

НЕЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИК МОНОКРИСТАЛЛА BiSrCaCuO В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

В. В. Большинов, В. М. Генжин, Г. И. Левиев, Л. В. Овчинникова*

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 25 января 2001 г.

Исследовано излучение третьей гармоники в микроволновом диапазоне сверхпроводящим монокристаллом BSCCO . Обнаружено два режима взаимодействия микроволнового поля с образцом. В слабом микроволновом поле наблюдаются сильное увеличение интенсивности излучения при введении постоянного магнитного поля, гистерезис при смене направления развертки и разная амплитуда гармоники в зависимости от способа охлаждения (в присутствии магнитного поля или без него). Все эти особенности удается описать с помощью обобщенного функционала Гинзбурга–Ландау, учитывающего более высокие пространственные производные параметра порядка. При большой интенсивности падающей волны магнитное поле почти не влияет на излучение гармоники и соответственно гистерезис отсутствует. По-видимому, это указывает на то, что при больших мощностях излучение гармоники возникает из-за генерации вихрей под действием высокочастотного магнитного поля.

PACS: 74.25.Nu, 74.25.Nf, 74.50.+g, 74.60.Ec

1. ВВЕДЕНИЕ

Микроволновые свойства слоистого сильно анизотропного сверхпроводника BiSrCaCuO изучаются сейчас с разных точек зрения. Большое число работ связано с интерпретацией микроволнового поглощения в терминах джозефсоновского плазменного резонанса [1–8]. Основная идея о джозефсоновской связи между купратными плоскостями нашла экспериментальное подтверждение тоже с использованием микроволновых измерений [9]. Оуэн [10] по микроволновому поглощению в магнитном поле пытался определить доли жидкой и твердой фаз в вихревой решетке монокристалла BiSrCaCuO . В работе [11] по измерениям поверхностного импеданса удалось получить температурную зависимость глубины проникновения λ_{ab} и λ_c на частоте 10 ГГц. Такие измерения позволяют делать определенные выводы о характере взаимодействия, ответственного за образование сверхпроводящих пар, в частности, говорить о лучшем или худшем согласии с описанием в рамках s - или d -моделей симметрии параметра порядка. Во всех этих работах исследовался линейный

микроволновый отклик. Между тем, как показано в ряде работ [12–14], наибольшее различие в макроскопических свойствах, отражающее различные модели симметрии параметра порядка, возникает в нелинейном отклике анизотропного высокотемпературного сверхпроводника. Так, отклик третьего порядка в микроволновом диапазоне в модели s -спаривания содержит сингулярность вблизи температуры перехода, а в модели d -спаривания наряду с ней появляется дополнительная сингулярность типа $1/T$ [14]. Исследование нелинейного отклика сверхпроводников важно и в прикладном аспекте [15–17].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В этой работе наблюдалось и исследовалось излучение утроенной частоты в микроволновом диапазоне в сверхпроводящем монокристалле BiSrCaCuO . Эксперимент ставился следующим образом. Монокристалл BiSrCaCuO размерами $3 \times 3 \times 0.2$ мм³, температурой перехода $T_c = 90$ К и шириной перехода 1–1.5 К (по измерению магнитной восприимчивости) располагался на дне бимодального цилиндрического резонатора с основной частотой 9 ГГц и приемной частотой 27 ГГц. Резонатор помещался в крио-

*E-mail: leviev@issp.ac.ru

стат и вместе с ним в электромагнит. Для измерений в слабом поле (до 180 Э) использовалась система катушек Гельмгольца и дополнительные катушки для компенсации земного поля. Более сильное поле, до 7 кЭ, обеспечивал магнит Капицы, куда можно было поместить резонатор без перемонтажа образца. Система стабилизации и изменения температуры позволяла с достаточной точностью работать при фиксированной температуре либо нагреваться или охлаждаться с нужной скоростью. Микроволновые магнитные поля обеих мод и внешнее магнитное поле были коллинеарны и лежали в плоскости, перпендикулярной оси c . Измерения проводились в диапазоне температур от азотной (77 К) до значительно превышающих температуру перехода. Микроволновая часть измерительной схемы состояла из мощного генератора — импульсного магнетрона с длительностью импульса 0.8–10 мкс, настроенно-измерительной аппаратуры (клистронные генераторы, волномеры, аттенюаторы, измеритель мощности) и супергетеродинного приемника на частоту 27 ГГц. Сигнал излучения гармоники поступал с выхода супергетеродинного приемника на вход осциллографа для визуального наблюдения и одновременно на вход стробоскопического интегратора, оттуда на вход компьютера. Магнетронный генератор посылал 50–100 импульсов в секунду, что позволяло избежать нагрева монокристалла микроволновыми токами. При слабых сигналах на интеграторе можно было провести усреднение по многим импульсам и тем самым повысить отношение сигнал–шум. Уставка позволяла изменять скорость развертки магнитного поля, как в катушках Гельмгольца, так и в магните Капицы в широком интервале скоростей. Амплитуда гармоники записывалась как функция температуры, внешнего магнитного поля, амплитуды падающей волны.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В нулевом магнитном поле излучение нечетных гармоник в отличие от четных не запрещено по симметричным соображениям. Мы наблюдали излучение на частоте третьей гармоники. Неожиданным экспериментальным фактом явилась сильная зависимость интенсивности излучения при малых амплитудах падающей волны от постоянного магнитного поля (рис. 1 и 2). Записи на этих рисунках сделаны с одним отличием: при регистрации кривой на рис. 2 перед входом приемника на аттенюаторе вводилось затухание 30 дБ. Поэтому в той области ам-

