

Магнитодинамическая нелинейность электрических свойств некомпенсированных металлов

В. Р. Соболев, О. Н. Мазуренко

*Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси
ул. П. Бровки, 17, г. Минск., 220072, Беларусь
E-mail: sobol@ifftp.bas-net.by*

Статья поступила в редакцию 23 июня 2000 г., после переработки 14 августа 2000 г.

Экспериментально и аналитически изучена магнитодинамическая нелинейность электрических свойств некомпенсированных металлов, когда дрейф носителей заряда большой плотности в скрещенных электрическом и магнитном полях приводит к генерации собственного поля тока. Эксперимент выполнен на изготовленных из высокочистого поликристаллического алюминия проводниках цилиндрической формы в условиях воздействия на радиальный ток внешнего коаксиального образца магнитного поля. Потенциал электрического поля и нелинейная поправка к нему определены в широком диапазоне значений диссипации энергии вплоть до уровней, отвечающих кризису кипения жидкого гелия. В приближении аддитивности вкладов в резистивный эффект внешнего и собственного полей достигнуто соответствие расчета на основе макроскопических уравнений поля экспериментальным результатам. Обсуждаются вопросы концентрации энергии магнитного поля тока при цилиндрической геометрии проводника в приближении длинного и короткого соленоидов.

Експериментально і аналітично вивчено магнітодинамічну нелінійність електричних властивостей некомпенсованих металів, коли дрейф носіїв заряду великої густини в схрещених електричному і магнітному полях приводить до генерації власного поля струму. Експеримент виконано на виготовлених з високочистого полікристалічного алюмінію провідниках циліндричної форми в умовах впливу на радіальний струм зовнішнього коаксіального зразку магнітного поля. Потенціал електричного поля і нелінійну поправку до нього визначено в широкому діапазоні значень дисипації енергії аж до рівнів, що відповідають кризі кипіння рідкого гелію. В наближенні адитивності внесків у резистивний ефект зовнішнього і власного полів досягнуто відповідність розрахунка на основі макроскопічних рівнянь поля експериментальним результатам. Обговорюються питання концентрації енергії магнітного поля струму при циліндричній геометрії провідника в наближенні довгого і короткого соленоїдів.

PACS: 72.15.Gd

Введение

Магнитное поле является причиной возникновения нелокальных явлений при переносе заряда, когда, кроме обычной связи между плотностью тока и электрическим и магнитным полями, существуют и градиентные слагаемые, обусловленные нелинейностью, связанной с собственным полем тока. Известны динамические явления в металлах, стимулированные постоянным внешним магнитным полем, которые приводят к перераспределению плотности тока по сечению пленочного проводника из-за существенной неоднородности собственного магнитного поля в условиях статического скин-эффекта при высокой степени ком-

пенсации электронных и дырочных объемов [1–3]. Подобные явления встречаются в массивных образцах. В частности, в поликристаллических проводниках со сложным типом изоэнергетической поверхности, например в случайно-неоднородных средах, пространственные флуктуации проводимости в различно ориентированных кристаллитах в присутствии внешнего однородного магнитного поля приводят к тому, что асимптотическая эффективная проводимость, связывающая усредненные по объему плотность тока и электрическое поле, существенно отличается от локальных значений [4]. Кроме рассматриваемой здесь нелинейной динамики носителей заряда, в электромагнитном поле постоянного тока существует весьма обшир-

ный класс нелинейных электрических свойств металлов в условиях эффективного воздействия на движение зарядов магнитной компоненты волны поля в радиочастотном диапазоне. Значительная часть экспериментальных и теоретических результатов по этому классу явлений отображена в обзоре [5]. Внешнее градиентное магнитное поле также приводит к дополнительному воздействию на перенос заряда в поликристаллическом проводнике, и плотность тока в каждой точке зависит от степени пространственного изменения компонент тензора проводимости [6–7]. Магнитную нелинейность в массивных проводниках можно наблюдать и при переносе заряда большой плотности, когда сам характер движения носителей и его интенсивность стимулируют появление дополнительного поля как фактора, воздействующего на динамику носителей и кинетические свойства среды [8–9]. Собственное движение носителей и связанное с ним магнитное поле особенно эффективно в условиях существования дополнительного азимутального дрейфа, который реализуется под действием силы Лоренца. Дополнительный дрейф носителей приводит к тому, что проводимость в каждой точке определяется не только внешним магнитным полем, но и характером коллективного движения носителей в объеме, стимулируя макроскопическую нелинейность свойств.

