

Влияние магнитного поля на туннелирующие системы в стеклах

© И.А. Чабан

Федеральное государственное унитарное предприятие „Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева“,
117036 Москва, Россия

E-mail: chaban@akin.ru

(Поступила в Редакцию 29 апреля 2003 г.)

Влияние магнитного поля на двухуровневые туннелирующие системы в диэлектрических стеклах объясняется поворотом ядерных спинов в магнитном поле и вызванной этим поворотом перестройкой упорядоченных областей (кластеров) в структуре стекла. Этим процессом объясняется как наблюдавшееся изменение амплитуды поляризационного спонтанного эха, так и наблюдавшееся изменение диэлектрической постоянной в магнитном поле при низких температурах. Проводится сравнение предлагаемой теории с экспериментом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 03-02-17499).

Вплоть до начала семидесятых годов ожидалось, что кристаллы и стекла будут вести себя однотипно при низких температурах и в соответствии с моделью Дебая будут иметь теплоемкость и теплопроводность убывающие, при стремлении абсолютной температуры T к нулю, как T^3 . Однако оказалось, что стекла (ограничимся рассмотрением диэлектрических стекол) в отличие от кристаллов при температурах ниже 1 К имеют теплоемкость, убывающую, как T , а теплопроводность убывающую, как T^2 . Так ведут себя стекла $BaO-Al_2O_3-SiO_2$, $a-SiO_{2+x}C_yH_z$, экспериментальные данные для которых будут далее использованы, а также Ba_2O_3 , $Na_2O-SiO_2-B_2O_3$ и многие другие. В [1] показано, что стеклообразный глицерин ведет себя аналогичным образом. Помимо особенностей в тепловых свойствах было обнаружено, что диэлектрические стекла ведут себя необычно при распространении звуковых, сдвиговых и электромагнитных волн. В частности, в них наблюдался эффект насыщения: если стекло облучить ультразвуковым сигналом большой интенсивности, то следующий за ним сигнал близкой частоты, но меньшей интенсивности, звуковой или электромагнитный, будет распространяться с гораздо меньшим затуханием, чем это было бы в отсутствие первого. При этом стекло будет помнить первичное облучение в течение 10^{-6} с при 1 К. Исчерпывающий обзор по свойствам стекол при низких температурах написан Хунклингером и Арнольдом [2]. Более поздние обзоры можно найти в [3,4].

1. Предлагавшиеся модели

Для описания этих необычных свойств стекол было предложено несколько моделей. Наиболее успешной оказалась модель Андерсона, Гальперина, Варма и Филлипса (АГВФ) [5,6]. В этой модели предполагается, что в стекле имеются атомы или группы атомов, которые могут находиться в двух положениях: либо в одной потенциальной яме, либо в другой, отделенной от первой потенциальным барьером. Глубины потенциальных

ям и высоты барьеров предполагаются варьирующимися в широких пределах. При этом их распределение считается таковым, что ансамбль этих двухуровневых систем (ДС) имеет постоянную плотность распределения расщепления уровней энергии E . Переход между уровнями происходит путем туннелирования.

Эта модель описывает многие свойства стекол при низких температурах. Вместе с тем приводит к ряду противоречий и расхождений с экспериментом. Они касаются зависимости теплоемкости от времени измерения, разницы в плотностях распределения E , полученной из тепловых измерений и измерений поглощения звука, температурных зависимостей скорости и коэффициента поглощения звука, температурных зависимостей мнимой и действительной части диэлектрической постоянной и др. Особое внимание этим расхождениям уделяется в последнее время. В связи с этим принято считать, что в стеклах существуют туннелирующие ДС, однако природа этих систем остается не выясненной.

Именно природе этих ДС была посвящена работа [7]. В ней туннелирующие ДС рассматривались как упорядоченные области (кластеры) в структуре стекла, имеющие неэквидистантный набор уровней энергии, из которых в ряде случаев можно ограничиться двумя нижними. Такой подход позволил устранить ряд трудностей модели АГВФ и получить правильную оценку величины E .

