

РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ

ЧИСТЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ВАКУУМНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Л.В.ШУБНИКОВ И РАЗВИТИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ СВЕРХЧИСТЫХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ В ХФТИ

В.М.Ажжжа, А.Г.Шепелев, Г.П.Ковтун

*Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",
г. Харьков, Украина,*

e-mail: shepelev@kipt.kharkov.ua, факс: (0572) 35-16-88, телефон: (0572) 35-63-96

Приведено розвиток досліджень в ХФТІ по деяким із напрямків, що засновані видатним фізиком Л.В.Шубниковим. Коротко висвітлено питання отримання високо чистих металів, результати дослідження їх електронних властивостей у нормальному стані, дослідження надпровідників II роду та деякі їх використання, а також дослідження проміжного стану надпровідників I роду.

Представлено развитие исследований в ХФТИ по некоторым из направлений, основанных выдающимся физиком Л.В.Шубниковым. Кратко рассмотрены вопросы получения предельно чистых металлов, результаты исследования их электронных свойств в нормальном состоянии, исследования сверхпроводников II рода и некоторые их применения, а также исследования промежуточного состояния сверхпроводников I рода.

The development of researches in KIPT on some of directions grounded outstanding physicist L.V.Shubnikov is given. The problems of obtaining of extreme pure metals, outcomes of research of its electronic properties in a normal status, research of hard superconductors and its some applying, and also research of transient state of soft superconductors are briefly reviewed.

Уже из первой публикации, посвящённой разработке нового метода выращивания крупных и совершенных монокристаллов, выполненной Л.В.Шубниковым с Н.В.Обреимовым [1], видна особая тщательность в обращении с чистыми металлами.

Экспериментальное искусство и дар научного предвидения позволили Л.В.Шубникову инициировать целый ряд новых научных направлений в физике низких температур, а полученные им с сотрудниками результаты вошли в золотой фонд мировой науки. Настоящая статья посвящена только трём направлениям, которые связаны с получением и исследованиями монокристаллов металлов и сплавов и развивались в ХФТИ.

1. ПОЛУЧЕНИЕ ЧИСТЫХ МЕТАЛЛОВ

Для изучения поведения электросопротивления висмута в магнитном поле при низкой температуре (см. раздел 2) Л.В.Шубникову пришлось, наряду с тщательной химической очисткой висмута и выращиванием монокристаллов, применить многократную перекристаллизацию для получения высокой чистоты и совершенства монокристаллических образцов. Оценку этим исследованиям висмута дал бывший президент Академии наук Нидерландов Х.Б.Г.Казимир: *"Развитие полупроводниковой технологии после второй мировой войны показало, что незначительное количество примесей может радикально изменить физические свойства, и искусство выращивания чистых кристаллов достигло высокого уровня совершенства. Результаты Шубникова в*

определённом смысле предваряли эти последующие достижения" [2]. Отметим также, что именно Л.В.Шубниковым и В.И. де Гаазом в исследованиях висмута было введено в качестве абсолютного критерия чистоты и совершенства металлов отношение электросопротивлений при комнатной и низкой температуре $R_{отн} = R_{293K}/R_{4,2K}$, который используется и в настоящее время.

Исследования в области получения и исследования чистых и сверхчистых металлов в ХФТИ являются традиционными. Особенно активно эти исследования проводились с 1948 г. по инициативе И.В.Курчатова с целью определения ядерно-физических свойств металлов и разработки материалов для ядерной техники. Кроме практического использования высокочистые металлы имеют чрезвычайно важное научное значение. Фактически высокочистые металлы - это "особое" состояние вещества, находящегося в экстремальных условиях, при котором в полной мере выявляются истинные свойства, "завуалированные" примесями. В особенности это важно для низкотемпературных исследований, когда длина свободного пробега электронов l может достигать нескольких миллиметров (и даже более).

Именно "низкотемпературный" интерес стал одним из мотивов получения группы легкоплавких металлов (Cd, Sn, Zn и др.) методом зонной перекристаллизации [3,4]. В этих металлах по размерному эффекту были оценены длины свободного пробега (см. [5] и содержащиеся там ссылки), а также изучалось влияние на их электросопротивление температуры [6], размеров и чистоты при действии продоль-

ного магнитного поля [7]. В дальнейшем работы в области высокочистых металлов вылились в целое направление физики и физического материаловедения сверхчистых металлов [8-10].

Разные методы рафинирования имеют различные механизмы разделения примесей. Поэтому один из радикальных путей повышения эффективности очистки заключается в последовательном применении методов рафинирования, у которых механизмы разделения примесных элементов имеют различную природу. В ХФТИ разработаны и реализованы высокоэффективные разнообразные методы рафинирования:

- вакуумная дистилляция, в том числе с конденсацией на колонку с градиентом температуры; дистилляция в замкнутом объёме; "бестигельная" дистилляция тугоплавких металлов; сочетание прогрева и дистилляции в одном цикле рафинирования;

- плавка и зонная перекристаллизация в сверхвысоком вакууме и контролируемых (активных) средах с применением электронно-лучевого нагрева; зонная плавка в сочетании с электропереносом;

- различные сочетания вышеперечисленных методов.

Исследования охватили более 30 различных металлов. В табл. 1 приведены наиболее чистые металлы, полученные в ХФТИ. В частности, Re, Ru, Os имели рекордно высокую степень чистоты и были широко использованы для исследований электронных транспортных свойств при низких температурах (см. раздел 2). Заметим, что во многих хорошо исследованных переходных металлах при температурах много меньших, чем температура Дебая (θ_D) удельное электросопротивление хорошо описывается выражением $\rho(T) = \rho_0 + \alpha T^2 + bT^5$, где ρ_0 — остаточное сопротивление, а слагаемое bT^5 характеризует электрон-фононный вклад.

При исследовании ванадия особой чистоты ($R_{отн} = 1520$) впервые для кубических переходных металлов было установлено, что в достаточно широком интервале температур (15...40 К) удельное электросопротивление следует выражению $\rho(T) = \rho_0 + \alpha T^2 + cT^4$ [11]. Высказано предположение, что к такому виду температурной зависимости электросопротивления при $T < \theta_D/10$ могут приводить или аномалии в фононном спектре ванадия, или аномалии в его электронной структуре. Для решения вопроса о происхождении вклада в сопротивлении ванадия, пропорционального четвёртой степени температуры, необходимы дальнейшие исследования как фононного спектра, так и электронной структуры ванадия и других металлов VA группы.

2. ЭФФЕКТ ШУБНИКОВА - ДЕ ГААЗА И ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ В НОРМАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

На полученных Шубниковым чистых и совершенных монокристаллах висмута было обнаружено [12, 13] первое квантовое осцилляционное явление — эффект Шубникова – де Гааза, что оказало огромное влияние на экспериментальную и теоретическую физику низких температур. Вслед за осцилляциями магнитосопротивления были обнаружены осцилляции магнитной восприимчивости — эффект де Гааза - ван Альфена [14] в монокристаллическом висмуте, приготовленным Л.В.Шубниковым. Позже эффект Шубникова - де Гааза был обнаружен в цинке в созданной Л.В.Шубниковым криогенной лаборатории УФТИ — Б.Г.Лазаревым, Н.М.Нахимовичем, Е.А.Парфеновой [15] (см. также [16]). Затем многими учеными разных стран были обнаружены осцилляции термодинамических и кинетических

Таблица 1

Сверхчистые металлы, полученные в ХФТИ комплексными методами рафинирования (дистилляция (Д), электронно-лучевая плавка (ЭлП), зонная плавка (ЗП), электроперенос (ЭП) и их сочетание) с применением техники сверхвысокого вакуума

Металл	Метод получения	Уровень чистоты	
		Содержание основного вещества, мас. %	$R_{отн} = R_{293K}/R_{4,2K}$
Be	Д + ЗПЭП	99,999	2000 - 3000
Re	ЭлП + ЗП + ЗПЭП	99,9999	60 000
Ru	ЭлП + ЗП + ЗПЭП	99,999	3 500
Os	ЭлП + ЗП + ЗПЭП	99,999	2 500
Zn	Д + ЗП	99,9999	50 000
W	ЭлП + ЗП	99,99995	70 000
Mo	ЭлП + ЗП	99,9999	30 000
V	ЭлП + ЗП + ЭП	99,998	1 600
Nb	ЭлП + ЗП	99,9996	12 000
Zr	ЭлП + ЗП	99,999	450
Ni	Д + ЭлП + ЗП	99,995	1 000
Fe	Д	99,99	500
Mg	Д	99,99	1 000
Dy	Д	99,98	110
Ga	Д + ЗП + ЗПЭП	99,99999	90 000
Y	Д + ЗПЭП	99,95	90

характеристик ряда чистых металлов, что дает возможность определять площади экстремальных сечений поверхности Ферми, ее размеры, циклотронные массы и другие характеристики — все то, что теперь именуется "фермиологией" [17]. Особенно успешные экспериментальные исследования электронных свойств чистых металлов выполнялись в послевоенное время в криогенной лаборатории ХФТИ Е.С.Боровиком, Б.И.Веркиным, А.А.Галкиным, И.М.Дмитренко, Б.Г.Лазаревым и их сотрудниками (см. обзоры [18]), а современная теория металлов создавалась И.М.Лифшицем и его сотрудниками [19].

Из наиболее интересных экспериментальных работ ХФТИ более позднего периода, посвященных исследованиям электронных свойств нормальных металлов, укажем на следующие.

2.1. ЭЛЕКТРОННО-ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ 2,5 РОДА

В 1960 г. И.М.Лифшиц [20] разработал теорию топологических переходов 2,5 рода, связанных с кардинальным изменением поверхности Ферми металлов под влиянием плавного изменения давления — появление (исчезновение) новых её полостей, переход замкнутых полостей в открытые или наоборот (модельные физические соображения на эту тему высказывались ранее [21] для металлических сплавов при изменении концентрации примеси). Предсказывалось [20], что такие изменения поверхности Ферми должны сопровождаться особенностями термодинамических и кинетических свойств металлов типа $|z|^{\pm 0,5}$, где z - параметр, по которому происходит топологический переход, пропорциональный отклонению давления от критического, когда $z = 0$. В криогенной лаборатории ХФТИ Б.Г.Лазарев с сотрудниками предложили с этими топологическими переходами сопоставить немонотонную зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_k таллия от давления p [22] и примесей (концентрации c) [23]. Отметим, что практически одновременно американские авторы [24] также трактовали поведение T_k и других свойств индия с примесью. Тогда же Б.И.Веркин и И.В.Свечкарев [25] поведение магнитной восприимчивости индия с примесью также связывали с изменением топологии поверхности Ферми.

Соответствующее теоретическое обоснование для поведения T_k было дано в работах В.Г.Барьягтара с сотрудниками [26]: оказалось, что топологическому переходу под действием примесей или давления соответствует нелинейная зависимость T_k с экстремумом производной $\partial T_k / \partial p$ как функции концентрации примеси c или давления p (рис.1).

