

ФИЗИКА

УДК 538.945; 538.955

А. А. Саакян

Вихрь-вихрь взаимодействие в сверхпроводящей керамике $YBa_2Cu_3O_x$ в низкочастотном магнитном поле

(Представлено чл. - кор. НАН РА Г.С. Караяном 8/XI 2010)

Ключевые слова: ВТСП керамика, вихрь-вихрь взаимодействие

Введение. Поведение джозефсоновских вихрей в керамических высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) материалах в переменных магнитных полях находится в центре внимания многих исследователей, так как практически важные параметры (критический ток, чувствительность к слабым магнитным полям и т.п.) определяются динамикой и взаимодействием в них магнитных вихрей. В [1-3] показано, что магнитная восприимчивость ВТСП образцов, охлажденных в присутствии статического магнитного поля и без него, в значительной степени различна. Авторы связывают это с взаимодействием вихрей, проникающих в объем сверхпроводника, с вихрями, закрепленными на центрах пиннинга при охлаждении образца. Нами установлено, что с ростом частоты и/или амплитуды синусоидального магнитного поля наблюдаются возрастание величин параметров компонентов динамической магнитной восприимчивости $\chi(t) = \chi'(t) - i\chi''(t)$ и появление за полпериода магнитного поля два асимметричных пика этих параметров, где t — время, и высказано предположение, что асимметричность пиков является следствием вихрь-вихрь взаимодействий [4].

Целью настоящего исследования было выяснение роли вихрь-вихрь взаимодействий в магнитном отклике в $YBa_2Cu_3O_x$ — керамических ВТСП материалах с применением синусоидальных магнитных полей вида $H_{\parallel} = H_0 \sin \omega t$ и $H_{\perp} = |H_0 \sin \omega t|$ на частотах 0.01 и 0.5 Гц в режиме неполного проникновения в объем образца.

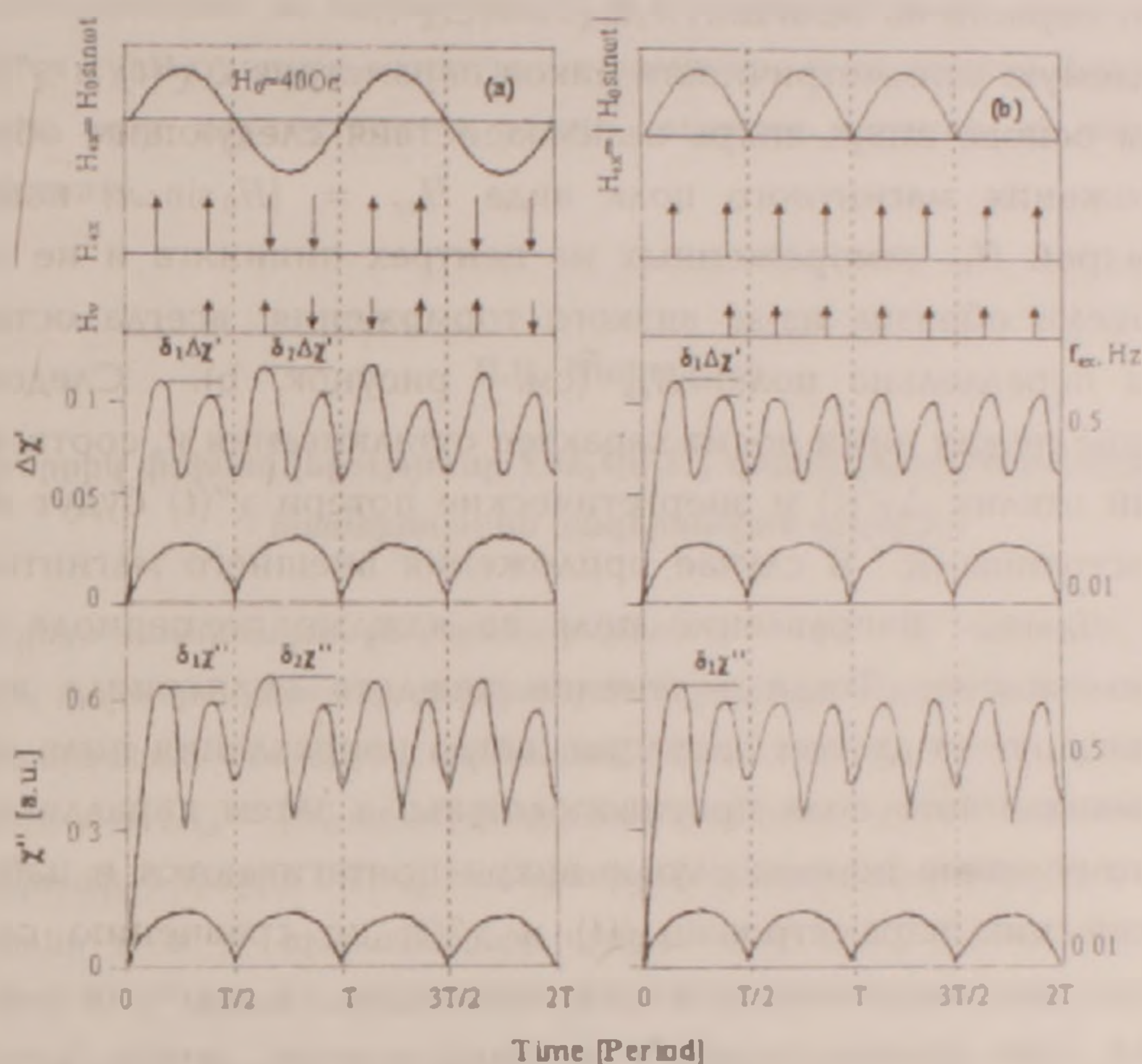
Экспериментальная часть. Образцы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ были изготовлены по стандартной твердотельной технологии и имели цилиндрическую форму (высота 8 мм, диаметр 2 мм); температура перехода в сверхпроводящее состояние 92 К. Компоненты $\chi''(t)$ и $\chi'(t)$ измерялись при температуре 80 К с помощью малосигнальной техники на частоте 10 кГц и с амплитудой 2 мЭ при воздействии внешнего низкочастотного ($f_{ex} = 0.01$ и 0.5 Гц) магнитного поля с амплитудой 40 Э. Эта техника позволяет наблюдать процесс проникновения вихрей в объем ВТСП керамики с временным разрешением 10 мс в интервале частот от 0.01 до 1 Гц [4, 5].

