

РАЗДЕЛ ВТОРОЙ

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАТЕРИАЛЫ

УДК 538.945

НЕОБРАТИМОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИЧЕСКИЙ МОДУЛЬ СДВИГА ВИСМУТОВОЙ КЕРАМИКИ

*Б.Г.Лазарев, Я.Д.Стародубов, М.Б.Лазарева, Л.А.Чиркина,
В.С.Оковит, Г.Г.Сергеева*

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Украина, 61108, г. Харьков, ул. Академическая,1, e-mail: ncs@kipt.kharkov.ua*

Для двухфазной Bi -керамики (2212 и 2223) изучена температурная зависимость динамического модуля сдвига $G(T)$ при воздействии магнитного поля $1,5 \text{ Э} \leq H \leq 235 \text{ Э}$ в интервале 65...210 К. Результаты свидетельствуют о стабильных необратимых изменениях $G(T)$ и согласуются с измерениями декремента затухания. Непосредственно после выключения магнитного поля наблюдается эффект захваченного магнитного поля, а после отогрева образцов до 380 К - эффект остаточного магнитного поля. Показано, что наблюдаемые эффекты являются следствием неоднородности медь-кислородных плоскостей фазы Bi 2212 как в псевдощелевом, так и в сверхпроводящем состояниях.

ВВЕДЕНИЕ

Эффекты захваченного магнитного поля в ВТСП впервые наблюдались при изучении магнитных свойств [1] и продолжают вызывать большой интерес [2]. При изучении воздействия магнитного поля на декремент затухания $\delta(T)$ и динамический модуль сдвига $G(T)$ двухфазной Bi -керамики в области температур 60...130К в работах [3-5] был обнаружен эффект захвата магнитного поля. При выключении поля зависимости $\delta(T)$ и $G(T)$ не восстанавливались до исходного значения при $H=0$, и наблюдаемые особенности исчезали только после отжига при 1093 К. Было высказано предположение, что существенные изменения $\delta(T)$ и $G(T)$ (начиная с поля 1,5 Э) означают проникновение поля в образец, а после воздействия поля до 235 Э и его выключения - указывают на присутствие захваченного магнитного поля $H_r \sim 1.5 \text{ Э}$. После размагничивания образцов путём отогрева до 380 К была измерена остаточная намагниченность B_{res} , равная 0,024 Гс.

Ранее ([5]) в области температур 60...130 К впервые наблюдались два дефекта динамического модуля сдвига (ДМС) разупрочняющего типа (при нагреве). Знак и величина этих дефектов модуля свидетельствовали о том, что они не могут быть обусловлены сверхпроводящими переходами фаз Bi 2212 и Bi 2223. Измерение зависимостей уровня ДМС от температуры, магнитного поля и деформации показало, что температурная зависимость уровня ДМС очень чувствительна к магнитной и дефектной структурам керамики. Захваченное магнитное поле ($\sim 1,5 \text{ Э}$) повышает уровень ДМС (на 2,5% в смешанном и на 1,6% в нормальном состояниях). Размагничивание образца (путём отогрева до 380 К) до уровня остаточной намагниченности уменьшает степень подъёма ДМС вдвое. Макроупругая деформа-

ция ($\gamma = 7,1 \cdot 10^{-4}$) при 65 К существенно (на 5%) снижает уровень ДМС. Было высказано предположение, что влияние захваченного или остаточного магнитного поля на уровень ДМС определяется коррелированным смещением атомов и точечных дефектов и установлением ближнего антиферромагнитного порядка спинов атомов меди в плоскостях CuO_2 фазы 2212. При воздействии деформации образуются неустойчивые низкоэнергетические структурные образования (межузельные атомы, одиночные вакансии, метастабильные фазы), которые разрушают ближний антиферромагнитный порядок в плоскостях CuO_2 и снижают уровень ДМС.

Перовскиты и перовскитоподобные структуры характеризуются присутствием фазовых переходов типа смещения, которые могут инициироваться при малых изменениях внешних условий вследствие локальных искажений кристаллической решетки. Кроме того, имеются данные о возможности развития фазовых переходов антиферромагнитного, сегнетоэлектрического типов и типа диэлектрик-металл [6,7]. Особенно важным моментом для сверхпроводников, содержащих фазу Bi -2212, может быть магнитное состояние плоскостей CuO_2 [8] и переход в псевдощелевое (страйповое) состояние при $T < T^*$, где $T^* \approx 190 \text{ К}$ [9], когда в плоскостях CuO_2 фазы 2212 происходит расслоение на металлические и диэлектрические полосы.