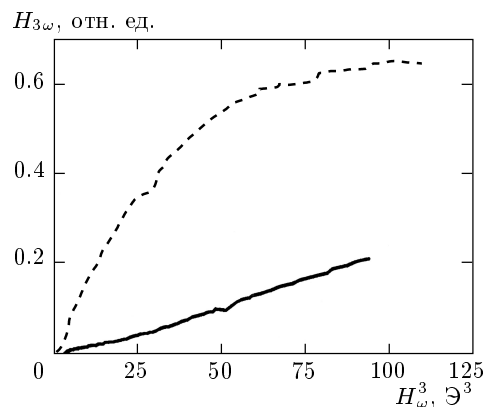


Рис. 1. Зависимость амплитуды волны утроенной частоты от куба амплитуды падающей волны при отсутствии (сплошная кривая) и наличии (штриховая) внешнего магнитного поля (поле 100 Э). Температура 78 К

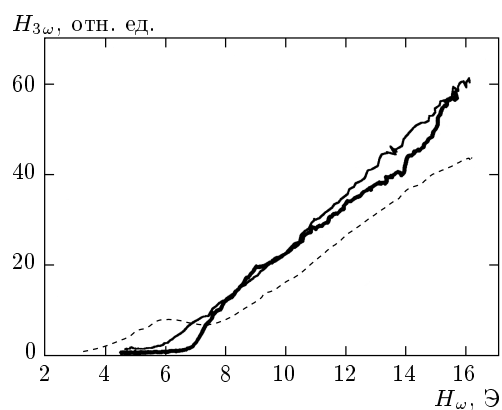


Рис. 2. Зависимость амплитуды волны утроенной частоты от амплитуды падающей волны при отсутствии (сплошная кривая), наличии слабого (100 Э, штриховая линия) и сильного (1200 Э, тонкая сплошная линия) внешнего магнитного поля. Температура 78 К

плитуд падающей волны, которые представлены на рис. 1, сигнал на рис. 2 или мал, или просто не виден. Без магнитного поля генерация на рис. 2 начинается с 7 Э. Слабое излучение наблюдается и при меньших амплитудах (рис. 1), а при амплитуде в 7 Э, видимо, подключается новый механизм генерации, значительно более сильный. При малых амплитудах накачки имеется ярко выраженный гистерезис (рис. 3). Влияние магнитного поля на интенсивность излучения гармоники при больших амплитудах падающей волны невелико, как видно на рис. 4. Эта запись сделана с изменением направления развертки магнитного поля и видно, что гистерезис отсут-

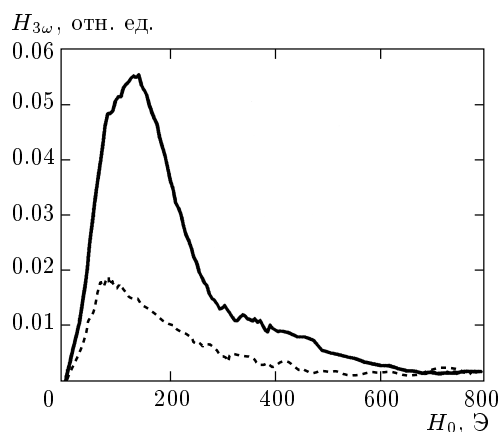


Рис. 3. Гистерезисный характер зависимости интенсивности излучения от постоянного магнитного поля. Сплошная кривая записана при возрастании поля, штриховая — при обратном ходе. Амплитуда падающей волны 1 Э, $T = 78$ К

