Физика низких температур, 1995, т. 21, № 7, с. 763–772 УДК 539.292

Эффекты слабой локализации электронов в проводимости пленок золота, подвергнутых облучению ионами аргона

Б. И. Белевцев, Е. Ю. Беляев

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

В. В. Бобков, В. И. Глушко

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 22 ноября 1994 г., после переработки 22 марта 1995 г.

Исследованы эффекты слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия в проводимости осажденных в вакууме тонких пленок золота (толщина $L \leq 10$ нм) до и после облучения их ионами аргона с энергией 0,5–3,5 кэВ. Влияние облучения (при дозах до $\simeq 8 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$) сводилось к уменьшению толщины пленок и увеличению беспорядка кристаллической решетки. Температурные и магнитополевые зависимости квантовых поправок к проводимости пленок $\Delta\sigma$ были измерены при температурах $0{,}5\ \text{K} \leq T \leq 50\ \text{K}$ и магнитных полях до 20 кЭ. Численная обработка этих зависимостей позволила определить скорости неупругой, спин-орбитальной и спин-спиновой релаксации электронов. Обнаружено, что скорости спин-орбитальной релаксации в исследованных пленках уменьшаются при увеличении беспорядка под влиянием ионного облучения. Показано, что такое поведение (противоречащее, на первый взгляд, известным представлениям) возможно в тонких пленках при уменьшении длины свободного пробега электронов, если преобладающий вклад в спин-орбитальное рассеяние вносит поверхностное рассеяние электронов.

Досліджено ефекти слабкої локалізації та електрон-електронної взаємодії у провідності осаджених у вакуумі тонких плівок золота (товщина $L \leq 10$ нм) до та після опромінення їх іонами аргону з енергією 0,5–3,5 кеВ. Вплив опромінення (при дозах до $\simeq 8 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$) зводився до зменшення товщини плівок та збільшення непорядку кристалічної гратки. Температурні та магнітопольові залежності квантових поправок до провідності плівок $\Delta\sigma$ було виміряно при температурах $0{,}5\ \text{K} \leq T \leq 50\ \text{K}$ та в магнітних полях до 20 кЕ. Чисельний аналіз цих залежностей дозволив визначити швидкості непружньої, спін-орбітальної та спін-спінової релаксації електронів. Знайдено, що швидкості спін-орбітальної релаксації у досліджуваних плівках зменшуються при збільшенні непорядку під впливом іонного опромінення. Показано, що така поведінка (суперечна, на перший погляд, відомим уявленням) можлива у тонких плівках при зменшенні довжини вільного пробігу електронів за умовою переважного внеску поверхневого розсіяння електронів у спін-орбітальне розсіяння.

Введение

Известно, что при достаточно низких температурах наличие даже слабого беспорядка в кристаллической решетке металлов может приводить к существенным отклонениям поведения электронов проводимости от классической модели Друде. Такое явление обусловлено волновым поведением электронов и называется эффектом слабой локализации (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) [1–3]. При низких температурах электроны проводимости могут многократно рассеиваться на примесях без потери своей фазовой когерентности. Эффект СЛ (и соответствующие квантовые поправки к проводимости) обусловлен интерференцией рассеянных волн, образующихся при каждом из таких столкновений с примесями. Вследствие этого величины квантовых поправок непосредственно зависят от времени релаксации фазы электронов τ_φ. Характер и частота фазовой релаксации определяются электрон-электронными и электрон-фононными столкновениями. Помимо этого, эффекты СЛ зависят также и от времен спиновой релаксации электронов: времени спин-орбитального τ_{SO} рассеяния и времени спин-спинового τ_s рассеяния.

Эффекты СЛ и ЭЭВ в настоящее время активно используются для изучения влияния беспорядка (т.е. уменьшения длины свободного пробега электронов) на процессы неупругой и спиновой релаксации электронов. В настоящей работе мы провели такого рода исследование для пленок золота, полученных вакуумной конденсацией. Электронные свойства золота хорошо известны, что позволяет с достаточной точностью оценивать различные электронные характеристики пленок, например коэффициент диффузии электронов. Предыдущие

© Б. И. Белевцев, Е. Ю. Беляев, В. В. Бобков, В. И. Глушко, 1995

исследования эффектов СЛ и ЭЭВ в пленках золота были проведены для слабо разупорядоченных пленок [4–7]. Для усиления беспорядка кристаллической решетки нами было использовано облучение пленок в вакууме ионами высоких энергий, что приводило к созданию в них радиационных повреждений решетки. Это позволило выявить некоторые неизвестные ранее особенности влияния беспорядка на процессы спиновой и фазовой релаксации электронов.

Методика эксперимента

Пленки золота толщиной $\simeq 10$ нм осаждали со скоростью 0,05 нм/с при давлении 10^{-4} Па посредством термического испарения из молибденовой лодочки. Чистота исходного материала составляла 99,99%. Вакуумная конденсация осуществлялась одновременно на подложку из монокристалла сапфира (для последующего измерения проводимости пленок) и скол монокристалла NaCl (для структурных исследований в электронном микроскопе). Обе эти подложки были предварительно покрыты слоем SiO (толщиной $\simeq 15$ нм) для обеспечения одинаковых структурных и топологических параметров осажденных на них пленок. Все процессы осаждения пленочных компонентов (подслоя SiO, золотых контактов и самих пленок) осуществлялись в одном цикле с использованием системы подвижных масок и заслонок. Это позволило значительно уменьшить загрязнение остаточными газами поверхностей раздела между последовательно осаждаемыми компонентами. На одной сапфировой подложке приготовляли одновременно пять пленок размерами 2×0,1 мм. Эти пленки, за исключением одной из них, подвергались в дальнейшем бомбардировке в вакууме ионами аргона с энергией в интервале 0,5–3,5 кэВ. Дозы облучения Ф составляли $1\cdot10^{15}-1\cdot10^{16}$ см$^{-2}$. Одновременно с пленками на сапфировой подложке облучались и пленки на подложке из NaCl, используемые для изучения в электронном микроскопе.

Эффекты СЛ и ЭЭВ в исследованных пленках проявлялись в особенностях экспериментальных зависимостей сопротивления R от перпендикулярного магнитного поля H (0–20 кЭ) и температуры (0,5–50 К). Измерения проводились в вакуумном криостате, в котором сапфировые подложки с пленками прижимались к медной емкости с ^{3}He.

