ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 2, № 1 (1998) с. 120–122

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 2, No 1 (1998) p. 120–122

ЧИ Є АНОМАЛІЯ ЕФЕКТУ ХОЛЛА ПОБЛИЗУ КРИТИЧНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ У НАДПРОВІДНИКАХ?

Ю. О. Угрин
Дрогобицький педагогічний інститут імені Івана Франка,
вул. Франка, 34, Дрогобич, UA–293720, Україна
(Отримано 27 листопада 1996; в остаточному вигляді — 20 червня 1997)

Обчислено рухливість електронів — неосновних носіїв заряду — у високотемпературному надпровіднику $YBa_2Cu_3O_7$ при температурах, близьких до критичної (T_c) для $T > T_c$, звідки видно початок різкого її збільшення при температурах, що перевищують критичну на ~ 0.5 К. Коли температура досягає величини на 0.5 К вищої за критичну ($T_c = 91.9$ К), рухливість збільшується в 10 разів. У цьому ж температурному інтервалі відбувається різка зміна типу провідности — з діркової на електронну (якщо при $T = 91.8$ К відношення електронної σ_n до діркової σ_p провідности $\sigma_n/\sigma_p = 0.25$, то при $T = 92.8$ К, $\sigma_n/\sigma_p = 80$). Показано, що поведінка ефекту Холла при температурах, близьких до критичної, цілком вкладається в рамки звичайної кінетичної теорії і викликана різким збільшенням рухливости електронів.

Зроблено висновок, що оскільки така зміна знака ефекту Холла спостерігається у більшости надпровідників, незалежно від знака цього ефекту в нормальному стані, то за надпровідний стан відповідають неосновні носії заряду, завдяки різкому збільшенню їхньої рухливости.

Ключові слова: надпровідники, ефект Холла, рухливість, магнетоопір.

PACS number(s): 74.25.Fy

Зміну знака ефекту Холла в магнетному полі в надпровідниках (аномальний ефект Холла) спостерігало багато дослідників як у звичайних [1–8], так і у високотемпературних надпровідниках [5, 9–12]. Про фундаментальність цього явища свідчить те, що воно відбувається незалежно від величини критичної температури, ступеня анізотропії, чи то моно-, чи полікристал, об'ємний чи плівковий зразок.

Багато авторів якісно пов'язує зміну знака ефекту Холла з рухом вихорів під впливом зовнішнього електричного поля [6, 8, 11], оскільки вони, маючи протилежний заряд, будуть вносити і протилежний вклад в ефект Холла аж до зміни його знака. Інші автори [10, 13, 14] висловлюють припущення, що аномалія може бути пов'язана зі зміною параметрів носіїв заряду. Кількісно встановити цей зв'язок і є метою нашої роботи.

Розглянемо феноменологічну модель ґальваномагнетних явищ в ізотропних матеріялах з двома типами носіїв заряду протилежних знаків. Відомо [15], що поперечна провідність σ_{xx} у цьому випадку залежить від індукції магнетного поля:

$$\sigma_{xx} = \frac{(\sigma_1+\sigma_2)^2 + \sigma_1\sigma_2(R_{H1}+R_{H2})^2B^2}{(\sigma_1+\sigma_2) + \sigma_1\sigma_2(\sigma_1 R_{H1}^2 + \sigma_2 R_{H2})^2B^2}, \tag{1}$$

де $\sigma_1 = en\mu_n$ — питома електронна провідність, $\sigma_2 = ep\mu_p$ — питома діркова провідність, $R_{H1} = -1/en$, $R_{H2} = 1/ep$ — відповідні коефіцієнти Холла.

Якщо підставити останні чотири рівності в (1) і взяти до уваги, що $\rho_{xy} \ll \rho_{xx}$, то одержимо:

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sigma_{xx}} = \frac{1}{e}\cdot\frac{n\mu_n + p\mu_p + np\mu_p\mu_p\mu_p B^2}{(n\mu_n+p\mu_p)^2 + \mu_n^2\mu_p^2(n-p)^2B^2}. \tag{2}$$

Знаходження другої похідної від ρ_{xx} по B і накладання на неї умови $d^2\rho_{xx}/dB^2 = 0$ дає положення в магнетному полі точки перегину B_{bend}:

$$B_{bend} = \frac{1+ab}{\sqrt{3}(1-a)\mu_n}, \tag{3}$$

де $a = n/p$, $b = \mu_n/\mu_p$.

