

Влияние сверхнизкочастотного электрического поля на порог взрывной неустойчивости льда

© Е.Г. Фатеев

Институт прикладной механики УрО РАН,
426000 Ижевск, Россия
e-mail: fateev@udman.ru

(Поступило в Редакцию 30 мая 2002 г. В окончательной редакции 21 августа 2002 г.)

Обнаружено сильное влияние, оказываемое слабым (в 10^3 – 10^5 слабее пробойных полей) сверхнизкочастотным ($1 < \omega < 1000$ Hz) электрическим полем на порог взрывной неустойчивости льда при его одноосном сжатии в области высоких давлений и температур 210–240 К. Высокая электромеханическая чувствительность льда объясняется на основе представления его в моменты структурных изменений, индуцируемых сильно неоднородным сжатием, как гетерогенной системы с коллективными явлениями в пространственно ограниченных системах диполей (сформировавшихся вокруг зерен новой фазы, дефектов или микропузырьков воздуха) в микрообластях с характерными размерами $\sim 10^{-2}$ – 10^{-5} мм. В таких системах, находящихся в слабых сверхнизкочастотных электрических полях, могут сформироваться резонансные всплески поляризации, в результате чего может произойти сильное падение устойчивости льда из-за междипольных сжатий или микропробоев.

Введение

Недавно обнаружена высокая механическая чувствительность кристаллогидратных диэлектриков в сверхнизкочастотных (СНЧ) электрических полях [1–6]. Причем это явление найдено в экспериментах с воздействием СНЧ электрических полей на порог взрывной неустойчивости (эффект Бриджмена), которая может возбуждаться со многими твердыми диэлектриками в условиях их медленного одноосного сжатия со скоростями $dP/dt \leq 0.1$ GPa/s в области высоких давлений ($P < 20$ GPa) на наковальнях с открытыми границами [7–14].

Взрывной эффект Бриджмена обычно сопровождается ударными волнами и высокоскоростным (~ 0.5 – 2 km/s) выбросом микродисперсно-разрушенного вещества за пределы системы сжатия. Схема соответствующей системы сжатия показана на рис. 1. Подобные взрывные неустойчивости возникают при переходе упругой энергии сильно сжатого тела в механическую работу со сверхбыстрой объемной разгрузкой системы после достижения в ней некоторых критических P – T -параметров [11,13]. При этом неустойчивости, связанные с фазовыми переходами и полиморфными превращениями в твердых диэлектриках, при сжатии могут приводить к некоторому снижению порога возбуждения таких взрывных явлений [13]. Добавим еще, что взрывной эффект сопровождается энергичным импульсом электромагнитных излучений в широком спектре вплоть до рентгеновского [10], а также эмиссией электронов [11]. Порог P_c (или среднее критическое давление в теле, при котором в данном веществе наблюдается эффект Бриджмена) падает с ростом температуры и скорости сжатия [13], коррелирует с термодинамическими параметрами веществ [14] и имеет размерную зависимость [12].

При воздействии на сильно сжимаемые кристаллогидраты весьма слабым переменным электрическим полем (в 10^3 – 10^4 раз слабее пробойных полей) в СНЧ диапазоне наблюдается падение порога их взрывной неустойчивости P_c на некоторых частотах в 1.5–2 раза. Из недавно предложенных теоретических моделей этого явления [15–17] следует принципиальная возможность существования подобных высоко чувствительных эффектов во многих диэлектриках, находящихся в гетерогенном состоянии или в процессе фазовых переходов. Представляется возможным существование подобных проявлений и в веществах с протонной проводимостью. Об этом свидетельствует наблюдение сильной зависимости пластических свойств льда в относительно слабых постоянных электрических полях [18]. Лед является наиболее интересным и доступным объектом для проверки представленной выше гипотезы, поскольку в нем обнаружено около 12 фазовых состояний [19–21] и 2 аморфных модификаций (см., например, [22–26]). Доступность заключается в легкости перекрытия в экспери-

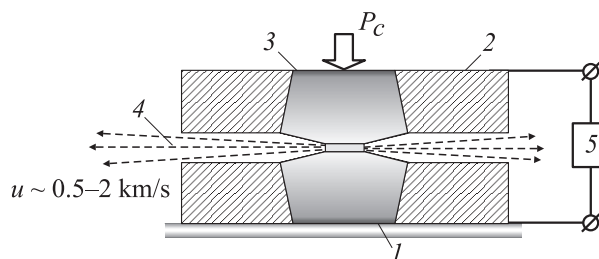


Рис. 1. Схема системы сжатия образца льда (1) между двумя наковальнями Бриджмена (2) со сверхтвердыми вставками (3), необходимыми для получения взрывного эффекта с высокоскоростным выбросом (4) части материала за пределы системы при одновременном воздействии слабых СНЧ электрических импульсов, поступающих от низкочастотного генератора (5).