Результаты и обсуждение

Исходные пленки золота были, как правило, сплошными (рис. 1,*а*). Облучение ионами аргона приводило к появлению в пленках «дырок» размерами около 20–30 нм (рис. 1,*б*, *в*, *г*). Некоторые из приготовленных пленок имели толщину менее 10 нм (около 8–9 нм) и были несплошными уже в исходном состоянии (рис. 2,*а*). На них были видны «дырки» в виде извилистых «трещин» шириной $\simeq 5$ нм и длиной $\simeq 100$ нм. При повышении дозы облучения эти «трещины» расширялись и удлинялись (рис. 2,*б*). Доля поверхности пленок, занимаемая «дырками» или «трещинами», увеличивалась с повышением дозы облучения, но для обсуждаемых в настоящей работе пленок обычно не превышала 20%.

Рассмотрим в первом приближении возможное влияние эффектов протекания на проводимость исследованных пленок при указанной степени заполнения поверхности подложек металлом. В теории протекания в качестве характерного параметра беспорядочных смесей металла и изолятора используют величину x — относительную объемную долю металла. Проводимость такой системы отличается от нуля при $x > x_c$ (x_c — порог протекания). Для двумерных систем x представляет собой относительную долю общей площади, занятую металлом. Расчетные величины x_c для различных модельных задач протекания в двумерных системах находятся в пределах 0,4–0,7 [8–10]. Топологическая структура реальных несплошных пленок зависит от способа и условий приготовления и поэтому может не соответствовать известным математическим моделям. В экспериментальных работах для островковых пленок золота, полученных вакуумной конденсацией, приводятся следующие величины x_c: 0,5 [11,12]; 0,74 [13]. В работах [14,15] указывается величина $x_c = 0{,}7$ как для островковых пленок золота, так и для пленок золота, подвергнутых ионному травлению.

Анализ микрофотографий исследованных нами образцов показал, что величина x_c составляет примерно 0,6 (на рис. 3 приведена микрофотография еще проводящей пленки почти на пороге протекания с $x \simeq 0{,}63$). Минимальная величина x для обсуждаемых в настоящей работе образцов составляла около 0,8. Поэтому в первом приближении эффектами протекания можно пренебречь. В пользу этого свидетельствуют результаты работ [14,15], в которых для пленок золота не было обнаружено влияние эффектов протекания при $x = 0{,}8$ даже при более высоком пороге протекания ($x_c \simeq 0{,}7$).

Обращает на себя внимание (рис. 1), что размеры зерен в пленках в результате облучения возрастают (от ~ 30 до ~ 60 нм). Это связано, по-видимому, с тем, что пленки при облучении довольно сильно нагревались (до 500–600 °С) и происходил процесс рекристаллизации. При малых дозах облучения (до $\simeq 4\cdot10^{15}$ см$^{-2}$) это сопровождалось

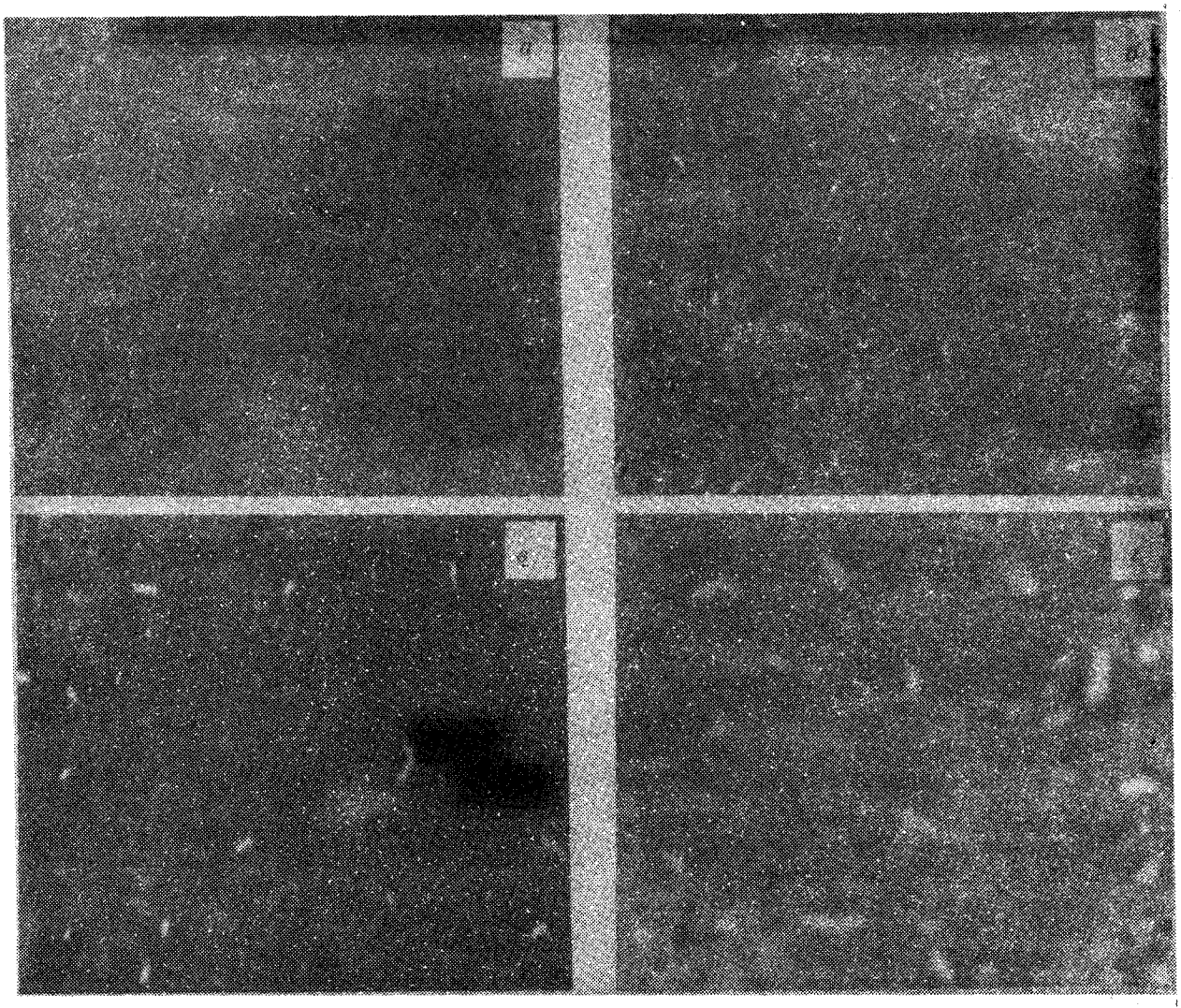

Рис. 1. Микрофотографии образца Au2 (толщина в исходном состоянии $L \simeq 10$ нм), полученные в просвечивающем электронном микроскопе (увеличение 50 000): исходное состояние пленки (*а*); пленка после облучения ионами аргона с дозами $1 \cdot 10^{15}$ (*б*), $3 \cdot 10^{15}$ (*в*) и $5 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ (*г*).