Тепер рівняння (2) можна записати у вигляді:

$$\rho = \rho_0 = \frac{1 + \dfrac{\mu_n(a+b)}{\sqrt{3}(1-a)bB_{bend}}B^2}{1 + \dfrac{1}{3B_{bend}^2}B^2}. \tag{4}$$

У випадку $a \ll 1$ (тоді $a \ll b$, бо $b > 1$), поклавши $B = B_{bend}$, отримаємо

$$\mu_n = \frac{\sqrt{3}}{B_{bend}}\left(\frac{4}{3}\frac{\rho(B_{bend})}{\rho_0} - 1\right). \tag{5}$$

Таким чином, при умові $n \ll p$ вимірювання поперечного магнетоопору дає пряму інформацію про рухливість неосновних носіїв заряду (в нашому випадку — електронів).

Застосовуємо цей результат до високотемпературного надпровідника $YBa_2Cu_3O_7$ при температурах,

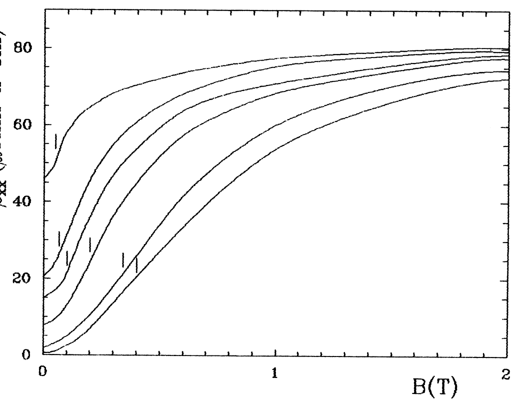

Рис. 1. Магнетопольові залежності поперечного питомого опору для епітаксіяльної плівки $YBa_2Cu_3O_7$ при різних температурах, близьких до критичної ($T > T_c$). Зверху вниз: T =92.75, 92.5, 92.4, 92.25, 92.0, 91.95 K. Рисками позначені положення точки перегину. Криві відтворено за температурними залежностями ρ_{xx} при різних значеннях індукції магнетного поля [6].

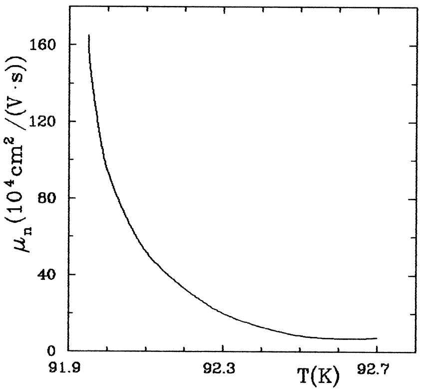

Рис. 2. Температурна залежність рухливости електронів в області критичної температури при $T > T_c$ для епітаксіяльної плівки $YBa_2Cu_3O_7$ обчислена за формулою (5).

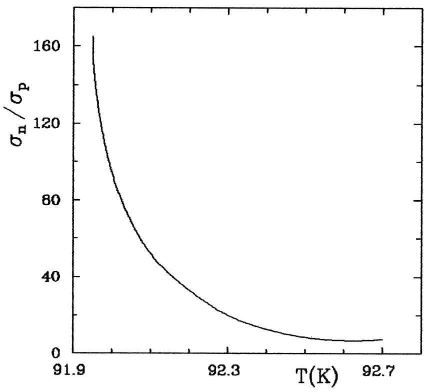

Рис. 3. Температурна залежність питомих провідностей електронів і дірок в області критичної температури при $T > T_c$ для епітаксіяльної плівки $YBa_2Cu_3O_7$ обчислена за формулою (6).

близьких до критичної в області $T > T_c$. Відразу зауважимо, що такий розрахунок може дати доволі наближені результати у зв'язку з досить сильною анізотропією цього кристала, проте небезпідставно сподіватися, що характер залежности від температури цих величин відповідає дійсності, оскільки вплив анізотропії не змінюється з температурою, тим більше в такому малому її інтервалі.

На рис. 1 показані експериментальні результати залежности поперечного магнетоопору ρ_{xx} від індукції магнетного поля для кількох температур, близьких до T_c, але таких, що $T > T_c$ [6]. Визначивши для кожної кривої точку перегину B_{bend}, за формулою (5) можна обчислити рухливість електронів. Результати цих обчислень показані на рис. 2, де бачимо різке збільшення рухливости електронів при наближенні до критичної точки.

