

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

535.36+538.945

**ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В
СВЕРХПРОВОДНИКАХ***Л. А. Фальковский*

(Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау АН СССР)

В последнее время появились сообщения о наблюдении электронного рассеяния света (ЭРС) в высокотемпературных сверхпроводниках. Такие эксперименты позволяют определить важнейший параметр сверхпроводников — энергетическую щель 2Δ в их спектре, а по величине отношения $2\Delta/T_c$ можно судить о механизме сверхпроводимости.

Первые работы по ЭРС относятся ко времени создания теории сверхпроводимости. Попытка экспериментального наблюдения [1] тогда не увенчалась успехом. Теоретический расчет показал [2], что чувствительность установки надо существенно увеличить—требуется наблюдать примерно $10^{-11} \div 10^{-12}$ квантов от их числа в падающем на поверхность металла излучении (в излучении оптического диапазона мощностью 1 мВт имеется примерно 10^{15} фотонов/с). Установка должна обладать и высоким спектральным разрешением: для сверхпроводника со щелью 5 мэВ смещенная стоксова линия будет наблюдаться на расстоянии 35 см^{-1} от несмещенной ($1 \text{ см}^{-1} = 1,44 \text{ К}$).

Впервые ЭРС в сверхпроводниках наблюдалось лишь в 80-х годах [3–5]. Для сравнения с тем, что видят сейчас в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), на рис. 1 приведена зависимость интенсивности ЭРС от переданной частоты $\omega = \omega_i - \omega_s$ (ω_i и ω_s — частоты падающего и рассеянного света) для V_3Si при 5,48 К [4]. Критическая температура для этого сверхпроводника $T_c = 18 \text{ К}$. Пик при 42 см^{-1} в сечении, отвечающий примерно 8 фотонам/с, смещается с изменением температуры. Специальный контроль температуры проводился в лазерном пятне на поверхности сверхпроводника. Для интервала 3,9—14,8 К положение пика согласуется с зависимостью $\Delta(T)$ в теории БКШ. Отношение $2\Delta(0)/T_c$ получилось равным 3,4, т. е. практически совпадающим с теоретическим значением 3,5. Похожие результаты получены и для Nb_3Sn [4,5].

Особого внимания заслуживает форма пика, изображенного на рис. 1,—достаточно быстрый рост и медленное спадание после максимума. Согласно теории [2, 6] вид максимума зависит от соотношения между глубиной проникновения света в металл δ и величиной v/Δ , где v — характерное значение фермиевской скорости. Для традиционных сверхпроводников отношение v/Δ дает корреляционную длину. При $v/\delta \gg \Delta$ реализуется предел больших волновых векторов, переданных сверхпроводящей паре при рассеянии света. В этом случае рассеяние имеет порог—оно отсутствует, если переданная частота $\omega < 2\Delta_{\min}$, где

$2\Delta_{\min}$ — минимальное значение щели на пояске ферми-поверхности, на котором нормальная по отношению к поверхности металла компонента скорости обращается в нуль. После порога имеется достаточно быстрое возрастание в интервале, ширина которого пропорциональна $\Delta \exp(-\nu/\delta\Delta)$ при малой анизотропии щели, и составляет величину порядка $\Delta_{\max} - \Delta_{\min}$ при достаточно большой анизотропии. С увеличением переданной частоты при $\omega - 2\Delta_{\max} \geq \Delta$ сечение достигает значения, соответствующего нормальному металлу. Поэтому положение максимума, строго говоря, не дает величину щели. Минимальную щель можно получить по значению порога. Различие в положении порога и максимума