Целью работы является экспериментальное изучение магнитодинамической нелинейности низкотемпературных проводящих свойств нормальных некомпенсированных металлов на примере алюминия в условиях стационарного протекания заряда.

Актуальность исследования заключается в необходимости дальнейшего изучения вопросов электромагнитного взаимодействия в анизотропных нелинейных проводящих средах. Нами рассматривается задача, когда свойства определяются собственными внутренними параметрами (законом дисперсии, физической чистотой, длиной пробега носителей и т. д.) в совокупности с условиями внешнего воздействия (величиной внешнего магнитного поля, плотностью потока заряда и характером его движения, задаваемым формой образца и граничными условиями, видом тепловой связи с окружающей средой и т. д.). Кроме этого, остается важным поиск путей интенсификации применения существующих материалов. Зная закономерности нелинейности свойств проводников, можно определить способы, которые позволят улучшить эффективность использования материалов для сердечников и узлов обмоток электрических машин и других устройств, где

необходимо создавать магнитное поле, аккумулировать его энергию и концентрировать ее в локальных областях пространства.

Эксперимент

Методология исследования, выбор материала, техника эксперимента

Масштаб магнитодинамической нелинейности может быть оценен посредством регистрации чувствительной к магнитному полю характеристики среды. При определенных условиях для нормальных некомпенсированных металлов коэффициент пропорциональности между величиной электрического поля E и плотностью тока j является сильной функцией магнитного поля B . Такая зависимость реализуется в цилиндрическом проводнике, по которому протекает радиальный ток, а коаксиальное внешнее магнитное поле стимулирует под действием силы Лоренца возникновение дополнительного дрейфа частиц. При такой геометрии величина электрического поля в направлении радиуса пропорциональна обратной диагональной компоненте тензора проводимости и величине плотности радиального тока. Это происходит, поскольку дрейф носителей осуществляется не в поле Холла, а под действием радиальной компоненты. Величина плотности азимутального тока дрейфа может быть представлена как

$$j_{\theta} = - \frac{(\rho_{\theta r} j_r + \rho_{\theta z} j_z)}{\rho_{\theta\theta}}, \quad (1)$$

ρ_{ij} — компоненты тензора сопротивления; j_k — компоненты вектора плотности тока в цилиндрической системе координат. Пренебрежем движением носителей вдоль магнитного поля. Интенсивность азимутального дрейфа носителей определяется параметром $\rho_{\theta r} / \rho_{\theta\theta}$, зависящим от зонной структуры и кристаллического состояния материала. С учетом сказанного следует, что наиболее предпочтительным для эффективной генерации собственного магнитного поля и возникновения нелинейности свойств является материал, закон дисперсии которого позволяет обеспечить максимально возможную трансформацию радиального движения носителей в азимутальное, что происходит при законе дисперсии, близком к свободному электронному газу. В приближении свободного электронного газа $\rho_{\theta r} / \rho_{\theta\theta} = \omega\tau$ (ω — циклотронная частота; τ — время релаксации), и для реализации эффекта необходимы большие эффективные магнитные поля. Реальные проводящие материалы имеют сложный закон дисперсии и,

кроме того, требование совместимости кристаллической симметрии металла с цилиндрической симметрией проводника обязывает использовать материал проводника в поликристаллическом состоянии. Поликристалличность проводящей среды определенным образом обобщает особенности закона дисперсии. В свете вышесказанного для исследований был выбран чистый поликристаллический алюминий как проводниковый материал, наиболее часто используемый в системах криогенной энергетики в виде чистого металла, твердого раствора, одного из компонентов различных сплавов и композитов.