Результаты и обсуждение. Использование магнитных полей вида $H_{ex} = H_0 \sin \omega t$ и $H_{ex} = |H_0 \sin \omega t|$ связано с тем, что в первом случае после каждого полупериода магнитное поле меняет направление по отношению к полю, оставшемуся в объеме сверхпроводника, а во втором случае проникающее в объем магнитное поле и оставшееся поле в объеме сверхпроводника всегда имеют одинаковое направление (H_0 — амплитуда, $\omega = 2\pi f_{ex}$ — угловая частота магнитного поля). В работе [6] показано, что противоположные джозефсоновские вихри при взаимодействии притягиваются, а параллельные вихри отталкиваются. Это значит, что в первом случае после каждого полупериода проникающие в объем образца вихри и вихри, оставшиеся в объеме образца, имеют противоположные направления и, следовательно, при взаимодействии притягиваются. При этом глубина проникновения вихрей в объем образца будет больше, и соответственно потери энергии на смещение вихрей будут больше. Во втором случае, когда магнитное поле не меняет направления, проникающие вихри и вихри, оставшиеся в объеме образца, при взаимодействии отталкиваются. Следовательно, в этом случае глубина проникновения вихрей будет меньше и, соответственно, потери энергии на смещение вихрей будут меньше.

На рисунке, а, б представлены временные зависимости диамагнитного отклика $\Delta\chi'(t)$ и энергетических потерь $\chi''(t)$ при магнитных полях вида $H_{ex} = H_0 \sin \omega t$ и $H_{ex} = |H_0 \sin \omega t|$ соответственно. Видно, что при частоте 0.01 Гц оба компонента — $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ почти повторяют форму кривой магнитного поля, т.е. наблюдается почти линейный магнитный отклик для обеих частей магнитной восприимчивости. Видно также, что изменение направления магнитного поля за полупериода не оказывает заметного влияния на величину и форму временной зависимости $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$.