Особенности, проявляющиеся в T_k , к сожалению, размыты на величину порядка θ_D и поэтому очень малы по величине. В 1963-1988 гг. был выполнен цикл экспериментальных исследований (более 20 публикаций) тонких особенностей поведения T_k таллия и индия (работы 1963-1967 гг. обобщены в обзоре [27]); последующие исследования совместного

влияния давления и примесей в двойных и тройных растворах различных примесей в таллии изложены в [28-30], исследования индия — в [31-35].

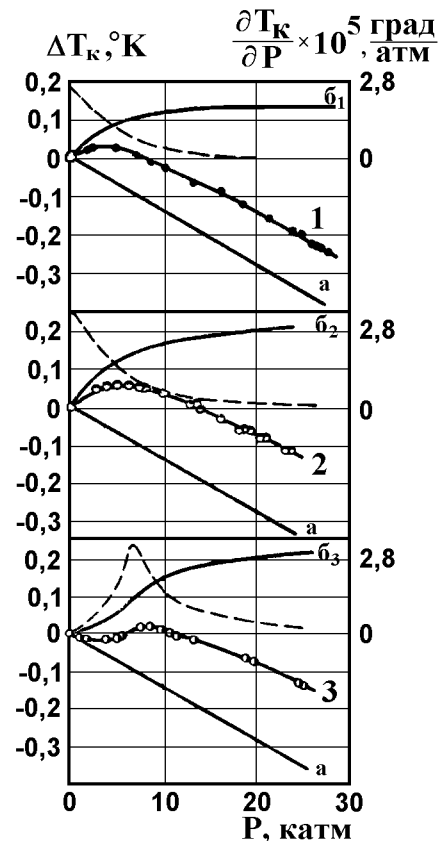


Рис. 1. Зависимость смещения температуры сверхпроводящего перехода Tl и Tl с примесью Hg от давления: 1 — чистый Tl; 2 — Tl с 0,45 ат. % Hg; 3 — Tl с 0,9 ат. % Hg; а — линейные составляющие; б₁, б₂, б₃ — нелинейные составляющие кривых 1, 2, 3, соответственно пунктирные кривые — зависимость dT_k/dp нелинейных составляющих от давления [27]

В работе [28] авторы полагали, что в таллии под влиянием примеси ртути, по-видимому, ликвидируется часть поверхности Ферми, расположенной в 5-й или 6-й зонах Бриллюэна. По результатам анализа поведения под давлением тройных сплавов таллия сообщалось [29], что у Tl существуют замкнутые поверхности Ферми, которые относятся либо к "электронам", либо к "дыркам". Причем эти части поверхности Ферми под действием примеси In и давления увеличиваются, а под влиянием примеси Hg уменьшаются и при $c_k = 0,43\%$ исчезают. Заключая свою статью, авторы [29] отметили: "... можно сделать вывод, что изменения этих наиболее малых участков поверхности Ферми Tl" (в этой статье уже речь идет об электронных карманах 4-й зоны Бриллюэна) "под действием давления и примесей и приводят к нелинейной зависимости $T_k(p)$ у чистого Tl и его растворов, а также дают вклад в нелинейные изменения в зависимостях $T_k(c)$ для тройных и двойных растворов Tl".

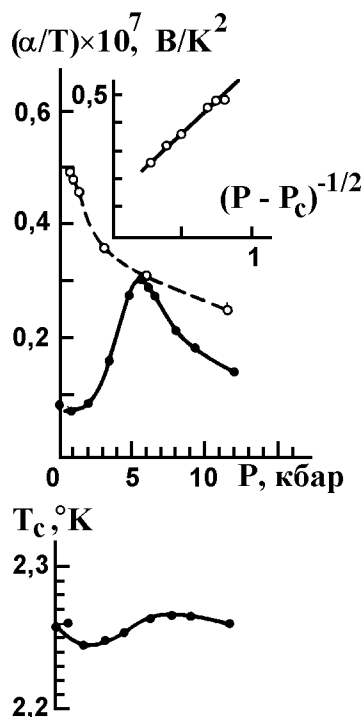


Рис. 2. Изменение термоэдс (при $T^2 = 20$) и критической температуры T_c таллия:
 ● — $Tl+1\%Hg$, ○ — $Tl+0,2\%Hg$ [30]

В работе 1985 г. [30], посвящённой изучению термоэдс. и T_c таллия и рения под давлением, выполненной совместно с сотрудниками ИФП АН СССР, для образца таллия с 1% индия была обнаружена корреляция немонотонного изменения термоэдс. от давления и особенности $\partial T_k / \partial p$ в функции от давления p (рис.2). Авторы [30] пришли к выводу, что в таком образце при всестороннем сжатии происходит образование новых участков поверхности Ферми.

Что касается исследования поведения T_c индия и его сплавов, то авторы [31] считали, что в индии вблизи энергии Ферми находятся две критические энергии, где происходит изменение топологии поверхности Ферми. Под влиянием примеси меньшей валентности (~1%Cd; ~0,7%Hg) происходит разрыв перемычки, соединяющей β -трубки электронных полостей поверхности Ферми в 3-й зоне Бриллюэна (рис.3). Особенности T_c индия под влиянием примеси большей валентности ~1%Sn; ~2%Pb или под влиянием давления, по мнению авторов [31], могут быть связаны с образованием полости поверхности Ферми в 4-й зоне Бриллюэна или α -трубок на рёбрах 3-й зоны Бриллюэна.

При дальнейшем исследовании сплавов индия [32] авторы предположили, что увеличение абсолютной величины $\partial T_k / \partial p$ индия с примесью 8,2%Hg или 28% Tl связано с тем, что одновременно с исчезновением электронной поверхности Ферми в 3-й зоне Бриллюэна происходит образование открытых сечений в дырочной поверхности 2-й зоны или "дырок" в 1-й зоне Бриллюэна. В работе [33] авторы рассмотрели изменение энергетического спектра

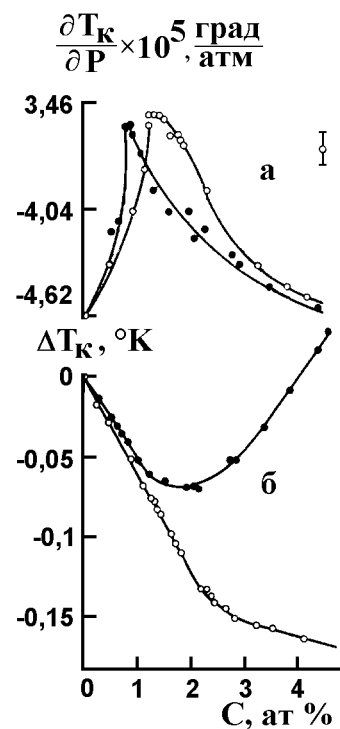


Рис. 3. Зависимость а — $\partial T_k / \partial P$ и б — ΔT_k для In от концентрации примеси:
 ○ — система $In-Cd$, ● — $In-Hg$ [31]

индия под влиянием примеси и давления. Они полагают, что примеси меньшей валентности (1,1%Cd; 0,66%Hg; 1,9%Tl) приводят к разрыву перемычек, соединяющих электронные β -трубки в 3-й зоне Бриллюэна. Особенности T_c индия под влиянием примеси большей валентности (1,1%Sn; 2,2%Pb; 0,55% Vi) или под давлением 6 кбар, по мнению авторов [33], могут быть связаны только с образованием α -трубок на рёбрах 3-й зоны Бриллюэна; при увеличении концентрации примеси Pb до 8% происходит новый топологический переход, который предшествует (стимулирует?) структурному переходу тетрагональной гранецентрированной кристаллической решетки в гранецентрированную кубическую. Изучение поведения термоэдс. индия и его сплавов под давлением [34] привело авторов, включавших и сотрудников ИФП АН СССР, к заключению о том, что в чистом индии и в индии с примесью 0,09% Hg особенности термоэдс. под давлением вызваны образованием новых участков поверхности Ферми и, скорее всего, связаны с появлением в 3-й зоне Бриллюэна α -трубок или электронных карманов в точках W. В образцах с 0,8% Hg и 2,5%Cd при увеличении давления происходит восстановление связности кольца β -трубок в 3-й зоне, которое было разорвано примесями. Последующее исследование термоэдс. индия и его сплавов, выполненное совместно с сотрудниками ИФП АН СССР и ФТИНТ АН УССР в 1988 г. [35], подтвердило, что в образцах индия с примесью 0,8%Hg и 2,5%Cd происходит восстановление под действием давления связности электронных β -трубок. В образцах с малым содержанием примеси (рис.4) заметно изменение знака аномальной составляющей тер-

моэд.с. при повышении температуры. Авторы [35] считали, что топологический переход в чистом индии под давлением связан с возникновением электронных полостей в точках W зоны Бриллюэна, а не с возникновением α -трубок на рёбрах 3-й зоны Бриллюэна, как предполагалось ранее [33, 34].

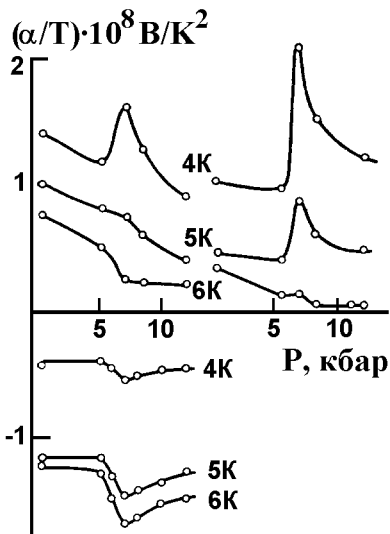


Рис. 4. Зависимость α/T от давления для образцов: In с 0,01 ат. % Cd (слева сверху); In с 0,009 ат. % Hg (справа); чистый In (внизу) при разных температурах, указанных рядом с кривыми [35]

По небольшим особенностям T_k рения [36], α -урана [37] и кадмия [38] также высказывались суждения о топологических переходах.

Отметим, что первое прямое подтверждение связи аномального поведения T_k с экспериментально обнаруженным реальным изменением топологии поверхности Ферми (по исчезновению квантовых осцилляций термоэд.с., отвечающим минимальным сечениям электронной части поверхности Ферми в 3-й зоне Бриллюэна) было получено в 1981 г. американскими авторами при упругом растяжении висконов алюминия [39]. К этому моменту непосредственное экспериментальное подтверждение топологических переходов 2,5 рода уже было получено московскими физиками (по качественному изменению картины осцилляционных эффектов в нормальном состоянии металлов) для кадмия [40] (см. также [41]), висмута и его сплавов [42] и цинка [43]; позже топологические переходы были обнаружены в сплавах LiMg [44], CdMg [45], BiSb [46], MoRe [47] (см. также обзоры [48]).

