Физика низких температур, 1996, т. 22, № 1, с. 107–110 УДК 539.292

Об аномалии низкотемпературной зависимости времени электрон-фононной релаксации в тонких пленках, находящихся на подложке

Е. С. Сыркин, Ю. Ф. Комник, Е. Ю. Беляев

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail:komnik@kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 27 июля 1995 г.

Предложен механизм, объясняющий уменьшение (по сравнению с теорией) показателя степени в температурной зависимости частоты электрон-фононной релаксации в тонких пленках металлов, находящихся на подложке. Механизм основан на предположении, что в рассматриваемых системах может распространяться волна Лява с необычным для акустики законом дисперсии $\omega \sim q^{1/2}$, характерным для двумерных плазмонов в электронной системе.

Запропоновано механізм, що пояснює зниження (в порівнянні з теоретичним значенням) показника степеня в температурній залежності часу електрон-фононної релаксації в тонких плівках металів, які знаходяться на підкладках. Механізм побудовано на припущенні, що в системах, які вивчаються, може розповсюджуватися хвиля Лява з особливим в акустиці законом дисперсії $\omega \sim q^{1/2}$, який відомий для двовимірних плазмонів у електронній системі.

Исследование эффектов квантовой интерференции электронов (слабой локализации и взаимодействия электронов) позволяет из квантовых поправок к проводимости определять время релаксации фазы волновой функции электронов τ_φ [1,2]. Объектами исследования этих эффектов в большинстве работ были тонкие пленки металлов. Температурное изменение τ_φ при достаточно низких температурах ($T \lesssim 3$ K) во многих случаях (см., например, [2–10]) имело вид $\tau_\varphi^{-1} \propto T$. Такая зависимость легко объясняется проявлением электрон-электронного рассеяния, для которого, согласно [1], в $2D$ неупорядоченных системах справедливо $\tau_{ee}^{-1} \propto T$, причем τ_{ee}^{-1} увеличивается с ростом сопротивления «на квадрат» пленки ($R_\square$). При более высоких температурах ($T \approx 5$–20 K) вид зависимости $\tau_\varphi(T)$ изменяется вследствие проявления электрон-фононного рассеяния. В этой области температур, как правило, $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$ [3–13]. Авторы упомянутых работ считали, что при таких температурах электрон-фононное рассеяние доминирует ($\tau_{ep} \ll \tau_{ee}$) и электрон-фононные процессы рассеяния в тонких пленках описываются зависимостью $\tau_{ep}^{-1} \propto T^2$.

Между тем из теории [14–17] следует, что в неупорядоченных металлах в условиях $ql > 1$ («чистый» предел) должна наблюдаться зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto T^3$, а в условиях $ql < 1$ («грязный» предел) зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto lT^4$ (l — длина свободного пробега электронов; q — волновой вектор теплового фонона). Эти результаты являются достоверными, хотя ранее обсуждались и некоторые другие теоретические варианты. Так, в работе [18] установлено, что процессы неупругого рассеяния электронов на колеблющихся примесях дают зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto l^{-1}T^2$. Аналогичный результат был получен в [2,19] из примесной добавки к функции Элиашберга. Однако, согласно [16], вклад этого механизма в энергетическую релаксацию электронов в «грязном» пределе исчезает. Он отсутствует и в «чистом» пределе [17], хотя, согласно [15], он может проявиться при $ql > 1$ для процессов рассеяния на поперечных фононах, но для основного механизма рассеяния электронов на продольных фононах в [15], как и в [16], получена зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto T^3$.

Цель настоящего сообщения состоит в попытке объяснить появление пониженного показателя степени T в зависимости $\tau_{ep}^{-1}(T)$, обнаруженного экспериментально для тонких пленок во многих работах [1–13,21–26]. Мы обращаем внимание на существенную роль подложки в формировании специфических упругих волн в рассматриваемых системах.

