

**СДВИГ ПРОВАЛА В СВЕРХНИЗКОЧАСТОТНОМ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭФФЕКТА
БРИДЖМЕНА**

E.G.Фатеев¹⁾

Институт прикладной механики Уральского отделения РАН
426001 Ижевск, Россия

Поступила в редакцию 9 апреля 1997 г.
После переработки 14 мая 1997 г.

Обнаружен предсказанный ранее для кристаллогидратов частотный сдвиг глубокого провала в сверхнизкочастотном (СНЧ) электрическом спектре порога возбуждения эффекта Бриджмена. Появление такого сдвига, вызванного ростом температуры, продемонстрировано на примере гидроксида магния. Величина сдвига, следующая из качественных оценок для двух температур 20 °C и 180 °C в рамках модели с селективными на СНЧ пробоями газа в микротрещинах, практически совпадает с полученной в эксперименте. Это обстоятельство свидетельствует о возможности возбуждения микропробоев в кристаллогидратах в условиях гигантского роста их СНЧ диэлектрической проницаемости в процессе сильно неоднородного квазистатического сжатия в относительно слабых переменных полях ($E < 2$ кВ/см).

PACS: 62.20.Mk, 62.50.+p, 64.90.+b, 77.50.+p

1. Введение. Эффект Бриджмена [1-3] представляет собой взрывоподобную неустойчивость, возникающую почти со всеми твердыми диэлектриками и многими полупроводниками в условиях их сильного одноосного квазистатического сжатия ($dP/dt \sim 10^{-2} \div 1$ ГПа/с) в области высоких давлений ($P < 10$ ГПа). Это явление сопровождается выбросом из-под наковален части материала образцов в микродисперсно разрушенном виде со скоростями $v \sim 0.5 \div 2$ км/с, возбуждением в системе сжатия ударных волн, энергичным импульсом электромагнитных излучений в широком спектре вплоть до рентгеновского [4], а также эмиссией электронов [5] и, возможно, нейtronов [6,7]. В условиях эффекта Бриджмена в твердых телах происходят радикальные структурные изменения [8-10], а в смесях химических реагентов интенсивные взаимодействия (см., например, [11]). Известно, что порог P_c (или среднее критическое давление в теле, при котором с данным веществом происходит эффект Бриджмена) падает с ростом температуры и скорости сжатия [12], коррелирует с термодинамическими параметрами веществ и имеет размерную зависимость [13].

Недавно было обнаружено [14-17] значительное влияние достаточно слабого сверхнизкочастотного (СНЧ) $10 < \omega_1 < 100$ Гц и низкочастотного (НЧ) $10^2 < \omega_2 < 10^6$ Гц электрических полей (напряженностью $E < 2$ кВ/см) на порог возбуждения эффекта Бриджмена P_c в экспериментах с кристаллогидратами. Интерес к этому явлению, в частности, обусловлен глобальной распространенностю кристаллогидратов в литосфере (в условиях высоких давлений и температур) и возможностью проникновения в нее лишь СНЧ электромагнитных колебаний. Оказалось, что частотный спектр $P_c(\omega)$ для кристаллогидратов имеет один узкий глубокий провал (падение порога в $1.5 \div 2$ раза) в интервале частот $20 < \omega_1 < 40$ Гц и второй более широкий провал в области $\omega_2 \sim 10^4$ Гц.

¹⁾ e-mail: fateev@ipm.udm.ru

Было показано, что глубина падения порога $\Delta P(U) = P_c(U=0) - P_c(U)$ растет в зависимости от амплитуды СНЧ и НЧ импульсов напряжения U в соответствии с правилом $\Delta P(U) \propto U^2$. При $U \approx 65$ В для толщин образцов $\sim 0.3 \div 0.8$ мм обычны отношения $\Delta P/P_c \sim 0.5$.

Специальный эксперимент, проведенный в [14], позволил связать появление провалов в спектре $P_c(\omega)$ в области НЧ с тепловыделениями из-за диэлектрических потерь. Менее тривиально объясняется существование провала в спектрах $P_c(\omega)$ на СНЧ [16]. Из двух не исключающих друг друга моделей для этих эффектов следует, что провалы в районе $20 < \omega_1 < 40$ Гц вызваны селективным по частоте вводом электрической энергии в пробой, который является следствием гигантского роста диэлектрической проницаемости на СНЧ [16,17] у частично дегидратирующихся при сильно неоднородном сжатии кристаллогидратов. Существуют определенные методические трудности, описанные в [16], не позволяющие напрямую зафиксировать такие СНЧ селективные пробои, которые, очевидно, могут возбуждаться в $\sim 10^3$ раз меньших внешних полях, чем обычно необходимы для пробоя кристаллогидратов [18]. Эти обстоятельства вынуждают рассматривать предложенные в [16] модели описываемого эффекта с некоторой осторожностью. Однако из моделей следует возможность сдвига минимума в СНЧ спектре $P_c(\omega)$ вправо или влево по частотной оси в зависимости от тех или иных влияющих на кристаллогидрат факторов. В настоящей работе представлено экспериментальное свидетельство о существовании сдвига провала в СНЧ спектре $P_c(\omega)$ при изменении температуры образцов на примере природного гидроксида магния (брусит) $Mg(OH)_2$.