ментах необходимых P – T -параметров, близких к тому или иному фазовому переходу во льду.

Интерес к возможному высокочувствительному механическому поведению льда в СНЧ полях связан с обнаружением ледяных многокилометровых панцирей на некоторых спутниках больших планет Солнечной системы [27–30]. По оценкам [31], толщина льда на спутниках Юпитера Европе и Ганимеде может составлять 100–150 km с температурами в диапазоне $130 < T < 273$ K и давлениями $0 < P < 0.25$ GPa. Это означает, что в объемах ледяной коры спутников могут существовать обширные области льда в метастабильных состояниях [32], на стабильность которых могли бы существенно повлиять СНЧ вариации гигантского магнитного поля Юпитера и наводимых им СНЧ электрических полей. Скин-слой для магнитных волн с амплитудами 220 nH в ледяной коре Европы, по оценкам [33], может составлять не менее 110 km.

В настоящей работе впервые представляются экспериментальные результаты, свидетельствующие о существовании высокой электромеханической чувствительности льда к слабым переменным полям на сверхнизких частотах.

Описание экспериментов

Высокая электромеханическая чувствительность льда демонстрируется в экспериментах при воздействии СНЧ электрического поля на порог возбуждения взрывной неустойчивости, обнаруженной недавно в широком диапазоне температур и давлений [32]. Опыты проводились с использованием наковален Бриджмена со вставками из сверхтвердого сплава ВК-8, имеющих форму усеченного конуса с рабочей площадкой (шлифованной и полированной) диаметром $d = 10$ mm в диапазоне температур 210–240 K по методике, полностью описанной в работе [32]. Скорость нагружения при одноосном сжатии была фиксированной и составляла $dP/dt \approx 0.02$ GPa/s. Температура вблизи образца измерялась термопарой Си-копель, спай которой подводился непосредственно к краю образца. На первом подготовительном этапе охлаждение наковален осуществлялось непосредственно жидким азотом до температуры 230–240 K. Затем на рабочую площадку одной из наковален дозированно наливался тонкий слой дистиллированной воды, который окончательно формовался в тонкий ледяной диск толщиной $h \approx 0.4$ mm посредством легкого поджатия застывающей воды диэлектрической плоскостью. На втором этапе ледяной диск на наковальне мог быть охлажден до любой наперед заданной температуры в диапазоне от 273 до 100 K. Скорость охлаждения льда составляла $dT/dt \approx -20$ K/s.

Поскольку для получения статистически значимых значений порога возбуждения P_c необходимо проводить большую серию опытов при определенной температуре T , то для достижения наперед заданного значения T поступали следующим образом. Накowальни охлаждались вместе с образцом до температуры