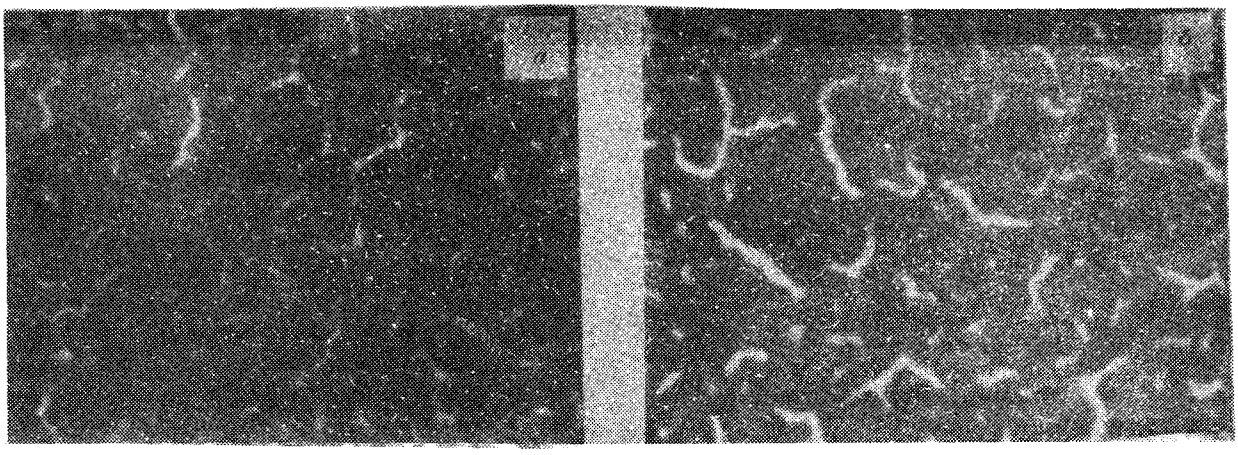

Рис. 2. Микрофотографии образца Au5 (толщина в исходном состоянии $L \simeq 10$ нм), полученные в просвечивающем электронном микроскопе (увеличение 50 000): исходное состояние пленки (*а*); пленка после облучения ионами аргона с дозой $5 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ (*б*).

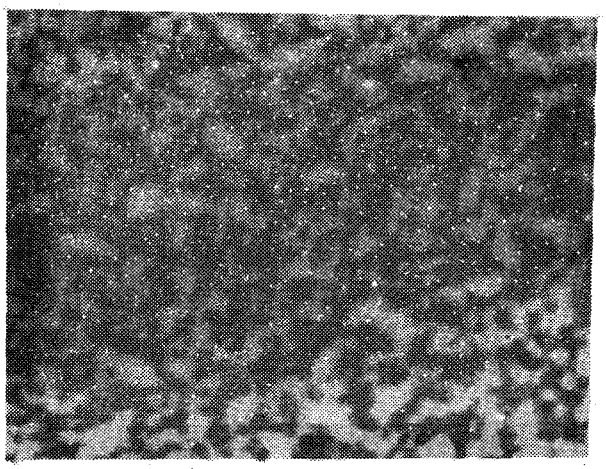

Рис. 3. Микрофотография образца Au5 (толщина в исходном состоянии $L \simeq 10$ нм) после облучения ионами аргона с дозой $7 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ (увеличение 50 000).

падением сопротивления пленок в 1,5–2 раза. При дальнейшем увеличении дозы размер зерен не увеличивался, а сопротивление пленок возрастало по сравнению с исходными значениями. Например, для одной из серий пленок повышение дозы облучения до $8 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ приводило к 30-кратному повышению $R_{\square}$. При этом доля «дырок» составляла около 22%, а уменьшение толщины — не более 20% (для оценки относительного изменения толщины проводились измерения оптической плотности пленок до и после облучения). Таким образом, можно полагать, что повышение сопротивления пленок в результате облучения в значительной степени связано с возникновением радиационных дефектов решетки.

Зависимости проводимости σ от температуры и перпендикулярного магнитного поля для исследованных пленок хорошо соответствовали влиянию эффектов СЛ и ЭЭВ. При анализе результатов мы использовали известные теоретические выражения для квантовых поправок $\Delta\sigma(T, H)$ в двумерных системах [1–3]. Например, температурная зависимость $\Delta\sigma(T)$ в нулевом магнитном поле имеет вид

$$\Delta\sigma(T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left(\ln\frac{\tau}{\tau_\varphi^*} + \frac{1}{2}\ln\frac{\tau_\varphi}{\tau_\varphi^*}\right) + \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left(1 - \frac{3}{4}F\right)\ln\frac{kT\tau}{\hbar}, \qquad (1)$$

где τ — время упругой релаксации электронов (на примесях и дефектах решетки); $\tau_\varphi^{-1} = \tau_i^{-1} + 2\tau_s^{-1}$; $\tau_s^{*-1} = \tau_i^{-1} + 4/3\,\tau_{so}^{-1} + 2/3\,\tau_s^{-1}$; τ_i — время фазовой релаксации за счет неупругих процессов рассеяния; $\tau_i^{-1} \sim T^p$, где p — целочисленный индекс, зависящий от механизма неупругого рассеяния; τ_s и τ_{so} — времена релаксации спина за счет спин-спиновых и спин-орбитальных взаимодействий (ССВ и СОВ). Первый член в (1) соответствует эффектам СЛ, а второй — эффектам ЭЭВ. Во втором члене буквой F обозначена безразмерная постоянная взаимодействия электронов с суммарным спином $J = 1$ [2,3], которая для типичных металлов близка к нулю. Для малых поправок справедливо равенство $-\Delta\sigma = (\Delta R/R)\,R_{\square}^{-1}$. С учетом этого формулу (1) можно представить в виде

$$\frac{\Delta R}{R} = -\,a_T\frac{e^2R_{\square}}{2\pi^2\hbar}\ln T + \text{const}, \qquad (2)$$