К исследуемым проводникам в форме цилиндров высотой $h = 0,4$ см из мелкозернистого алюминия подсоединялись внутренний и внешний концентрические токовые электроды, обеспечивающие радиальный ток через образец. Внутренний r_1 и внешний r_2 радиусы образцов составляли соответственно 0,25 и 1,5 см. Потенциальные контакты были смонтированы на поверхности образцов вдоль радиуса r на расстояниях 0,5, 0,7 и 1,0 см от оси, так что при измерении можно было установить пространственную зависимость потенциала ϕ , зафиксировав разности потенциалов $\Delta\phi$ между двумя парами контактов. Внешнее коаксиальное магнитное поле B_0 приводило к дополнительному холловскому дрейфу носителей под действием силы Лоренца, и собственное магнитное поле дрейфа B_s было либо коллинеарным, либо антиколлинеарным внешнему. Собственное магнитное поле регистрировалось с помощью холловских датчиков, смонтированных на поверхности дисков, методом вычитания из общей измеряемой величины магнитного поля B_t той составляющей, которую давал соленоид. При измерениях использовалось магнитное поле до 8 Тл, генерируемое сверхпроводящим соленоидом гелиевого криостата УИС-1. Образцы находились в среде жидкого гелия, и условия теплового режима определялись соотношением между уровнем диссипации джоулевой мощности и интенсивностью кипения криогенной жидкости. В ходе эксперимента разность потенциалов между парами контактов и величина собственного поля дрейфа регистрировались при различных значениях внешнего поля как функции величины радиального тока и его направления. Измерения проводились в режиме генератора тока, который позволял создавать различные тепловые напоры.

Результаты эксперимента и их интерпретация

Собственное движение носителей под действием силы Лоренца оказывает воздействие на резис-

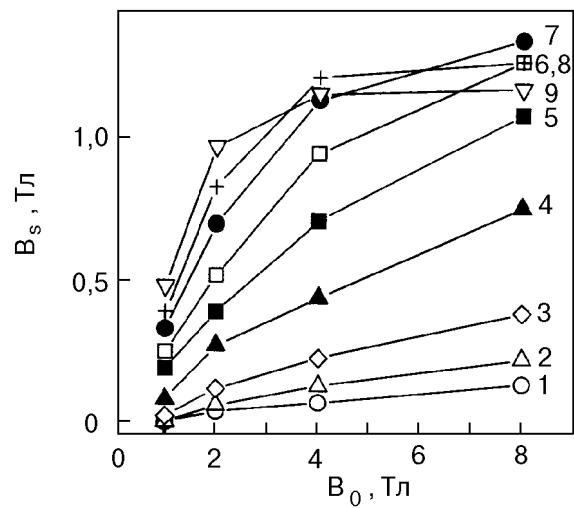


Рис. 1. Собственное магнитное поле как функция внешнего магнитного поля при различных величинах средней токовой плотности j , А/см²: 25 (1); 50 (2); 100 (3); 200 (4); 300 (5); 400 (6); 500 (7); 600 (8); 700 (9).

тивные свойства среды, поскольку за время движения частицы от внутреннего диаметра к наружному пути, пройденный в азимутальном направлении, будет в $\omega\tau$ раз больше радиального, т. е. каждый из электронов образует эффективные токовые витки, дающие вклад в суммарное магнитное поле. Характер пространственного распределения собственного магнитного поля изображен на рис. 1. Как видно, собственное магнитное поле увеличивается с возрастанием внешнего поля, при этом темп роста определяется плотностью радиального тока. Характерно, что в целом зависимости имеют более слабый закон, чем линейный. Кроме этого, при больших плотностях тока, соответствующих верхнему семейству кривых, зависимости пересекаются, указывая на включение новых факторов, ограничивающих интенсивность азимутального дрейфа частиц. Это приводит к насыщению собственного поля при плотностях тока 400–750 А/см². Указанные факторы, их природу, а также влияние на электрическую динамическую нелинейность мы обсудим в аналитическом разделе.