В настоящем сообщении приведены результаты измерений температурных зависимостей динамического модуля сдвига $G(T)$ при воздействии магнитного поля $1,5 \text{ Э} \leq H \leq 235 \text{ Э}$ для двухфазной Bi -керамики. Для изучения связи между фазовым расслоением в CuO_2 плоскостях в псевдощелевом состоянии фазы 2212 и наблюдаемыми изменениями $G(T)$ был выбран интервал температур 65...210 К.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследовались образцы двухфазной (65 % фазы 2223 и 30% фазы 2212) Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O керамики с $T_c=104$ К для фазы 2223 и 85 К для фазы 2212. Оставшиеся 5% материала составляли несверхпроводящие фазы, например CaPbO_4 . Порошок для прессования керамики состоял из соединений Bi_2O_3 , PbO , SrCO_3 , CaCO_3 , CuO . Фазовый состав порошка определялся с помощью дифрактометра ДРОН-2 в CoK_α -излучении. Образцы размерами $2 \times 2 \times 24$ мм прессовали под давлением 300 МПа и путём механической обработки доводили до цилиндрической формы диаметром 2 мм. Отжиг полученных образцов проводили на воздухе при 1093 К в течение 24 ч с последующим охлаждением до комнатной температуры со скоростью 150 град/ч. Для исследований отбирались образцы с близкими значениями T_c , ΔT_c , одинаковым размером зёрен и идентичной текстурой (у 80% зёрен ось c ориентирована по направлению прессования, а следовательно, плоскости CuO_2 ориентированы вдоль оси образца).

ДМС изучался на установке типа обратного крутильного маятника [5] в диапазоне температур 65...210 К на частоте 0,8 Гц в режиме нагрева со скоростью 0,5...0,6 град/мин.. Амплитуда деформации на поверхности образца при измерении модуля сдвига не превышала $1 \cdot 10^{-5}$. Частоту свободных крутильных колебаний при вычислении ДМС определяли на базе 100...120 колебаний образца с помощью частотомера, погрешность определения ДМС не превышала 0,1 %. Отбор образцов и обязательное трёх-четырёхкратное термоциклирование (65...300...65 К) позволили получить хорошую воспроизводимость при измерениях ДМС. При выдержке образца при 300 К (до 6 месяцев) не обнаружено нестабильности ДМС. Выводы делались на основании сравнения результатов измерения ДМС на пяти идентичных образцах: для пяти серий кривых $G(T)$ установлено, что характер изменений при воздействии внешних факторов одинаков. Поэтому в статье приведена серия кривых для одного образца.

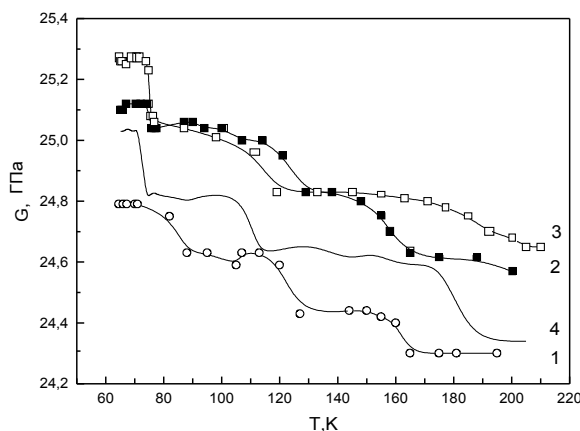
Температурная зависимость ДМС измерялась в различных структурных состояниях образцов двухфазной Bi -керамики: до воздействия продольного (относительно оси c) магнитного поля, в полях $1,5 \text{ Э} \leq H \leq 235 \text{ Э}$, после выключения поля и после размагничивания образца. Включение магнитного поля осуществлялось после охлаждения образца до 65 К.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования показали, что температурная зависимость динамического модуля сдвига в области 65...210 К без поля и в полях 1,5; 45; 90; 150 и 235 Э, а также при наличии захваченного магнитного поля $H_{tr}=1,5 \text{ Э}$, и остаточной намагниченности с $V_{res}=0,024$ Гс качественно подобны. Поэтому на рисунке представлена часть результатов измерений температурных зависимостей ДМС: в исходном состоянии при $H=0$, в полях 1,5 и 235 Э и после выключения поля и размагничивания образца. Анализ результатов измерения $G(T)$ показал, что в области от 65...75 К динамический модуль сдвига не зависит от температуры, но его абсолютная величина растёт с увеличением магнитного поля до $H=90 \text{ Э}$. Дальнейшее увеличение магнитного поля до 235 Э на величину ДМС не влияет (табл.1).