где безразмерный коэффициент a_T в различных предельных случаях принимает следующие значения:

$$a_T = \begin{cases} 1 + p & \text{при } \tau_{so} \gg \tau_i(T);\ \tau_s \gg \tau_{so},\ \tau_i(T), \quad (3а) \\ 1 - \dfrac{p}{2} & \text{при } \tau_{so} \ll \tau_i(T);\ \tau_s \gg \tau_{so},\ \tau_i(T), \quad (3б) \\ 1 & \text{при } \tau_s \ll \tau_i(T). \quad (3в) \end{cases}$$

Случаи (3а), (3б) и (3в) — соответственно слабое СОВ и отсутствие значительного рассеяния электронов на магнитных примесях, сильное СОВ и слабое рассеяние на магнитных примесях и сильное ССВ подавляет вклады от всех других процессов спиновой и фазовой релаксаций. Разумеется, приведенные случаи являются предельными, и экспериментальные значения a_T в соответствии с общей формулой (1) могут принимать некоторые промежуточные значения.

Изменение проводимости в перпендикулярном магнитном поле для двумерных систем, связанное с эффектами СЛ, описывается выражением

$$\Delta\sigma(H) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left[-\frac{3}{2}f(\tau_\varphi^*/\tau_H) - \frac{1}{2}f(\tau_\varphi/\tau_H)\right], \qquad (4)$$

где $f(x) = \ln(x) + \psi(1/2 + 1/x)$; ψ — дигамма функция; $\tau_H = \hbar c/4DeH$ — «магнитное» время (D — коэффициент диффузии электронов). Оценки показывают, что для исследованных пленок вкладом эффектов ЭЭВ в магнитосопротивление (МС) можно пренебречь, поэтому мы не приводим соответствующие выражения.

На рис. 4 показаны экспериментальные зависимости $\Delta\sigma(H)$, полученные при различных температурах для исходного (без облучения) состояния одной из пленок золота. Видно, что МС положительно, что соответствует случаю сильного СОВ ($\tau_{so} \ll \tau_i(T)$).

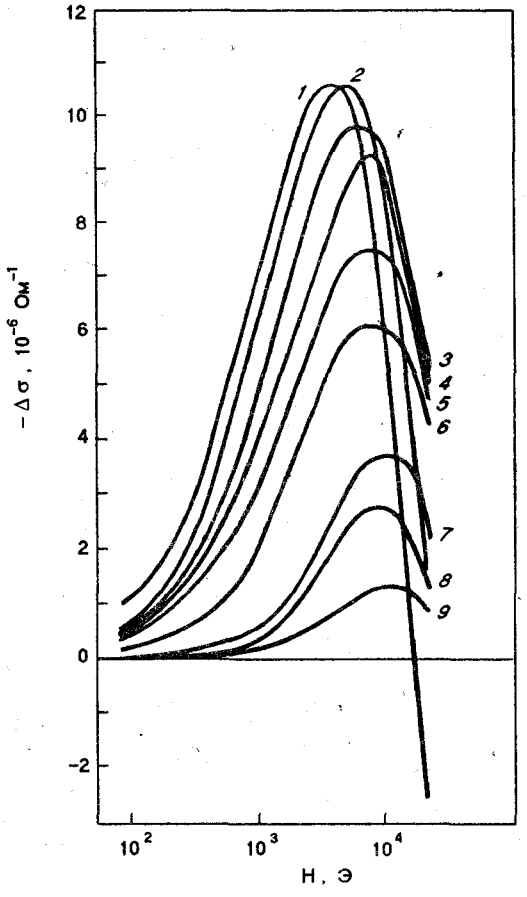

Рис. 4. Зависимости квантовой поправки к проводимости образца Au5 (толщина $L \simeq 10$ нм, $R_{\square} \simeq 14{,}6$ Ом, без облучения) от перпендикулярного магнитного поля при температурах T, К: 0,57 (*1*); 1,5 (*2*); 3,065 (*3*); 6 (*4*); 9 (*5*); 12 (*6*); 16 (*7*); 20 (*8*); 30 (*9*).

В предыдущих исследованиях эффектов СЛ и ЭЭВ в пленках золота [5–7,14] также было обнаружено положительное МС. Кривые $\Delta\sigma(H)$, однако, немонотонны (имеется максимум). Такое поведение, в соответствии с формулой (4), отражает конкуренцию вкладов неупругого и спинового рассеяния электронов. После облучения этой пленки максимальные значения поправки $\Delta\sigma(H)$ уменьшаются, а положения максимумов сдвигаются в сторону более высоких значений H (рис. 5). Это свидетельствует об уменьшении после облучения отношения

$$n_\varphi = \frac{\tau_\varphi}{\tau_\varphi^*} = \frac{\tau_i^{-1} + 4/3\,\tau_{so}^{-1} + 2/3\,\tau_s^{-1}}{\tau_i^{-1} + 2\tau_s^{-1}} . \qquad (5)$$

При $T \geq 5$ К вкладом τ_s^{-1} можно пренебречь, поэтому уменьшение n_φ может быть связано с увеличением τ_{so}. Это предположение подтвердилось при численном сравнении экспериментальных кривых $\Delta\sigma(H)$ с формулой (4).

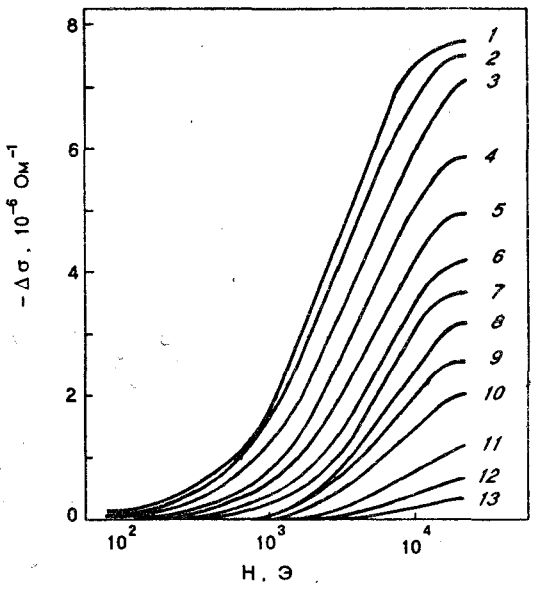

Рис. 5. Зависимости квантовой поправки к проводимости образца Au5 ($R_{\square} \simeq 143{,}3$ Ом, доза облучения $\Phi = 7 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$, средняя толщина после облучения $L \simeq 8{,}7$ нм) от перпендикулярного магнитного поля при температурах T, К: 0,5 (*1*); 3 (*2*); 7 (*3*); 9 (*4*); 12 (*5*); 14 (*6*); 16 (*7*) 18 (*8*); 20 (*9*); 25 (*10*); 30 (*11*); 40 (*12*); 50 (*13*).