Типичный характер пространственного распределения потенциала показан на рис. 2. Масштаб различия потенциалов при коллинеарной и антиколлинеарной геометриях возрастает с увеличением магнитного поля и плотности радиального тока. Исходя из измеренных разностей потенциалов на парах контактов при коллинеарной $\Delta\phi_c$ и антиколлинеарной $\Delta\phi_a$ геометриях протекания заряда было определено нечетное по току приращение разности потенциалов, определяемое далее как нелинейная поправка потенциала $\Delta\phi_n$. При рас-

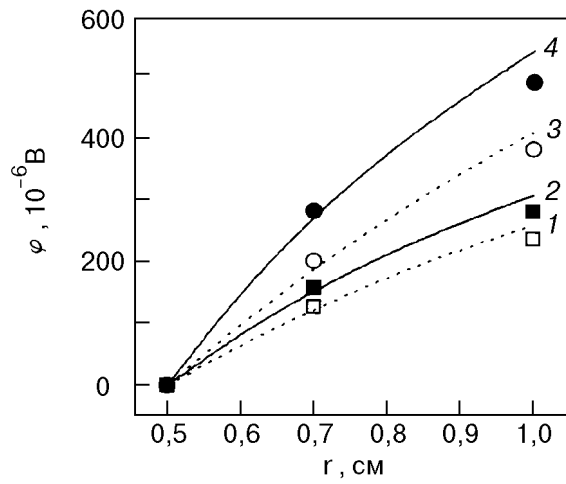


Рис. 2. Распределение потенциала электрического поля вдоль радиуса образца в условиях электрической нелинейности, когда собственное магнитное поле коллинеарно внешнему (2, 4, —) либо антиколлинеарно (1, 3, - - -) при различных плотностях тока j , A/cm^2 : 150 (1, 2); 250 (3, 4). Символы — эксперимент, линии — расчет.

чете нелинейной поправки потенциала $\Delta\varphi_n$ предполагалось, что изменение разности потенциалов при коллинеарной и антиколлинеарной геометриях симметрично относительно некоторого среднего значения разности потенциалов $\Delta\varphi_0$, соответствующего нулевому уровню нелинейности. Исходя из этого, нелинейная поправка находилась с помощью соотношения $\Delta\varphi_n = \frac{1}{2}(\Delta\varphi_c - \Delta\varphi_a)$. На рис. 3 изображено указанное приращение разности потенциалов $\Delta\varphi_n$ для внутренней пары контактов как функция величины плотности радиального тока. Следует отметить, что внутренняя пара контактов образца более подвержена влиянию собственного магнитного поля холловского дрейфа, поскольку оно локализовано в основном во внутренней области дискообразного образца, по аналогии с магнитным полем любого соленоида.

Для оценки уровня магнитодинамической нелинейности используем относительную нелинейную поправку потенциала $\Delta\varphi_n/\Delta\varphi_0 = (\Delta\varphi_c - \Delta\varphi_a)/(\Delta\varphi_c + \Delta\varphi_a)$ и назовем ее магнитодинамическим параметром. Эта характеристика представлена на рис. 4 как функция плотности тока. Существенно, что в диапазоне плотностей радиального тока до $300 \text{ A}/\text{cm}^2$

магнитодинамический параметр обнаруживает приблизительно одинаковый масштаб значений для различных внешних магнитных полей. При больших уровнях плотности радиального тока поведение магнитодинамического параметра становится немонотонным, за исключением данных для поля 1 Тл. Видно, что эффективность магнитного самовоздействия системы в используемом диапазоне плотностей тока наиболее высока для внешних полей до 4 Тл. Это имеет определенное практическое значение с точки зрения реализации данного явления в криогенных машинах и других устройствах, которые обычно обладают рабочими полями порядка 4 Тл и ниже. Наблюдаемые «завалы» характеристик естественно связать с исчезновением дополнительного магнитного поля холловского дрейфа под воздействием факторов, вызывающих уменьшение параметра эффективности магнитного поля ωt .