Таблица 1

H, Э	G, ГПа
0	24,79
1,5	25,12
45	25,20
90	25,30
150	25,30
235	25,30
Захваченное магнитное поле $H_{tr}=1,5 \text{ Э}$	25,10
Остаточная намагниченность. $V_{res}=0,024 \text{ Гс}$	25,00



Температурные зависимости динамического модуля сдвига $G(T)$ Bi -керамики в исходном состоянии (кривая 1, $H=0$); в магнитном поле $H=1,5 \text{ Э}$ (кривая 2) и $H=235 \text{ Э}$ (кривая 3); после размагничивания образца при отогреве до 380 К

Зависимость величины и температурного интервала $\Delta T = T_1 - T_2$ дефекта ДМС

$$\frac{\Delta G}{G(T_1)} = \frac{G(T_1) - G(T_2)}{G(T_1)} \quad \text{от величины магнитного поля}$$

H, Э	T ₁ , К	T ₂ , К	ΔG/G (T ₁), %
0	155	165	0,61
1,5	150	165	0,60
45	145	160	0,65
90	190	205	0,63
150	170	195	0,62
235	170	205	0,53
Захваченное магнитное поле H _{tr} = 1,5 Э	140	165	0,60
Остаточная намагниченность B _{res} = 0,024 Гс	175	190	0,98

Как видно из рисунка, все зависимости имеют три дефекта ДМС разупрочняющего типа (при нагреве): первый – при $T < 80$ К, второй – в области 110...130 К и третий – при 140...205 К.

Третий дефект ДМС интересен тем, что он проявляется в области температур (140...205 К), где для соединения Bi-2212 происходит переход в псевдощелевое состояние с фазовым расслоением в плоскостях CuO₂ [9-11]. Данные о параметрах этого дефекта ДМС, обнаруженного в настоящей работе, приведены в табл.2.

Из табл.2 видно, что температурный интервал проявления дефекта модуля зависит от величины магнитного поля: в случае $0 \leq H \leq 45$ Э и при наличии захваченного магнитного поля с H_{tr}=1,5 Э дефект ДМС наблюдается в интервале 140...165 К, с увеличением поля до 90-235 Э температура проявления этого дефекта ДМС смещается в область 170...205 К. Такое поведение согласуется с предположением о связи этих дефектов ДМС с фазовым расслоением: большие поля намагничивают диэлектрические полосы и дефект ДМС проявляется при температурах, близких к $T^* \approx 190$ К (см. табл.2). При этом величина дефекта ДМС с учётом точности его определения практически не зависит от величины магнитного поля.

Представляет интерес отдельно отметить зависимость G(T) в области третьего дефекта модуля для случая остаточной намагниченности при B_{res} = 0,024 Гс после размагничивания образца (см. рисунок, кривая 4). Из табл. 2 и рисунка видно, что и величина дефекта ДМС и температурный интервал его проявления не совпадают с такими же параметрами ни для слабых полей, ни для высоких: температурная область проявления дефекта ДМС занимает среднее положение, а величина $\Delta G/G(T_1)$ – выше среднего значения дефекта ДМС для всех рассмотренных в работе случаев. Эти особенности зависимости G(T) в области третьего дефекта ДМС для образца с остаточной намагниченностью могут быть связаны с тем, что остаточные магнитные поля являются сильно неоднородными и знакопеременными [2].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Известно, что в области 70...130К наблюдается один или два дефекта ДМС в одно- и двухфазных висмутовых соединениях [5,10-16]. Однако однозначного мнения о природе аномалий температурных зависимостей упругих модулей в литературе нет. В ряде работ скачкообразное изменение скорости звука и модуля сдвига в этой области температур связывают непосредственно с развитием сверхпроводящего перехода [10,15]. В большинстве случаев высказываются мнения, что аномалии на температурных зависимостях упругих модулей в области 70...130К обусловлены неустойчивостью решётки при развитии мягкомодовых фазовых переходов сдвигового типа с многокомпонентным параметром порядка [10,12,14,16], или возможностью локальных коррелированных ангармонических смещений атомов кислорода относительно атомов меди на 0,2...0,3Å вдоль оси c [12], или установлением ближнего антиферромагнитного порядка в диэлектрических полосах в CuO₂-плоскостях [5, 17].