В общем случае экспериментальные кривые $\Delta\sigma(H)$ полностью соответствовали формуле (4) только при малых полях ($\leq$ 2–5 кЭ). При более высоких полях величины поправок $\Delta\sigma(H)$ были меньше (в предельных случаях на 20%) теоретических значений. Известны несколько причин такого рода отклонений при увеличении магнитного поля: влияние неоднородности структуры, выход за границы диффузионного предела [16] и переход к трехмерному случаю СЛ. Тем не менее используемые нами теоретические кривые хорошо воспроизводили как форму экспериментальных кривых, так и положение максимумов.

В результате численной обработки экспериментальных зависимостей $\Delta\sigma(H, T)$ мы определили зависимости $\tau_\varphi(T)$, одна из которых приведена на рис. 6. Из рисунка следует, что характер температурной зависимости τ_φ изменяется при понижении температуры. При 10 К $\leq T \leq$ 50 К справедливо $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto T^2$, при 3 К $\leq T \leq$ 10 К — $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto \propto T$, а при еще более низких температурах τ_φ стремится к некоторому постоянному значению. Такого рода поведение τ_φ характерно для всех исследованных пленок, хотя, конечно, температуры перехода от одной зависимости к другой для разных образцов неодинаковы, так как величины τ_φ зависят от сопротивления образцов. Зависимость $\tau_\varphi^{-1}(T) = A_0\,T^2$ была обнаружена для пленок золо-

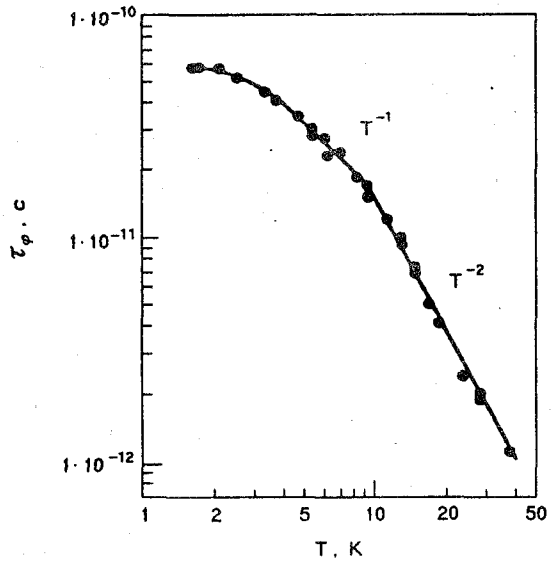

Рис. 6. Температурная зависимость времени фазовой релаксации электронов $\tau_\varphi(T)$ образца Au4 ($R_\square$ = 161,5 Ом, доза облучения $\Phi = 6{,}5\cdot10^{15}$ см$^{-2}$, средняя толщина после облучения $L \simeq 8{,}5$ нм).

та и в предыдущих работах [4,6,7,14] и обусловлена электрон-фононными столкновениями. Для облученных пленок золота мы нашли, что величина A_0 сильно зависит от степени беспорядка и уменьшается примерно на порядок при увеличении $R_\square$ от $\simeq 14$ до $\simeq 500$ Ом. Это свидетельствует об ослаблении электрон-фононного взаимодействия при усилении беспорядка*.

Линейная зависимость $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto T$, наблюдаемая при низких температурах (рис. 6), обусловлена релаксацией фазы электронов из-за электрон-электронных столкновений с малыми передачами энергии и импульса и соответствует (с точностью до множителя порядка единицы) выражению [2]

$$\tau_\varphi^{-1}(T) = \frac{\pi kT}{\hbar}\frac{e^2R_\square}{2\pi^2\hbar}\ln\left(\frac{\pi\hbar}{e^2R_\square}\right). \qquad (6)$$

Стремление $\tau_\varphi(T)$ к постоянному значению при $T \to 0$ обусловлено, по всей видимости, влиянием магнитных примесей. Поскольку при достаточно низких температурах $\tau_s \ll \tau_i$, обратное время $\tau_\varphi^{-1} = \tau_i^{-1} + 2\tau_s^{-1} \to 2\tau_s^{-1}$. Из рис. 6 следует, что $\tau_s \simeq 1\cdot10^{-10}$ с. Это значение τ_s примерно одинаково для всех исследованных образцов и не зависит явным образом от их сопротивления. По данной величине τ_s можем оценить концентрацию магнитных примесей c_m с помощью приближенного равенства $\tau_s^{-1} \simeq c_m / 2\pi\hbar N(E_F)$ ($N(E_F)$ — плотность состояний на поверхности Ферми) [17]. Подставив полученную в рамках модели свобод-

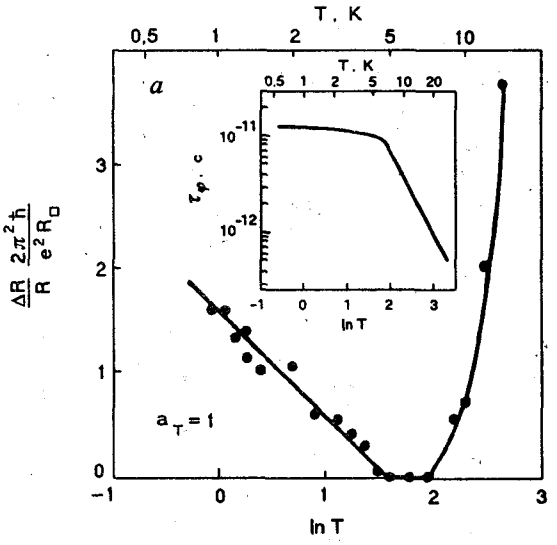

Рис. 7. Температурные зависимости безразмерной квантовой поправки к сопротивлению пленок золота в отсутствие магнитного поля (●) и в поле H = 20 кЭ (○). Образец Au5 (L = 10 нм, $R_\square$ = 14,6 Ом, без облучения) (*а*); образец Au4 (средняя толщина после облучения L = 10 нм, $R_\square$ = 44,4 Ом, $\Phi = 5\cdot10^{15}$ см$^{-2}$) (*б*).

* Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в отдельной публикации.

ных электронов для золота величину $N(E_F) \simeq$ $\simeq 1 \cdot 10^{34}$ эрг$^{-1} \cdot$см$^{-3}$, можно получить атомную концентрацию магнитных примесей $n_m \simeq 10^{-5}$. Эта величина представляется весьма реальной, так как общая концентрация примесей (магнитных и немагнитных) в используемом для получения пленок материале составляет около 10^{-4}.

Отметим, что температурные зависимости сопротивления $R(T)$ исследованных пленок отражают влияние эффектов не только СЛ, но и ЭЭВ и при этом хорошо коррелируют с зависимостями $\tau_\varphi(T)$, полученными из обработки кривых $\Delta\sigma(H, T)$. Примеры такой корреляции показаны на рис. 7. Для наглядности координаты на осях выбраны таким образом, чтобы, согласно выражению (2), наклон зависимостей $\Delta R = f(\ln T)$ непосредственно соответствовал величине a_T (ΔR отсчитывались от минимальных значений R). Это позволяет четко выделять представленные в соотношениях (3) предельные случаи доминирования в эффекте СЛ различных видов спиновой и фазовой релаксации электронов. Для образца, данные для которого показаны на рис. 7,*а*, зависимость $\tau_\varphi(T)$ состоит из двух участков: 1) $\tau_\varphi \simeq$ const (при низких температурах); 2) $\tau_\varphi(T) \propto T^{-2}$ (при более высоких температурах). Первый участок соответствует преобладающему влиянию на процессы фазовой релаксации магнитных примесей, в результате чего в квантовой поправке к проводимости остается только вклад от ЭЭВ ($a_T = 1$). Второй участок соответствует преобладающему вкладу в фазовую релаксацию процессов электрон-фононных столкновений с частотой $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto T^2$, т.е. $p = 2$. В этом температурном интервале, согласно (3), должно быть $a_T = 1 - p/2 = 0$, что и наблюдается при $T = 4$–8 К. При более высоких температурах происходит обычное для металлов увеличение сопротивления с повышением температуры, связанное с рассеянием электронов на фононах.

В температурной области, в которой доминирующий вклад в фазовую релаксацию вносят электрон-электронные столкновения (см. (6)), т.е. при $p = 1$, должно быть $a_T = 1 - p/2 = 0{,}5$. Такой случай представлен на рис. 7,*б*, где видно также, что при повышении температуры переходу от $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto T$ к $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto T^2$ соответствует переход от $a_T = 0{,}5$ к $a_T = 0$. Магнитное поле величиной 20 кЭ приводило в случае, изображенном на рис. 7,*б*, к повышению величины a_T от 0,5 до 0,74. Это связано с подавлением в магнитном поле вклада эффекта СЛ в температурную зависимость сопротивления [2.3] (в достаточно сильном поле должен остаться только вклад от ЭЭВ с $a_T = 1$).

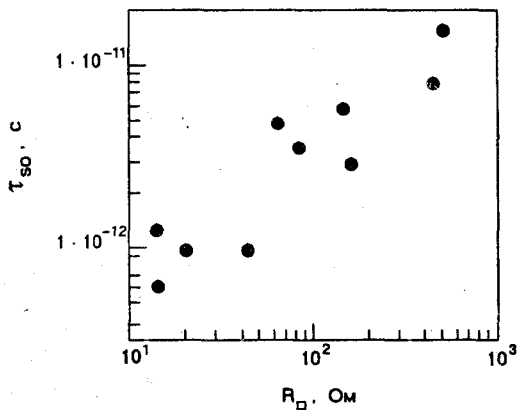

Рис. 8. Изменение времени спин-орбитального рассеяния электронов τ_{so} в пленках золота при повышении их сопротивления под влиянием бомбардировки ионами аргона.

Таким образом, температурное поведение квантовых поправок $\Delta\sigma$ для исследованных пленок золота соответствует предсказаниям теории для однородных двумерных систем и хорошо согласуется с поведением этих поправок в магнитных полях. Одним из явных признаков влияния эффектов протекания на эффекты СЛ является более низкая величина a_T по сравнению с теоретическими значениями [12]. Для обсуждаемых в настоящей работе пленок это не наблюдается.

Обработка экспериментальных кривых $\Delta\sigma(T, H)$ позволила нам определить отношение $n_\varphi = \tau_\varphi / \tau_\varphi^*$ (см. (5)) и, следовательно, τ_{so}. Величины τ_{so} найдены при всех температурах, при которых регистрировались кривые $\Delta\sigma(H)$. Для всех исследованных образцов мы не обнаружили какой-либо заметной зависимости τ_{so} от температуры, что соответствует результатам предыдущих исследований как пленок золота [4], так и пленок других металлов [2,4]. Оказалось (рис. 8), что при увеличении беспорядка под влиянием облучения величина τ_{so} возрастает.

Полученные нами значения τ_{so} для низкоомных пленок соответствуют данным предыдущих экспериментов. Например, в работе [14] для пленки золота толщиной 8,4 нм с $R_\square = 26$ Ом получено поле $H_{so} = \hbar/4eD\tau_{so} = 0{,}18$ Тл, что соответствует $\tau_{so} \simeq$ $\simeq 5 \cdot 10^{-13}$ с. Эта величина согласуется с τ_{so} для самых низкоомных из исследованных пленок (см. рис. 8).

Поведение τ_{so}, представленное на рис. 8, на первый взгляд, не соответствует общепринятой точке зрения [18], согласно которой для кристаллов с центром инверсии вероятность спин-орбитального рассеяния должна увеличиваться при усилении

беспорядка кристаллической решетки. При этом должно выполняться соотношение

$$\tau_{so}^{-1} / \tau^{-1} = \text{const} . \qquad (7)$$

Справедливость соотношения (7) была подтверждена в ряде исследований эффектов СЛ в металлических пленках (см., например, [19,20]). При отсутствии инверсионной симметрии решетки металлов или полупроводников выполняется другое соотношение между τ и τ_{so} : $\tau\tau_{so} = \text{const}$. Это было обнаружено, например, для массивного металлического стекла a-CaAl [21]. Однако предположение об отсутствии инверсионной симметрии неприемлемо для пленок золота.