© Е. С. Сыркин, Ю. Ф. Комник, Е. Ю. Беляев, 1996

В работе [20] отмечалось, что появление в экспериментах с тонкими пленками зависимости $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$ может быть связано с неучтенным вкладом электрон-электронного рассеяния. Поскольку

$$\tau_\varphi^{-1} = \tau_{ee}^{-1} + \tau_{ep}^{-1} , \qquad (1)$$

при $\tau_{ee}^{-1} \propto T$ и $\tau_{ep}^{-1} \propto T^3$ для τ_φ^{-1} может появиться промежуточная степень. Между тем такое объяснение не является универсальным, поскольку оно действительно в узкой области температур, в которой $\tau_{ee} \approx \tau_{ep}$. Вклад τ_{ee} проявляется при гелиевых температурах лишь для пленок с относительно высоким значением сопротивления ($R_\square \geq 50$–70 Ом), например для пленок Bi [5–7], Be [8], переходных металлов [9], Mg, Al и Nb малой толщины [4]. Для этих объектов предположение в [20] весьма оправданно, что и было продемонстрировано для пленок Bi в [21,22].

Для низкоомных пленок, например меди и, что наиболее показательно, золота на различных подложках [10–13], наблюдавшаяся зависимость $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$ не содержит вклада τ_{ee}^{-1} и однозначно при $T > 5$ K может быть отождествлена с зависимостью $\tau_{ep}(T)$. Это утверждение тщательно проверено в работе [23], в которой получены зависимости $\tau_\varphi(T)$ для серии пленок золота примерно равной толщины (~ 100 Å) на сапфире, но с разной степенью разупорядочения ($R_\square$ изменялось от ≈ 10 до ≈ 500 Ом). В низкоомных пленках наблюдалась зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto T^2$ и лишь в высокоомных пленках показатель степени вырос до 2,65.

Кроме эффектов квантовой интерференции электронов, для получения информации о температурной зависимости τ_{ep} может быть использован эффект электронного перегрева в тонких пленках. В работах, посвященных этой задаче, для пленок Au, Cu и сплавов на их основе во многих случаях для температурной зависимости τ_{ep}^{-1} найден показатель степени равный двум, в частности, для пленок Au на кварце [13] и стекле [24], сплава $Au_{60}Pd_{40}$ на кремнии [25], сплава CuCr на кремнии [26]. Однако при более низких температурах ($T < 1$ K) для пленок Au на кремнии [27], сплавов AuCu на кремнии [28,29], Cu на сапфире [30] показатель степени оказался равным трем. Увеличение степени в области очень низких температур (ниже 1 K) связано с переходом от «чистого» к «грязному» пределу. В действительности и в этом случае показатель степени также оказывается меньше предсказываемого в теории значения.

Время τ_{ep} определяется функцией Элиашберга $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ в области частот, соответствующих энергии тепловых фононов [31]:

$$\tau_{ep}^{-1} = 4\pi \int d\omega \frac{\alpha^2(\omega)F(\omega)}{\mathrm{sh}\,(\hbar\omega/kT)} . \qquad (2)$$

Зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto T^2$ возникает в том случае, если функции Элиашберга линейна в области малых ω. Появление зависимости $\tau_{ep}^{-1} \propto T^2$ авторы ряда работ связывают с предполагаемой двумерностью фононного спектра в тонких пленках. В этом случае теория дает в «грязном» пределе зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto lT^3$ [20,27], а в «чистом» пределе следует ожидать $\tau_{ep}^{-1} \propto T^2$. Причиной двумерности фононного спектра в тонкой пленке является, как полагают, квантовый размерный эффект для фононов в условиях соизмеримости длины волны фононов $\lambda = 2\pi/q$ с толщиной пленки d. Использовав предположение о двумерности фононов в пленке, авторы [27] успешно согласовали результаты расчета τ_{ep} с экспериментальными данными. В [32] эти представления используются для описания процесса ухода тепла в среду в условиях разогревного эффекта в тонких пленках.

Известно [33,34], что в свободной тонкой пленке в условиях $d \ll \lambda$ существуют волны изгиба, обладающие квадратичным законом дисперсии $\omega \propto q^2$. Для таких колебаний плотность состояний линейно зависит от ω, т.е. $F(\omega) \propto \omega$. Аналогичная зависимость плотности состояний от частоты получена и для пленок произвольной толщины в предположении о двумерном характере колебаний в пленках [35]. (Отметим, что в $2D$ системах $F(\omega) \propto \omega$ [36,37].)

Мы же обращаем внимание на то, что при экспериментальном исследовании эффектов квантовой интерференции электронов и эффектов электронного перегрева используются не свободные пленки, а системы слой—подложка, причем акустическая связь пленки с подложкой отнюдь не является малой. Поэтому результаты, относящиеся к свободным пленкам, не могут быть реализованы в полной мере при исследовании рассматриваемых эффектов.

