

**ТЕПЛОВАЯ НЕОМИЧНОСТЬ
ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ
МОНОКРИСТАЛЛОВ ВОЛЬФРАМА
В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ**

А. Н. Черепанов, В. Е. Старцев, В. В. Марченков, К. Э. Егиазарян

Исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) гальваномагнитных свойств монокристаллического вольфрама высокой степени чистоты с $\rho_{293.2\text{ K}}/\rho_{4.2\text{ K}} \approx 80\,000$ в магнитных полях до 70 кЭ. Установлено, что в жидком гелии при $T=4.2\text{ K}$ неомичность магнитосопротивления, эдс Холла и поперечного четного напряжения начинается при диссипации с поверхности образца теплового потока мощностью 0.48 Вт/см^2 . Порог появления неомичности коррелирует с температурой образца. Нелинейностей ВАХ, имеющих нетепловую природу в эксперименте, не обнаружено. Показано, что нетепловые нелинейности ВАХ в условиях статического скин-эффекта могут иметь место в сильных магнитных полях, но для их обнаружения необходима иная методика эксперимента.

Неомичность стационарных ВАХ в чистых металлах до настоящего времени исследовалась в отсутствие внешнего магнитного поля H или в магнитных полях небольшой напряженности, сравнимой с напряженностью собственного магнитного поля электрического тока, протекающего через образец. Например, в [1, 2] нелинейность ВАХ и наличие на них участка с отрицательной дифференциальной проводимостью обусловлены тепловым действием диссипируемой в образце с током мощности на величину электросопротивления. В [3] исследованы нелинейные эффекты ВАХ, вызванные действием собственного магнитного поля электрического тока в металлах с большой длиной свободного пробега, в том числе, и в слабых внешних магнитных полях ($H < 300\text{ Э}$). В слабых электрических полях, когда отсутствуют эффекты генерации фононов, неомичность ВАХ эффекта магнитосопротивления в сильных магнитных полях исследовалась в полуметаллах [4, 5], и причиной нелинейных свойств явились тепловые эффекты при разогреве образца электрическим током. Недавно появилось сообщение о том, что подобные исследования выполнены на олове [6].

В высокочистых кристаллах компенсированных металлов с равными концентрациями электронных и дырочных носителей тока ($n_e = n_h$) в сильных магнитных полях при низких температурах и слабых электрических полях возможны, в частности, две причины неомичности. С одной стороны, видимо, тепловая неомичность магнитосопротивления должна проявляться аналогично тому, как это происходит в полуметаллах висмуте, сурьме и мышьяке [4, 5]. С другой стороны, в соответствии с [7] в компенсированных металлах можно ожидать существования нелинейностей ВАХ в сильных магнитных полях ($\omega_c \tau \gg 1$), когда реализуется статический скин-эффект [8]. В условиях этого эффекта большая плотность электрического тока у поверхности кристалла может приводить к токовой зависимости магнитосопротивления в результате действия собственного магнитного поля тока. Во всяком случае исследование нелинейных ВАХ в эффекте магнитосопротивления компенсированных металлов в сильных магнитных полях, а также в таких гальваномагнитных свойствах, как эффект

Холла и поперечное четное напряжение, до сих пор не проводилось и представляет интерес.

В связи с этим в данной работе предприняты экспериментальные исследования неомического поведения магнитосопротивления, эдс Холла и поперечного четного напряжения в монокристаллическом вольфраме с $\rho_{293.2\text{ К}}/\rho_{4.2\text{ К}} \approx 80\,000$ в магнитных полях до 70 кЭ. Цель работы состояла в поиске и исследовании нелинейностей ВАХ этих свойств. Ожидалось, что в реализованных экспериментальных условиях возможны как тепловая неомичность ВАХ гальваномангнитных коэффициентов, так и нелинейные эффекты типа [7] в условиях статического скин-эффекта в сильных магнитных полях.