2. Постановка экспериментов и полученные результаты. СНЧ электрический спектр $P_c(\omega)$ для брусита находился по той же методике, что и для модельных соединений $NH_4C_2O_4 \times H_2O$ и $H_2C_2O_4 \times 2H_2O$ [14-16]. Отличие заключалось лишь в том, что образцы брусита помещали между наковальнями Бриджмена (со вставками из сверхтвердого сплава ВК-8 с диаметром рабочих плоскостей 5 мм) не в виде порошка, а в форме монолитных брусков толщиной ≈ 1 мм, как и в работе [17]. Изменение температуры образцов вплоть до $180^\circ C$ осуществлялось через наковальни Бриджмена, нагреваемые специальными дискообразными тепловыми элементами (толщиной 3 мм) с таким же диаметром, как и у наковален. Поджатые между наковальнями до средних давлений $P \sim 0.1P_c$ образцы нагревались до $T \sim 180^\circ C$ и затем осуществлялось их сильное квазистатическое сжатие (со скоростью $dP/dt \approx 10^{-1}$ ГПа/с) вплоть до возбуждения эффекта Бриджмена. Температура контролировалась термопарой, спай которой подводился непосредственно к рабочему срезу сверхтвердой вставки наковальни вблизи образца. Каждая точка в спектре получена в результате $10 \div 15$ взрывов. Выбор брусита для данного исследования был обусловлен удачным сочетанием его некоторых физических свойств. Так, у брусита, в отличие от модельных соединений, вторая упругая стадия при одноосном сжатии (необходимое условие для появления эффекта Бриджмена) существует во всем необходимом диапазоне температур от $20^\circ C$ до $200^\circ C$. Достоверный спектр $P_c(\omega)$ с бруситом для $20^\circ C$ можно получить еще при доступных для таких экспериментов [16] высоких давлениях $P \leq 5,5$ ГПа.

В результате этих экспериментов в СНЧ спектре $P_c(\omega)$ для брусита при температуре $T \sim 180^\circ C$ обнаружен глубокий провал, дно которого оказалось вблизи $\omega_1^* \sim 36 \div 37$ Гц, как показано на рис.1. Для сравнения на этом

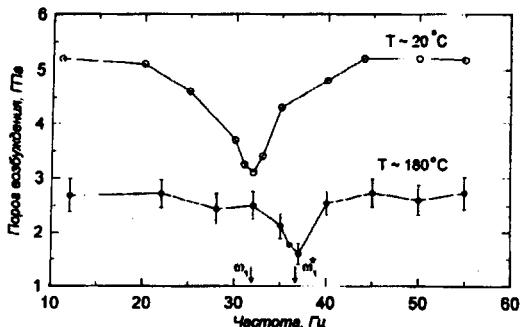


Рис.1. Сверхнизкочастотные электрические спектры порога возбуждения эффекта Бриджмена $P_c(\omega)$ для кристаллогидрата $Mg(OH)_2$ ($U = 65$ В) при температурах $20^\circ C$ (○) и $180^\circ C$ (●). Стрелки показывают локализацию на оси частот дна провалов в спектрах $P_c(\omega)$ для двух температур

же рисунке показан подобный спектр с глубоким провалом около $\omega_1 \sim 31 \div 32$ Гц для брусита при $T \sim 20^\circ C$, найденный в работе [17]. Заметим, что и в том, и в другом случаях образцы готовились из одной и той же партии природного брусита. Кроме того, проводилась дополнительная проверка формы СНЧ спектра $P_c(\omega)$ для этого кристаллогидрата при $T \sim 20^\circ C$ в области $30 < \omega_1 < 35$ Гц, которая привела к тем же результатам, что и в [17]. Таким образом, изменение температуры образцов брусита до $T \sim 180^\circ C$ приводит к сдвигу дна минимума в СНЧ спектре $P_c(\omega)$ вправо на $\Delta\omega \sim 5$ Гц по частотной оси и снижению в 2 раза порога устойчивости P_c на всех сверхнизких частотах. Последнее, однако, для твердых тел, находящихся во второй упругой стадии при сильном одноосном сжатии [19], легко объясняется в рамках термофлуктуационной теории прочности [14].