2. Влияние магнитного поля на туннелирующие системы

Рассматриваемая проблема вновь привлекла внимание автора в связи с появлением работы Людвиг, Энса, Стрехлоу и Хунклингера [8]. В ней приводятся результаты исследования спонтанного поляризационного эха в диэлектрическом многокомпонентном стекле $BaO-Al_2O_3-SiO_2$ в статических магнитных полях. В [8] было найдено, что амплитуда эха быстро растет с ростом магнитной индукции B . Она в ряде случаев изме-

няется примерно втрое с ростом B от нуля до 230 мТ. Этот факт, по мнению авторов [8], „показывает, что связь туннелирующих систем с магнитным полем удивительно сильная и не может быть понята на базе существующих теорий“. В [8] было найдено также, что времена релаксации практически не зависят от магнитного поля. Ранее в [9,10] в том же стекле наблюдались изменения действительной и мнимой частей диэлектрической постоянной, ϵ' и ϵ'' , при приложении статического магнитного поля. Наблюдавшееся относительное изменение ϵ' , $\delta\epsilon'(B)/\epsilon'(0)$, имело порядок 10^{-4} . В [11] аналогичные изменения диэлектрической постоянной в магнитном поле наблюдались в стекле $\alpha\text{-SiO}_{2+x}\text{C}_y\text{H}_z$. В настоящей работе будет показано, что интерпретация ДС, данная в работе [7], может объяснить наблюдающуюся сильную связь туннелирующих ДС с магнитным полем.

Остановимся несколько подробнее на истоках работы [7]. Расплавленные стекла представляют собой типичные сильновязкие жидкости. Такие жидкости проявляют характерные особенности при распространении звуковых, сдвиговых и электромагнитных волн: полуполные зависимости от частоты в коэффициенте поглощения и дисперсии скорости, пропорциональность характерного времени вязкости, смещение максимума поглощения от середины дисперсионной кривой, очень широкие области дисперсии и др. В [12] для объяснения этих особенностей предложена нелокальная диффузионная теория, в которой сильновязкая жидкость рассматривалась как двухфазная среда, состоящая из неупорядоченной жидкости и помещенных в нее упорядоченных областей (кластеров), имеющих некоторую степень порядка. Считалось, что концентрация дырок (незаполненных молекулами мест в состоянии полного порядка) в упорядоченных областях имеет определенное при данных внешних условиях равновесное значение. При изменении внешних условий (например, при изменении давления) меняется это равновесное значение и упорядоченные области перестраиваются, что требует дополнительного свободного объема (дырок) или ликвидации его избытка. Новые равновесные концентрации дырок устанавливаются путем диффузии их через границы упорядоченных областей. Поскольку этот процесс требует определенного времени, то изменение объема запаздывает по отношению к давлению. Это запаздывание приводит к аномальному поглощению и дисперсии скорости распространения звуковых волн. Аналогично для сдвиговых и электромагнитных волн. Эта теория объяснила большой экспериментальный материал по распространению волн в сильновязких жидкостях (глицерине, бутандиоле-1,3, тетрацетине, гексантриоле, 2-метилпентандиоле-2,4, пентахлорбифениле, расплавленных стеклах V_2O_3 , $\text{Na}_2\text{O-SiO}_2\text{-V}_2\text{O}_3$ и др.). Более того, в [13] было показано, что особенности, выделяющие точку стеклования (скачок теплоемкости, коэффициента теплового расширения и т.д.), можно объяснить, считая, что в этой точке упорядоченные области начинают „соприкасаться“, и относительный объем, за-

нятый ими, практически перестает расти с понижением температуры. На основании этого можно полагать, что стекло состоит из почти соприкасающихся упорядоченных областей, разделенных участками неупорядоченной фазы. Наименьшее возможное изменение свободного объема упорядоченной области — это появление или ликвидация одной дырки. Соответственно упорядоченная область будет иметь дискретный неэквидистантный набор уровней энергии. При низких температурах в ряде случаев оказываются существенными лишь два нижних уровня и упорядоченные области могут рассматриваться как ДС.