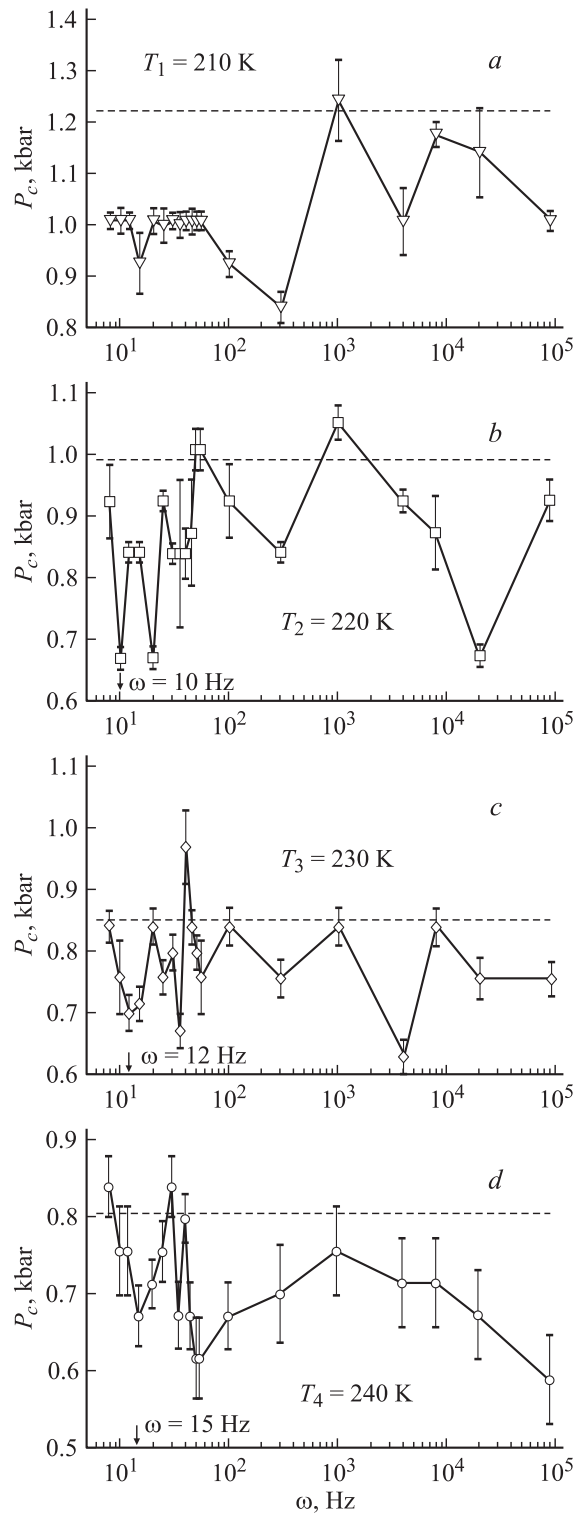


Рис. 2. Сверхнизкочастотные электрические спектры порога взрывной неустойчивости P_c при воздействии на лед между наковальнями Бриджмена прямоугольными СНЧ импульсами с амплитудой $U = 65$ V для четырех температур (a–d) в диапазоне 210–240 K. Штриховые линии — уровень P_c для льда при данной температуре без воздействия электрических полей. Стрелки на рисунках b–d демонстрируют небольшой сдвиг первых минимумов в СНЧ спектрах $P_c(\omega)$ с ростом температуры от 220 до 240 K.

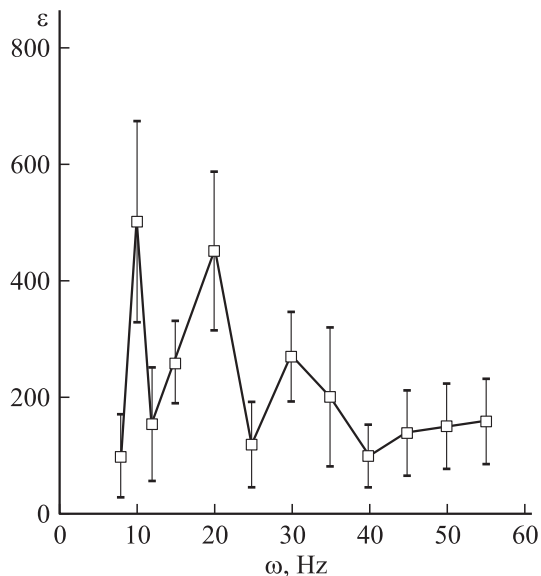


Рис. 3. Сверхнизкочастотный спектр диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$ в момент максимального всплеска при сильном одноосном сжатии льда для импульсов с амплитудой $U = 65$ В при $T_2 = 220$ К.

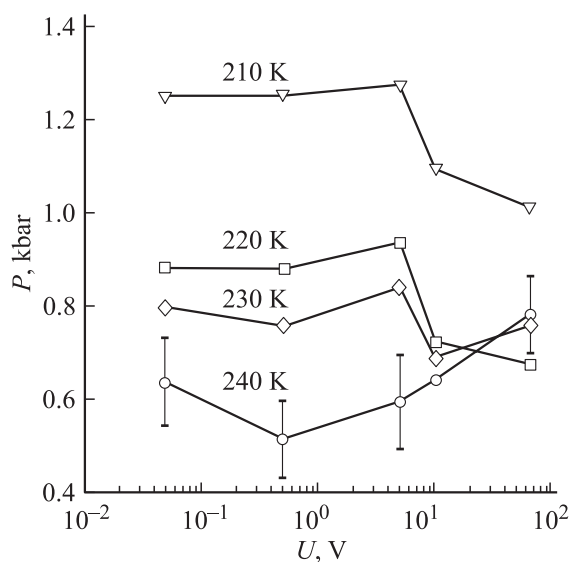


Рис. 4. Зависимость порога возбуждения взрывного эффекта P_c от амплитуды импульсов напряжения на частоте 10 Гц для четырех температур. Уровни порогов P_c для каждой температуры без воздействия электрических полей соответствуют уровням, показанным на рис. 2.