Для фазы 2212 при исследовании поглощения рентгеновских лучей [9] было обнаружено, что функция распределения расстояний R_{Cu-O} между атомами меди и кислорода в плоскости CuO₂ изменяется при изменении температуры: при $T \geq 200$ К наблюдается один пик, а при понижении температуры – два пика. Эти пики свидетельствуют о локальных искажениях в решетке и дают возможность прямого измерения микродеформаций $\epsilon = 2 (R_0 - \langle R_{Cu-O} \rangle) / R_0$ в Cu-O парах и температуры перехода в псевдощелевое состояние (здесь R₀ равновесное расстояние). Взаимодействие таких локальных искажений решетки с параметром порядка, отличное от нуля для d-волновой симметрии, приводит к появлению в плотности энергии дополнительного слагаемого [18], которое может привести к дефектам ДМС как в псевдощелевом состоянии (при 140...205К для фазы Bi-2212), так и в сверхпроводящем.

Так же, как и результаты работы [5], наблюдаемые изменения уровня ДМС в магнитном поле сви-

детельствуют, что: 1) наличие внешнего магнитного поля или захваченного магнитного потока приводят к росту уровня ДМС относительно исходного состояния; 2) размагничивание понижает уровень ДМС, но не приводит к возврату в исходное состояние; 3) измерения $G(T)$ могут быть использованы для определения $H_{c1} \sim 90$ Э как минимального поля, превышение которого при $T < 75$ К не изменяет уровень ДМС; 4) температурный интервал ΔT наблюдения третьего дефекта ДМС зависит от «магнитной» предыстории образца и после размагничивания смещается в область температуры T^* перехода фазы 2212 в псевдощелевое состояние.

Одной из причин роста ДМС в слабых полях может быть изменение формы ячейки вихревой решетки [19]. Другой причиной - увеличение степени неоднородности образца в магнитном поле при $T < T^*$ в результате появления в CuO_2 плоскостях фазы Bi-2212 областей с сильно неоднородными и знакопеременными магнитными полями. Недавно для недостаточно допированных ВТСП (как для монокристаллов, так и для керамик) в псевдощелевом и в сверхпроводящем состояниях получены убедительные экспериментальные свидетельства неоднородности CuO_2 плоскостей [20,21]. При измерениях эффекта Нернста [20] в псевдощелевом состоянии при $T_c < T < T^*$ наблюдалось движение вихревых возбуждений. В сверхпроводящем состоянии при исследовании сканирующим туннельным микроскопом локальной плотности состояний и энергии сверхпроводящей щели [21] было установлено, что CuO_2 плоскости находятся в существенно неоднородном состоянии с характерными размерами ~ 14 Å.

В работе [22] предложена теоретическая модель, согласно которой причиной такой «генетической» неоднородности CuO_2 -плоскостей являются сильные локальные корреляции с d -волновой симметрией параметра порядка, присущие двумерному допированному диэлектрику Мотта. Показано, что развитие таких корреляций при $T < T^*$ приводит к вихреподобным возбуждениям со спином, равным единице, и с антиферромагнитным кором. При воздействии магнитного поля спины этих возбуждений упорядочиваются и могут наблюдаться в эффекте Нернста [20], а после выключения магнитного поля взаимодействие вихреподобных возбуждений с различными типами границ (например, пиннинг на границах между фазами 2223 и 2212 или на границах между страйпами в CuO_2 плоскостях) может привести к сильно неоднородным и знакопеременным захваченным магнитным полям.