1. Методика эксперимента

Исследование стационарных ВАХ гальваномангнитных свойств выполнено на монокристаллах вольфрама с $\rho_{293.2\text{ К}}/\rho_{4.2\text{ К}} \approx 80\,000$. Исследуемый образец имел размер $0.95 \times 0.85 \times 18.5$ мм, расстояние между потенциальными контактами для измерения падения напряжения на образце U_{xx}

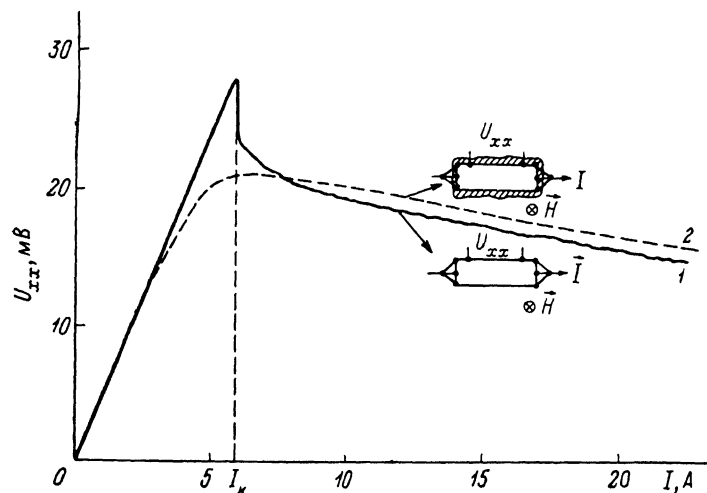


Рис. 1. ВАХ монокристалла вольфрама при $H=70$ кЭ и $T=4.2$ К (магнитосопротивление).

1 — чистая поверхность образца, 2 — поверхность образца покрыта пленкой парафина.

(рис. 1) равно 13 мм. Длинная сторона образца направлена вдоль кристаллографической оси $\langle 100 \rangle$, а грани образца совпадают с плоскостями (110) . Ток и потенциальные контакты приваривались к образцу электроискровой сваркой. Сопротивление токовых контактов не превышало $0.3 \cdot 10^{-6}$ Ом. Электрополированным граням образца (110) соответствует коэффициент зеркальности отражения электронов проводимости от поверхности $q=0.7$ [9].

Для измерения температуры образца использовалась термопара (Au+0.07% Fe)—Cu, которая имела прижимной тепловой контакт с образцом.

Измерения ВАХ выполнены как в случае, когда образец имеет хороший тепловой контакт с жидким гелием, так и в случае, когда он изолирован от гелиевой ванны тонкой парафиновой пленкой (рис. 1).

Магнитосопротивление и его ВАХ измерялись по общепринятой четырехконтактной методике, а для измерения ВАХ в эдс Холла применялась шестиконтактная методика, описанная в [10, 11]. Измерения ВАХ эффекта Холла проводились при двух взаимно противоположных направлениях тока I и магнитного поля H с тем, чтобы можно было разделить вклады эдс Холла, поперечного четного напряжения и эдс термомагнит-

ного вклада. Все приведенные в статье данные о ВАХ в гальваномангнитных свойствах вольфрама получены при их измерении в режиме заданного тока.

2. Результаты эксперимента и обсуждение

На рис. 1 представлены ВАХ эффекта магнитосопротивления вольфрама в координатах $U_{xx}-I$ при $T=4.2$ К в магнитном поле $H=70$ кЭ. Кривая 1 соответствует случаю, когда поверхность образца имеет хороший тепловой контакт с жидким гелием, а кривая 2 получена в условиях, когда поверхность образца изолирована от гелия слоем парафина толщиной примерно 0.5 мм. Видно, что нормальное омическое магнитосопротивление образца наблюдается вплоть до некоторой критической величины электрического тока $I_k=5.9$ А. При токах $I \geq I_k$ U_{xx} испытывает резкое (кривая 1) или плавное (кривая 2) уменьшение. Общий вид ВАХ совпадает с видом ВАХ для полуметаллов [4, 5]. Так же как в [4, 5], в области I_k ВАХ испытывает гистерезисные явления, а уменьшение напря-

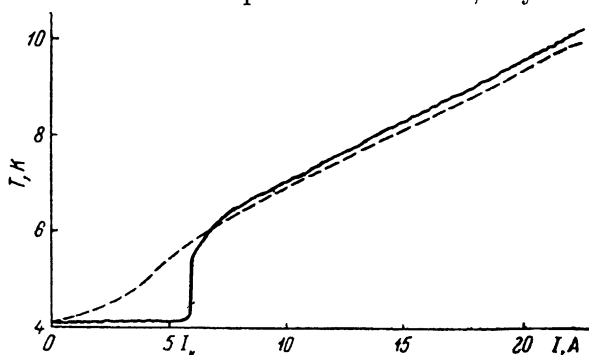


Рис. 2. Зависимость температуры образца от пропускаемого электрического тока при $H=70$ кЭ и температуре ванны $T=4.2$ К.