чуть ниже необходимой. Эта система помещалась под пресс, где после достижения заданной температуры при некотором естественном малом разогреве со скоростью $dT/dt \approx 0.1$ К/с начиналась процедура сжатия с совместным воздействием СНЧ электрическими импульсами в соответствии с методикой, описанной в работах [1–6], до момента возникновения взрывоподобной неустойчивости. Воздействие осуществлялось

прямоугольными электрическими импульсами с амплитудами от 0.05 до 65 В с фиксированной во всем исследовании длительностью 10^{-5} с. Сверхнизкочастотные импульсы подавались на наковальни в частотном диапазоне $8-10^5$ Гц с начала сжатия образца и до момента проявления эффекта Бриджмена. Заметим при этом, что эксперименты проводились в области температур $210 < T < 240$ К, где при $T > 220$ К существует практически линейная зависимость устойчивости льда от температуры, а область с минимумом $210 < T < 220$ К отождествляется с влиянием фазового перехода в поликристаллическом льду $Ih-II$ [32].

В результате экспериментов были получены СНЧ спектры порога устойчивости льда при воздействии импульсами с амплитудой $U = 65$ В для температур $T_1 = 210$ К, $T_2 = 220$ К, $T_3 = 230$ К и $T_4 = 240$ К, представленные на рис. 2. Каждая точка получена в опытах с 7 взрывными неустойчивостями. Соответственно на некоторых сверхнизких частотах были найдены „всплесковые“ значения диэлектрической восприимчивости в самом начале возбуждения системы (методика описана в [3]) и построен качественный вид СНЧ спектра $\varepsilon(\omega)$ для $T_2 = 220$ К (рис. 3). Кроме этого, на частоте 10 Гц для каждой из этих температур найдены зависимости порога устойчивости от амплитуды импульсов в диапазоне от $5 \cdot 10^{-2}$ до 65 В, показанные на рис. 4. Дополнительно для более полного представления об электрических свойствах льда при указанных температурах были найдены зависимости его относительного электрического сопротивления от степени одноосного сжатия без взрывного эффекта (рис. 5).

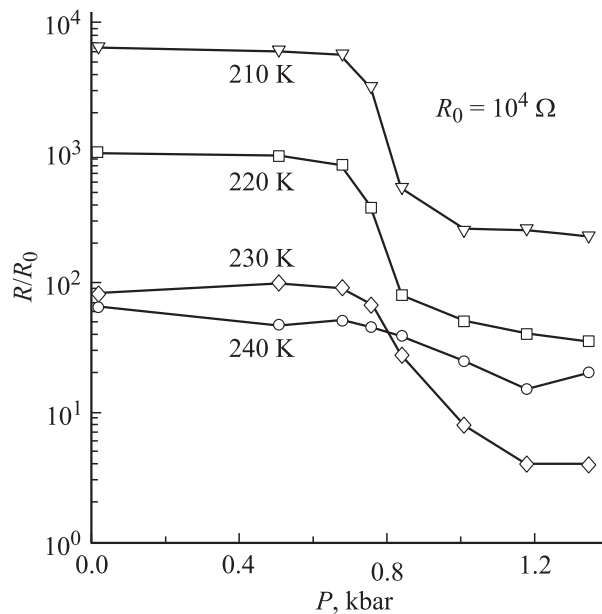


Рис. 5. Зависимости относительного электрического сопротивления ледяного диска толщиной $h \approx 0.4$ мм при четырех температурах от степени одноосного сжатия без возбуждения эффекта Бриджмена.