Возвращаясь к влиянию магнитного поля на ДС, наблюдавшемуся в [8–11], необходимо напомнить результаты работы [14]. Эта работа посвящена необычному поведению в сильновязких жидкостях продольного времени релаксации T_1 в ЯМР при изменении температуры. Было найдено [15], что в таких жидкостях, в частности в глицерине, T_1 изменяется как корень из вязкости. Такая зависимость не укладывалась в рамки теории Бломбергена, Пурсела, Паунда [16] и Кубо, Томита [17], в которой предполагалось, что движение молекул в жидкости представляет собой броуновское перемещение и вращение отдельных молекул. Эта теория приводит к пропорциональности T_1 вязкости. Полуцелую зависимость T_1 от вязкости в [14] удалось объяснить тем же механизмом, что и особенности распространения волн в сильновязких жидкостях. Именно это удалось сделать, полагая, что сильновязкая жидкость является двухкомпонентной средой, состоящей из упорядоченных областей, помещенных в неупорядоченную жидкость. При этом считалось, что под влиянием магнитного поля происходит выстраивание ядерных спинов в упорядоченных областях, что и приводит к их перестройке. Возвращение к исходному состоянию упорядоченной области происходит путем диффузии дырок через ее границу, что и приводит к полуцелой зависимости T_1 от вязкости.

Найденное в [8] увеличение амплитуды сигнала спонтанного поляризованного эха, как будет показано далее, также можно объяснить перестройкой упорядоченных областей, вызванной поворотом спинов ядер под влиянием магнитного поля.

Молекулы диэлектрических стекол не имеют постоянных магнитных моментов, связанных с электронной оболочкой. Однако, в этих молекулах имеются атомы, обладающие ядерными спинами. В глицерине и в исследованном в [11] стекле $\alpha\text{-SiO}_{2+x}\text{C}_y\text{H}_z$ спин имеет ядро атома водорода, а в стекле $\text{BaO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ — ядро атома алюминия. Как при высоких, так и при низких температурах перестройка упорядоченных областей происходит путем удаления или приобретения дырок. Однако, в отличие от высоких температур при низких температурах этот процесс происходит путем туннелирования атомов через барьеры.

3. Расчет. Сравнение с экспериментом

В результате перестройки упорядоченных областей под влиянием магнитного поля могут измениться дипольный момент упорядоченной области p , вероятность туннелирования, пропорциональная Δ_0 , и разность энергий двух нижних уровней E . Все эти величины входят в выражение для амплитуды A поляризационного двухимпульсного эхосигнала [8],

$$A = A_0 \sin^3 \theta_1, \quad (1)$$

где

$$A_0 \sim N \text{th}(E/2kT)(p\Delta_0/E),$$

$$\theta_1 = (2\pi\Delta_0\tau_1/Eh)(\mathbf{p}\mathbf{F}_0),$$

τ_1 — длительность первого посланного электромагнитного импульса (второй импульс вдвое длиннее), N — число упорядоченных областей (ДС), k — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка, \mathbf{F}_0 — амплитуда напряженности переменного электрического поля.

Далее обсудим следующие три вопроса: изменение которой из величин p , Δ_0 , E , входящих в выражение (1), вносит наибольший вклад в изменение амплитуды эхосигнала при включении магнитного поля; как связать наблюдавшиеся относительные изменения действительной части диэлектрической постоянной при включении магнитного поля, $\delta\varepsilon'(B)/\varepsilon'(0)$, с результатами, полученными в [8] для амплитуды эхосигнала; при каких температурах и значениях магнитной индукции исчезает зависимость амплитуды эхосигнала от магнитного поля. Одновременно будем проводить сопоставление полученных выводов с экспериментом.

Напомним, что, согласно данным работы [8], времена релаксации оказались слабо зависящими от магнитного поля. Это означает, что величины потенциальных барьеров, а значит, и величина Δ_0 , изменяются слабо при включении магнитного поля. В таком случае должна слабо изменяться и энергия расщепления E . Поэтому изменение амплитуды эхосигнала должно быть связано в основном с изменением дипольного момента упорядоченной области p .