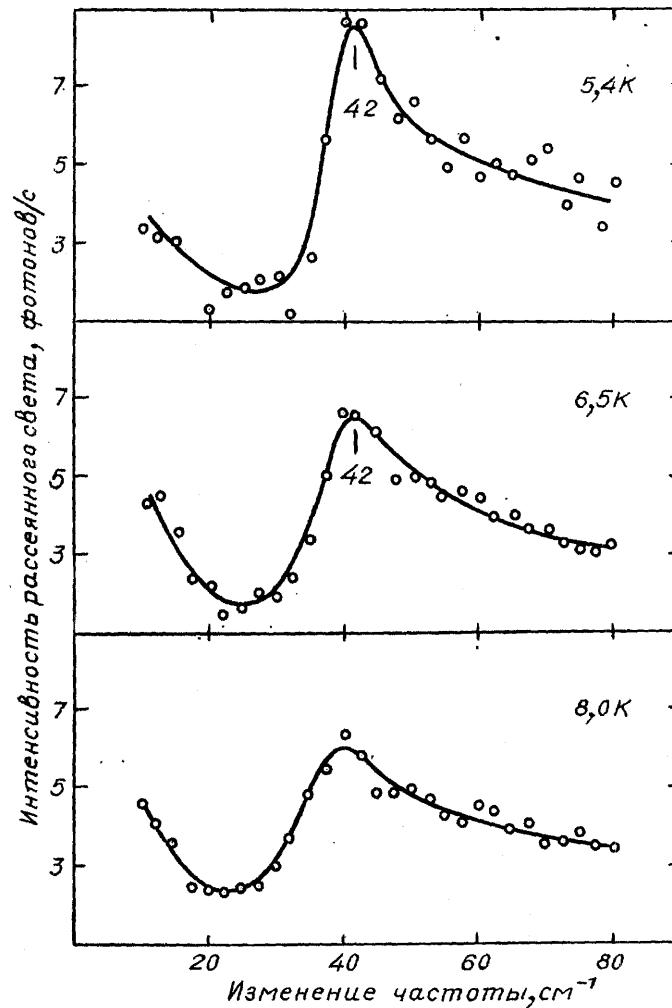


Рис. 1. Рамановский спектр V_3Si при низких температурах

позволяет судить о величине анизотропии щели, и из рис. 1 видно, что она составляет 10%. Впрочем, это — оценка сверху, поскольку отношение $\nu/\delta \sim 50 \text{ см}^{-1}$ ($\nu \sim 10^8 \text{ см/с}$, $\delta \sim 10^{-5} \text{ см}$), т. е. того же порядка, что и Δ , и поэтому здесь переходная ситуация от больших к малым переданным векторам. Предел малых переданных векторов $\nu/\delta \ll \Delta$ реализуется в ВТСП, если принять, что за сверхпроводимость ответствен механизм типа БКШ в электронной ферми-жидкости.

Сведения о наблюдении ЭРС в керамических образцах, пленках и монокристаллах $YBaCuO$ появились в 1987—1988 г. [7—11].

Рис. 2 и 3 взяты из работы [9], выполненной на монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при 3 и 90 К для двух ориентации,—параллельные (x, x) и скрещенные (x, y) поляризации: первый символ дает поляризацию падающего света, второй—рассеянного; свет падал вдоль оси c , в образце были двойники, и обозначения x и y соответствуют усредненным спектрам.

Острые пики на рис. 2, 3 описывают рамановское рассеяние на фонах. В частности, пики при 115 и 330 см^{-1} обнаруживают заметную