Обсуждение результатов

Сверхнизкочастотные спектры порога возбуждения взрывной неустойчивости $P_c(\omega)$ для льда, как видно из рис. 2, *a-d*, имеют весьма нетривиальный вид при всех четырех температурах. В диапазоне частот $8 < \omega < 10^5$ Hz для амплитуды импульсов $U = 65$ V во всех четырех спектрах имеются несколько провалов. Ранее подобные спектры были обнаружены для некоторых модельных и природных кристаллогидратов [1–6]. На частотах $\omega > 10^3$ Hz падение порога $P_c(\omega)$ скорее всего вызвано всплесками диэлектрических потерь, как это было и у кристаллогидратов в подобных условиях. Однако для объяснения нетривиальных СНЧ спектров неустойчивости для льда в области частот $\omega < 10^3$ Hz скорее всего, как и для кристаллогидратов, необходимо принять во внимание существование у льда при неоднородном сжатии резонансноподобных гигантских всплесков диэлектрической восприимчивости на СНЧ (рис. 3). Возможная природа сильного влияния таких всплесков диэлектрической восприимчивости на порог устойчивости P_c связана с усилением междипольных сжатий или микропробоев в СНЧ полях в гетерогенной системе, индуцируемой в твердых материалах при их сильно неоднородном сжатии [16,17]. Всплески диэлектрической восприимчивости у льда зафиксированы практически на тех же сверхнизких частотах при $T_2 = 220$ K, на которых в спектре СНЧ взрывной неустойчивости $P_c(\omega)$ наблюдаются глубокие провалы. Появление таких провалов при воздействии на лед слабым СНЧ электрическим полем в принципе свидетельствует о высокой механической чувствительности льда, т.е. при слабом воздействии лед испытывает сильный механический отклик, который мог бы появиться лишь в условиях пробойных полей. Для льда они имеют порядок $E \sim 10^6$ V/cm [34], тогда как отклик был достигнут в переменных полях с амплитудами $E \sim 10^1 - 10^3$ V/cm. Из рис. 4 видно, что при $T_1 = 210$ K, $T_2 = 220$ K, $T_3 = 230$ K высокочувствительный механический отклик у льда на частоте 10 Hz достигается вплоть до $E \sim 10^2$ V/cm. Неожиданным является поведение льда при температуре $T_4 = 240$ K на частоте 10 Hz с минимумом в зависимости $P_c(V)$ в области еще более слабых полей на уровне $E \sim 10^0 - 10^1$ V/cm.

Заметим, что полученные здесь „всплесковые“ спектры $\varepsilon(\omega)$ для сильно сжимаемого льда существенно отличаются от спектров диэлектрической проницаемости кристалла льда [35–37], измеренных обычными методами. Обычные диэлектрические спектры льда имеют вид дебаевской дисперсии

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

где ε_s — максимальное СНЧ, ε_∞ — высокочастотное значение в дисперсии $\varepsilon(\omega)$, τ — время релаксации связанных зарядов.

Однако из рис. 3 видно, что в „всплесковом“ спектре $\varepsilon(\omega)$ для сильно сжимаемого льда существует набор

пиков и провалов. Такое радикальное отличие найденных здесь спектров $\varepsilon(\omega)$ от известных можно объяснить лишь на основе принципиально нового представления о характере релаксационных процессов в плотных дисперсных системах в начале их сверхнизкочастотного электрического возбуждения, развитого в работах [16,17]. Даже в одномерном приближении сложной модельной системы с взаимодействующими дипольными структурами можно было наблюдать на начальном этапе возбуждения резонансные отклики, переходящие в дисперсионноподобные спектры лишь через некоторое время (до $\Delta t > 0.2 - 1$ s), зависящее от многих параметров системы.

Обнаруженная определенная аналогия поведения СНЧ спектров взрывной неустойчивости для кристаллогидратов и льда позволяет предположить, что во льду на СНЧ при сжатии могут временно (до $\Delta t < 0.2 - 1$ s) появляться пространственно замкнутые осцилляции связанных зарядов. Такие осцилляции на СНЧ могли бы оказаться возможными [17] при кратковременном возникновении в сжимаемом льде гетерогенной структуры с зернами дисперсной фазы с характерными размерами $\sim 10^{-2} - 10^{-5}$ mm, окруженными жидкими или квазижидкими оболочками и содержащими подвижные анионы и катионы (скорее всего, протоны или ионы OH^- и H_3O^+). Размытые фазовые переходы типа *Ih-II*, в результате которых может сформироваться такая гетерогенная структура, при температурах $T_1 = 210$ K и $T_2 = 220$ K и средних давлениях $P = 0.06 - 0.1$ GPa действительно могут существовать [32]. Об этом же может свидетельствовать и изгиб в зависимости относительного сопротивления ледяных дисков от среднего давления на наковальнях для $T_1 = 210$ K и $T_2 = 220$ K (рис. 5). При $T_1 = 230$ K и $T_2 = 240$ K явного излома не видно, что, скорее всего, свидетельствует об отсутствии при соответствующих $P-T$ -параметрах фазовых превращений. Однако при таких параметрах между кристаллическими гранулами в фазе Ic (даже при $T \sim 140 - 210$ K), как показано методами инфракрасной спектроскопии [38], могут существовать квазижидкие слои. Скорее всего, в такие межгранульные слои также могут оказаться эффективными проводниками для замкнутых (вокруг зерен новых фаз, дефектов или микропузырьков) осцилляций зарядов.

