверхности природного происхождения // *Кристаллография*. 2020. Т. 65. № 3. С. 384–389. <https://doi.org/10.31857/S0023476120030376>
14. *Huang C., Wikfeldt K.T., Tokushima T., et. al.* The inhomogeneous structure of water at ambient conditions // *PNAS*. 2009. V. 106. № 36. P. 15214–15218. <https://doi.org/10.1073/pnas.0904743106>
15. *Murata K., Asakawa H., Nagashima K., Furukawa Y., Sazaki G.* Thermodynamic origin of surface melting on ice crystals // *PNAS*. 2016. V. 113. № 44. P. E6741–E6748. <https://doi.org/10.1073/pnas.1608888113>