Характер распределения электрического поля и его потенциала в условиях магнитодинамической нелинейности проанализируем на основании соотношения

$$E_r = \rho_{rr} j_r + \rho_{r\theta} j_\theta, \quad (2)$$

где E_r — радиальная компонента вектора напряженности электрического поля. Тогда для потенциала поля $\varphi(r)$ получаем следующую интегральную зависимость:

$$\varphi(r) = \int \left(\rho_{rr} - \rho_{r\theta} \frac{\rho_{\theta r}}{\rho_{\theta\theta}} \right) j_r dr; \quad j_r = \frac{I}{2\pi r h}, \quad (3)$$

I — ток генератора.

Характер пространственной зависимости потенциала определяется локальными значениями кинетических коэффициентов и вектора плотности радиального тока. Пространственная топология кинетических коэффициентов цилиндрического проводника, высота которого не зависит от радиуса, существенным образом определяется типом распределения магнитного поля лоренцевского дрейфа $B_s(r)$, которое, как легко убедиться после интегрирования по длине цилиндра, имеет вид

$$B_s(r) = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} h \iint \frac{j_s(r') r' (r' - r \cos \theta) d\theta dr'}{(r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta)(r^2 + r'^2 + h^2 - 2rr' \cos \theta)^{1/2}}. \quad (4)$$

Здесь μ_0 и μ — магнитная постоянная и магнитная проницаемость вещества. После линейри-

зации данного соотношения, применения теории вычетов при суммировании по азимутальной пере-

менной в приближении малой по сравнению со средним радиусом толщины образца и после интегрирования от искомой точки по всему охватывающему ее объему получаем

$$B_s(r) = \mu_0 \mu \frac{I}{4\pi} \frac{RB_0}{\rho} \frac{1}{r} \ln \frac{(1 + \sqrt{2})r_2}{r + (r^2 + r_2^2)^{1/2}}, \quad (5)$$

ρ — диагональная компонента тензора сопротивления.

$$\begin{aligned} \varphi(r) = \frac{I}{2\pi h} \frac{(RB_0)^2}{\rho_0} \ln \left(\frac{r}{r_1} \right) & \left\{ 1 + \frac{2RI}{\rho c \ln(r/r_1)} \left[\frac{1}{r} \ln \left(\frac{r + (r^2 + r_2^2)^{1/2}}{r_2} \right) - \frac{1}{r_1} \ln \left(\frac{r_1 + (r_1^2 + r_2^2)^{1/2}}{r_2} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{r_2} \ln \left(\frac{r_1 r_2 + (r^2 + r_2^2)^{1/2}}{r r_2 + (r_1^2 + r_2^2)^{1/2}} \right) + \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} \right) \ln(1 + \sqrt{2}) \right] \right\} + \Phi_0. \end{aligned} \quad (6)$$

Первый член описывает распределение потенциала при воздействии внешнего однородного магнитного поля, магнитодинамическая поправка к потенциалу представлена остальными слагаемыми. Используя полученное выражение для потенциала, мы провели оценочный расчет зависимости потенциала от величины плотности радиального тока и масштаба нелинейности. Полученные результаты представлены для сравнения с экспериментальными данными на рис. 2–4. Из сопоставления следует, что приведенное выражение в целом корректно описывает рассматриваемую не-

Для квазизамкнутого типа изоэнергетической поверхности выбираем диагональные компоненты тензора сопротивления $\rho_{\theta\theta}$, ρ_{rr} как имеющие порядок величины сопротивления в нулевом магнитном поле ρ_0 , а компоненту $\rho_{\theta r}$ представим как RB_0 , R — константа Холла. Для сильного магнитного поля допустимо пренебречь вкладом диагональной компоненты сопротивления и представить потенциал как функцию внешнего поля B_0 , содержащую собственное поле B_s неявно:

линейность в области малых уровней диссипации джоулевой мощности.