1 — чистая поверхность образца, 2 — поверхность образца покрыта пленкой парафина.

женности магнитного поля H приводит к увеличению I_k . При $I > I_k$ наблюдается затяжной участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением $dU_{xx}/dI < 0$, что соответствует уменьшению магнитосопротивления в этой области электрических токов.

Вполне естественно такое поведение ВАХ в вольфраме в сильных магнитных полях ($\omega_c \tau \gg 1$), в которых наблюдается большая величина магнитосопротивления $\Delta\rho_H/\rho_{4.2\text{ К}} (\vec{H}=0) \approx 6.5 \cdot 10^5$, связать с тепловым действием протекающего через образец электрического тока. Оценка мощности, рассеиваемой на образце при $I=I_k$, дает $W=0.48$ Вт/см². В [12] показано, что в жидком гелии при $T=4.2$ К рассеяние с единицы площади поверхности теплового потока мощностью $W \approx 0.5$ Вт/см² приводит к образованию поверхностного слоя газообразного гелия, который значительно ухудшает условия теплообмена между образцом и гелиевой ванной, что способствует разогреву образца. Видимо, это может быть основанием, чтобы причиной резкого скачка на ВАХ при $I_k=5.9$ А считать реализацию режима пленочного кипения жидкого гелия.

На тепловое происхождение неомического участка на ВАХ магнитосопротивления вольфрама указывает и кривая 2 на рис. 1, так как изменение условий теплообмена через поверхность образца при помощи тонкой парафиновой пленки изменяет вид ВАХ. Он соответствует виду ВАХ при обычном разогреве образца в магнитном поле в результате эффекта Джоуля. В этом случае изменение режима кипения гелия не приводит к скачкообразному поведению ВАХ, поскольку основной вклад в тепловое сопротивление дает не газовая пленка, а парафиновый слой.

Прямое измерение температуры образца проведено при помощи термопары (Au+0.07 % Fe)—Cu, которая имела с образцом прижимной теп-

ловой контакт. На рис. 2 показаны зависимости температуры образца при пропускании через него электрического тока I в магнитном поле $H = 70$ кЭ. Кривая 1 соответствует хорошему тепловому контакту образца с гелиевой ванной, а кривая 2 получена при измерении на образце, покрытом парафиновой пленкой. Видно, что при реализации режима пленочного кипения температура образца резко возрастает при достижении электрическим током величины I_k . В случае теплоизолированной поверхности образца его температура возрастает плавно, и при $I = I_k$ она равна 5.7 К. При токах $I > I_k$ кривые 1, 2 на рис. 2 в пределах погрешности измерений совпадают.

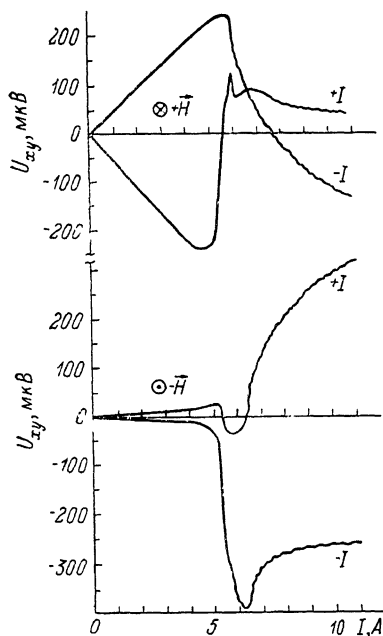


Рис. 3. Зависимость эдс на холловских контактах от электрического тока образца вольфрама в магнитном поле $H=70$ кЭ при двух противоположных направлениях магнитного поля ($+H$, $-H$) и двух противоположных направлениях тока ($+I$, $-I$). $T=4.2$ К.