Дополнительно, для прояснения природы появления сдвига провала в СНЧ спектре $P_c(\omega)$, в условиях одноосного сжатия брусита при $T \sim 180^\circ C$ исследовались его СНЧ дисперсия диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$ (методика измерений описана в [16, 17]). Полученная в этом эксперименте зависимость $\epsilon(\omega)$ показана для сравнения с подобной кривой [17] при $T \sim 20^\circ C$ на рис.2. Отметим здесь, что гигантские значения в СНЧ дисперсии $\epsilon(\omega)$ с бруситом в условиях его одноосного сжатия поддерживаются десятки секунд $\Delta t \geq 10 \div 50$ с, тогда как с модельными соединениями лишь в виде краткого всплеска в течение $\Delta t \leq 1 \div 2$ с [16, 17].

3. Обсуждения и выводы. Поскольку в первой модели СНЧ провалов с переколяционным прорастанием пробоя [16] гигантский всплеск в СНЧ диэлектрической дисперсии $\epsilon(\omega)$ в условиях сильного сжатия предполагался кратковременным, $\Delta t \leq 1 \div 2$ с, то для описания полученных результатов с $\Delta t \geq 10 \div 50$ с корректнее использовать вторую модель. В соответствие с моделью провалов в спектрах $P_c(\omega)$ с пробоем газа в микротрещинах эффективная плотность электрической энергии, вводимая в плазменный пробой, находится в следующей зависимости от частоты [16, 17]:

$$\omega_{eff}(\omega) \propto (U/d)^2 \epsilon^3(\omega) [1 - \exp(-t_{sp} A / \epsilon(\omega))], \quad (1)$$

где $t_{sp} \propto \epsilon(\omega)^{-1}$ – характерное время формирования искрового разряда, U – амплитуда импульсов напряжения и d – толщина образца. При определенных значениях параметра $A \propto n_o e \mu$, отражающего характеристики ионизованного в микротрещине газа (n_o – концентрация, μ – подвижность, e – заряд частицы), зависимость (1) имеет максимум на СНЧ. Предполагается, что максимальный

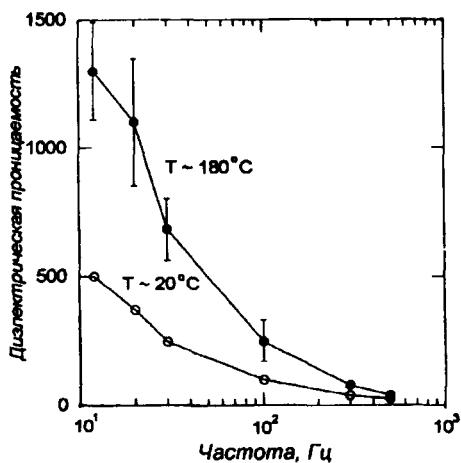


Рис.2. Сверхнизкочастотная дисперсия диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$ в момент максимального роста при сильном одностороннем сжатии кристаллогидрата $Mg(OH)_2$ (для $U = 65$ В) при температурах $20^\circ C$ (o) и $180^\circ C$ (•)

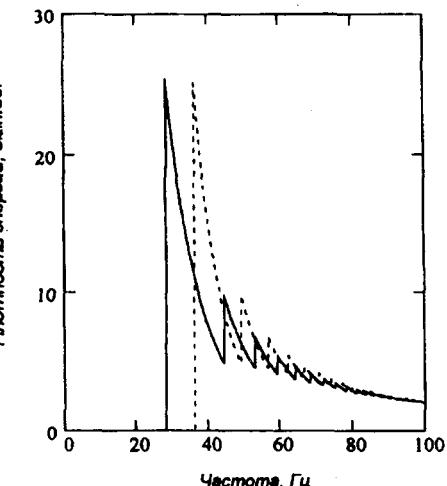


Рис.3. Сверхнизкочастотные спектры эффективной плотности энергии $w_{eff}(\omega)$, способной вводиться в СНЧ селективном пробое, следующие из отношения (1), для температуры $20^\circ C$ (сплошная линия) и $180^\circ C$ точечная линия). Спектры найдены при значениях параметров: $A = 10^{-11.5}$; $D_o = 3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$; $Q \leq 10^{-22} \text{ Дж}$; $a = 10^{-4} \text{ м}$; $\epsilon_\infty = 6$; $\epsilon_s = 500$ при 293K ; $\epsilon_s^* = 1500$ при 453K