Таким образом, полученные в работе результаты и проведенное выше обсуждение позволяет предположить, что необратимое воздействие магнитного поля на динамический модуль сдвига двухфазной висмутовой керамики при $T < T^*$ вызвано неоднородным и знакопеременным захваченным магнитным полем, т.е. ростом степени неоднородности фазы 2212 в псевдощелевом и сверхпроводящем состояниях.

Авторы выражают благодарность М.А. Тихоновскому за сотрудничество и полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.A.Muller, M.Takashige, and J. G. Bed-nordz. Flux trapping and superconductive glass-state in $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}\text{Ba}$ // *Phys.Rev.Lett.* 1987, v.58, p. 1143-1146.
2. А.А.Суханов, В.И.Омельченко. Анизотропия магнитосопротивления при захвате магнитных полей в гра-нулированных Bi-ВТСП // *Физика низких температур.* 2003, т.29, с. 396-399 .
3. B.G. Lazarev, Ya.D.Starodubov, G. G. Sergeeva, M.B.Lazareva, L.A. Chirkina, V.S.Okovit, A. V.Chechkin, M. A. Tik-honovski, Investigation of flux-trapping effect in Bi-based ceramics at 65-300K // *Czechoslovak Journal of Physics.* 1996, v.46, Suppl. S3, p.1667-1668.
4. Б. Г. Лазарев, Я. Д. Стародубов, Г. Г. Сергеева, М. Б. Лазарева, Л. А. Чиркина, В.С. Оковит, А. В. Чечкин, В. Т. Петренко, М. А. Тихоновский. Особенности поглощения энергии низкочастотных колебаний в вис-мутовой керамике в интервале температур 4,2-130 К // *Физика низких температур.* 1996, т.22, с. 819-824
5. Л.А.Чиркина, Г.Г.Сергеева, Я. Д. Стародубов, М.Б.Лазарева, В.С.Оковит. Зависимость модуля сдвига Bi керамики от внешних воздействий в диапазоне температур 65-130К // *Физика низких температур.* 2001, т.27, с. 96-102.
6. А.М. Долгин, В. Д. Нацик, С.Н. Смирнов. Влияние механической нагрузки на сверхпроводящие параметры зерен и джозефсоновских контактов между ними в керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. // *Физика низких температур.* 1990, т.16, с. 1326-1332 .
7. Н.В. Анушукова, А. И. Головашкин, Л.И. Иванова, О.Т. Малючков, А.П. Русаков. Фазовые переходы и механизмы сверхпроводимости в ВТСП оксидах. // *Физика низких температур.* 1996, т.22, с. 485-489.
8. B.I. Ivlev, Yu. N. Ovchinnikov, V. Z. Pokrovsky. Vortex lattice in layer superconductors in the presence of a titled field // *Europhys. Lett.* 1991, v.13, p.187-190..
9. A. Bianconi, G. Bianconi, S. Caprara et. al // *J. Phys.: Condens. Matter,* 2000, v.12, p.10655-10661.
10. С. В.Лубенец, В.Д.Нацик, Л. С. Фоменко. Модули упругости и низко-температурные аномалии акустических свойств высокотемпературных сверхпроводников // *Физика низких температур.* 1995, т.21, с. 475-497.
11. П. П.Паль-Валь, Л.Н.Паль-Валь, В. Д. Нацик, И.Ф.Кисляк, В.И.Доценко. Упругие и релаксационные свойства ВТСП композитов BSCCO (2223) +(0-100)% Ag в интервале 5-300К // *Физика низких температур.* 1996, т.22, с. 1452-1458
12. M.Saint-Paul, I.Z.Tholence, H.Noel, J.C.Zevet, M.Potel; and P.Gongeon. Sound velocity in $\text{Ba}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals // *Physica.* 1990, v.B165-166, p.1279-1283.