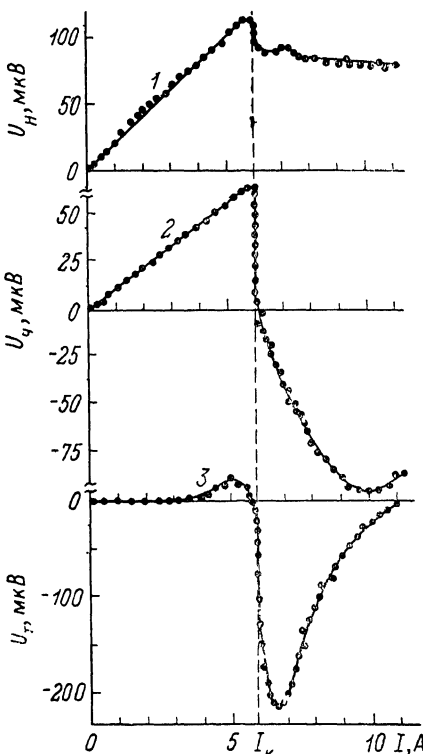


Рис. 4. Зависимость эдс Холла U_H , поперечного четного напряжения $U_ч$ и эдс термомагнитного вклада U_T от электрического тока в образце вольфрама при $H=70$ кЭ и $T=4.2$ К.

Таким образом, становится очевидным, что отклонение от омичности в ВАХ магниторезистивного эффекта вольфрама высокой степени чистоты в сильных магнитных полях при $T=4.2$ К и появление участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением связаны с джоулевым разогревом образца электрическим током и последующим уменьшением его магнитосопротивления.

В связи с тем что наряду с магнитосопротивлением в компенсированных металлах, в том числе и в вольфраме, и другие гальваномангнитные коэффициенты сильно зависят от температуры, можно ожидать, что отклонение от омического поведения будет наблюдаться и в поперечных относительно \mathbf{H} и \mathbf{I} эффектах, таких как эдс Холла и поперечное четное напряжение.

На рис. 3 приведены токовые диаграммы напряжения U_{xy} , возникающего на холловских контактах. Записи диаграмм $U_{xy}-I$ позволяют выявить области линейного и нелинейного поведения эдс U_{xy} в вольфраме

в сильных магнитных полях. ВАХ $U_{xy}-I$ записаны при двух взаимно противоположных направлениях магнитного поля \mathbf{H} и двух противоположных направлениях тока \mathbf{I} . Это позволяет разделить вклады эдс Холла U_H (нечетной относительно магнитного поля), поперечного четного напряжения $U_{\check{y}}$ (четного относительно \mathbf{H} и нечетного относительно \mathbf{I}) и термомагнитной эдс U_{τ} (четной относительно коммутации тока \mathbf{I}). Такое разделение возможно в силу того, что U_H , $U_{\check{y}}$ и U_{τ} в величину U_{xy} входят аддитивно

$$U_{xy}(H, I) = U_H(H, I) + U_{\check{y}}(H, I) + U_{\tau}(H, I). \quad (1)$$

Используя измерения U_{xy} при двух противоположных направлениях \mathbf{H} и двух направлениях \mathbf{I} , перечисленные вклады можно вычислить из следующих выражений:

$$\begin{aligned} U_H &= 1/4 [U_{xy}(+H, +I) - U_{xy}(-H, +I) - \\ &\quad - U_{xy}(+H, -I) + U_{xy}(-H, -I)], \\ U_{\tau} &= 1/2 [U_{xy}(+H, +I) + U_{xy}(+H, -I)], \\ U_{\check{y}} &= U_{xy}(+H, +I) - U_H(+H, +I) - U_{\tau}(+H, +I). \end{aligned} \quad (2)$$

После разделения вкладов U_H , $U_{\check{y}}$ и U_{τ} построены токовые диаграммы в координатах U_H-I , $U_{\check{y}}-I$, $U_{\tau}-I$ (рис. 4). В области критического тока I_k , при котором на ВАХ магнитосопротивления ($U_{xx}-I$) наблюдался резкий скачок, испытывает резкое изменение и эдс U_{xy} (рис. 3); эдс Холла U_H при I_k почти скачкообразно отклоняется от омического поведения, при $I > I_k$ эдс Холла слабо изменяется с током. Такое поведение U_H понятно, поскольку в соответствии с [13] коэффициент Холла U_H с ростом температуры в низкотемпературной области быстро уменьшается.