Знайдемо відношення провідностей електронів і дірок, скориставшись формулою (3)

$$\frac{\sigma_n}{\sigma_p} = \frac{en\mu_n}{ep\mu_p} = ab = \sqrt{3}B_{bend}\mu_n - 1. \tag{6}$$

Результати цих обчислень подані на рис. 3, де видно, що в малому інтервалі температур ($\sim$ 1 K) відбувається різкий перехід від діркової до електронної провідности. Стає зрозумілою і причина раптового зменшення опору при наближенні до критичної температури — різке збільшення вкладу електронів, що своєю чергою пов'язане зі значним зростанням їхньої рухливости.

Повертаючись до проблеми аномалії ефекту Холла, слід відзначити, що ця висока рухливість електронів визначає від'ємний знак ефекту Холла в слабких магнетних полях. Це легко бачити, якщо написати вид коефіцієнта Холла в слабких магнетних полях при наявності двох типів носіїв заряду протилежних знаків [15].

$$R_H = \frac{1}{e}\frac{p - nb^2}{(p + nb)^2}. \tag{7}$$

Для того, щоб R_H змінив свій знак, достатньо змінити нерівність $b^2 < p/n$ на протилежну. Оскільки в такому малому температурному інтервалі вище від T_c малоймовірно сподіватися суттєвої зміни n чи p, то єдиною причиною зміни знака є зростання співвідношення $b = \mu_n/\mu_p$. Отже, відповідь на питання, поставлене в заголовку статті, негативна, оскільки поведінка ефекту Холла цілком вкладається в рамки класичної кінетичної теорії. Таким чином, проблема зміни знака ефекту Холла в надпровідниках поблизу критичної температури зводиться до фундаментальної проблеми самої природи надпровідности — проблеми різкого, а потім практично необмеженого збільшення рухливости неосновних носіїв заряду.

[1] H. Van Beelen, Physica **36**, 241 (1967).
[2] N. Usui, T. Ogasawara and K. Yasukochi, Phys. Lett. A **27**, 140 (1968).
[3] C. H. Weijesenfeld, Phys. Lett. A **28**, 362 (1968).
[4] K. Noto, S. Shinzawa and Y. Moto, Solid State Commun. **18**, (1976).
[5] S. J. Hagen, C. J. Lobb, R. L. Greene, M. G. Forrester and J. Kang, Phys. Rev. B **41**, 11630 (1990).
[6] S. J. Hagen, A. W. Smith, Rajesmari, J. L. Li, R. L. Greene, S. Mao, X. X. Xi, S. Bhattacharya, Qi Li and C. J. Lobb, Phys. Rev. B **47**, 1064 (1993).
[7] J. Luo, T. P. Orlando, W. R. White and M. R. Beasly, Bull. Am. Phys. Soc. **37**, 698 (1992).
[8] A. W. Smith, T. W. Clinton, C. C. Tsuei, C. J. Lobb, Phys. Rev. B **49**, 12927 (1994).
[9] Z. Young, Z. Qirui, K. Wieyan, X. Jansheng, H. Zhenhui, S. Shifang, Solid State Commun. **64**, 885 (1987).
[10] M. Galfy and E. Zirngiebl, Solid State Commun. **68**, 929 (1988).
[11] L. Forro and A. Hamzic, Solid State Commun. **71**, 1099 (1989).
[12] С. Н. Артеменко, И. Г. Горлова, Ю. И. Латишев, Письма журн. эксп. теор. физ. **49**, 352 (1989).
[13] E. C. Jones, D. K. Christen and B. C. Sales, Phys. Rev. B **50**, 7234 (1994).
[14] Lai-Chak Ho, Can. J. Phys. **48**, 1939 (1970).
[15] R. Smith, *Semiconductors*, (Cambridge University Press, 1978).

DOES THE HALL EFFECT ANOMALY EXIST IN THE VICINITY OF SUPERCONDUCTOR CRITICAL TEMPERATURE?

Yu. O. Ougrin

Ivan Franko Pedagogical Institute
24 Franko Str., Drohobych, UA–293720, Ukraine

At $T > T_c$ the mobility of the minority carriers (electrons) is calculated for the hight–temperature superconductor $YBa_2Cu_3O_7$. It is shown that the mobility rises sharply at $T > T_c + 0.5$ K and Hall effect behavior at $T \approx T_c$ particularly conductivity type change is accorded completely with the framework of usual kinetic theory and this behaviour is conditioned by a drastic enlargement of electron mobility.