Согласно [9,10], в стекле $\text{BaO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ $[\varepsilon'(B) - \varepsilon'(0)]/\varepsilon(0) \cong 10^{-4}$ при температурах порядка нескольких десятков мК, B порядка 0.1 Т и частотах порядка 1 кГц. Молекулы этого стекла полярны и обладают достаточно большой по сравнению с единицей диэлектрической восприимчивостью χ . Поэтому приведенное выше соотношение можно представить в следующем виде:

$$\delta\chi(B)/(1 + \chi(0)) \cong \delta\chi(B)/\chi(0) = \Delta P(B)/P(0) \cong 10^{-4},$$

где P — поляризованность. Электрические и магнитные поля действуют непосредственно на каждую молекулу, при этом порядок и энергия упорядоченной области меняются дискретно. При оценках, приводимых далее, можно не учитывать эту дискретность, хотя она

и вносит некоторые поправки. Поляризованность и дипольный момент молекулы p_0 при $p_0 F_0/kT \ll 1$ связаны соотношением

$$P(0) = np_{0z} = np_0(p_0 F_0/3kT),$$

где F_0 — напряженность электрического поля, n — число молекул в единице объема, p_{0z} — компонента p_0 в направлении электрического поля. Соответственно

$$\Delta P(B) = 2n\Delta p_0(B)(p_0 F_0/3kT)(\mu B/3kT),$$

где μ — магнитный момент ядра, $\Delta p_0(B)$ — изменение дипольного момента отдельной молекулы в магнитном поле, а последний множитель возникает в результате усреднения по всем молекулам в единице объема. Используя приведенные выражения, находим

$$\begin{aligned} \delta\varepsilon'(B)/\varepsilon'(0) &\cong \Delta P(B)/P(0) \\ &= (\Delta p_0(B)/p_0(0))(2\mu B/3kT) = 10^{-4}. \end{aligned}$$

Ядерные магнитные моменты μ имеют порядок 10^{-26} Дж/Т. При $B \cong 0.1$ Т и $T \cong 0.1$ К $2\mu B/3kT \cong 10^{-3}$. Подставляя эту величину в последнее соотношение, находим

$$\Delta p_0(B)/p_0(0) \cong \Delta p(B)/p(0) \cong 10^{-1}.$$

Здесь в силу сделанных упрощений $\Delta p(B) = n_0\Delta p_0(B)$, $p(0) = n_0 p_0(0)$, где n_0 — число молекул в упорядоченной области. Величина $\Delta p(B)/p(0)$ должна расти линейно с ростом B при достаточно малых магнитных полях, а затем насыщаться.

Пропорциональность $\delta\varepsilon'(B)/\varepsilon'(0)$ отношению B/T подтверждается экспериментом. Как видно из графиков, приведенных в [9,10], $\delta\varepsilon'(B)/\varepsilon'(0)$ растет с понижением температуры и ростом магнитной индукции при не слишком больших $\mu B/kT$.

Используя полученные цифры, оценим теперь величину θ_1 , входящую в (1), и ее изменение $\Delta\theta_1(B)$ при включении магнитного поля. Полагая $\Delta_0 \cong 10^{-26}$ Дж, $E \cong 0.1$ К = 10^{-24} Дж, $\tau_1 = 10^{-7}$ с, $F_0 \cong 10^2$ В/м, $p \cong 10^{-26}$ А · с · м (считаем, что в упорядоченной области содержится $n_0 = 10^3$ молекул), находим $\theta_1 \cong 1$, $\Delta\theta_1(B) \cong 0.1$. Таким образом, при $F_0 = 10^2$ В/м, θ_1 — сравнимая с единицей величина, а $\Delta\theta_1(B)$ — на порядок меньшая. Эти величины изменяются при изменении температуры и амплитуды напряженности электрического поля. Величина $\Delta\theta_1(B)$, кроме того, изменяется при изменении магнитной индукции B . Более точный анализ экспериментальных данных работы [8] приводит при $F_0 = 10^2$ В/м к $\theta_1 = 1/3$ и $\Delta\theta_1(B) = 1/30$. При увеличении F_0 в 4.5 раза θ_1 становится близкой к $\pi/2$ и $A(0)$ принимает максимальное значение в соответствии с [8].