2.2. МАГНИТНЫЙ ПРОБОЙ

После обнаружения М.Г.Пристли гигантской электронной орбиты в магнии [49] по магнитному пробоя во всем мире выполнено большое количество работ (см., например, обзор [50]). Изложим некоторые результаты исследований, выполненные совместно с ИФМ РАН (г.Екатеринбург), электрических, гальваномангнитных, магнитоэлектрических свойств, в том числе и в условиях магнитного пробоя, высокочистых монокристаллов вольфрама, рения, рутения, осмия. В случае компенсированных металлов, какими являются вольфрам, рений, руте-

ний и осмий, достаточно сильное магнитное поле, как известно, приводит к возникновению "локализованного состояния": электрон движется по замкнутой траектории (в плоскости, нормальной к направлению магнитного поля). В этой ситуации очень чувствительной характеристикой к чистоте металла оказывается магнитосопротивление

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\rho(\mathbf{H}) - \rho(0)}{\rho(0)}$$

где $\rho(\mathbf{H})$ — сопротивление металла в магнитном поле \mathbf{H} ; $\rho(0)$ — сопротивление металла при $\mathbf{H} = 0$. Так, для особо чистого вольфрама ($R_{отн} \geq 80000$) поперечное сопротивление ($\mathbf{I} \parallel [111]; \mathbf{H} \parallel [213]$) в магнитном поле при $T = 4,2$ К возрастает в несколько миллионов раз [51], приближаясь по величине удельного электросопротивления к полупроводниковым материалам (рис.5).

С повышением чистоты монокристаллов величина магнитосопротивления увеличивается. На рис. 6 представлена зависимость магнитосопротивления $\Delta \rho/\rho$ рутения от величины $R_{отн}$ в поле $\mathbf{H} = 40$ кЭ при $T = 4,2$ К. Можно видеть, что с повышением чистоты монокристаллов рутения ($R_{отн}$ повышается в 30 раз) их магнитосопротивление увеличивается более чем в 100 раз (рис.6, кривая 1). Если электрон движется по открытой траектории, то возникает "токовое состояние", при котором электрическое сопротивление в магнитном поле изменяется незначительно (рис. 6, кривая 2).

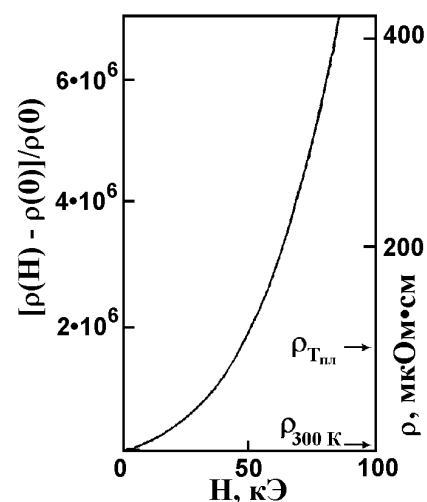


Рис. 5. Изменение удельного электросопротивления монокристалла вольфрама с $R_{отн} \geq 80000$ в поле до 100 кЭ при $T = 4,2$ К; $\mathbf{I} \parallel [111], \mathbf{H} \parallel [213]$ [51]

Исследования кинетических свойств высокочистых монокристаллов в магнитных полях интересны в особенности тем, что в условиях сильного магнитного поля можно осуществить перестройку электронных траекторий в металлах в результате магнитного пробоя — эффекта квантового туннелирования электронов проводимости через энергетическую щель под действием магнитного поля. У рутения магнитный пробой был впервые обнаружен у монокристаллов сверхвысокой чистоты ($R_{отн} \geq 1200$) [52]. На рис.7 показано изменение анизотропии магнитосопротивления рутения в поле до 15 кЭ.

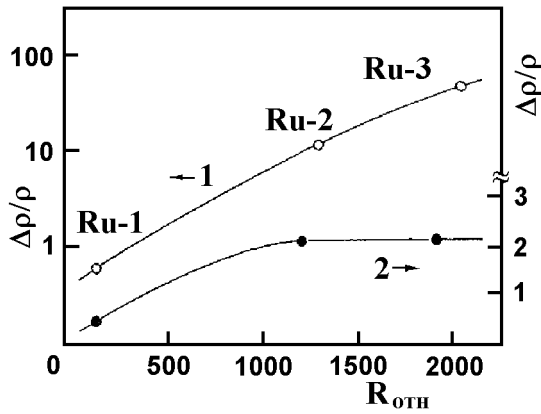


Рис. 6. Зависимость удельного магнитосопротивления ($\Delta\rho/\rho$) рутения от величины остаточного сопротивления ($R_{отн}$) в поле 40 кЭ: 1 — $\mathbf{H} \parallel [1\bar{2}10]$; $\mathbf{H} \parallel [10\bar{1}0]$; 2 — $\mathbf{H} \parallel [1\bar{2}10]$; $\mathbf{H} \parallel [0001]$

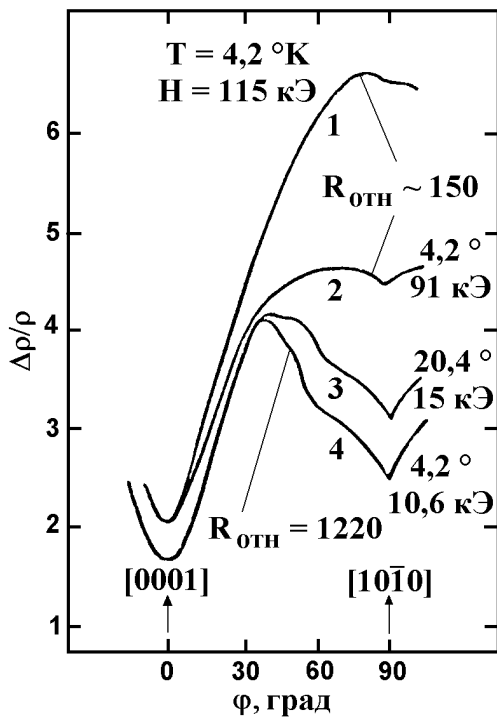


Рис. 7. Изменение анизотропии удельного магнитосопротивления особо чистого рутения под действием магнитного поля (кривые 3, 4) [52]. (Кривые 1, 2 — из работы [53])

Минимум магнитосопротивления при $\mathbf{H} \parallel [10\bar{1}0]$ свидетельствует о наличии магнитного пробоя в рутении (направление пробоя - вдоль $[0001]$). Следует отметить, что ранее в работе [53], где исследования были выполнены на рутении низкой чистоты ($R_{отн} \sim 150$) магнитный пробой не обнаруживался даже под воздействием более сильных магнитных полей (до 150 кЭ) (см. рис. 7, кривые 1,2). В условиях магнитного пробоя у рутения был выявлен ряд новых эффектов. Магнитный пробой в рутении приводит к образованию трёх магнитопробойных траекторий: открытых, замкнутых траекторий и пространственной сетки. Образование магнитопробойных траекто-

рий во всех случаях сопровождается квантовыми осцилляциями магнитосопротивления [54].

Наиболее сильное влияние магнитопробойной перестройки траекторий электронов проводимости проявляется в магнитотермоэлектрических свойствах рутения [55]. Для наиболее чистого рутения ($R_{отн} \sim 3000$) на рис. 8 приведена зависимость термоэ.д.с. α от величины магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel [1\bar{2}10]$, т.е. когда реализуются узкие слои открытых траекторий. Видно, что в сильных магнитных полях в этой зависимости основным является осциллирующий вклад, обусловленный магнитным пробоем. Амплитуда квантовых осцилляций $\alpha_{осц}$ весьма велика и превосходит величину "классической" (при $\mathbf{H} = 0$) термоэ.д.с. рутения на два порядка. При ликвидации открытых магнитопробойных траекторий путём отклонения \mathbf{H} от оси $[1\bar{2}10]$ амплитуда осцилляций резко падает (см. рис. 8, б).

При исследовании особо чистых монокристаллов рутения с $R_{отн} \sim 4000$ впервые для переходных металлов были обнаружены квантовые осцилляции коэффициента Нернста-Эттингсхаузена, имеющие магнитопробойное происхождение [51].

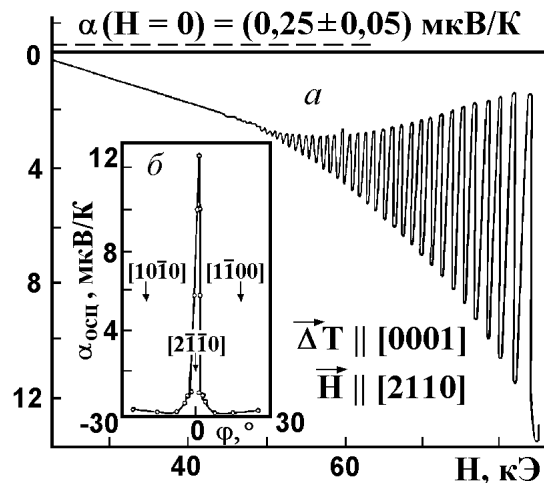


Рис. 8. Зависимость термоэ.д.с. рутения от величины магнитного поля при $T = 4,2$ K (а) и анизотропия амплитуды осцилляций (б) [55]

Исследования эффекта Холла показали, что у высокочистых монокристаллов рутения ($R_{отн} \sim 3000$) изменение знака коэффициента Холла наблюдается при слабых магнитных полях (~ 2 кЭ), а в условиях магнитного пробоя ($\mathbf{H} \geq 20$ кЭ) происходит резкое увеличение (в три раза) коэффициента Холла по сравнению с "допробойной" ситуацией [54].

Исследование гальваномагнитных свойств особо чистых монокристаллов рения ($R_{отн} \sim 30000-40000$) позволило впервые обнаружить изменение знака и немонотонное температурное поведение коэффициента Холла, а также эффект нечетной по магнитному полю термоэ.д.с., величина которой при возникновении узких слоев магнитопробойных траекторий на порядок превышает значение обычного (чётного) вклада [51].

Поверхность Ферми осмия принципиально отличается от поверхности Ферми рутения и магнитный

пробой, аналогичный магнитному пробую в рутении, в осмии не реализуется. Тем не менее, в чистых и совершенных монокристаллах осмия с $R_{отн} \sim 2500$ удалось наблюдать осцилляции термоэд.с. [56]. Тем самым на примере осмия впервые в переходных металлах были обнаружены квантовые осцилляции термоэдс немагнитопробойного характера, по своей природе аналогичные осцилляциям Шубникова – де Гааза в магнитосопротивлении. В отличие от магнитопробойных осцилляций в рутении они имеют слабую анизотропию, а их амплитуда на два порядка меньше, чем амплитуда магнитопробойных осцилляций в рутении.