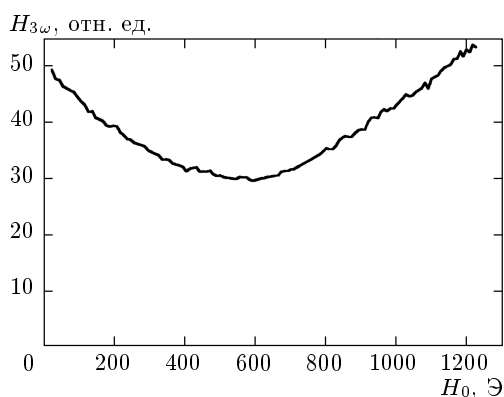


Рис. 4. Зависимость амплитуды волны утроенной частоты от внешнего магнитного поля. Амплитуда падающей волны 12 Э. Температура 78 К

ствует. Температурные зависимости интенсивности излучения на утроенной частоте без поля и в поле представлены на рис. 5 и 6. Запись на рис. 6 сделана при амплитуде падающей волны 1 Э и это обуславливает сильное влияние внешнего магнитного поля на форму кривой. Как видно на рис. 6, при нагревании в магнитном поле сигнал пропадает при 85 К, а потом снова возникает перед переходом. Этот сигнал вблизи перехода не зависит от магнитного поля. Были проведены измерения и в другой геометрии, когда все магнитные поля (микроволновые на частотах основной и гармоники и внешнее) ориентировались по оси c кристалла. В этой геометрии стимуляция излучения внешним магнитным полем не наблюдалась.

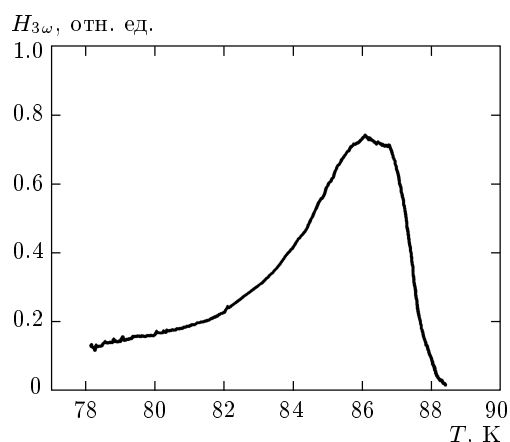


Рис. 5. Зависимость амплитуды волны утроенной частоты от температуры в отсутствие внешнего магнитного поля. Амплитуда падающей волны 5 Э

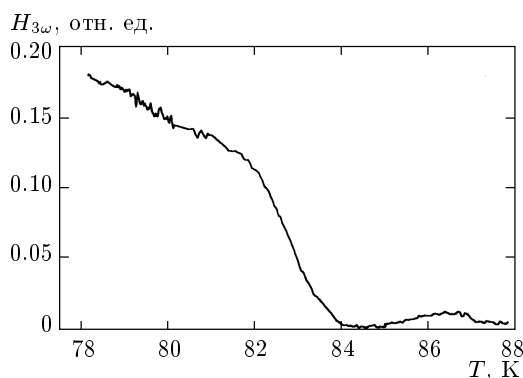


Рис. 6. Зависимость амплитуды волны утроенной частоты от температуры в присутствии внешнего магнитного поля 100 Э. Амплитуда падающей волны 1 Э

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсудим сначала опыты при небольших амплитудах падающей волны, когда можно говорить о кубической зависимости интенсивности излучения на утроенной частоте от интенсивности падающей волны. Наиболее интересным результатом экспериментов представляется сильное возрастание амплитуды третьей гармоники в присутствии магнитного поля. В монокристаллических образцах YBCO такая зависимость не наблюдалась [18], а на керамических образцах, с разветвленной системой джозефсоновских связей между гранулами, уже слабое магнитное поле подавляло генерацию, так что при значении поля 15 Э сигнал было трудно увидеть. Если мы вводим поле в образец при температуре ниже точки перехода, то возникают два обстоятельства — поверх-