ввод энергии в плазменный разряд приводит к наиболее сильным ударным волнам в микротрещинах, что и является основной причиной падения механической устойчивости кристаллогидратов и появления глубокого провала в СНЧ спектре $P_c(\omega)$. Для нахождения качественного поведения $w_{eff}(\omega)$ достаточно воспользоваться уравнением Дебая $\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty)[1 + (\omega\tau)^2]^{-1}$. Здесь ϵ_s – максимальное СНЧ, ϵ_∞ – высокочастотное значение в дисперсии $\epsilon(\omega)$ и τ – время релаксации связанных зарядов. В дисперсных системах с двойными электрическими слоями (в соответствие с моделями [15–17], в таком состоянии оказываются кристаллогидраты в процессе их частичной дегидратации) время релаксации при характерном размере дисперсных частиц a и объемном коэффициенте диффузии ионов D в слоях определяется из отношения $\tau = a^2/2D$ [20]. Полагая $D = D_o \exp(-Q/kT)$, из отношения (1) найдем, что при росте температуры острый максимум в спектре $w_{eff}(\omega)$ сдвигается вправо (рис.3). Здесь Q – энергия активации, k – постоянная Больцмана и константа D_o . Величины Q , D_o и a (см. подпись к рис.3), использованные для расчета, типичны для дисперсных систем [20]. Значения U , d , ϵ_∞ и ϵ_s взяты из экспериментов. Параметр A был подобран, из-за невозможности его прямого определения. Если вместо уравнения Дебая использовать полиномы, аппроксимирующие экспериментальные зависимости $\epsilon(\omega)$ для двух температур $20^\circ C$ и $180^\circ C$ (рис.2), то из отношения (1) также следует сдвиг максимума в спектре $w_{eff}(\omega)$ к большим частотам.

Таким образом, из данной работы определено следует, что глубокое падение порога возбуждения эффекта Бриджмена для кристаллогидратов в доста-

точно слабом СНЧ электрическом поле может быть обусловлено селективным по частоте вводом энергии в пробои газа в микротрещинах. Такие пробои, очевидно, могут возбуждаться из-за появления в кристаллогидратах локальных пробивных полей, возникающих вследствие гигантского роста СНЧ диэлектрической восприимчивости при их частичной дегидратации, индуцированной сильно неоднородным сжатием.

Автор выражает благодарность В.А. Александрову за изготовление элементов оснастки, В.Н. Авдонину за любезное предоставление образцов и Г.М. Михееву за полезные дискуссии. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 95-05-14488).

-
1. P.W.Bridgman, *Phys. Rev.* **48**, 825 (1935).
 2. P.W.Bridgman, *Proc. Am. Acad. Art. Sci.* **72**, 227 (1938).
 3. P.W.Bridgman, *Studies in Large Plastic Flow and Fracture with Special Emphasis on the Effects of Hydrostatic Pressure*, New York: McGraw-Hill, 1952.
 4. Т.Я.Гораздовский, Письма в ЖЭТФ **5**, 78 (1967).
 5. М.А.Ярославский, *Реологический взрыв*, М.: Наука, 1982.
 6. М.А.Ярославский, ДАН СССР **307**, 369 (1989).
 7. М.А.Ярославский, ДАН СССР **308**, 95 (1989).
 8. Е.Г.Фатеев, В.П.Хан, ФГВ **2**, 70 (1992).
 9. Е.Г.Фатеев, И.Г.Полякова, В.П. Хан, Письма в ЖТФ **17**(20), 47 (1991).
 10. А.И.Александров, Э.Э.Гаспарян, В.С.Свистунов и др., ДАН СССР **314**, 648 (1990).
 11. Н.С.Ениколопян, ДАН СССР **302**, 630 (1988).
 12. Е.Г.Фатеев, В.П.Хан, Письма в ЖТФ **17**(20), 51 (1991).
 13. Н.С.Ениколопян, Э.Э.Гаспарян, А.А.Хзарджян, ДАН СССР **294**, 1151 (1987).
 14. Е.Г.Фатеев, Письма в ЖТФ **19**(10), 48 (1993).
 15. Е.Г.Фатеев, Письма в ЖТФ **20**(20), 83 (1994).
 16. Е.Г.Фатеев, ЖТФ **66**(6), 93 (1996).
 17. Е.Г.Фатеев, ДАН **354**, 231 (1997).
 18. А.А.Воробьев, Г.А. Воробьев, *Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков*, М.: Высшая школа, 1966.
 19. В.И.Левитас, *Большие упругопластические деформации материалов при высоких давлениях*, Киев: Наук. Думка, 1987.
 20. Т.Л.Челидзе, А.И.Деревянко, О.Д.Куриленко, *Электрическая спектроскопия гетерогенных систем*, Киев: Наук. Думка, 1977.