Магнитный пробой не единственный фактор, обуславливающий изменение конфигурации электронных орбит в металлах. Одним из таких факторов может явиться взаимодействие электронов проводимости с поверхностью образца. Рассеяние электронов проводимости на поверхности компенсированного металла при выполнении условия $D(\mathbf{H}) \ll d \leq l$ (где $D(\mathbf{H})$ - ларморовский диаметр орбиты электрона проводимости в магнитном поле \mathbf{H} ; l - его длина свободного пробега; d - поперечный размер образца) может приводить к вытеснению постоянного электрического тока в приповерхностный слой толщиной порядка D , т.е. к статическому скин-эффекту [19], и быть причиной изменения магнитосопротивления. Наряду с топологическими особенностями поверхности Ферми, размерами и кристаллической ориентацией образцов, определяющим фактором в проявлении скин-эффекта является чистота металлов, что, в частности, подтверждается экспериментальными результатами, полученными на монокристаллах вольфрама и рения различной чистоты [57, 58].

Таким образом, в условиях низких температур у высокочистых металлов могут проявляться принципиально новые эффекты, которые способны приводить к существенным изменениям их электронных транспортных свойств.

2.3. АНОМАЛЬНОЕ ПРОНИКНОВЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА

После обнаружения [59] влияния магнитного поля на поглощение ультразвука в чистых металлах при низких температурах исследованию этой проблемы посвящено много работ.

Применяемая в магнитоакустических экспериментах длительность импульсов $\approx 10^{-6}$ с и характерная для металлов скорость звука $\approx (2...5) \cdot 10^5$ см/с приводят к протяженности ультразвукового пакета в металле $L \sim 0,2...0,5$ см, что превышает длину свободного пробега электронов l в большинстве чистых металлов. Как показали магнитоакустические исследования [60], в чистом галлии $l \sim 1$ см. Дальнейшим магнитоакустическим исследованиям электронных свойств этого уникального объекта посвящены десятки публикаций — только за первые 15 лет его исследований было опубликовано около 30 работ учёных США, Франции, СССР и Канады (ранние работы освещены в обзоре [61]).

Успехи в получении сверхчистых, совершенных металлических монокристаллов с $l > 1$ см привели к обнаружению новой области исследований, связанной с аномальным проникновением ультразвуковых импульсов по электронным траекториям в магнитном поле $D(\mathbf{H})$, поскольку металл в таких условиях оказывается активной средой (по образному выражению И.М.Лифшица "металл — электронный прибор"). Один из классиков магнитоакустических исследований металлов при низких температурах Дж.Д.Гавенда отмечал [62]: "Первым указываем, что электроны проводимости могут передавать звуковые волны в металлах, было обнаружение того, что сначала интерпретировалось как аномально большая зависимость скорости ультразвука в ультрачистом галлии [63]. Время распространения ультразвукового импульса через образец, погружённый в жидкий гелий, казалось осциллирующим в зависимости от магнитного поля \mathbf{H} с размахом колебаний амплитуды величиной 6%. Обычные магнитоакустические осцилляции при \mathbf{H} , перпендикулярном вектору распространения \mathbf{k} , имеют наибольшую амплитуду 0,1% [64].

Позже было показано, что большие осцилляции времени распространения не являются результатом изменения скорости звука [65,66]. Правильная интерпретация такова [67]. Электроны на циклотронной орбите диаметром $D=2 \square k_F/eH$ поглощают энергию от полей пакета ультразвуковых волн и порождают осциллирующие токовые слои, как в радиочастотном размерном эффекте, на расстояниях nD впереди и позади пакета. Эти токи генерируют новые звуковые импульсы впереди и позади первоначального звукового пакета."

В криогенной лаборатории ХФТИ была также изучена температурная зависимость амплитуды предвестника в галлии [66]. Измерения проводились на частоте продольного ультразвука 150 МГц (при длительности импульса 0,5 мкс) в постоянном поле $\mathbf{H} = 30$ Э при ориентации волнового вектора ультразвука $\mathbf{k} \parallel \mathbf{v}$ -оси Ga, $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$. На рис.9 представлены измеренные температурные зависимости амплитуд прошедшего через образец Ga основного ультразвукового импульса (кривая 1), предвестника (кривая 2) и предвестника с учётом температурного изменения основного импульса (кривая 3). Указанные амплитуды измерялись по отношению к амплитуде основного импульса при $\mathbf{H} = 0$; амплитуда последнего во всей температурной области 4,2 - 1,08 К не зависит от температуры из-за очень большой величины параметра kl .

На рис.10 приведена зависимость амплитуды предвестника от T^3 ; видно, что она $A(T) \sim \exp(-\beta T^3)$. Полагая, что амплитуда предвестника, как и амплитуда аномального проникновения электромагнитного поля траекторного типа [68] $A \sim \exp(\lambda/l) = \exp(\pi v/\Omega)$, получим, что температурная зависимость предвестника $A(T) \sim \exp[-\pi v(T)/\Omega]$, где λ — путь электрона вдоль траектории до рассеяния; v и Ω — частота столкновения и циклотронная частота электрона.

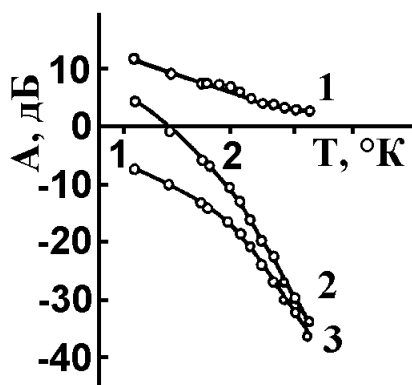


Рис. 9. Температурная зависимость в чистом Ga амплитуд, кривые: 1 — ультразвукового импульса; 2 — предвестника; 3 — предвестника с учётом температурного изменения величины ультразвукового импульса при $H = 30$ Э, $\angle H, a = 44^\circ$, $k \parallel$ v -оси Ga, $H \perp k$, частота продольного ультразвука 150 МГц [66]

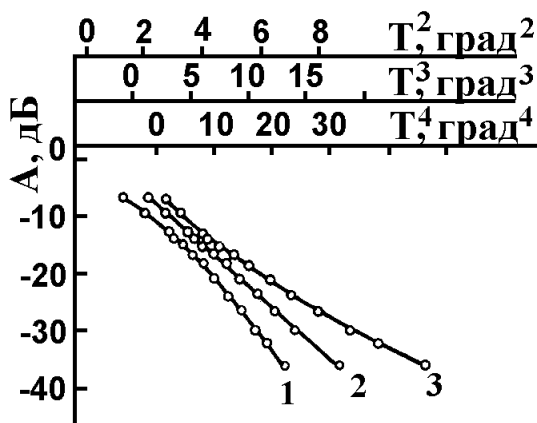


Рис. 10. Зависимость амплитуды предвестника в галлии (в логарифмическом масштабе) от: кривая 1 — T^2 , кривая 2 — T^3 , кривая 3 — T^4 [66]

Обнаруженная зависимость $v(T) \sim T^3$ определяется рассеянием электронов на фонах решётки $v_{e,ph}$. Причина состоит в том, что в то время, как электроны переносят ультразвуковой пакет размера L , близкого к диаметру электронной орбиты D , роль характерного расстояния, на котором изменяется фаза звукового возмущения, играет $\lambda_{zv}/2$ — величина, во много раз меньшая L и D . Тем самым даже мало-угловое рассеяние электронов на тепловых фонах выводит их из области эффективного взаимодействия с ультразвуком, как и в обычных магнито-акустических эффектах (см., например, [69]).

Была измерена [70] реальная величина эффекта аномального проникновения ультразвука по электронным траекториям, для чего следовало учесть поглощение основного импульса на пути, равном $D(H)$: в то время, как предвестник переносится электронами, основной импульс испытывает существенное электронное поглощение, распространяясь в объёме металла. Исследовалась частотная зависимость отношения амплитуд предвестника к основному

импульсу (длительностью 0,5 мкс) в поле $H = 18,6$ Э, $H \perp k \parallel b$ - оси Ga при фиксированной ориентации H относительно осей a и c Ga. Результаты непосредственных измерений представлены на рис.11 (кривая 1). Точный учёт электронного поглощения основного импульса осуществлялся понижением температуры до $0,32 \text{ K} < T_k = 1,08 \text{ K}$ в отсутствие магнитного поля, когда по температурной зависимости поглощения можно измерить полное электронное поглощение. Поскольку у галлия $\theta_D = 325 \text{ K}$, изменением решётчного поглощения в области температуры $0,32 < T < 1,08 \text{ K}$ можно пренебречь, а изменение электронного поглощения основного импульса в исследованном интервале полей $0 < H < 20$ Э при аномальном проникновении, естественно, отсутствовало. На рис.11 (кривая 2) изображена частотная зависимость предвестника с учётом поглощения основного импульса продольного ультразвука. Оказалось, что в исследованном диапазоне частот величина эффекта аномального проникновения слабо зависит от частоты. Это дало возможность оценить "коэффициент переноса" продольного ультразвука по электронным траекториям $A_{предв}/A_{осн} \approx 0,01$. Повышение температуры приводит к уменьшению "коэффициента переноса" (за счёт увеличения роли малоугловых столкновений электронов с тепловыми фонами [66]). Уменьшение магнитного поля также уменьшает "коэффициент переноса" из-за увеличения пути λ , проходимого электронами по орбите $D(H)$ до рассеяния, так как $A_{предв} \sim \exp(-\lambda/l)$.

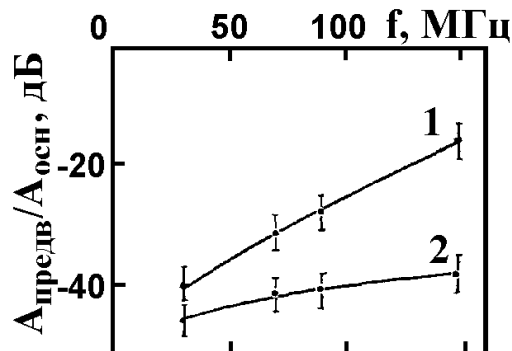


Рис. 11. Зависимость отношения амплитуды предвестника к амплитуде основного ультразвукового импульса $A_{предв}/A_{осн}$ от частоты продольного ультразвука при $T = 1,1 \text{ K}$, $H = 18,6$ Э, $H \perp k$, $\angle H, a$ -оси Ga $\approx 41^\circ$ [70]

В связи с существенным отличием [71] во взаимодействии электронов с ультразвуком продольного и поперечного типа* интересно было выяснить, существует ли явление аномального проникновения поперечного ультразвука. При $T=1,6 \text{ K}$ и $H \perp k \parallel b$ - оси галлия для ориентации вектора поляризации ультразвука $\epsilon \parallel a$ -оси галлия и $\epsilon \parallel c$ - оси явление было обнаружено [72]. Значительно меньшую (в 100 раз) величину эффекта в случае поперечного ультразвука можно объяснить тем, что деформационное

* В пределе изотропной модели деформационное взаимодействие поперечного ультразвука с электронами стремится к нулю.

взаимодействие с электронами для продольного ультразвука определяется диагональными компонентами тензора деформации (модули сжатия электронного газа), а для поперечного — недиагональными (электронные модули сдвига) [71]. Результаты измерений [70], полученные при изменении температуры до 0,32К и приведенные на рис.12, указывают на значительное отличие полного электронного поглощения продольного и поперечного ультразвука, что может служить дополнительным подтверждением суждения о соотношении между диагональными и недиагональными компонентами электронного тензора деформации.