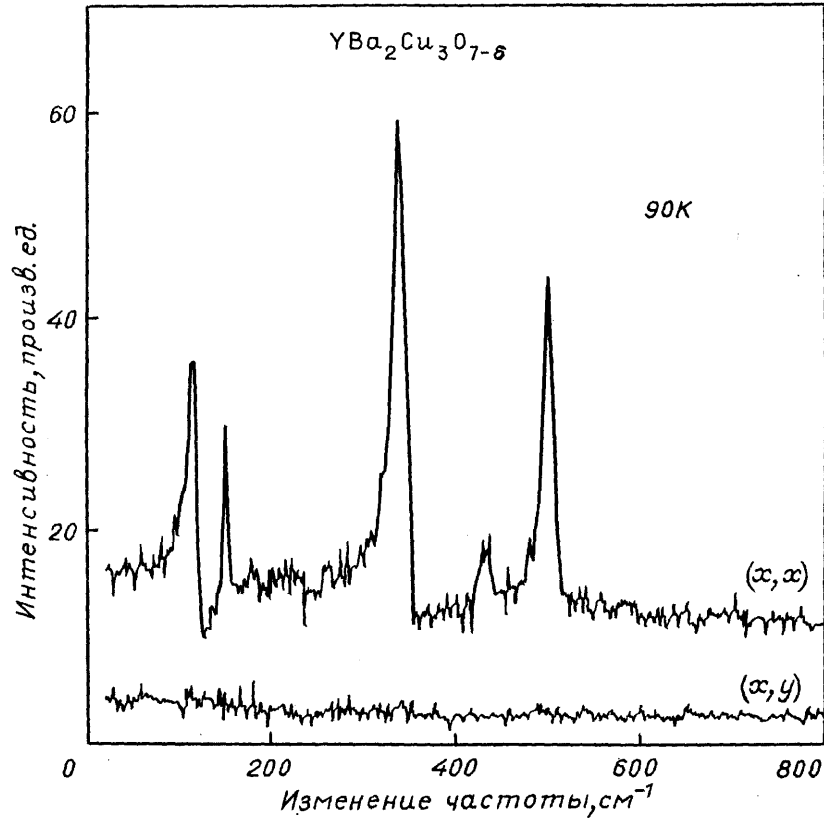


Рис. 2. Рамановский спектр $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ выше температуры перехода

температурную зависимость, а их форма, показывает, что они представляют так называемые резонансы Фано, т. е. обусловлены фоновыми колебаниями, сильно взаимодействующими с электронами проводимости [12].

Сравнивая рис. 2 и 3, можно заметить, что широкий континуум в области 20—600 см^{-1} весьма чувствителен к переходу в сверхпроводящее состояние. Оценивая 2Δ по соотношению БКШ $2\Delta = 3,5T_c \approx 230 \text{ см}^{-1}$, находим, что континуум может описывать ЭРС.

ЭРС наблюдалось недавно на сверхпроводящих висмутовых [13—16] и таллиевых [17, 18] системах. В работе [17] приведена оценка абсолютной величины сечения рассеяния $(1-3) \cdot 10^{-12}$, что согласуется с теоретическим расчетом [6], сделанным в предположении, что работает механизм спаривания типа БКШ.

Характерной особенностью электронных спектров всех современных высокотемпературных сверхпроводников является то, что рассеяние присутствует и в области достаточно малых переданных энергий 25—

100 см^{-1} , т. е. ниже ожидаемого значения щели в спектре. Можно было бы объяснить этот факт присутствием в образцах некоторого количества нормальной фазы.

Здесь возникает вопрос о том, как должно выглядеть ЭРС в нормальном металле. К сожалению, этот вопрос до сих пор экспериментально не изучен. Согласно теории [2, 19] у сечения рассеяния в нормальном металле имеется достаточно широкий максимум при $\omega \sim v/\delta$ в случае, когда металл достаточно «чистый». Для «грязного» металла, т. е. при условии, что глубина проникновения света δ велика по сравнению с длиной свободного пробега электронов l , максимум находится при