ностный ток, связанный со скачком намагниченности, и вихри в объеме. Нам представляется, что интенсивность излучения возрастает именно из-за поверхностного тока. Сделать такое утверждение позволяет следующий опыт. Магнитное поле вводится при низкой температуре, возникает излучение, и образец отогревается до температуры выше точки перехода в нормальное состояние, где излучение отсутствует. После этого образец охлаждается без изменения внешнего магнитного поля до начальной низкой температуры. Интенсивность излучения на утроенной частоте оказывается при этом в несколько раз меньше, чем исходная, хотя число вихрей при охлаждении в поле не меньше. Распределение вихрей при охлаждении в поле более равномерное, чем возникающее при введении поля при низкой температуре. Однако это не относится к тонкому слою вблизи поверхности, где распределение вихрей и в этом случае сильно неоднородно [19, 20]. Малость этого слоя и обуславливает слабое излучение гармоники при охлаждении во внешнем поле¹⁾. Далее мы предлагаем феноменологическое описание стимуляции излучения гармоники током исходя из функционала Гинзбурга–Ландау, в котором учитываются более высокие пространственные производные параметра порядка, чем это делается при рассмотрении линейного отклика. Введем выражение для свободной энергии сверхпроводника f :

$$\begin{aligned}
 f = & \alpha|\psi^2| + \beta|\psi^4|/2 + \left| \left(-i\nabla_x - \frac{2e}{c}A_x \right) \psi \right|^2 / 2m_a + \\
 & + \left| \left(-i\nabla_y - \frac{2e}{c}A_y \right) \psi \right|^2 / 2m_a + \\
 & + \left| \left(-i\nabla_z - \frac{2e}{c}A_z \right) \psi \right|^2 / 2m_c + \\
 & + \delta \left(\left| \left(-i\nabla_x - \frac{2e}{c}A_x \right)^2 \psi \right|^2 + \right. \\
 & \left. + \left| \left(-i\nabla_y - \frac{2e}{c}A_y \right)^2 \psi \right|^2 + \right. \\
 & \left. + \left| \left(-i\nabla_x - \frac{2e}{c}A_x \right) \left(-i\nabla_y - \frac{2e}{c}A_y \right) \psi \right|^2 + \right. \\
 & \left. + \left| \left(-i\nabla_y - \frac{2e}{c}A_y \right) \left(-i\nabla_x - \frac{2e}{c}A_x \right) \psi \right|^2 \right) / 4, \quad (1)
 \end{aligned}$$

¹⁾ Такая же ситуация имеется в экспериментах с монокристаллами YBCO, но там речь идет об излучении второй гармоники [18].

где ψ — комплексный параметр порядка, A — векторный потенциал, α, β, δ — феноменологические коэффициенты разложения, e — заряд электрона, m_a, m_c — эффективные массы вдоль осей кристалла. Слагаемые в разложении энергии по пространственным производным, пропорциональные параметру δ , при описании микроволнового отклика обычно не учитываются. Предположим, что $A = 0$ и представим параметр порядка в виде

$$\psi = \phi e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad (2)$$

с постоянным модулем ϕ . Векторы $\mathbf{k}(k_x, k_y)$, $\mathbf{r}(x, y)$ — двумерные. Ток при таком параметре порядка определяется выражением

$$\mathbf{j} = 2e\phi^2\mathbf{k}(1 + m_a\delta k^2)/m_a. \quad (3)$$

Минимизируя функционал свободной энергии по ϕ , получим алгебраическое соотношение для параметра порядка и коэффициентов (4) и выражение для тока сверхпроводящих электронов (5):

$$\alpha + \beta\phi^2 + \frac{k^2}{2m_a} + \frac{\delta k^4}{4} = 0, \quad (4)$$

$$\mathbf{j} = 2e\phi_0^2\mathbf{k}\frac{1+m_a\delta k^2}{m_a} - \mathbf{k}k^2\frac{1+3m_a\delta k^2/2}{2m_a^2} - \frac{\mathbf{k}k^6\delta^2}{4\beta}, \quad (5)$$

где $\phi_0 = -\alpha/\beta$ — равновесное значение параметра порядка, соответствующее $\mathbf{k} = 0$. Будем считать, что $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{q}$, где \mathbf{k}_0 определяется постоянной составляющей сверхпроводящего тока, и $\mathbf{q} = -2e\mathbf{A}_\omega/c$ задается высокочастотным векторным потенциалом \mathbf{A}_ω . В амплитуду третьей гармоники дают вклад слагаемые, пропорциональные \mathbf{A}_ω^3 в (5). Эти члены имеют вид

$$\delta q^3\phi_0^2, \quad q^3/m_a\beta, \quad \gamma q^3/m_a\beta, \quad \gamma^2 q^3/m_a\beta,$$