Исследование [66] показало, что в различных образцах галлия одной и той же ориентации проявляется размерный эффект отсекаания электронных орбит - чем больше образец, тем в меньших магнитных полях проявляется аномальное проникновение ультразвука. Отсюда можно оценить, что в сверхчистом галлии l достигает 2...3 см, — видимо, рекордная величина среди чистых металлов на сегодняшний день (см. также [73]).

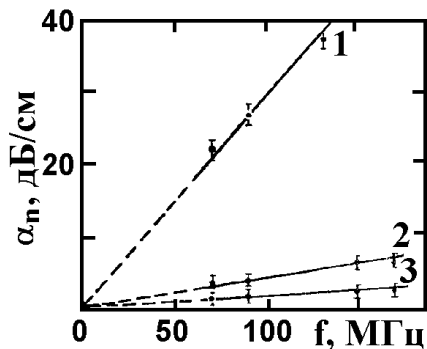


Рис. 12. Частотная зависимость полного электронного поглощения ультразвука при $\mathbf{k} \parallel \mathbf{v}$ -оси Ga, кривые: 1 — для продольного ультразвука, 2 и 3 — для поперечного ультразвука с полярizations $\epsilon \parallel c$ -оси Ga и $\epsilon \parallel a$ -оси Ga соответственно [70]

В то время, как теория аномального проникновения ультразвука [67, 74] построена для магнитного поля \mathbf{H} , перпендикулярного волновому вектору \mathbf{k} и параллельному поверхности металлической пластины, экспериментально было обнаружено, что явление наблюдается и для продольного [66], и для поперечного [72] ультразвука до значительных углов наклона \mathbf{H} относительно плоскости $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$. Оно проявляется и при ориентациях \mathbf{H} , близких к $\mathbf{H} \parallel \mathbf{k}$.

Поскольку, таким образом, явление не связано со специфической орбитой электронов в магнитном поле, было высказано соображение [66, 72], что аномальное распространение ультразвука может наблюдаться и в других очень чистых металлах. Вскоре явление аномального проникновения поперечного звука было обнаружено в чистых меди и серебре на открытых [75, 62] и замкнутых орбитах [76]. В соответствии с теорией [77] величина эффекта существенно увеличивается вблизи доплер-сдвинутого циклотронного резонанса в чистых галлии [78] и меди [62, 79].

Тщательное исследование явления аномального проникновения ультразвука, как показывает теория [67, 74, 77, 80], даёт возможность изучать широкий спектр локальных характеристик, например, деформационный потенциал, относительно которого для металлов, вообще говоря, мало что известно. Целый ряд предсказанных новых явлений ещё ждёт своего экспериментального обнаружения.

С прикладной точки зрения, в связи с бурным развитием акустоэлектроники создание миниатюрных приборов, управляемых слабым магнитным полем и основанных на явлении аномального проникновения ультразвука, например, линий задержки импульсов с возможностью непрерывного регулирования времени задержки [81], представляет значительный практический интерес.

3. СВЕРХПРОВОДНИКИ II ТИПА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ. ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ ЧИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

По свидетельству Н.Е.Алексеевского [82], "С первых дней создания криогенной лаборатории УФТИ, одной из основных тем исследований, проводившихся в ней Львом Васильевичем, была сверхпроводимость".

Остановимся только на нескольких приоритетных направлениях исследований.

3.1. ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СПЛАВОВ

Такая же тщательность в приготовлении совершенных монокристаллических образцов сверхпроводящих сплавов, как и ранее в случае висмута, предшествовала обнаружению Л.В.Шубниковым, В.И.Хоткевичем, Г.Д.Шепелевым, Ю.Н.Рябининым [83] (см. также [84]) того, что теперь именуется "фазой Шубникова" [85]. Именно со ссылкой на работу 1937 г. [83], — как отметили председатель Международной конференции по сверхпроводимости (Гамильтон, США, 26-29 августа 1963 г.) единственный дважды нобелевский лауреат по физике Дж. Бардин и её секретарь Р.В.Шмитт [86], — участники конференции рекомендовали "использовать символы H_{C1} и H_{C2} для обозначения пределов смешанного состояния сверхпроводников II типа... Это обозначение (в русском варианте H_{K1} и H_{K2}) было введено Шубниковым в 1937 г., который впервые дал обозначения критических полей". Позже К.Мендельсон в отношении работ [83, 84] отмечал: "Из всех групп, занятых низкотемпературными исследованиями в тридцатых годах, группа Л.В.Шубникова в Харькове имела, очевидно, наилучший комплекс знаний в области металлургии" [87].

Дальнейшие исследования и применения сверхпроводников II типа для построения сверхпроводящих соленоидов произошли более чем через 20 лет уже после создания соответствующей теории В.Л.Гинзбурга, Л.Д.Ландау, А.А.Абрикосова, Л.П.Горькова [88].

После многолетних поисков и последующего обнаружения высокой токопроводящей способности в сильном магнитном поле у интерметалла Nb₃Sn [89] и у сплава Nb-Ti [90], — что позволило создавать сверхпроводящие соленоиды с полями 100 кЭ [91, 92] и выше, — специалисты ХФТИ активно включились в соответствующие исследования. Особенно интересные результаты были получены в трёх областях.

1. Создана концепция высокой токонесущей способности деформируемых сверхпроводящих сплавов на основе Nb, обусловленной формированием густой ($\sim 4 \times 10^{10} \dots 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) системы тонких токонесущих ниобиевых нитей средним размером $\sim 25 \text{ \AA}$ (см. [93, 94] и приведенные там ссылки на предыдущие публикации). В исследованиях использовались тонкие методы автоионной, полевой, эмиссионной (ионной и электронной) микроскопии.

Оказалось, что локальная концентрация Nb в центральной части выделений около 90 ат.% и спадает до 10 ат.% на расстояниях $\sim 30 \text{ \AA}$ от центра выделений (рис. 13). Концентрация Ti соответственно возрастает до 90 ат.% на периферии, что образует "трубчатую" пиннингговую систему. Эти представления сыграли существенную роль в решении проблем создания технических сверхпроводников с рекордно высокими критическими параметрами.

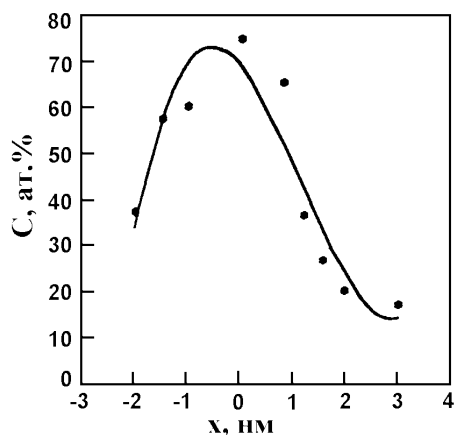


Рис. 13. Зависимость концентрации ниобия от расстояния до центра выделения [94]

2. В деформируемых сплавах на основе Nb-Ti токонесущая структура формируется в результате диффузионного распада пересыщенного твердого раствора [95]. Ввиду того, что в настоящее время Nb-Ti-сплавы из-за высоких сверхпроводящих и механических характеристик являются доминирующими на мировом рынке, в ХФТИ совместно с ПО УМЗ, ИАЭ им.Курчатова, ВНИИНМ, ПО "Горизонт", Гиредмет, ДонФТИ, ИЭД, Механобрчермет были предприняты широкие исследования влияния сложной многостадийной термомеханической обработки на структуру, токовые и прочностные характеристики многоволоконных сверхпроводников [96]. В результате были получены рекордные значения плотности критического тока $j_k = 4,1 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$ для 300-жильного сверхпроводника на основе сплава HT-50 в магнитном поле 5 Тл при $T = 4,2 \text{ К}$ (см. [97] и содержащиеся там ссылки). Толщина сверх-

проводящей жилы в таком проводнике $\sim 30 \text{ мкм}$, а в 8910-жильном сверхпроводнике $\sim 5 \text{ мкм}$ (рис. 14).

Легирование Nb-Ti-сплава танталом привело к расширению применимости таких сверхпроводников в области более высоких магнитных полей: так 210-жильный сверхпроводник Nb-37Ti-22Ta (мас.%) имеет рекордное значение $j_k = 1,6 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$ в поле 10,4 Тл и при $T = 2,05 \text{ К}$ [98].

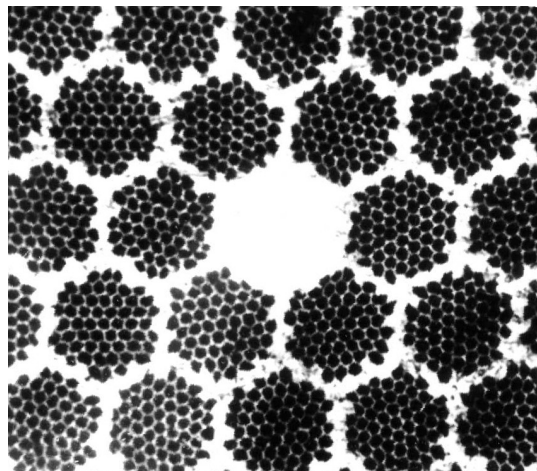


Рис. 14. Микроструктура сверхпроводящего композитного провода на основе сплава NbTi [97]

3. Исследования диаграммы состояния системы Nb-Sn [99] и кинетики формирования слоя Nb₃Sn [100] при взаимодействии расплава олова с ниобиевой подложкой позволили повысить токонесущую способность ленточных сверхпроводников на основе Nb₃Sn. Ещё больший прогресс в повышении j_k был достигнут с использованием методик замены олова расплавом Sn-Cu, легирования ниобия цирконием и внутреннего окисления последнего [101]. Оптимизация всех стадий жидкофазного процесса привела к тому, что в слоях Nb₃Sn толщиной до 8-10 мкм удалось создать однородную мелкозернистую структуру (размер зерен 0,1 мкм). В итоге [102, 103] было достигнуто очень высокое значение j_k (106 А/см^2 при 4,2 К в поле $B = 10 \text{ Тл}$ в расчёте на сечение Nb₃Sn), причём, что особенно важно, величина j_k не зависела от толщины слоя Nb₃Sn (рис. 15).

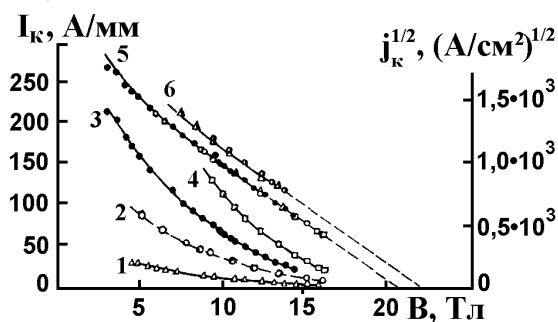


Рис. 15. Зависимость критического тока I_k от магнитного поля ленты Nb₃Sn (с толщиной слоя от 0,6 до 6 мкм — кривые 1-4) и плотности критического тока $j_k^{1/2}$ от магнитного поля (кривая 5 при 4,2 К и кривая 6 при 2,15 К) [103]

Исследование полевой зависимости этих сверхпроводников при различных температурах, показавшее, что $j_k^{1/2} \sim 1 - B/B_{c2}$ (см. рис. 15), и изучение их тонкой структуры дали возможность по-новому взглянуть на природу токонесущей способности жестких сверхпроводников [103].