В общем случае для кристаллов с центром инверсии в качестве приближенной оценки соотношения величин τ и τ_{so} можно использовать следующие выражения [18,19]:

$$\tau_{so}^{-1} / \tau^{-1} = (\alpha Z_i)^4 , \qquad (8а)$$

$$\tau_{so}^{-1} / \tau^{-1} = (\alpha Z)^4 , \qquad (8б)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137$ — постоянная тонкой структуры; Z_i — заряд ядра атома примеси; Z — атомный номер атомов матрицы. Первое из этих выражений соответствует СОВ в поле примеси, а второе — случаю, когда существенно СОВ в формировании зон и волновых функций матрицы. Первый механизм может играть важную роль при рассеянии на тяжелой примеси в легкой матрице, а второй — при рассеянии на легкой примеси в тяжелой матрице.

Отнюдь не очевидно, насколько эффективно работают вышеуказанные механизмы в пленках золота. Рассмотрим сначала примесный механизм спин-орбитального рассеяния. Помимо примесей, содержащихся в исходном материале, в исследованных пленках обязательно содержатся и имплантированные ионы аргона, так как при указанном выше интервале ускоряющих напряжений глубина проникновения части ионов меньше толщины пленки. Под влиянием разогрева при облучении и связанных с этим процессов рекристаллизации значительная часть этих ионов может покинуть пленку, но не все. Представляется, однако, маловероятным, чтобы внедрение легких примесных ионов инертного газа существенно изменяло рассеяние с переворотом спина в исследованных пленках золота. К тому же, согласно известным данным [22], максимальная концентрация аргона в облученных пленках благородных металлов составляет не более 1 ат.%. Для существенного воздействия примесей аргона на величину τ_{so}^{-1} необходима концентрация по крайней мере на порядок больше. Второй механизм, соответствующий выражению (8б), эффективен, когда СОВ существенно влияет на формирование зон и волновых функций, что не имеет, однако, места для одновалентных металлов [18]. Таким образом, рассмотрение этих механизмов спин-орбитального рассеяния не позволяет объяснить наблюдаемое нами уменьшение скорости спин-орбитального рассеяния в исследованных пленках золота под влиянием усиления беспорядка в результате облучения.

Отметим, что рассеяние с переворотом спина возможно на возмущениях решетки, обусловленных не только примесями, но и любыми другими видами статических дефектов. В частности, для пленок существенную роль в спин-орбитальном рассеянии могут играть ограничивающие поверхности [19,23]. С учетом классического размерного эффекта удельное сопротивление пленки (при $l \le L$, где l — длина свободного пробега электронов, L — толщина пленки) можно представить в виде

$$\rho = \frac{m}{ne^2}\left(\tau_b^{-1} + \tau_{sf}^{-1}\right) , \quad \text{где } \tau_{sf}^{-1} = 3v_F/8L . \qquad (9)$$

В этой формуле в соответствии с правилом Маттисена общая скорость релаксации электронов представлена в виде суммы обратных времен τ_b^{-1} (рассеяние внутри пленки) и τ_{sf}^{-1} (рассеяние на поверхности). Авторы работы [23] предложили аналогичным образом разделить и вклады объемного и поверхностного рассеяния в спин-орбитальную релаксацию:

$$\tau_{so}^{-1} = \varepsilon_b / \tau_b + \varepsilon_{sf} / \tau_{sf} , \qquad (10)$$

где $\varepsilon_b = (\alpha Z)^4$; ε_{sf} — эмпирический параметр. Они показали, что для пленок Mg отношение $\varepsilon_b / \varepsilon_{sf} = 10^{-1} - 10^{-2}$, т.е. поверхностное рассеяние вносит преобладающий вклад в СОВ.

В исследованных тонких пленках золота поверхностное рассеяние электронов также может вносить существенный вклад в спин-орбитальную релаксацию. При этом надо учесть, что при облучении толщина пленок уменьшается незначительно (с $\simeq 10$ нм до $\simeq 7$ нм), в то время как длина свободного пробега l существенно уменьшается (примерно на порядок величины), так что для большинства исследованных нами пленок справедливо не $l \le L$, а, скорее, $l \ll L$. В этом случае, согласно [19], вклад в τ_{so}^{-1}, связанный с поверхностным рассеянием электронов, должен быть пропорциональным не v_F/L (см. формулы (9) и (10)), а D/L^2. На рис. 9 представлена (в логарифмических координатах) зависимость $\tau_{so} = f(L^2/D)$ для исследованных пленок. (Величина D для

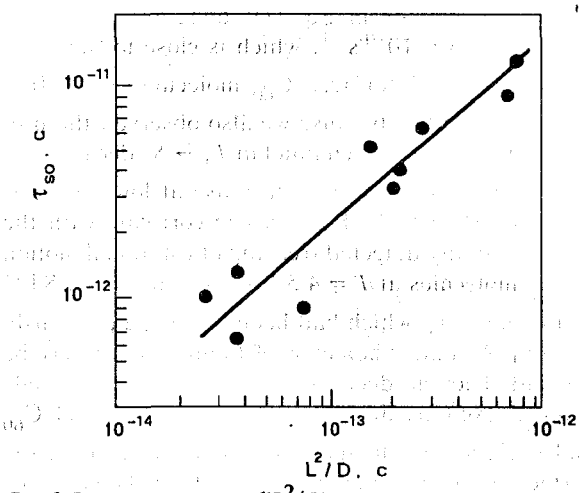

Рис. 9. Зависимость $\tau_{so} = f(L^2/D)$ для пленок золота (в логарифмических координатах).

пленок золота определялась по уравнению $D = (e^2 N(E_F)\rho)^{-1}$, где ρ — удельное сопротивление.) Увеличение L^2/D под влиянием облучения объясняется тем, что толщина L при облучении уменьшается незначительно, но зато сильно уменьшается величина D, так что в результате величина L^2/D увеличивается. Наклон прямой, проведенной через экспериментальные точки, примерно равен 0,85. Это весьма близко к 1,0. Таким образом, можно полагать, что спин-орбитальное рассеяние электронов в облученных пленках золота обусловлено главным образом поверхностным, а не объемным рассеянием электронов при малой длине свободного пробега. Мы не можем исключить того, что под воздействием облучения происходит модификация границы раздела пленки с подложкой вследствие, например, ионного перемешивания. Возможно, это и является причиной преобладающего вклада поверхностного рассеяния электронов в спин-орбитальное. При усилении беспорядка электроны не могут без промежуточных упругих столкновений достигнуть поверхности (диффузионный режим), что приводит к уменьшению частоты столкновений с поверхностью и обусловливает наблюдаемое уменьшение скорости спин-орбитального рассеяния при уменьшении длины свободного пробега. В работе [15] было отмечено небольшое повышение τ_{so} в одной пленке золота после облучения ее ионами аргона. Авторы предположили, что это связано с подавлением вклада спин-орбитального рассеяния в СЛ под влиянием неоднородности пленки (она была близка к порогу протекания). Наши результаты для нескольких серий облученных пленок с большим интервалом значений D показывают, что возможно более простое и четкое объяснение этого эффекта.