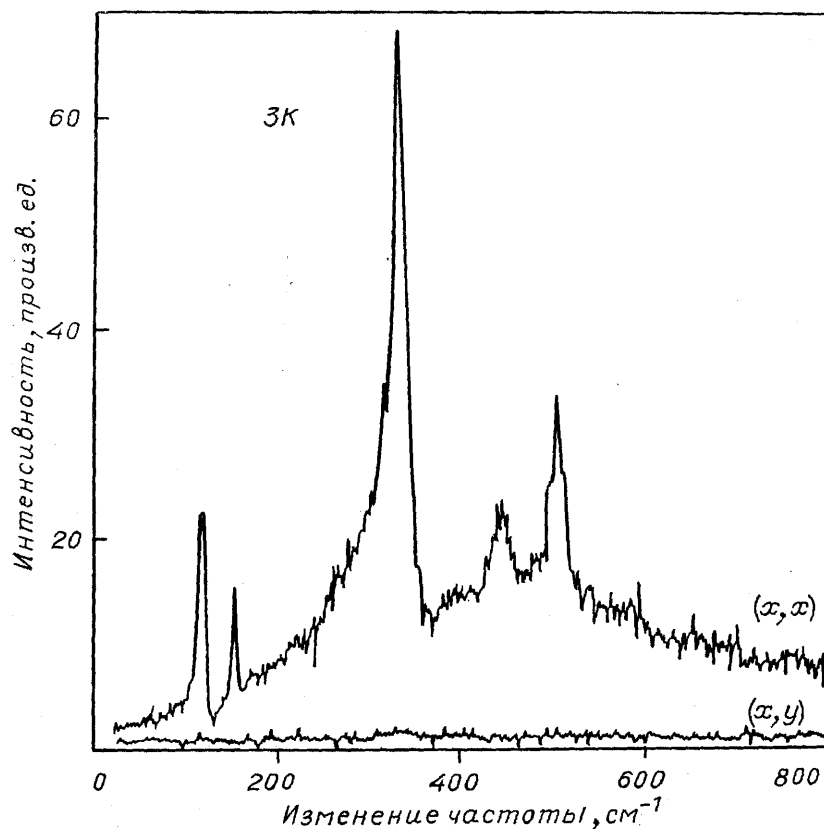


Рис. 3. Рамановский спектр $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при 3К

$\omega \sim l v / \delta^2$ [20]. В сторону меньших переданных частот сечение убывает до нуля. В типичном ВТСП $v \sim 0,5 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, $\delta \sim 10^{-5} \text{ см}$ и $v/\delta \sim 20 \text{ см}^{-1}$, а для «грязного» металла положение максимума ЭРС в несверхпроводящей фазе смещено в область еще меньших передач. Поэтому обсуждаемые здесь эксперименты выполнены в области, где падение сечения в сторону меньших передач еще не должно наступать. И такого падения не наблюдается для температур выше критической.

Для низких температур присутствие малого количества нормальной фазы должно проявляться в области $v/\delta < \omega \ll \Delta$ как независимое от переданной частоты слагаемое, что и наблюдается у ряда образцов. Однако для некоторых образцов экстаполяция сечения к $\omega=0$ дает достаточно малое значение. Измерение теплоемкости [21] на таллиевых образцах, выращенных по той же технологии, что и для наблюдения ЭРС с малым сечением при $\omega \rightarrow 0$, не обнаруживает в сверхпроводящей

области линейного по температуре вклада. Отсюда следует вывод об отсутствии в таких образцах несверхпроводящей фазы. Между тем и здесь имеется достаточно широкая область $25 < \omega < 200 \text{ см}^{-1}$, в которой при низких температурах наблюдается ЭРС с приблизительно линейной зависимостью от переданной частоты.

С точки зрения теории [6] в пределе малых переданных векторов $v/\delta \ll \Delta$, т. е. для ВТСП, в спектре ЭРС имеется порог при минимальном по ферми-поверхности значении щели $2\Delta_{\min}$. Затем сечение должно расти до тех пор, пока частота не превысит пороговое значение на величину порядка Δ , а потом будет убывать. Здесь, в отличие от ВТСП, максимум в ЭРС имеет ширину порядка Δ , независимо от того, существует или нет у щели анизотропия. Порог у сечения отсутствует, если минимальное значение щели обращается в нуль. В этом случае сечение возрастает квадратично с ростом частоты, если щель обращается в нуль в изолированных точках на ферми-поверхности, и линейно, если щель исчезает на линиях. Если щель где-то на ферми-поверхности исчезает, то довольно естественно, что это происходит на линиях в случае слоистых сверхпроводников, где ферми-поверхность должна иметь почти цилиндрическую форму.