Отношение амплитуд эхосигнала в магнитном поле и без него можно представить в следующем виде:

$$A(B)/A(0) = [1 + \Delta p(B)/p(0)] \sin^3(\theta_1 + \Delta\theta_1)/\sin^3 \theta_1. \quad (2)$$

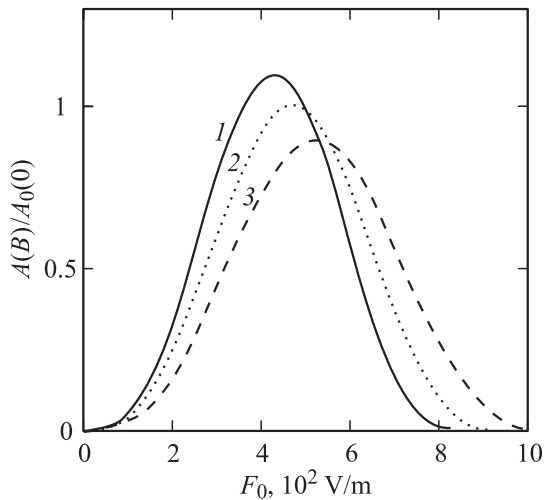


Рис. 1. Зависимость амплитуды эхосигнала от амплитуды напряженности электрического поля F_0 при $\Delta p(B)/p(0) = 0.1$ (1), 0 (2), -0.1 (3), вытекающая из предлагаемой теории.

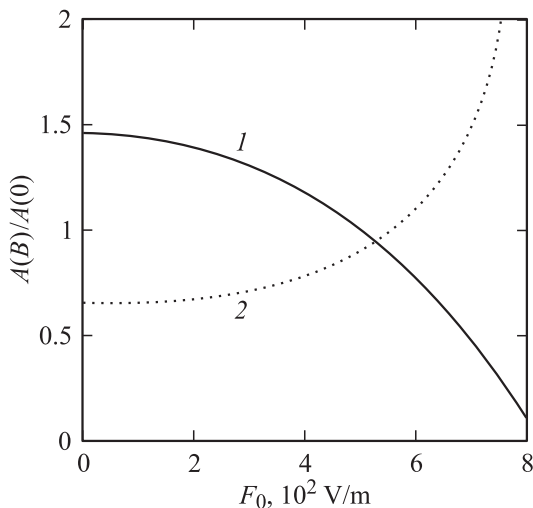


Рис. 2. Зависимость отношения амплитуд эхосигнала в магнитном поле и без него, $A(B)/A(0)$, от F_0 при $\Delta p(B)/p(0) = 0.1$ (1), -0.1 (2).

Используя малость $\Delta\theta_1(B)$ по сравнению с единицей, это выражение можно представить в следующем виде:

$$A(B)/A(0) = [1 + \Delta p(B)/p(0)][1 + \Delta\theta_1(B) \operatorname{ctg} \theta_1]^3. \quad (3)$$

Поскольку θ_1 меняется с величиной амплитуды напряженности электрического поля и температурой, второе слагаемое во второй скобке в (3) может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от знака $\operatorname{ctg} \theta_1$, т.е. амплитуда эхосигнала может как увеличиваться, так и уменьшаться при включении магнитного поля. При больших значениях $\operatorname{ctg} \theta_1$ амплитуда эхосигнала может увеличиться в несколько раз в соответствии с экспериментом [8]. С ростом θ_1 может возникнуть второй экстремум (минимум) на графике