Поперечное четное напряжение $U_{\check{y}}$ при переходе через критический ток кардинально меняет свое поведение вплоть до смены знака и продолжает убывать с ростом электрического тока. Из рис. 4 также видно, что U_{τ} , обусловленное термомагнитными эффектами при $I > I_k$, испытывает сильные изменения. Возрастание U_{τ} при $I > I_k$ указывает на то, что помимо разогрева образца в критической точке на нем появляется еще и градиент температуры. Учитывая выполненные нами ранее измерения эдс Нернста—Эттингсгаузена в вольфраме ($U_{H\check{N}}(H=70 \text{ кЭ}, T=4.2 \text{ К}) \simeq \simeq 700 \text{ мкВ/град}$), можно оценить величину возникающего градиента температуры, который при $I=I_k$ примерно равен $\Delta T \simeq 0.2 \text{ К}$. Следует обратить внимание, что появление термомагнитного вклада начинается за 2 А до I_k , в то время как в ВАХ гальваномагнитных свойств заметных отклонений от линейности еще не наблюдается.

Таким образом, результаты изучения ВАХ монокристаллического вольфрама в сильных магнитных полях при $T=4.2 \text{ К}$ показывают, что вследствие теплового действия электрического тока при некоторой его критической величине I_k все гальваномагнитные коэффициенты проявляют отклонение от омического поведения. Кроме того, при $I > I_k$ в ВАХ появляются термомагнитные вклады, которые свидетельствуют о неоднородности Джоулева разогрева кристалла и появлении на нем градиента температуры.

В связи с этим представляется интересным выяснить, имеются ли принципиальные возможности для наблюдения нелинейного поведения ВАХ при статическом скин-эффекте, предсказанного в [7] в тех экспериментальных условиях, которые реализованы в данной работе, но в отсутствие разогревных нелинейных эффектов.

В высокочистых компенсированных металлах, в которых длина свободного пробега электронов проводимости $l > d$ (d — размер образца), в сильных магнитных полях, в которых ларморовский радиус $r_H \ll d \ll l$, реализуется статический скин-эффект и соответственно постоянный электрический ток протекает преимущественно у поверхности кристалла в слое толщиной порядка r_H [8]. В вольфраме, исследованном в данной работе, при $T=4.2 \text{ К}$ средняя транспортная длина свободного пробега электронов

$l \approx 3$ мм, $d \approx 1$ мм, в магнитном поле 70 кЭ $r_n \approx 1.2 \cdot 10^{-3}$ мм, т. е. условие реализации статического скин-эффекта вполне выполняется. В [11] приведены исследования особенностей проявления статического скин-эффекта в вольфраме.

В [7] показано, что в этих условиях большая плотность тока в приповерхностном слое посредством влияния собственного магнитного поля может приводить к сложному перераспределению токовых слоев по кристаллу вплоть до появления слоев с током, направленным против приложенного электрического поля E , и, как результат, — к появлению неомичности ВАХ. В соответствии с [11], казалось бы, можно ожидать наблюдения эффектов типа [7] и в исследованном нами вольфраме, если он не подавляется тепловыми нелинейностями.

Согласно [7], отклонения от омических ВАХ могут возникнуть, когда некий безразмерный параметр $\alpha = (6/\pi)\sigma_0 E r_n / cH$ будет удовлетворять условиям: а) $(r_n/l)^2 < \alpha \leq 1$, при зеркальном рассеянии электронов на поверхности коэффициент зеркальности $q=1$; б) $(r_n/l) < \alpha \leq 1$, при диффузном рассеянии электронов на поверхности, $q=0$.