Начиная с 1975 г. в ХФТИ разрабатываются и исследуются многоволоконные композитные сверхпроводники на основе Nb_3Sn , предназначенные для создания крупных магнитных систем с высокими магнитными полями (термоядерные установки, ускорители, ЯМР-устройства и др.). Создан новый класс материалов — микрокомпозитные сверхпроводники, обладающие уникальным сочетанием высокой токонесущей способности в средних полях (7–8 Тл), высокой прочности и большой деформации без деградации j_k [104, 105]. Разработан новый метод получения пластичной высокооловянной бронзы (в том числе легированной третьим компонентом) для изготовления сверхпроводящих композитов по так называемой "бронзовой" технологии. Метод основан на использовании высокоскоростной направленной кристаллизации в высоком градиенте температуры [106]. Применение высокооловянной легированной бронзы, содержащей до 16% (по массе) олова, приводит к существенному увеличению j_k в полях больше 12...14 Тл [107].

3.2. СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СОЛЕНОИДЫ И МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ

Исследования физических свойств сверхпроводников, выполнявшиеся в ХФТИ, и развитые представления об их критических параметрах послужили основанием для создания сверхпроводящих соленоидов с магнитными полями выше 100 кЭ. В создании лабораторных сверхпроводящих соленоидов ХФТИ занимал в течение ряда десятилетий ведущее положение в стране. Необходимость создания магнитных систем с высоким уровнем магнитных полей диктовалась потребностями развития исследований в области физики твердого тела, ядерной физики и физики плазмы. Обобщая результаты этих исследований, остановимся прежде всего на описании соленоидов, созданных на основе проводов из деформируемых сплавов $50Nb-25Zr-25Ti$ и $Nb-60Ti$, комбинированных соленоидов на основе сплава $Nb-Ti$ и интерметаллидов Nb_3Sn , а также соленоидов с использованием концентраторов магнитных полей. Во всех этих соленоидах были получены рекордные для своего времени значения магнитных полей.

Основной причиной, ограничивающей величину критического тока в сверхпроводящих соленоидах, является процесс скачкообразного проникновения магнитного поля в материал проволоки и генерируемое из-за этого в нем тепло, в результате чего снижаются I_k и H_k . Было показано [108, 109], что для достижения максимального поля необходимо снизить температуру в соленоиде для улучшения теплоотвода. Результаты этих исследований позволили авторам создать конструкции соленоидов, состоящих из трех коаксиальных секций, оптимизировать тепло-

вой режим работы соленоидов и достичь напряженности магнитного поля сначала 112, 115 кЭ [110], а затем 122 кЭ [109] в рабочем отверстии диаметром 12 мм (рис. 16). Если учесть, что критическое поле проволоки сплава $Nb-60Ti$ при 2 К составляет 145 кЭ, то полученное поле в соленоиде было близко к предельному.

Известно, что критическое поле у сверхпроводящего соединения Nb_3Sn при $T = 0$ К составляет 245 кЭ, т.е. на 80 кЭ превышает критическое поле

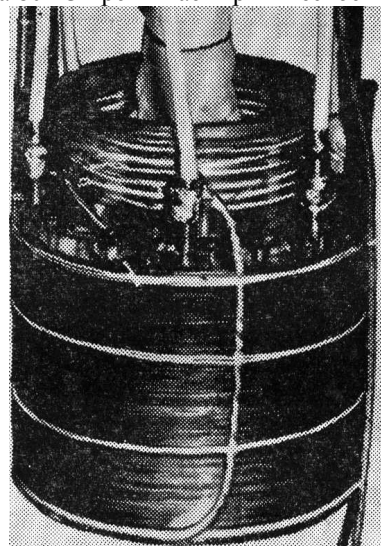


Рис. 16. Сверхпроводящий соленоид из деформируемых сплавов с магнитным полем 122 кЭ [115]

проволоки $Nb-60Ti$ [111]. И естественно было ожидать значительно более высоких полей соленоидов из этого интерметаллида. Одним из путей дальнейшего увеличения магнитного поля лабораторных соленоидов до полей выше 125 кЭ явилось создание комбинированных соленоидов с внешними секциями из проводника деформируемого сплава $Nb-Ti$ и с внутренней — из ленты Nb_3Sn . Конструктивно комбинированный соленоид состоял из двух внешних секций, намотанных из проводов $Nb-Ti$ и внутренней из Nb_3Sn . Внутренняя секция комбинированного соленоида изготавливалась из ленты Nb_3Sn шириной 5 или 10 мм (при ширине ленты 10 мм применялась известная галетная намотка). Одна внешняя секция дает магнитное поле до 4,8 Тл при температуре 4,2 К и до 5,4 Тл при 2,1 К; две внешние секции, включенные совместно, дают поле 8,2 Тл при 4,2 К и 9,3 Тл при 2,1 К. Поле при включении всех секций при 2,12 К и плотности тока $45,6 \text{ А/мм}^2$ составило 13,12 Тл, а при 4,2 К и плотности тока $43,2 \text{ А/мм}^2$ — 11,9 Тл. Таким образом, исследования показали, что лента Nb_3Sn при соответствующем уровне изготовления по методу реактивной диффузии является наиболее пригодным материалом для создания компактных сверхпроводящих соленоидов с полями более 12 Тл [102].

Отметим, что использование технологии замоноличивания сверхпроводящей обмотки приводит к прекрасным результатам: уже в 1981 г. на основе этой технологии был разработан сверхпроводящий соленоид с магнитной индукцией 11 Тл в отверстии диаметром 3 см [112].

Для ряда задач физики достаточны малые объемы поля, и поэтому удобным оказалось применение концентраторов магнитного поля из диспрозия, металла, имеющего наибольшую величину намагниченности ($\mu_0 M = 3,71$ Тл в плоскости базиса; μ_0 — магнитная постоянная). Уже использование литого поликристаллического диспрозия дало возможность получать дополнительное поле 4,25 Тл к полю соленоида. Значительно эффективнее использование диспрозия, подвергнутого гидропрессованию, в результате которого создается благоприятная магнитная текстура и достигается значение намагниченности $\mu_0 M = 3,62$ Тл (более 96% максимально возможного). С такими концентраторами в зазоре 0,9 мм с диаметром полюсов 3 мм в соленоиде достигается при 4,2 К поле 16,6 Тл, а при 2,12 К — 17,6 Тл [102].

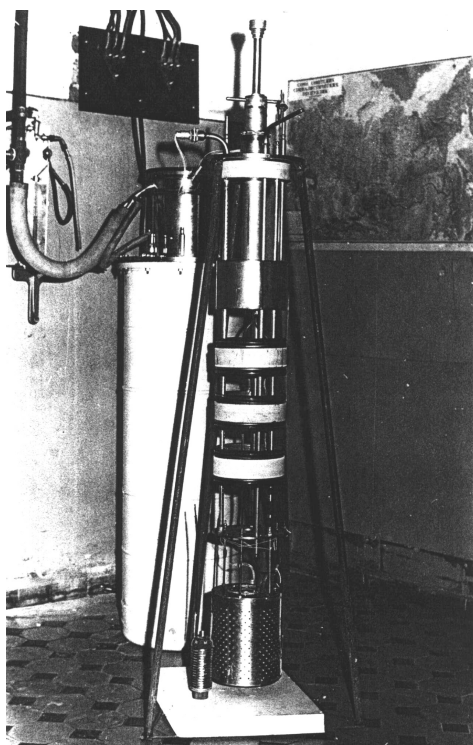


Рис. 17. Общий вид сверхпроводящего соленоида

Оптимизация конструкции конической части позволила изготовить концентраторы, дающие в зазоре 0,9 мм рекордную добавку 7,6 Тл (основное поле соленоида 5 Тл). В поле 14,9 Тл добавка составила 6,37 Тл (общее поле 21,2 Тл) [113]. При возможности работать в значительно меньших объемах достигаются поля до 25 Тл [114]. Общий вид сверхпроводящего соленоида представлен на рис. 17.

В ХФТИ изготовлено и испытано более 50 сверхпроводящих лабораторных соленоидов, нашедших применение в технике физического эксперимента, в основном, в области физики твердого тела [115].

Интересно отметить, что Г.Ф.Тихинский с сотрудниками [116], исследуя электрофизические свойства сверхчистого бериллия обнаружили в нем явление гиперпроводимости. Результаты этих исследований представлены на рис. 18.

В области температуры 77 К бериллий обладает более низким удельным сопротивлением, чем особочистые медь и серебро. Это обстоятельство было использовано авторами для создания гиперпроводящих магнитных систем. Из высокочистого бериллия методом экструзии была получена длинномерная проволока и изготовлены трансформаторы (рис. 19) и соленоиды [116].

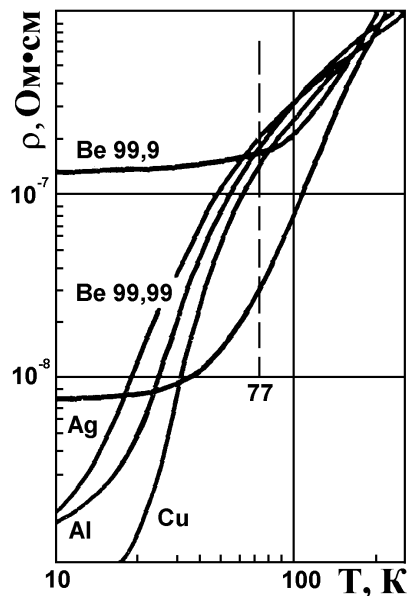


Рис. 18. Зависимость удельного сопротивления чистых металлов от температуры [8]

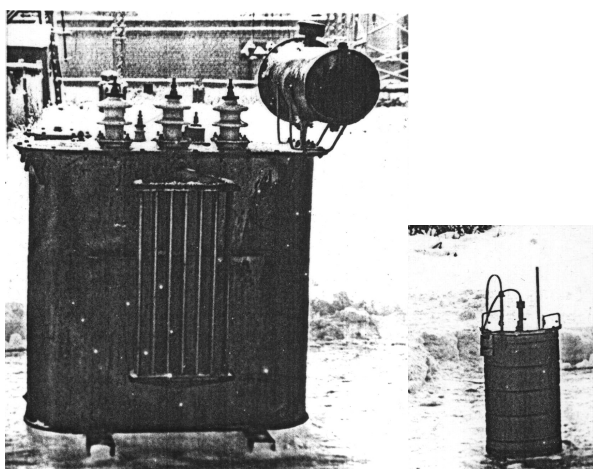


Рис. 19. Серийный трансформатор ТН-100 с масляным охлаждением обмоток (масса 890 кг) и криогенный ($m = 70$ кг) мощностью 100 кВт

Для ядерно-физических исследований требуются магнитные системы с высокими значениями индукции магнитного поля (> 3 Тл), высокой однородности магнитного поля в больших объемах. В начале 70-х годов в ННЦ ХФТИ начались исследования и разработки мишеней с поляризованными ядрами. Использовался метод динамической поляризации, в котором высокая поляризация электронов, получаемая при сверхнизких температурах и высоких магнитных полях, передается ядрам индуцируемыми «запрещенными» ЭПР-переходами. Для этих целей были начаты работы по созданию крупных магнитных систем с высокой однородностью магнитного

поля (10^{-4}) [117, 118] из сверхпроводящего кабеля на основе сплава Nb-Ti, и в 1981 г. [119] такая сверхпроводящая система была реализована со следующими параметрами: индукция магнитного поля > 3 Тл, запасенная энергия 150 кДж, однородность магнитного поля $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ в объеме до 20 см³; использовалась технология замоноличивания сверхпроводящей обмотки.