зависимости амплитуды эхосигнала от амплитуды напряженности электрического поля, что и наблюдалось в [8]. Как следует из изложенного выше, между большим изменением амплитуды эхосигнала и малым изменением диэлектрической постоянной нет никакого противоречия. На рис. 1 показана зависимость амплитуды эхосигнала от амплитуды напряженности электрического поля F_0 при $\Delta p(B)/p(0) = 0.1$; 0 (в отсутствие магнитного поля) и -0.1 , а также $\theta_1 = 1/3$ и $\Delta\theta_1(B) = 1/30$ при $F_0 = 10^2 \text{ V/m}$ в единицах, равных максимальной амплитуде эхосигнала в отсутствие магнитного поля $A_0(0)$ (кривые 1–3). На рис. 2 показана зависимость $A(B)/A(0)$ от амплитуды напряженности электрического поля F_0 при $\Delta p(B)/p(0) = 0.1$ и -0.1 (кривые 1, 2).

Оценим теперь, при каких температурах и индукциях B магнитное поле перестанет изменять амплитуду эхосигнала и диэлектрическую постоянную. При $B = 0.1 \text{ T}$, $\mu B \cong 10^{-27} \text{ J}$. Поскольку в упорядоченной области порядка $n_0 = 10^3$ молекул, $n_0 \mu B \cong 10^{-24} \text{ J}$. Эта величина должна быть больше энергии расщепления уровней E , которая также имеет порядок 10^{-24} J . В противном случае магнитное поле не сможет перестроить упорядоченную область. Это дает ограничение на B : магнитная индукция B должна быть больше, примерно, 0.1 T . Это согласуется с экспериментальными данными работы [8]. С другой стороны, энергия $n_0 \mu B$ должна быть больше kT . Это дает ограничение на температуру: температура должна быть меньше 0.1 K . Как было найдено в [11], изменение диэлектрической постоянной в магнитном поле действительно перестает наблюдаться при температурах, больших 0.1 K .

Магнитные поля с индукцией, меньшей примерно 0.1 T , должны перестать изменять и амплитуду эхосигнала. Это приводит к появлению переходной области в зависимости $A(B)/A(0)$ от B , где это отношение уменьшается с ростом B ($\Delta p(B)/p(0) < 0$), что и наблюдалось в [8]. Характер этой зависимости показан на рис. 3.

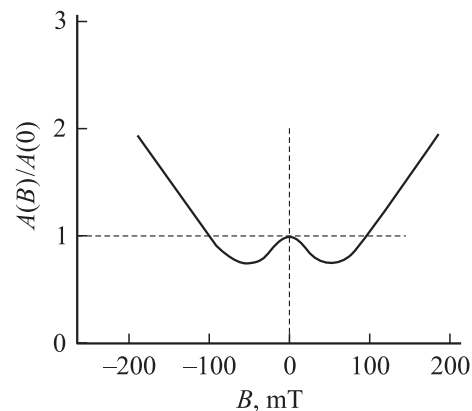


Рис. 3. Характер зависимости отношения амплитуд эхосигнала в магнитном поле и без него, $A(B)/A(0)$, от магнитной индукции.

4. Обсуждение результатов

В работе [8] был неосторожно отвергнут вариант объяснения влияния магнитного поля на ДС, связанный с поворотом ядерных спинов, из соображения большого различия продольного времени релаксации в ЯМР (T_1) для стекол при низких температурах [18] и наблюдавшегося продольного времени релаксации (T_1^0) в спонтанном поляризационном эхе. Однако, как будет показано далее, это различие не является основанием для отбрасывания варианта, связанного с поворотом ядерных спинов.

Действительно, T_1 в ЯМР обусловлено тепловым движением диполь-дипольно взаимодействующих ядерных спинов (броуновским и связанным с перестройкой упорядоченных областей), которое создает переменные магнитные поля, возвращающие намагниченность к равновесному значению при выключении внешнего переменного магнитного поля. В выражение для T_1 входит время перестройки всей упорядоченной области под влиянием теплового движения [14]. Время T_1^0 в поляризационном эхе связано также с перестройкой упорядоченных областей, равновесное состояние которых меняется под влиянием переменного электрического поля с частотой порядка 1 GHz. При столь высоких частотах успевают перестроиться лишь узкие приграничные зоны упорядоченных областей. В них успевает произойти лишь некоторое количество туннельных переходов атомов через барьеры в новые положения равновесия. В обратном направлении эти переходы происходят благодаря резонансному однофотонному испусканию. Эти процессы и определяют время T_1^0 , которое оказывается много меньшим, чем T_1 , в соответствии с экспериментами.