Для описания немонотонности поведения магнитодинамического параметра привлечем анализ теплового состояния образца. Стационарную задачу теплового режима образца рассмотрим, принимая во внимание условия баланса диссипируемой в объеме джоулевой мощности и удаляемого через поверхность образца тепла при кипении криогенной жидкости. Наименьшие тепловые напоры наблюдаются при пузырьковом кипении, когда температура поверхности превышает темпе-

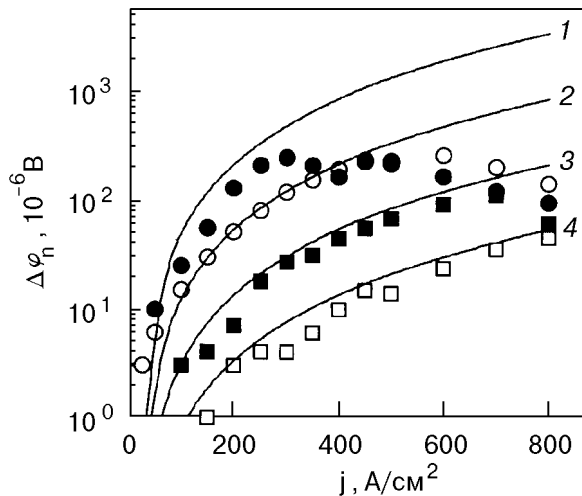


Рис. 3. Нелинейная поправка потенциала электрического поля как функция плотности радиального тока при различных значениях внешнего магнитного поля B , Тл: 8 (1, ●); 4 (2, ○); 2 (3, ■); 1 (4, □). Символы — эксперимент, линии — расчет.

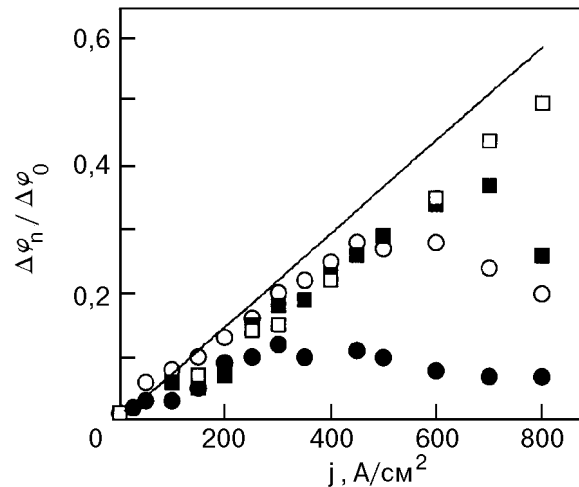


Рис. 4. Поведение магнитодинамического параметра в зависимости от величины плотности радиального тока при различных значениях внешнего магнитного поля B , Тл: 1 (□); 2 (■); 4 (○); 8 (●). Символы — эксперимент, линия — расчет.

ратуру криогенной жидкости на несколько десятых градуса. Следует отметить, что переход от пузырькового кипения к пленочному происходит в довольно узком температурном диапазоне, составляющем доли градуса. На первый взгляд, переходная область и близкая к ней область пленочного кипения должны оказывать слабое воздействие на резистивные свойства. Однако резкое уменьшение магнитодинамических параметров в этом диапазоне все-таки имеется. Это связано с особенностями поведения магнитосопротивления образца в данной геометрии. Температурная зависимость эффективного времени релаксации как главного фактора, формирующего поведение электросопротивления и состоящего из примесной компоненты и фононной, сохраняется в таком же виде, как и для традиционной геометрии. А именно, фононная компонента времени релаксации, которая по величине значительно больше примесной составляющей, начинает уменьшаться с ростом температуры. Поскольку здесь удельное электросопротивление равно обратной диагональной компоненте тензора проводимости, сопротивление образца пропорционально квадрату циклотронной частоты и времени релаксации. Температурная производная сопротивления резко возрастает по абсолютной величине, и оно убывает с изменением температуры гораздо сильнее, чем в традиционной ситуации с сопротивлением, обратно пропорциональным времени релаксации. В итоге условия сильного магнитного поля перестают выполняться из-за разогрева поверхности и всего объема проводника. Условия баланса позволяют представить плотность теплового потока q через поверхность как функцию величины тока, в которой магниторезистивные свойства проводника определяются алгебраической суммой внешнего и собственного магнитного поля:

$$q(I) = I^2 \frac{R^2(B_0 + B_s)^2}{\rho_0 [1 + \lambda(B_0 + B_s)]} \frac{1}{2\pi^2 h} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) \frac{1}{[(r_2^2 - r_1^2) + r_2 h]} \quad (7)$$

В данном выражении учтена слабая линейная зависимость диагональной компоненты тензора сопротивления от магнитного поля, а параметр λ , исходя из данных эксперимента, составляет $0,1 \text{ Тл}^{-1}$.