Однако при частоте магнитного поля 0.5 Гц проявляются важные особенности параметров $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$: а) с увеличением частоты магнитного поля наблюдается существенный рост магнитного отклика; б) в интервале полупериода магнитного поля вблизи точек $t = (2n + 1)T/8$ наблюдаются два

асимметричных пика, где $n \in N$. В магнитном поле вида $H_{ex} = H_0 \sin \omega t$ высоты пиков параметров $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ за полпериода магнитного поля отличаются друг от друга, при этом начальный пик заметно выше последующего (рисунок, а). Высота первого пика $\Delta\chi'(t)$ больше второго на величину $\delta_1 \Delta\chi'$, что соответствует ситуации, когда в объеме образца отсутствуют замороженные вихри и входящие вихри проникают без взаимодействия с другими вихрями. Уже в следующем полпериоде высота первого пика становится больше второго на величину $\delta_2 \Delta\chi'$, что в два раза больше $\delta_1 \Delta\chi'$, и это повторяется в течение каждого следующего полпериода.



Эволюция временной зависимости реальной $\Delta\chi'(t)$ и мнимой $\chi''(t)$ частей комплексной магнитной восприимчивости $\chi = \chi' - i\chi''$ сверхпроводящей керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ при амплитуде внешнего магнитного поля $H_0 = 40$ Э на частотах 0.01 и 0.5 Гц. Длинными стрелками показаны направления джозефсоновских вихрей (H_J),

проникающих в объем образца под действием магнитного поля вблизи точек $t = (2n + 1)T/8$, короткими — направления вихрей H_L в объеме сверхпроводника,

закрепленных на центрах пиннинга и оставшихся из-за их вязкого торможения $\Delta\chi'(t) = (\chi'_0 - \chi'(t))/\chi'_0$ — относительное изменение диамагнитного отклика, где $\chi'(t)$ — текущее значение χ' , а χ'_0 — величина χ' в мейснеровском состоянии, т.е. до начала проникновения вихрей в объем образца. $\Delta\chi' \approx 0.28$ соответствует состоянию образца, при котором магнитный поток проникает во весь объем

сверхпроводника [4]

Аналогичная картина наблюдается также для энергетических потерь $\chi''(t)$ – начальный пик первого полпериода больше второго пика на величину $\delta_1\chi''$, а во втором полпериоде высоты пиков отличаются на величину $\delta_2\chi''$, что значительно больше, чем в первом. В случае магнитного поля вида $H_{ex} = |H_0 \sin \omega t|$ общая картина значительно меняется (см. рисунок, б). В течение первого полпериода магнитного поля высоты начального пика компонентов $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ больше высот следующего пика на величины $\delta_1\Delta\chi'$ и $\delta_1\Delta\chi''$ соответственно, т.е. картина такая же, как в первом полпериоде для случая поля $H_{ex} = H_0 \sin \omega t$. Далее высоты последующих пиков остаются постоянными и ниже высот первого на величину $\delta_1\Delta\chi'$ и $\delta_1\Delta\chi''$.

Наблюдаемую асимметричность пиков параметров $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ можно объяснить на основе вихрь-вихрь взаимодействия следующим образом. В случае приложения магнитного поля вида $H_{ex} = |H_0 \sin \omega t|$ направление объемных вихрей H_v , замороженных на центрах пиннинга и не успевших выйти из объема образца из-за вязкого торможения, всегда остается без изменения и параллельно полю H_{ex} (см. рисунок, б). Следовательно, взаимодействие между ними носит характер отталкивания и, соответственно, диамагнитный отклик $\Delta\chi'(t)$ и энергетические потери $\chi''(t)$ будут меньше и останутся постоянными. В случае приложения внешнего магнитного поля вида $H_{ex} = H_0 \sin \omega t$ направление поля за каждые полпериода меняется на противоположное. Тогда в течение каждого полпериода возникают чередующиеся друг за другом ситуации, когда направления поля объемных вихрей и приложенного поля противоположны, а затем параллельны. Это приводит к тому, что в первом случае вихри притягиваются и наблюдается более высокий пик параметров $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ по сравнению со вторым случаем, когда они параллельны и отталкиваются. Следовательно, можно предположить, что проявляющаяся асимметричность пиков компонентов магнитной восприимчивости $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ за полпериода магнитного поля вызвана вихрь-вихрь взаимодействием.