Наши результаты отражают и влияние объемного рассеяния электронов. Действительно, наклон прямой на рис. 9 близок к 0,85, но все-таки не равен единице. Это означает, что и объемные столкновения дают вклад в процессы переворота спина. Также из рис. 9 можно увидеть, что при больших длинах свободного пробега l (малые величины L^2/D) доля упругих столкновений, сопровождающихся переворотом спина, примерно равна 1/25, но по мере уменьшения l и роста числа объемных дефектов эта доля увеличивается до $\approx 1/16$, что соответствует ожидаемому росту вклада объемных столкновений в спин-орбитальное рассеяние при увеличении беспорядка. Конкретный же вид дефектов решетки, образующихся под влиянием облучения (вакансии, дефекты Френкеля, микровключения, микропоры и др.),для эффектов СЛ не играет роли до тех пор, пока размер дефектов не превышает диффузионную длину фазовой релаксации $L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$. Это справедливо для исследованных пленок золота, для которых величины L_φ находятся в пределах от 30 до 150 нм, что намного превышает как толщину пленок ($L \simeq 10$ нм), так и размеры находящихся в них дефектов решетки.

Заключение

Облучение пленок золота ионами аргона привело к существенному увеличению беспорядка кристаллической решетки. В результате были обнаружены неизвестные ранее особенности влияния беспорядка на процессы фазовой и спиновой релаксации электронов. В частности, обнаружено необычное для металлов ослабление спин-орбитального рассеяния электронов при усилении беспорядка. Показано, что такое поведение возможно в сильно разупорядоченных пленках при условии преимущественного вклада поверхностного рассеяния электронов в спин-орбитальное рассеяние.

Авторы благодарны Ю. Ф. Комнику и А. И. Копелиовичу за внимательное прочтение рукописи и полезное обсуждение результатов.

Настоящее исследование частично поддержано фондом Сороса по решению Американского физического общества (грант UG200) и грантом Международного научного фонда (грант No. U2G000).

1. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
2. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, *Electron-electron Interaction in Disordered Conductors. Modern Problems in Condensed Matter Science*, A. L. Efros and M. P. Pollak (eds.), North-Holland Publ. Co., Amsterdam (1985). p. 1-153.
3. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 287 (1985).
4. G. Bergmann, *Z. Phys.* **B48**, 5 (1982).
5. T. Kawaguti and Y. Fugimori, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 722 (1983).

6. R. P. Peters and G. Bergmann, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 3478 (1985).
7. G. Bergmann, Wei Wei, Yao Zou, and R. M. Mueller, *Phys. Rev.* **B41**, 7386 (1990).
8. V. K. S. Shante and S. Kirkpatrick, *Adv. Phys.* **20**, 325 (1971).
9. S. Kirkpatrick, *Rev. Mod. Phys.* **45**, 574 (1973).
10. M. Nakamura, *Phys. Rev.* **A34**, 3356 (1986).
11. A. Palevski, M. L. Rappaport, A. Kapitulnik, A. Fried, and G. Deutscher, *J. Phys. Lett.* **45**, L367 (1984).
12. A. Palevski and G. Deutscher, *Phys. Rev.* **B43**, 431 (1986).
13. R. F. Voss, R. B. Laibowitz, and E. I. Allessandrini, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1441 (1982).
14. G. Dumpich and A. Carl, *Phys. Rev.* **B43**, 12074 (1991).
15. A. Carl, G. Dumpich, Ch. Buchal, and B. Stritzker, *Z. Phys.* **B90**, 261 (1993).
16. H.-P. Wittmann and A. Schmid, *J. Low Temp. Phys.* **69**, 131 (1987).
17. C. Van Haesendonck, J. Vranken, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1968 (1987).
18. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, Москва (1984).
19. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, M. E. Gershenzon, and Yu. V. Sharvin, *Sov. Sci. Rev. A.* Schur (Switzerland) Harwood Acad. Publ. GmbH (1987), p. 223.
20. P. Santhanam, S. Wild, and D. E. Prober, *Phys. Rev.* **B35**, 3188 (1987).
21. A. Aronov, W. Gey, A. Kitschmann, E. Steeep, and P. Warnecke, *Europhys. Lett.* **19**, 531 (1992).
22. F. Parmigiani, E. Kay, T. C. Huang, J. Perrin, M. Jurich, and J. D. Swallen, *Phys. Rev.* **B33**, 879 (1986).
23. P. E. Lindelof and Shiguang Wang, *Phys. Rev.* **B33**, 1478 (1986).

Weak electron localization effects in conductivity of gold films irradiated with argon ions

B. I. Belevtsev, E. I. Beliayev,
V. V. Bobkov, and V. I. Glushko

We report on weak localization and electron-electron interaction effects in the conductivity of evaporated gold films (thickness $L \leq 10$ nm) before and after irradiation with 0.5–3.5 keV argon ions. The irradiation (up to $8 \cdot 10^{15}$ cm^{-2}) slightly decreases the film thickness and strongly increases the disorder of crystall lattice. The temperature and magnetic field dependences of quantum correction to conductivity $\Delta\sigma$ are measured in the ranges $0.5\ \text{K} \leq T \leq 50\ \text{K}$ and $0 \leq H \leq 20$ kOe. The analysis of $\sigma(T, H)$ yields the rates of inelastic, spin-orbit, and spin-spin electron relaxation. It is found that the rate of spin-orbit scattering decreases with disorder induced by the ion irradiation. It is demonstrated that such behaviour (which is contradictory, at first glance, to the known physical concept) can take place for thin films at decreasing of electron mean-free path provided that the surface electron scattering contribute significantly to the spin-orbit scattering.