Для исследований взаимодействия поляризованных пучков частиц с поляризованными мишенями была создана широкоапертурная сверхпроводящая магнитная система с магнитным полем 2,7 Тл, запасенной энергией ~ 100 кДж и однородностью $1 \cdot 10^{-4}$ в объеме 30 см³ [120]. В 1985 г. была разработана поляризованная мишень со сверхпроводящим магнитом для Ереванского физического института [121]. В 1998 г. реализована крупная сверхпроводящая магнитная система для ориентации спина в любом заданном направлении для «замороженной» поляризованной мишени Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна) [122].

Для длительного удержания плазмы сверхсильными магнитными полями целесообразно использование сверхпроводящих магнитных систем. В ХФТИ по инициативе Е.С.Боровика выполнены исследования по созданию криогенных магнитных ловушек. Из них наибольший интерес представляют магнитные системы из сверхпроводящего сплава Nb-Ti для магнитных ловушек типа торсатрона «Кристалл-1» и «Кристалл-2». Внешний вид сверхпроводящей магнитной системы установки «Кристалл-2» приведен на рис. 20, а описание представлено в [123].

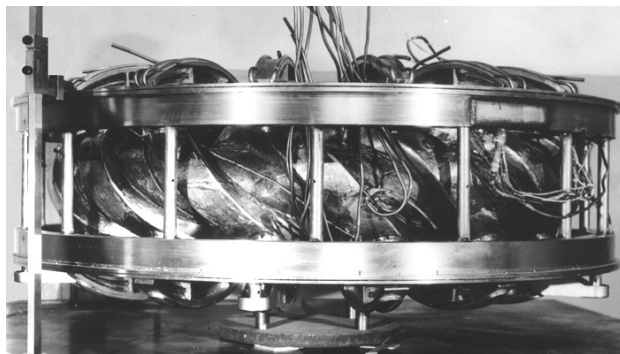


Рис. 20. СМС установки «Кристалл-2» [123]

3.3. ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ ЧИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Созданная Л.Д.Ландау [124] теория промежуточного состояния, возникающего под действием внешнего магнитного поля \mathbf{H} в чистых сверхпроводниках с отличным от нуля коэффициентом размагничивания, была быстро экспериментально подтверждена Л.В.Шубниковым и И.Е.Нахутиным. Ими была обнаружена резкая анизотропия электропроводности монокристаллического оловянного шара [125] и эллипсоида [126], которая обусловлена слоистой структурой промежуточного состояния, ориен-

тированной вдоль магнитного поля (см. также [127]).

Дальнейшие изящные исследования промежуточного состояния проводились А.И.Шальниковым, Ю.В.Шарвиным и их сотрудниками, а также учёными Англии, США, Канады, Нидерландов, Швейцарии, Франции и Германии (см. обзоры [128] и содержащиеся там ссылки). Практически все сведения о промежуточном состоянии чистых сверхпроводников получены тонкими методами изучения выхода слоёв на поверхность образцов, ибо большинство свойств этого состояния (электропроводность, магнитные и термодинамические свойства) не зависят от периода структуры $a_n + a_s$, определяемого коэффициентом межфазной поверхностной энергии σ_{ns} : $a_n + a_s = [d\Delta/\varphi(C_n)]^{1/2}$, где $\Delta = 8\pi\sigma_{ns}/H_k^2 \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ см — константа межфазной поверхностной энергии σ_{ns} , близкая, по современным представлениям, к длине когерентности ξ ($\Delta \equiv \xi - \delta$, $\xi \gg \delta$, где δ — глубина проникновения магнитного поля); H_k — критическое магнитное поле в слоях нормальной фазы; $\varphi(C_n)$ — функция Ландау, протабулированная в работах [129, 130] (см. также [131]); C_n — концентрация нормальной фазы; d — размер образца вдоль \mathbf{H} . К сожалению, вблизи поверхности слои искажены из-за изгибов, ветвления [124, 129, 132], извивов [133].

В 1964 г. при обсуждении на семинаре И.М.Лифшица диссертации А.Ф.Андреева, включавшей рассмотрение роли электронов в отражении звука на границе раздела жидкий гелий-твёрдое тело, один из авторов (А.Г.Ш.) высказал предположение, что при прохождении звука через периодическую структуру промежуточного состояния сверхпроводника также могут возникать интересные особенности. (Как известно, ультразвуковые исследования с успехом применяются для изучения энергетической щели в спектре сверхпроводников и её анизотропии [134]). А.Ф.Андреев [135] теоретически с учётом специфических андреевских отражений [136] электронных возбуждений обосновал новое явление — осцилляции поглощения ультразвука в промежуточном состоянии при постоянной температуре и при изменении толщины слоёв нормальной фазы с изменением величины внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Осцилляции обусловлены изменением соотношения диаметра ларморовской орбиты электрона $D/a_n(H)$ и существуют при выполнении сложных условий $l \gg D > a_n$ и при создании периодической структуры промежуточного состояния в объёме металла.

В криогенной лаборатории ХФТИ явление было обнаружено [137] при экспериментальном исследовании промежуточного состояния предельно чистого монокристаллического галлия (рис. 21) при $T = 0,4$ К и при изменении $a_n(\mathbf{H})$ с изменением величины, но не ориентации \mathbf{H} ; поскольку в слоях нормальной фазы магнитное поле равно H_k , значение D было постоянным. Промежуточное состояние создавалось в объёме цилиндрического образца с отношением длины к диаметру 3:1 действием однородного поперечного магнитного поля \mathbf{H} ; было выяснено, что создание периодической структуры этого состояния, осуществлявшееся путём медленного враще-

ния \mathbf{H} вокруг оси образца при плавном изменении величины поля между измерительными точками, является критическим для существования явления. При измерениях по точкам без вращения \mathbf{H} между ними [138], как и при автоматической записи зависимости поглощения звука от величины \mathbf{H} при его фиксированной ориентации [137], осцилляции поглощения наблюдаются только в области больших концентраций нормальной фазы (аналогичная роль создания периодичности структуры выявлена и при исследованиях второго объёмного свойства — теплопроводности [139]).

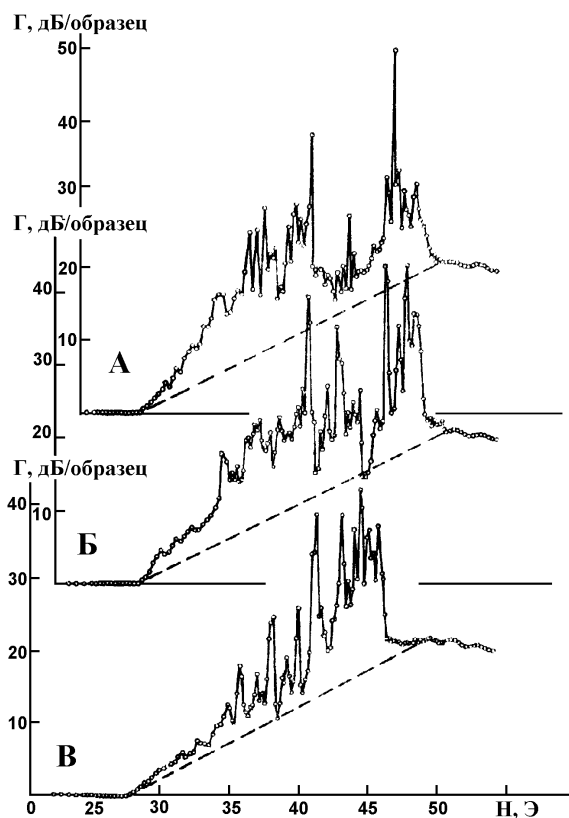


Рис. 21. Зависимость поглощения продольного ультразвука $f = 130$ МГц в промежуточном состоянии Ga при $S \rightarrow N$ -переходе: А — после одного вращения \mathbf{H} между соседними точками; Б — после двух вращений; В — после двух вращений \mathbf{H} при $N \rightarrow S$ -переходе. $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{v}$ — оси Ga, $\angle \mathbf{H}, \mathbf{c} = 22^\circ$ [137]

В то время как теория [135] была построена для односвязной поверхности Ферми, обнаруженный экспериментально размах осцилляций поглощения ультразвука в галлии — металле с анизотропной многосвязной поверхностью Ферми [140], может определяться [138] особенностями плотности электронных состояний, связанных с наличием линий нулевой кривизны на поверхности Ферми, точек уплощения и др. её особенностями, а также влиянием аномального проникновения ультразвука (подробнее см. [141, 80] и раздел II). Оценка по периодичности осцилляций толщины слоёв нормальной фазы в объёме галлия при больших концентрациях нормальной фазы составляет $a_n \sim 10^{-2}$ см [138], что совпадает с оценкой по анализу в рамках теории Андреева [135] монотонной составляющей поглощения

низкочастотного ультразвука [138]. Анализ осцилляций в рамках теории геометрического резонанса [142] приводит, как показано в [143] к явно нефизическим результатам: оказывается, что константа межфазной поверхностной энергии $\Delta \sim 10^{-6}$ см (аномальная величина для сверхпроводника I типа, где $\xi \gg \delta$, так как в галлии экспериментально обнаружено, что $\delta = (1,2 \dots 3,8) \cdot 10^{-5}$ см [144], а параметр Гинзбурга-Ландау $\chi = \delta/\xi \approx 0,08$ [145], т.е. $\xi \sim (1 \dots 4) \cdot 10^{-4}$ см). Отметим, что по независимым исследованиям [146] монотонной части поглощения ультразвука в промежуточном состоянии чистого галлия при $T = 0,4$ К установлено, что $\Delta = 8 \cdot 10^{-5}$ см.