Заметим еще, что газы, растворенные в дистиллированной воде, при застывании могут образовывать сферические микрополости, термодинамические свойства которых весьма специфичны, а их внутренние поверхности могут оказаться квазижидкими проводящими оболочками для ионов. Пузырьки газов в воде способны образовывать фрактальные кластеры размерами $\sim 10 - 30$ μm (см., например, [39]). Квазижидкие свойства в оболочках пузырьков, похоже, могут существовать в широком диапазоне температур $T \sim 180 - 273$ K (см., например, [39]).

Роль эффективных пространственно ограниченных ловушек для зарядов [40–43], которые способны осциллировать на СНЧ, также могут играть дефекты, которые во множестве могут генерироваться в результате

фазовых переходов во льду [44]. Возможно также, что и микропузырьки газа и зерна новой фазы льда могут быть эффективными зарядовыми ловушками.

Пространственными ловушками с осциллирующими вблизи них зарядами тем не менее трудно объяснить импульсный характер всплесков диэлектрической восприимчивости. В самом деле, лед в процессе сжатия постоянно находился в СНЧ электрическом поле, однако всплеск СНЧ восприимчивости мог появляться лишь при достижении некоторых критических степеней сжатия, близких к предвзрывным. Если допустить, что при таких давлениях ловушки быстро формируются и также быстро исчезают, что это могло бы стать возможным в моменты фазовых переходов во льду.

Оценим разницу между временами релаксации $\tau = a^2/2D$ зарядов в предполагаемых жидких пленках вокруг зерен новой фазы и в ловушках вокруг дефектов. Здесь a — характерный размер зерна или ловушки, D — коэффициент диффузии зарядов в жидкой или квазизидкой оболочке или ловушке. Характерные для дисперсной системы параметры лежат в пределах $a \sim 10^{-4} - 10^{-6}$ м и $D < 10^{-12}$ м²/с и соответственно $\tau < 10^{-10} - 10^{-4}$ с и характерными частотами дисперсии $\omega = 1/\tau = 1 - 10^4$ Нз при нормальных давлениях и температурах [16]. Для системы с ловушками $a \sim 10^{-6} - 10^{-8}$ м, $D \sim 10^{-10}$ м²/с и соответственно $\tau \sim 10^{-2} - 10^{-6}$ с и $\omega = 10^2 - 10^6$ Нз [41]. Таким образом, во льду в принципе могут иметь место не менее двух характерных частот диэлектрической дисперсии.

При более низких температурах характерные частоты должны сдвигаться к еще более низким значениям, что приведет к соответствующему сдвигу резонансноподобных провалов в СНЧ спектре $P_c(\omega)$ порога устойчивости [5]. Подобный сдвиг действительно прослеживается для самых первых провалов в СНЧ спектрах в районе $\omega \sim 10 - 15$ Нз для трех температур $T_2 = 220$ К, $T_3 = 230$ К и $T_4 = 240$ К (рис. 2, *b-d*). Также можно идентифицировать подобие сдвига в районе $10^2 - 10^4$ Нз для спектров $P_c(\omega)$ при $T_1 = 210$ К, $T_2 = 220$ К и $T_3 = 230$ К (рис. 2, *a-c*). Но провалы в этой части спектра, вероятнее всего, связаны с соответствующими резонансами для других характерных времен релаксаций, присущих меньшим размерам дисперсных частиц или ловушек с дефектами.

В экспериментах с более „теплым“ льдом появляются дополнительные минимумы в спектрах $P_c(\omega)$ (рис. 2, *b-d*), что в принципе может найти объяснение в рамках теоретической модели сверхчувствительности систем, которые в первом приближении можно представлять цепочками неточечных дипольных осцилляторов с сильно переменными моментами [17].