В [8] для объяснения влияния магнитного поля на амплитуду поляризационного эха выдвинуто предположение о том, что в стеклах в магнитных полях появляются петли тока мезоскопического масштаба. В последней из известных автору работ в этой области [19] для объяснения привлекаются ядерные квадрупольные моменты.

В заключение сформулируем основные выводы, вытекающие из проведенного анализа. Наблюдавшееся влияние магнитного поля на диэлектрическую постоянную и амплитуду спонтанного поляризационного эха в диэлектрических стеклах при низких температурах связано с ориентацией ядерных спинов в магнитном поле и вызванной ею перестройкой упорядоченных областей. Это влияние магнитного поля является сильным аргументом в пользу ранее выдвинутого предположения: туннелирующие двухуровневые системы — это упорядоченные области (кластеры) в структуре стекла, имеющие дискретный неэквидистантный набор уровней энергии, которые могут легко перестраиваться при изменении внешних условий (давления, электрического и магнитного поля и т. д.). Эти кластеры являются естественными наноструктурами с большим потенциалом технического использования.

Список литературы

- [1] C. Talon, Q.W. Zou, M.A. Ramos, R. Viller, S. Vieira. *Phys. Rev. B* **65**, 012 203 (2001).
- [2] S. Hunklinger, W. Arnold. *Physical Acoustics* / Ed. by R.N. Thurston, W.P. Mason. AP, N.Y. (1976). Vol. XII. 155 p.
- [3] *Amorphous Solids* / Ed. by W.A. Phillips. *Topic in Current Physics*. Springer, Berlin (1984). Vol. 24.
- [4] S. Hunklinger, A.K. Raychaudhuri. *Progress in Low Temperature Physics* / Ed. by D.F. Brewer. North Holland, Amsterdam (1986). Vol. IX. 265 p.
- [5] P.W. Anderson, P.I. Halperin, C.M. Varma. *Phil Mag.* **25**, 1, 1 (1972).
- [6] W.A. Phillips. *J. Low. Temp. Phys.* **7**, 3/4, 351 (1972).
- [7] И.А. Чабан. *ФТТ* **21**, 5, 1444 (1979).
- [8] S. Luding, C. Enss, P. Strehlow, S. Hunklinger. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 075 501 (2002).
- [9] P. Strehlow, C. Enss, S. Hunklinger. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 24, 5361 (1998).
- [10] P. Strehlow, M. Wohlfahrt, A.G.M. Lansen, R. Haucisen, G. Weiss, C. Enss, S. Hunklinger. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 9, 1938 (2000).
- [11] J. Le Cochec, F. Ladien, P. Pari. *Phys. Rev. B* **66**, 064 203 (2002).
- [12] М.А. Исакович, И.А. Чабан. *ЖЭТФ* **50**, 5, 1343 (1966).
- [13] Е.Н. Кожевников, И.А. Чабан. *Акуст. журн.* **20**, 4, 565 (1974).
- [14] И.А. Чабан. *ЖЭТФ* **53**, 8, 556 (1967).
- [15] A.G. Favret, R. Meister. *J. Chem. Phys.* **41**, 4, 1011 (1964).
- [16] N. Blombergen, E.M. Purcell, P.V. Pound. *Phys. Rev.* **73**, 7, 679 (1948).
- [17] R. Kubo, K. Tomita. *J. Phys. Soc. Jap.* **9**, 6, 888 (1954).
- [18] J. Szeftel, H. Alloul. *Phys. Rev. Lett.* **34**, 11, 657 (1975).
- [19] S. Hunklinger, C. Enss. *J. Low. Temp. Phys.* **131**, 1/2, 89 (2003).