Выводы. Таким образом, экспериментально установлено, что при частоте магнитного поля 0.01 Гц влияние вихрь-вихрь взаимодействия на параметры магнитной восприимчивости $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ незначительное. Увеличение частоты магнитного поля до 0.5 Гц приводит к заметному влиянию вихрь-вихрь взаимодействия на параметры магнитной восприимчивости $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$, при этом наблюдаются также существенное возрастание величины и изменение формы временной зависимости этих параметров.

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна

А. А. Саакян

Вихрь-вихрь взаимодействие в сверхпроводящей керамике $\text{Yb}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ в
низкочастотном магнитном поле

Измерением комплексной магнитной восприимчивости $\chi = \chi' - i\chi''$ исследовано влияние вихрь-вихрь взаимодействия на поведение джозефсоновских вихрей в $\text{Yb}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ керамических высокотемпературных сверхпроводниках в магнитном поле вида $H_{ex} = H_0 \sin \omega t$ и $H_{ex} = |H_0 \sin \omega t|$ при частотах 0.01 и 0.5 Гц. Экспериментально найдено, что при частоте магнитного поля 0.01 Гц влияние вихрь-вихрь взаимодействия на параметры χ'' и χ' незначительно. При частоте 0.5 Гц наблюдаются существенное возрастание величины и изменение формы временной зависимости этих параметров, а также заметное влияние на них вихрь-вихрь взаимодействия.

Ա.Ա. Սահակյան

Մրրիկ-մրրիկ փոխազդեցությունը $\text{Yb}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ գերհաղորդիչ կերամիկայում ցածր
հաճախության մագնիսական դաշտում

Կոմպլեքս մագնիսական ընկալունակության $\chi = \chi' - i\chi''$ չափումով հետազոտվել է մրրիկ-մրրիկ փոխազդեցությունը ջոզեֆսոնյան մրրիկների վարքի վրա բարձրժերմաստիճանային կերամիկական $\text{Yb}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ գերհաղորդիչներում 0.01 Հց եւ 0.5 Հց հաճախության եւ $H_{ex} = H_0 \sin \omega t$ ու $H_{ex} = |H_0 \sin \omega t|$ տեսքի մագնիսական դաշտում: Փորձնականորեն գտնվել է, որ մագնիսական դաշտի 0.01 Հց հաճախության դեպքում մրրիկ-մրրիկ փոխազդեցության ազդեցությունը χ' եւ χ'' պարամետրերի վրա աննշան է: 0.5 Հց հաճախության դեպքում դիտվում են χ' եւ χ'' պարամետրերի մեծության էական աճ եւ ժամանակային կախվածության ձևի փոփոխություն, ինչպես նաեւ նկատվում է դրանց վրա մրրիկ-մրրիկ փոխազդեցության զգալի ազդեցություն:

A. A. Sahakyan

Vortex-Vortex Interactions in Superconducting $\text{Yb}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ Ceramics in a Low
Frequency Magnetic Field

The influence of vortex-vortex interactions on the behavior of Josephson vortices in ceramics $\text{Yb}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ high- T_c superconductors in a magnetic field of a kind $H_{ex} = H_0 \sin \omega t$ and $H_{ex} = |H_0 \sin \omega t|$ is investigated by means of complex magnetic AC susceptibility $\chi = \chi' - i\chi''$ measurements at frequencies 0.01 Hz and 0.5 Hz. Experiments showed that at frequency 0.01 Hz of the magnetic field the influence of vortex-vortex interactions on

χ' and χ'' is insignificant. An essential increase in the size and form of temperature dependence of these parameters is observed at the frequency of 0.5 Hz and the influence of vortex-vortex interactions on these parameters becomes appreciable.

Литература

1. Гинзберг Д.М. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников. М. Мир. 1990. 544 с.
2. Lee S. Y., et al. - Phys. Rev. B. 1995. V.51. N22. P.16302-16309.
3. Губанов В.Н., Ростаму Х.Р. и др. - ФТТ. 2001. Т.43. В.7. С.1168-1170.
4. Sahakyan A.A., Nikoghosyan S.K., Yeritsyan H.N., Crigoryan G.V. In: Josephson Junction and Superconductivity Research. Edited by William J. McCann, 2007. NOVA Publishers USA. P.111-130.
5. Sahakyan A.A. et al. arXiv: cond-mat/0406523. 2004. V.1. 7 p
6. Шмигт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М. Наука. 1982. 240 с.