где $\gamma = \delta m_a k_0^2$. Первые два члена дают амплитуду гармоники, не зависящую от постоянного тока в образце, последние два описывают излучение, которое появляется только в присутствии постоянного тока. Если $\gamma > 1$, то нелинейный ток определяется последним членом в (5):

$$\mathbf{j}^{nl} = -\mathbf{k}k^6\delta^2/4\beta, \quad (6)$$

и в эксперименте мы увидим возрастание интенсивности излучения в присутствии постоянного тока. Из выражения для нелинейного источника (6) можно определить угловую зависимость тока:

$$(j^{nl})^2 \approx 9 + 288 \cos^2 \theta + 672 \cos^4 \theta + 256 \cos^6 \theta, \quad (7)$$

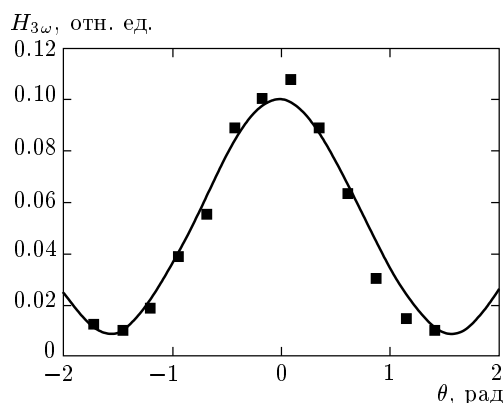


Рис. 7. Зависимость амплитуды волны утроенной частоты от угла между постоянным и микроволновым магнитными полями. Сплошная кривая — теоретический расчет. Амплитуда падающей волны — 1 Э. Температура — 78 К. Внешнее магнитное поле — 100 Э

где θ — угол между \mathbf{k}_0 и \mathbf{q} . Рисунок 7 демонстрирует, что зависимость (7) неплохо коррелирует с экспериментально наблюдаемой угловой зависимостью интенсивности излучения. Как было отмечено ранее, при ориентации полей вдоль оси c стимуляция излучения током отсутствует. В рамках развиваемой феноменологической схемы это соответствует малости пространственных производных в этой геометрии из-за сильной анизотропии BiSrCaCuO .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что интенсивность третьей гармоники, излучаемой сверхпроводящим монокристаллом BiSrCaCuO в микроволновом поле, может сильно возрастать в присутствии постоянного магнитного поля. Показано, что в процессе излучения важную роль играет экранирующий поверхностный ток. Экспериментальные результаты удастся понять, если привлечь для интерпретации теорию Гинзбурга–Ландау с обобщенным функционалом, учитывающим более высокие пространственные производные параметра порядка.

Авторы весьма признательны Г. А. Емельченко за предоставление образцов и Д. В. Шовкуну за измерение высокочастотной восприимчивости и очень полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. B. Sonin, Phys. Rev. Lett. **79**, 3732 (1997).
2. Y. Matssuda, M. B. Gaifullin, K. Kumagai et al., Phys. Rev. B **55**, R8685 (1997).
3. E. B. Sonin, Phys. Rev. B **60**, 15430 (1999).
4. O. K. C. Tsui et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 724 (1994).
5. S. Sakamoto et al., Phys. Rev. B **53**, 14749 (1996).
6. M. D. Gaifulin, Y. Matssuda, and L. N. Bulaevskii, Phys. Rev. Lett. **81**, 1 (1998).
7. A. Yurgens et al., Phys. Rev. B **59**, 7196 (1999).
8. N. Morozov, M. P. Maley, L. N. Bulaevskii et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 1008 (1999).
9. R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, and P. Muller, Phys. Rev. Lett. **68**, 2394 (1992).
10. F. J. Owens, J. Phys. Chem. Sol. **55**, 167 (1994).
11. T. Jacobs, Sridhar et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 4516 (1995).
12. D. Xu, S. K. Yip, and J. A. Sauls, Phys. Rev. B **51**, 16233 (1995).
13. B. P. Stojkovic and O. T. Valls, Phys. Rev. B **51**, 6049 (1995).
14. T. Dahm and D. J. Scalapino, J. Appl. Phys. **81**, 2002 (1997).
15. L. F. Cohen, A. Cowie, J. C. Gallop, I. S. Ghosh, and I. N. Goncharov, J. Supercond. **10**, 85 (1997).
16. M. Hein et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **7**, 1264 (1997).
17. T. Dahm, D. J. Scalapino, and B. A. Willemsen, J. Appl. Phys. **86**(7), 4055 (1999).
18. Т. Т. Больгинов, В. М. Генкин, Г. И. Левиев, Л. В. Овчинникова, ЖЭТФ **115**, 2242 (1999).
19. L. Burlachkov, Phys. Rev. B **47**, 8056 (1993).
20. E. Zeldov, A. I. Larkin, V. B. Geshkenbein et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 1428 (1994).