С учетом того, что для данного кристалла вольфрама с гранями (110), имеющими q , близкий к зеркальному ($q=0.7$), $\sigma_0 = 1.87 \cdot 10^{10}$ (Ом·см) $^{-1}$ и $l \approx 0.3$ см, данные условия для зеркальных граней можно представить в виде $(r_n = ctV_F/eH)$

$$1.6 \cdot 10^8 / H^2 < 4.3 \cdot 10^{10} E / H^2 \leq 1.$$

Здесь H — в Э, E — в В/см. Для магнитного поля 70 кЭ, в котором проводились измерения ВАХ эффекта магнитосопротивления, данное условие будет выполняться, если к образцу приложено электрическое поле E , удовлетворяющее условию

$$3.7 \cdot 10^{-8} < E \leq 1.2 \cdot 10^{-1} \text{ В/см.}$$

Из рис. 1 видно, что тепловые нелинейности в исследуемом кристалле вольфрама наступают при $E > 3 \cdot 10^{-2}$ В/см, т. е. исследуемый интервал E до наступления тепловой неомичности ВАХ вполне благоприятен для наблюдения предсказанных в [7] нелинейных эффектов. Однако в данном эксперименте в пределах точности измерений во всем интервале электрических токов $I < I_k$ нелинейности типа [7] не наблюдались, линейное поведение ВАХ сохранялось вплоть до I_k . Нелинейный вклад в ВАХ [7] пропорционален величине α , которая для нашего случая $E = 3 \cdot 10^{-2}$ В/см и $H = 70$ кЭ равна $\alpha = 0.26$. Поэтому возможно, что для поисков эффектов типа [7] необходимо использовать модуляционные методы и следить за токовыми диаграммами производных $dU_{xx}/dI = f(I)$ или $d^2U_{xx}/dI^2 = = f(I)$. Необходимо также использовать образцы с разной степенью коэффициента зеркальности для его граней, параллельных H .

Таким образом, экспериментальные исследования ВАХ гальваномагнитных коэффициентов компенсированных металлов, выполненные на примере монокристалла вольфрама высокой степени чистоты, показывают, что наряду с тепловой неомичностью магнитосопротивления отклонения от омичности наблюдаются и в других гальваномагнитных свойствах — эффекте Холла и поперечном четном напряжении. Для наблюдения нелинейных эффектов, которые могут существовать при статическом скин-эффекте, в вольфраме могут быть реализованы необходимые экспериментальные условия. Однако методически необходимо выполнять измерения не только ВАХ в чистом виде, но и их производных по току.

Авторы искренне благодарят А. Ю. Коробейникова за помощь в проведении измерений.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кадыгров А. М., Цзян Ю. Н., Логвинов И. И. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 11. С. 3380—3388.
- [2] Бойко В. В., Подрезов Ю. Ф., Климова Н. П. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. № 12. С. 524—526.

- [3] Захарченко С. И., Кравченко С. В., Фишер Л. М. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 2. С. 660—670.
- [4] Eastman P. C., Datars W. R. // *Canad. J. Phys.* 1963. V. 41. N 1. P. 161—166.
- [5] Захарченко С. И., Кравченко С. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 11. С. 3531—3533.
- [6] Моргун В. Н., Бондарь В. А., Чеботаев Н. Н., Бичуч А. Л. // Тр. конф. «Физика низких температур НТ-26». Донецк, 1990. Ч. 3. С. 134—135.
- [7] Леонов Ю. Г., Макаров Н. М., Ямпольский В. А. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. № 5. С. 1764—1772.
- [8] Песчанский В. Г., Азбель М. Я. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. № 5. С. 1980—1996.
- [9] Панченко О. А., Харламов А. А., Птушинский Ю. Г. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 2. С. 780—787.
- [10] Кучис В. Е. Методы исследования эффекта Холла. М., 1974.
- [11] Волкенштейн Н. В., Глиньский М., Марченков В. В., Старцев В. Е., Черепанов А. Н. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 6. С. 2103—2116.
- [12] Малков М. П., Данилов И. Б., Зельдович А. Г., Фрадков А. Б. Справочник по физико-техническим основам криогеники. М., 1973.
- [13] Cherepanov A. N., Marchenkov V. V., Startsev V. E., Volkenshtein N. V. // *J. Low Temp. Phys.* 1990. V. 80. N 3/4. P. 136—151.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
30 июля 1990 г.