Итак, при изучении квантовой интерференции электронов в пленках металлов и электронного перегрева используется система слой—подложка. В такой системе может распространяться так называемая волна Лява [33] с чисто сдвиговой горизонтальной поляризацией (SH-волна). В случае изотропного слоя на изотропной подложке дисперсионное уравнение для такой волны имеет вид

$$\rho_0 s_{0t}^2 \sqrt{q^2 - \frac{\omega^2}{s_{0t}^2}} = \rho s_t^2 \sqrt{\frac{\omega^2}{s_t^2} - q^2}\ \mathrm{tg}\left(\sqrt{\frac{\omega^2}{s_t^2} - q^2}\, d\right), \tag{3}$$

где ρ, ρ_0 — плотности сред; s_t, s_{0t} — поперечные скорости звука (индекс «0» относится к подложке). Такая волна является однокомпонентной со смещением u_y, перпендикулярным направлению распространения волны (оси x). Как видно из (3), при

$$\rho_0 \ll \rho \quad \text{и} \quad s_{0t} \gg s_t\ , \tag{4}$$

т.е. при наличии очень тяжелого сильно замедляющего слоя закон дисперсии рассматриваемой волны имеет вид

$$\omega^2 = q\,\frac{\rho_0 s_{0t}^2}{\rho d}\ . \tag{5}$$

Такой необычный для акустики закон дисперсии $\omega \propto q^{1/2}$ был получен для системы слой—подложка в работе [38]. (Закон дисперсии $\omega \propto q^{1/2}$ характерен для двумерных плазмонов в двумерной электронной системе [39–41].) Плотность состояний для волны с таким законом дисперсии в одномерном случае имеет следующий вид:

$$F(\omega) = 2\omega G(\omega^2) \propto \omega\,\frac{1}{(d\omega^2/dq)} \propto \omega\ . \tag{6}$$

Проанализируем возможность распространения волны Лява с законом дисперсии (5) в тех экспериментальных системах, в которых выполняется соотношение $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$ или при сверхнизких температурах $\tau_\varphi^{-1} \propto T^3$ (таблица).

Таблица

№ п/п	Исследуемая система	ρ/ρ_0	s_{0t}/s_t
1	Au/кремний	8,3	4,13
2	Au/кварц	7,25	3,17
3	Au/сапфир	4,86	5,00
4	Cu/сапфир	2,25	2,58

Как видно из приведенной таблицы, во всех рассмотренных системах, в которых наблюдается пониженный показатель степени при T, четко выполняются и неравенства (4). Следовательно, предположение о возможности распространения в таких системах волны Лява с законом дисперсии $\omega \propto q^{1/2}$ не является противоречивым.

В заключение отметим, что наличие такого необычного для акустики закона дисперсии было показано при исследовании дислокаций в кристалле [42,43], а также при изучении высокотемпературных сверхпроводников с двойниковыми границами [44–48].

Настоящее исследование частично поддержано грантами U2G200 и U2I200 Международного научного фонда.

1. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, M. E. Gershenson, and Yu. V. Sharvin, *Sov. Sci. Rev.* A9, 223, Harwood Acad., Schur, Switzerland (1987).
2. G. Bergman, *Phys. Rev.* **107**, 1 (1984).
3. М. Е. Гершензон, В. Н. Губанков, Ю. Е. Журавлев, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 467 (1982); *ЖЭТФ* **83**, 2348 (1982).
4. М. Е. Гершензон, В. Н. Губанков, Ю. Е. Журавлев, *ЖЭТФ* **85**, 287 (1983).
5. F. Komori, S. Kobayashi, and W.. Sasaki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 368 (1983).
6. А. И. Савченко, А. С. Рылик, В. Н. Луцкий, *ЖЭТФ* **85**, 2210 (1983).
7. В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, *ФНТ* **18**, 1246 (1992).
8. А. В. Бутенко, Е. И. Бухштаб, В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, *ФНТ* **14**, 421 (1988).
9. R. Rosenbaum, M. Ben-Shlomo, S. Goldsmith, and R. L. Boxman, *Phys. Rev.* B39, 10009 (1989).
10. G. Dumpich and A. Carl, *Phys. Rev.* B43, 12074 (1991).
11. G. Bergman, *Phys. Rev.* B29, 6114 (1984).
12. R. P. Peters and G. Bergman, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 3478 (1985).
13. G. Bergman, Wei Wei, Yao Zou, and R. M. Mueller, *Phys. Rev.* B41, 7386 (1990).
14. A. Schmid, *Z. Phys.* 259, 421 (1973).
15. J. Rammer and A. Schmid, *Phys. Rev.* B34, 1352 (1986).
16. М. Ю. Рейзер, А. В. Сергеев, *ЖЭТФ* **90**, 1056 (1986).
17. M. Yu. Reizer, *Phys. Rev.* B40, 5411 (1989).
18. H. Takayama, *Z. Phys.* 263, 323 (1973).
19. G. Bergman, *Phys. Rev.* B3, 3797 (1971).
20. D. Belitz and S. Das Sarma, *Phys. Rev.* B36, 7701 (1987).
21. В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, *ФНТ* **19**, 410 (1993).
22. Ю. Ф. Комник, В. Ю. Каширин, *ФНТ* **19**, 908 (1993).
23. Б. П. Белевцев, Ю. Ф. Комник, Е. Ю. Беляев, *ФНТ* **21**, 839 (1995).
24. S. I. Dorozhkin, F. Lell, and W. Schoepe, *Solid State Commun.* 60, 245 (1986).
25. C. G. Smith and M. N. Wybourne, *Solid State Commun.* 57, 411 (1986).
26. J. F. Di Tusa, K. Lin, M. Park, M. S. Isaacson, and S. M. Parpia, *Phys. Rev. Lett.* 68, 1156 (1992).
27. P. M. Echternach, M. R. Thoman, G. M. Gould, and H. M. Bozlex, *Phys. Rev.* B46, 10339 (1992).
28. F. C. Wellstood and J. Clark, *Bull. Am. Phys. Soc. Series II* 34, 1019 (1989).
29. F. C. Wellstood, C. Urbina, and J. Clark, *Phys. Rev.* B49, 5942 (1994).
30. M. L. Roukes, M. R. Freeman, R. S. Germain, R. C. Richardson, and M. B. Ketchen, *Phys. Rev. Lett.* 55, 422 (1985).
31. B. Keck and A. Schmid, *J. Low Temp. Phys.* 24, 611 (1976).
32. J. C. Nabity and M. N. Wybourne, *Phys. Rev.* B44, 8990 (1991).
33. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1965).
34. И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **22**, 471 (1952).
35. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский, *Известия ВУЗов*, Физика № 4, 130 (1966).
36. А. А. Марадудин, Э. Монтролл, Дж. Вейсс, *Динамическая теория кристаллической решетки в гармоническом приближении*, Мир, Москва (1956).
37. А. М. Косевич, *Физическая механика реальных кристаллов*, Наукова думка, Киев (1981).
38. Ю. А. Косевич, Е. С. Сыркин, *Акустический журнал* **34**, 113 (1989).
39. A. L. Fetter, *Phys. Rev.* B10, 3739 (1974).

40. P. M. Platzman and H. Tzoar, *Phys. Rev.* **B13**, 3197 (1976).
41. М. К. Балакирев, И. А. Гилинский, *Волны в пьезокристаллах*, Наука, Новосибирск (1982).
42. А. М. Косевич, *Дислокации в теории упругости*, Наукова думка, Киев (1978).
43. А. М. Косевич, М. Л. Поляков, *ФТТ* **21**, 2941 (1979).
44. G. R. Barsch, B. Horovitz, and J. A. Krumhansl, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1251 (1987).
45. B. R. Horovitz, G. K. Barsch, and J. A. Krumhansl, *Phys. Rev.* **B36**, 8895 (1987).
46. Ю. А. Косевич, Е. С. Сыркин, *ФНТ* **15**, 614 (1989).
47. Yu. A. Kosevich and E. S. Syrkin, *Phys. Rev.* **B43**, 326 (1991).
48. B. Horovitz, G. R. Barsch, and J. A. Krumhansl, *Phys. Rev.* **B43**, 1021 (1991).

On anomalous low temperature dependence of electron-phonon relaxation time in thin films deposited on the substrate

E. S. Syrkin, Yu. F. Komnik, and E. Yu. Beliayev

A new suggestion is offerred to explain the occurrence of a lowered exponent of power in the temperature dependence of electron-phonon relaxation time in thin films of heavy metals deposited onto substrates. The assumption implies that the Love waves propagate through the systems under consideration by the dispersion law $\omega \sim q^{1/2}$ typical of two-dimensional plasmons in electron systems but unusual for acoustics.