Обратим еще внимание на несколько неожиданное поведение зависимости порога возбуждения взрывного эффекта от амплитуды импульсов $P_c(V)$ для $T_4 = 240$ К с минимумом при $U \sim 0.5$ В (рис. 4). Можно предположить, что такая зависимость связана с потенциалом разложения H₂O на водород и кислород $U_c \sim 1.23$ В [42].

„Облака“ носителей заряда во льду, генерируемые при $U > U_c$, как можно представить, эффективно экранируют междипольные взаимодействия в цепочках пространственно замкнутых осцилляторов, что может приводить к гораздо меньшей амплитуде локальных всплесков поляризованности [16]. Причем при увеличении амплитуды импульсов на СНЧ уровень экранирования может еще более увеличиваться, поскольку в таких условиях активируется больше ионов типа OH⁻ и H₃O⁺ во льду [41–43]. В то же время зависимость $P_c(V)$ с минимумом при $E \sim 12$ В/см имеется лишь при температуре, близкой к некоторому порогу $T \sim 244$ К, выше которого лед ведет себя не взрывоподобно, а пластично [32]. При этой температуре не наблюдалось и явного фазового перехода (рис. 5). Скорее всего, в этой пограничной температурной области лед имеет при соответствующем давлении сеть жидкоподобных прослоек с гораздо большей толщиной [40], чем при иных параметрах, которые могут способствовать увеличению эффективной подвижности ионов.

При температурах же $T_1 = 210$ К, $T_2 = 220$ К и $T_3 = 230$ К большая часть инжектированных с наковален-электродов носителей зарядов, возможно, остается на границе с наковальной из-за отсутствия сквозных квазизидких прослоек. Если это так, то междипольные взаимодействия при этих температурах в значительно меньшей степени экранируются активируемыми электрическим полем во льду „облаками“ ионов. Тем не менее период фазового перехода при T_1 , T_2 и T_3 , видимо, недостаточен для раскачки гигантских колебаний в дипольных системах, способных оказать еще более сильное влияние на механическую устойчивость льда. По оценкам [16], подобные фазовые переходы имеют продолжительность не более $\sim 0.1 - 0.2$ с. Однако при $T_4 = 240$ К время существования структурных элементов с замкнутыми осцилляциями зарядов, вероятно, гораздо больше из-за несколько иной природы образования этих структур. В результате при этой температуре может существовать больше возможностей для формирования локальных гигантских всплесков поляризованности в системах диполей, способных существенно повлиять на устойчивость льда даже в сверхслабых СНЧ полях. Это значит, что при повышении амплитуды СНЧ импульсов для $T_4 = 240$ К имеются две конкурирующие тенденции: к усилению их воздействия на систему осцилляторов и уменьшению междипольных взаимодействий из-за увеличения их эффективного экранирования „облаками“ активированных ионов, в результате чего может появиться минимум в зависимости $P_c(V)$.

Заключение

Таким образом, здесь показано, что лед может иметь высокую механическую чувствительность к воздействию на него достаточно слабых переменных электрических полей на сверхнизких частотах в широком диапазоне низких температур. Причем этот эффект не

обусловлен диэлектрическими потерями льда на СНЧ. Об этом свидетельствует корреляция сверхнизкочастотных электрических спектров возбуждения механической неустойчивости во льду типа эффекта Бриджмена и диэлектрической проницаемости. Аналогия поведения льда и кристаллогидратов в слабых сверхнизкочастотных электрических полях позволяет сделать вывод о возможности проявления сверхчувствительных эффектов во льду, находящемся в условиях фазовых переходов или метастабильных состояний. Подобные высокочувствительные явления могут найти объяснения в рамках модели, описывающей нелинейные коллективные эффекты в системах немолекулярных пространственных диполей с характерными размерами $\sim 10^{-2} - 10^{-5}$ мм с сильно переменными моментами.