На основании полученного соотношения рассчитана плотность теплового потока через поверхность образца как функция усредненной плотности радиального тока. На рис. 5 представлено семейство указанных зависимостей при коллине-

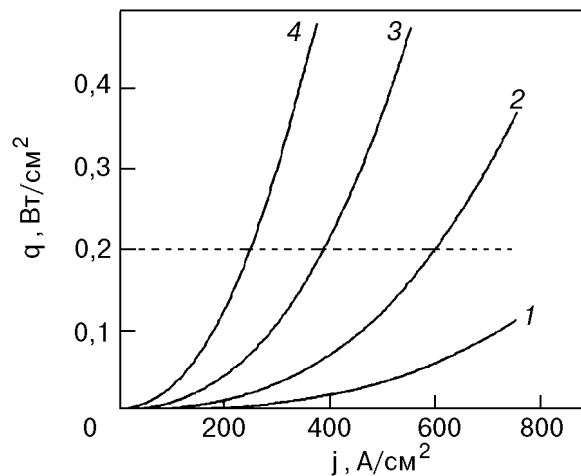


Рис. 5. Плотность теплового потока как функция средней плотности тока при коллинеарном направлении внешнего магнитного поля различной величины B , Тл: 1 (1); 2 (2); 4 (3); 8 (4).

арной геометрии протекания заряда. Принимая во внимание то, что при пузырьковом кипении гелия в больших объемах на поверхности цветных металлов кризис начинается при уровнях диссипации, соответствующих плотности теплового потока порядка $0,20\text{--}0,30 \text{ Вт/см}^2$, можно констатировать, что переход к пленочному кипению с уменьшением параметра эффективности магнитного поля происходит в диапазоне значений плотности тока, резко уменьшающихся с ростом внешнего магнитного поля [10]. Представленные на рис. 5 масштабы плотности тока, при которых плотность теплового потока достигает критических значений, находятся в согласии с зависимостями на рис. 3 и 4, где начало кризиса кипения соответствует появлению на экспериментальных кривых своеобразных максимумов.

Как следует из эксперимента и расчета, эффекты магнитодинамической нелинейности в высокочистом алюминии в благоприятных условиях могут достигать пятидесяти процентов по сопротивлению. Указанные явления особенно эффективны в небольших внешних полях, когда процессы теплового разогрева из-за диссипации джоулевой мощности не успевают проявить себя. Управление резистивными свойствами цилиндрических проводников через такие параметры, как величина тока и его направление, может быть реализовано для процессов, основанных на униполярной проводимости. Так, в режиме генератора напряжения величина тока через активный элемент варьируется из-за различия сопротивлений для коллинеарной и антиколлинеарной геометрий. Такой

процесс может быть осуществлен для цепей с квазистационарным протеканием заряда.