13. М.Б.Лазарева, В.С.Оковит, В.Т.Петренко, Г.Г.Сергеева, Я.Д.Стародубов, М. А. Тихоновский, Л.А.Чиркина. Внутреннее трение и модуль сдвига висмутовой керамики при $T < T_c$. // *Физика низких температур*. 1994, т.20, с. 840-842
14. J.Wu, Y.Wang, P.Guo, H.Shen, Y.Yan and Z.Zhao. Elastic constants and observation of significant elastic softening in superconducting $Ba_2Sr_2CaCu_2O_8$ single crystals // *Phys. Rev.* 1993, v.B47, p. 2806-2810.
15. G.d'Anna, W.Benoit and H.Berger, *Phys.Status Solidi*, 1991, v.A125, p.589-
16. Y.N.Wang, J.Wa, H.M.Shen, J.S.Zhu, X.H.Chen, Y.E.Van and Z.X.Zhao. Ultrasonic study of structural instability of monocrystalline and polycrystalline Bi-Sr-Ca-Cu-O // *Phys.Rev.* v.B41, p. 8981-8985
17. А.Л.Гайдук, В.Д.Филь, Н.Г.Бурма, В.И.Доценко, М.Н.Сорин, Н.М.Чайковская, А.М.Гуревич, В.Н.Еропкин, А.И.Смирнов. Экспериментальное проявление фазового перехода в ВТСП керамиках вблизи 60 К. *Тезисы докл. 3-го Всесоюзного совещания по ВТСП*. Харьков, 1991, т.3, с.122-123.
18. Г.Г.Сергеева, Поглощение энергии низкочастотного звука в сверхпроводниках на основе висмута // *Физика низких температур*. 1998, т.24, с. 1003-1006.
19. Д. А. Купцов. Влияние магнитной анизотропии на вихревую фазу в магнитных сверхпроводниках // *СФХТ*. 1991, т. 4, с.1846-1857.
20. Y.Wang, Z.A.Xu, T.Kakeshita, S.Ushida, S.Ono, Y.Ondo. Onset of the vortex-like Nernst signal above T_c in $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ and $Bi_2Sr_{2-x}La_yCuO_6$ // *Phys.Rev.* 2001, v.B 64, p. 224519.
21. Z.Wang, J.R.Engelbrecht, S.Wang, and H.Ding, S.H.Pan, Inhomogeneous d-wave state of a doped Mott insulator // *Phys.Rev.* 2002, v.B 65, p. 064509.
22. Г.Г.Сергеева, Неоднородность псевдощелевого состояния допированного слоистого купратного антиферромагнетика // *Физика низких температур*. 2003, т. 29, №11.

БЕЗПОВОРОТНИЙ ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМІЧНИЙ МОДУЛЬ ЗСУВУ ВІСМУТОВОЇ КЕРАМІКИ

*Б.Г.Лазарєв, Я.Д.Стародубов, М.Б.Лазарева, Л.О.Чіркаїна,
В.С.Оковіт, Г.Г.Сергієва*

*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»
Україна, 61108, Харків, вул. Академічна,1, E-mail: ncs@kipt.kharkov.ua*

Для двофазної Ві-кераміки (2212 та 2223) вивчено температурну залежність динамічного модулю зсуву $G(T)$ під впливом магнітного поля $1,5 \text{ Тл} \leq H \leq 235 \text{ Тл}$ в межах 65...210К. Результати свідчать про стабільні безповоротні зміни $G(T)$ та узгоджуються з вимірами декременту затухання. Безпосередньо після виключення магнітного поля спостерігається ефект захопленого магнітного поля, а після відігріву зразків до 380К - ефект остаточного магнітного поля. Показано, що спостережені ефекти являються наслідком неоднорідності мідь-кисневих площин фази Ві-2212 як в псевдощільовому, так і в надпровідному станах.

IRREVERSIBLE EFFECT OF MAGNETIC FIELD ON DYNAMIC SHEAR MODULUS FOR BISMUTH CERAMICS

*B.G.Lazarev, Ya.D.Starodubov, M.B.Lazareva, L.A.Chirkina,
V.S.Okovit, G.G.Sergeeva*

*National Science Center «Kharkov institute of physics and technologies»,
Academicheskaya,1, Kharkov, Ukraine, E-mail: ncs@kipt.kharkov.ua*

For biphasis Bi-ceramics (2212 and 2223) the temperature dependence of dynamic shear modulus $G(T)$ under magnetic field $1,50 \text{ Tl} \leq H \leq 2350 \text{ Tl}$ is studied in interval 65...210 K. The results evidence about stable irreversible $G(T)$ changes and conform to the measurements of the attenuation decreament. Immediately after magnetic field switching off flux-trapping effect is observed, and after the warming of samples to 380K residual magnetic field is observed. It is shown that observed effects are results of inhomogeneity of copper-oxygen planes Bi-2212 phase both for pseudogap state and so for superconducting state.