В заключение автор выражает искреннюю признательность Ю.И. Прохорову за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Фатеев Е.Г. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 10. С. 48–52.
- [2] Фатеев Е.Г. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 20. С. 83–88.
- [3] Фатеев Е.Г. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 6. С. 93–105.
- [4] Фатеев Е.Г. // Докл. РАН. 1997. Т. 354. Вып. 2. С. 252–254.
- [5] Фатеев Е.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 65. Вып. 12. С. 876–880.
- [6] Фатеев Е.Г. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 6. С. 37–40.
- [7] Bridgman P.W. // Phys. Rev. 1935. Vol. 48. N 15. P. 825–847.
- [8] Bridgman P.W. // Proc. Am. Acad. Art. Sci. 1937. Vol. 71. N 9. P. 387–454.
- [9] Bridgman P.W. Studies in Large Plastic Flow and Fracture with Special Emphasis on the Effects of Hydrostatic Pressure. New York: McGraw-Hill, 1952. 444 p.
- [10] Гораздовский Т.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. Вып. 3. С. 78–82.
- [11] Ярославский М.А. Реологический взрыв. М.: Наука, 1982. 192 с.
- [12] Ениколопян Н.С., Мхитарян А.А., Карагезян А.С., Хзарджян А.А. // ДАН СССР. 1987. Т. 292. Вып. 4. С. 887–890.
- [13] Фатеев Е.Г., Хан В.П. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 20. С. 51–55.
- [14] Хан В.П., Фатеев Е.Г. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 8. С. 81–84.
- [15] Фатеев Е.Г. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 14. С. 103–110.
- [16] Фатеев Е.Г. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 1. С. 92–105.
- [17] Fateev E.G. // Phys. Rev. E. 2002. Вып. 65. N 2. 021403 (10 pages).
- [18] Petrenko V.F., Schulson E.M. // Phil. Mag. A. 1993. Vol. 67. N 1. P. 173–185.
- [19] Bridgman P.W. // J. Chem. Phys. 1935. Vol. 3. P. 597–605.
- [20] Hobbs P.V. Ice Physics. Oxford: Clarendon. 1974. 278 p.
- [21] Lobban C., Finney J.L., Kuhs W.F. // Nature. 1998. Vol. 391. P. 268–270.
- [22] Mishima O., Calvert L.D., Whalley E. // Nature. 1984. Vol. 310. P. 393–395.
- [23] Mishima O., Calvert L.D., Whalley E. // Nature. 1985. Vol. 314. P. 76–78.
- [24] Mishima O. // J. Chem. Phys. 1994. Vol. 100. P. 5910–5915.
- [25] Понятовский Е.Г., Синицын В.В., Позднякова Т.А. // Письма ЖЭТФ. 1994. Т. 60. Вып. 8. С. 352–356.
- [26] Стальгорова О.В., Громницкая Е.Л., Бражкин В.В. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 62. Вып. 4. С. 334–337.
- [27] Morrison D., Cruikshank D.P. // Space Sci. Rev. 1974. Vol. 15. P. 641–739.
- [28] Anderson J.D., Lau E.L., Sjorgen W.L. et al. // Science. 1997. Vol. 276. P. 1236–1239.
- [29] Carr M.H., Belton M.J., Chapman C.R. et al. // Nature. 1998. Vol. 391. P.363–365.
- [30] Helfenstein P., Parmentier E.M. // Icarus. 1985. Vol. 61. P. 173–184.
- [31] Sullivan R., Greeley R., Homan K. et al. // Nature. 1998. Vol. 391. P. 371–373.
- [32] Фатеев Е.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. Вып. 8. С. 482–485.
- [33] Neubauer F. // Nature. 1998. Vol. 395. P. 749–751.
- [34] Воробьев А.А., Воробьев Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Высшая школа, 1966. 244 с.
- [35] Auty R.P., Cole R.H. // J. Chem. Phys. 1952. Vol. 20. N 8. P. 1309–1314.
- [36] Ruepp R., Kab M.D. Physics of Ice. New York: Plenum Press, 1969. 450 p.
- [37] Тонконогов М.П. // УФН. 1998. Т. 168. № 1. С. 29–54.
- [38] Jenniskens P., Banham S.F., Blake D.F., McCoustra M.R.S. // J. Chem. Phys. 1997. Vol. 107. P. 1232–1241.
- [39] Бункин Н.Ф., Лобеев А.В. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 58. Вып. 2. С. 91–97.
- [40] Анисимов М.А., Танкаев Р.У. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. Вып. 1 (7). С. 215–225.
- [41] Петренко В.Ф., Рыжкин И.А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. Вып. 2 (8). С. 558–569.
- [42] Petrenko V.F., Maeno N. // J. de Physique. 1987. Vol. 48. P. 115–119.
- [43] Petrenko V.F., Whitworth R.W. Physics of Ice. Oxford: University Press, 1999. 390 p.
- [44] Стальгорова О.В., Громницкая Е.Л., Бражкин В.В. // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. Вып. 1 (7). С. 200–208.