Таким образом, анализ ЭРС в ВТСП приводит к следующим выводам: 1) минимальное на ферми-поверхности значение щели у них мало и, возможно, обращается в нуль так, что отношение $2\Delta_{\min}/T_c < 0,4$; 2) щель достигает минимального значения на линиях, а не в отдельных точках ферми-поверхности; 3) максимальное значение щели приблизительно удовлетворяет соотношению БКШ $2\Delta_{\max}/T_c \approx 4$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хайкин М. С., Быков В. П. //ЖЭТФ. **1956**. Т. 30. С. 191.
2. Абрикосов А. А.; Фальковский Л. А. //ЖЭТФ. **1961**. Т. 40. С. 262.
3. Sooryakumar R., Klein M. V. //Phys. Rev. Lett., 45. P. 660; **1980**. Phys. Rev. Ser. B. **1981** V 23 P 3123
4. Hackl R., Kaiser R., Schick Tanz S. //J. Phys. Ser, **1983**. V. 16. P. 1729.
5. Dierker S. B., Klein M. V., Webb G. W; Fisk Z. //Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 853. Klein M. V., Dierker S. B. //Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 29. P. 4976.
6. Abrikosov A. A., Falkovsky L. A. //Physica. Ser. C. 1988. V. 156. P. 1.
7. Баженов А. В., Горбунов А. В., Классен Н. И., Кондаков С. Ф., Кукушкин И. В., Кулаковский В. Д., Мисочко О. В., Тимофеев В. Б., Чернышева Л. И., Шенель В. Н. //Письма ЖЭТФ. Приложение. 1987. Т. 46. С. 35.
8. Lyons K. B., Lion S. H., Hong M., Chen H. S., Kwo J., Negren T. J. //Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 5592.
9. Cooper S. L., Klein M. V., Pazol B. G., Rice J. P., Ginsberg D. M. //Ibidem. 1988. V. 37. P. 5920; 1989. V. 39. P. 2781.
10. Thomsen C., Cardona M., Liu R., Gegenheimer B., Simon A. //Ibidem. 1988. V. 37. P. 9860.
- [11] Hackl R., Glaser W., Muller P., Einzel D., Andres K. //Ibidem. V. 38 P 7133
12. Fano U. //Ibidem. **1961**. V. 124. P. 1866.
13. Yamaka A., Kimura T., Minami P., Inoue K; Takekawa S. //Japan. J. Appl. Phvs. 1988. V. 27. P. L1902.
14. Slakey F., Klein M. V., Bukowski E. D., Ginsberg D. M. Submitted to Phys. Rev.
15. Kirilov D., Bozovic L., Geballe T. H., Kapitulnik A., Mitzi P. D. //Phvs. Rev. Ser. B. **1988**. V. 38. P. 1955.
16. Burns G., Chandrashekar, Dacol F. H., Strobel P. //Ibidem. 1989. V. 39. P 775
17. Максимов А. А., Тартаковский И. И., Тимофеев В. Б., Фальковский Л. А. //ЖЭТФ 1990. Т. 97. С. 1047.
18. Krantz M. C., Rosen H. J., Wei J. Y. T., Morris D. E. Accepted in Phys. Rev. Ser. B.
19. Ипатов А. П., Каганов М. И., Субашев А. В. //ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1830.
20. Фальковский Л. А. //ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 1146.
21. Urbach S. I. S, Mitzi D. B., Kapitulnik A., Wei J. Y. T., Morris D. E. Submitted to Phys. Rev. Ser. B.