Усиление резистивности при коллинеарной геометрии сопровождается увеличением магнитной энергии циркулирующего тока. Цилиндрический проводник, как и соленоид, обладает циркулярными токовыми линиями, магнитное поле которых пропорционально величине азимутального тока и, судя по результатам данного исследования, может достигать в объеме образца пятидесяти процентов от величины внешнего поля. Как следствие, имеется вероятность для энергии магнитного поля всей системы «соленоид — цилиндрический проводник» быть удвоенной, и для систем, имеющих большие объемы, такая нелинейность должна служить дополнительным источником накопления и концентрации энергии поля. Нужно отметить, что для цилиндрического сердечника, высота которого больше его среднего радиуса, явление концентрации энергии магнитного поля будет выражено более сильно, как и для случая длинного проволочного соленоида, в котором поле сосредоточено в основном во внутреннем объеме. Концентрация энергии и повышение напряженности собственного поля важны для увеличения магнитного самовоздействия, которое в длинном цилиндрическом проводнике должно приводить к степенному закону изменения напряженности поля внутри объема вместо полученного в этой работе логарифмического. Это следует из базовых соотношений Максвелла, если самосогласованно рассмотреть картину магнитного поля. Однако данное утверждение не означает, что один и тот же ток, пропущенный через короткий и длинный цилиндры одинакового диаметра, приведет к тому, что напряженность поля в центре длинного проводника будет больше. Как показывает расчет, напряженность поля в проводнике, имеющем высоту 4 см и указанные ранее радиальные размеры, будет меньше, чем в экспериментальном. Это происходит в силу того, что линейная плотность тока для длинного проводника меньше и эффект самовоздействия недостаточен для раскрутки электронов до такого уровня, чтобы концентрация силовых линий магнитного поля в большом объеме превысила соответствующую концентрацию в малом объеме короткого цилиндра. Интегральная величина энергии магнитного поля азимутального дрейфа для длинного цилиндрического проводника больше, поскольку степень магнитного самовоздействия такой системы выше. Ясно, что проблемы теплоотвода для длинного цилиндрического проводника более сложны, чем для короткого, так как поверхность увеличивается про-

порционально квадрату линейного размера при увеличении объема.

Заключение

Экспериментальное изучение показало, что в нормальных металлах, имеющих некомпенсированные электронный и дырочный объемы, возможна нелинейность электрических свойств магнитодинамической природы.

Масштаб нелинейности определяется интенсивностью циркуляции холловского тока в проводниках с геометрией кругового цилиндра во внешнем магнитном поле.

Экспериментально установлены основные параметры магнитного самовоздействия металлов на примере алюминия в широком диапазоне плотности потока заряда вплоть до уровней диссипации, сопровождающихся кризисом кипения гелия.

Существенный масштаб магнитного поля азимутального дрейфа и его градиентности обуславливает актуальность вопроса о ее влиянии на перенос заряда и характер электрической нелинейности в условиях нелокальности функции теплоотвода.

1. М. И. Каганов, В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **33**, 1957 (1961).
2. В. Г. Песчанский, М. Я. Азбель, *ЖЭТФ* **55**, 1980 (1968).
3. В. Г. Песчанский, К. Оямада, Д. И. Степаненко, *ФНТ* **17**, 328 (1991).
4. Ю. А. Дрейзин, А. М. Дыхне, *ЖЭТФ* **63**, 242 (1972).
5. Н. М. Макаров, В. А. Ямпольский, *ФНТ* **17**, 547 (1991).
6. О. Н. Мазуренко, В. Р. Соболев, А. А. Дрозд, *ФНТ* **21**, 78 (1995).
7. В. Р. Соболев, О. Н. Мазуренко, А. А. Дрозд, *ФНТ* **25**, 1212 (1999).
8. Б. Б. Бойко, В. И. Гостищев, А. А. Дрозд, В. С. Кузьмин, О. Н. Мазуренко, *ФММ* **63**, 1133 (1987).
9. В. В. Boiko, V. R. Sobol, O. N. Mazurenko et. al., *Adv. Cryog. Eng. (Mater.)* **42**, 1063 (1996).
10. M. Jergel and R. Stevenson, *Cryogenics* **14**, 431 (1974).

Magnetodynamic non-linearity of electric properties of uncompensated metals

V. R. Sobol and O. N. Mazurenko

Magnetodynamic non-linearity of electric properties of normal metals is investigated both experimentally and analytically provided that the drift of charge carriers of high density in crossed electric and magnetic fields results in generation of a self current field. The measurements were made on high-purity polycrystalline aluminum cylindrical conductors under the action of the magnetic field, coaxial the sample axis, on the radial current. The electric potential and its nonlinear correction are determined in a wide range of energy dissipation values up to the

levels corresponding to the crisis of liquid helium boiling. In the approximation of contribution additivity to the resistive effect of both the external and self magnetic field an agreement between the experimental data and the results calculated using the

macroscopic field equations is attained. The problems of magnetic energy concentration for cylindrical conductors is discussed in the approximation of long and short solenoids.