В ультразвуковых исследованиях диаграмм вращения при постоянной температуре [147] изменение соотношения D/a_n осуществлялось в результате изменения ориентации \mathbf{H} , но не его величины, так что D в слоях нормальной фазы изменяется из-за анизотропии поверхности Ферми галлия, в то время как толщина слоёв нормальной фазы a_n и H_x в слоях были постоянными (рис. 22 и 23). При этом диапазон изменения поглощения ультразвука в промежуточном состоянии ($\Delta\Gamma = 12$ дБ) при $C_n = 0,9$ существенно больше такового в нормальном состоянии ($\Delta\Gamma = 6$ дБ) и сопоставим с полным электронным поглощением ультразвука α_n (см. рис. 12).

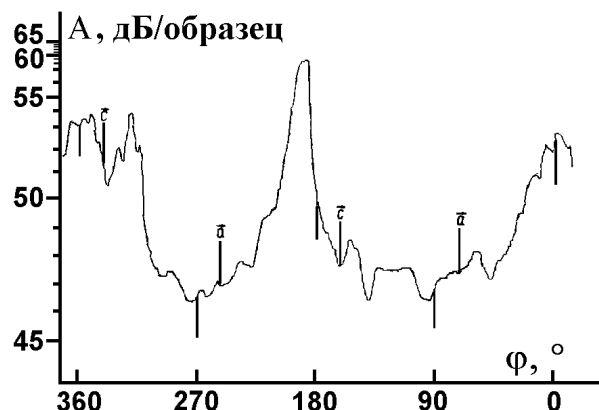


Рис. 22. Зависимость прохождения продольного ультразвука $f = 30$ МГц от ориентации \mathbf{H} в плоскости (\mathbf{a}, \mathbf{c}) осей галлия в промежуточном состоянии при $C_n = 0,9$, $T = 0,5$ К, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{v}$ — оси Ga, $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$ [147]

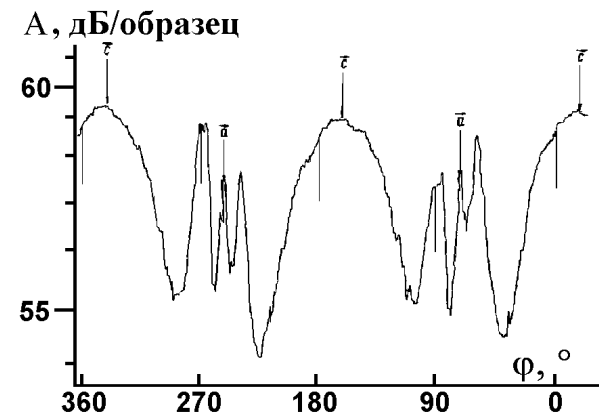


Рис. 23. Зависимость прохождения продольного ультразвука $f = 30$ МГц от ориентации \mathbf{H} в плоскости (\mathbf{a}, \mathbf{c}) осей галлия в нормальном состоянии при $T = 0,5$ К, $\mathbf{H} = 44$ Э, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{v}$ — оси Ga, $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$ [147]

Характеристики структуры промежуточного состояния галлия по ультразвуковым измерениям ($f = 30$ МГц) при $T/T_K = 0,37$

Ориентации	C_n	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$k \parallel b$ – оси Ga	$a_n \cdot 10^2$, см [148]	0,39	0,39	0,46	0,57	0,62	0,75	1,07	2,21
	$(a_n + a_s) \cdot 10^2$, см	1,95	1,3	1,15	1,14	1,03	1,07	1,34	2,46
	$\Delta \cdot 10^6$, см	7,38	4,7	4,2	4,1	2,76	2,1	1,67	1,7
$k \parallel c$ – оси Ga	$a_n \cdot 10^2$, см [148]	0,39	0,42	0,46	0,46	0,53	0,63	0,95	2,42
	$(a_n + a_s) \cdot 10^2$, см	1,95	1,4	1,15	0,92	0,88	0,90	1,19	2,69
	$\Delta \cdot 10^6$, см	7,38	5,46	4,22	2,68	2,0	1,48	1,32	2,07

Позже предпринималась попытка [148] ультразвукового изучения при постоянной температуре 0,4 К промежуточного состояния галлия тоже в поперечном поле \mathbf{H} , но с размещением на торцах цилиндрического образца небольших по диаметру двухсвязных шайб толщиной 30-50 мкм из сверхпроводника II типа (сплав Nb-Zr), — в надежде улучшить структуру промежуточного состояния устранением краевых эффектов. Легко показать, что анализ в соответствии с теорией Ландау [124] приведенных в [148] значений толщины слоёв нормальной фазы a_n даёт результаты для периода структуры $a_n + a_s$ и константы Δ , приведенные в табл.2. Анализ проводился по стандартной формуле (см., например, [149]) величин $a_n + a_s = [d\Delta/\varphi(c_n)]^{1/2}$, где d — диаметр цилиндра, $a_n + a_s = a_n/c_n$. Получающиеся при анализе [148] существенно переменные значения для константы межфазной поверхностной энергии Δ при изменении концентрации нормальной фазы (см. табл.2) находятся в вопиющем противоречии с теорией Л.Д.Ландау [124], к тому же значения $\Delta \sim 10^{-6}$ см аномально малы и нефизичны для чистого сверхпроводника I типа. Как указано выше, независимые ультразвуковые исследования промежуточного состояния галлия [146] дали разумное значение $\Delta = 8 \cdot 10^{-5}$ см, близкое к оценке $\xi \cong (1-4) \cdot 10^{-4}$ см из непосредственных измерений δ [144] и χ [145]. Трудно представить, что изученный в [148] монокристалл чистого галлия содержит так много дефектов, что он стал близок к сверхпроводнику II типа (полученные из анализа эксперимента [148] величины Δ меньше глубины проникновения поля δ в галлий [144]).

Дело в том, что при постановке опыта [148], к сожалению, происходит существенное искажение топологии внешнего магнитного поля, следовательно, структуры промежуточного состояния [128], поскольку на острых краях двухсвязных сверхпроводящих шайб, размещенных у торцов образца, возникают магнитные поля $\geq H_{K1} \cong 800$ Э материала шайб (см., например, [150]), создающиеся мейснеровскими незатухающими токами, текущими по периметрам сечений шайб, перпендикулярным внешнему полю. Величина этих полей значительно больше $H_K \sim 50$ Э галлия и внешнего поля, которое должно было создавать структуру промежуточного состояния. Таким образом, получающиеся результаты в постановке опыта [148] будут зависеть от H_{K1} шайб, т.е. от материала шайб, их размера и формы, а также

от температуры измерений, магнитной предыстории, точности ориентации поля и др. Наличие в шайбах из сверхпроводника II типа вихрей Абрикосова, "замороженного" магнитного потока приводит (см., например, [151]) к необратимостям магнитных свойств всей системы в целом (образец и двухсвязные шайбы на его торцах). Картина топологии магнитного поля возле образца и гистерезисные явления системы в целом могут быть ещё более ухудшены незначительным перекосом или неплоскостностью шайб относительно ориентации внешнего поля из-за мейснеровских токов, возникающих на плоскостях шайб, и связанным с этими токами магнитным полем и "замороженным" магнитным потоком [152]. Неплоскостность шайб, в частности, могла возникать ввиду значительного различия коэффициентов термического расширения Nb-Zr-шайб и тонких подложек из стеклотекстолита (вещества с однонаправленным расположением волокон), к которым шайбы приклеены [148]. Вместе с тем заметим, что в работе [148] (как и в [153]) не учтены последствия влияния на промежуточное состояние исследуемых образцов механических сил "парения" [154], действующих на границы трёх сверхпроводников (образец и две шайбы), размещённых в магнитном поле друг возле друга.

Именно неоднородность магнитного поля и искажения структуры промежуточного состояния не дали возможности авторам [148] наблюдать явление осцилляций поглощения ультразвука для ориентации $k \parallel b$ - оси Ga (напомним, что при создании периодической структуры промежуточного состояния для этой же ориентации и при той же частоте ультразвука 30 МГц и $T = 0,5$ К явление ярко выражено [138]).

Анализ с использованием теории Ландау [124] величин a_n для молибдена, полученных [153] в такой же ошибочной постановке опыта с размещением на торцах образца шайб из Nb-Zr, приводит к результатам для периода структуры $a_n + a_s$ и константы Δ , приведенным в табл. 3.

Видно, что хотя эксперимент проводился вдали от T_K при постоянной температуре 0,4 К, как и в случае галлия нет постоянства константы межфазной поверхностной энергии Δ при изменении концентрации нормальной фазы, к тому же величины Δ сопоставимы с δ для чистых сверхпроводников, что резко противоречит теории Ландау [124].

Характеристики структуры промежуточного состояния молибдена по ультразвуковым измерениям при $T/T_k = 0,44$

C_n	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
$a_n \cdot 10^{-2}$, см [153]	0,82	0,96	1,17	1,33	1,61	2,0	3,67
$(a_n + a_s) \cdot 10^{-2}$, см	4,1	3,2	2,92	2,66	2,68	2,96	4,59
$\Delta \cdot 10^{-5}$, см	3,27	2,85	2,73	2,24	1,87	1,5	1,96

Следует заметить, что при оценке измерений поглощения ультразвука в промежуточном состоянии [148, 153] надо учитывать, что по виду изменения свойств в этом состоянии нельзя восстановить топологию распределения магнитного поля в образце. Например, французскими авторами [155-157] было показано, что даже для образцов чистого сверхпроводника I типа с произвольной резко неэллипсоидальной формой можно получить идеальные, обратимые кривые изменения магнитных свойств в промежуточном состоянии (см. рис. 8 [155], рис. 3 [156], рис. 2 [157]), что также можно ошибочно принять за совершенство формы образцов и структуры их промежуточного состояния.

С глубоким прискорбием следует отметить, что необоснованный арест и расстрел в 1937г. выдающегося учёного и организатора Л.В.Шубникова [158], вынужденный переезд Л.Д.Ландау с рядом его сотрудников в Москву, высылка из СССР иностранных учёных, работавших в ХФТИ, и длительный разрыв контактов с зарубежными учёными, гибель на фронтах Великой Отечественной войны Н.М.Нахимовича и Г.Д.Шепелева, вынужденный уход из криогенной лаборатории Ю.Н.Рябинина, О.Н.Трапезниковой, Н.Е.Алексеевского, Л.Ф.Верещагина, И.В.Савельева, И.Е.Нахутина, А.К.Кикоина, С.С.Шальга, А.И.Лихтера, Г.А.Милютина, В.И.Хоткевича, Е.С.Боровика, Б.Е.Веркина, И.М.Дмитренко, А.А.Галкина, Б.Н.Есельсона и др., уход из ХФТИ И.М.Лифшица и многих его сотрудников — всё это нанесло непоправимый ущерб криогенной лаборатории и ХФТИ в целом.

Авторы признательны вице-президенту РАН академику А.Ф.Андрееву, профессорам Ю.Н.Ранюку и И.В.Свечкарёву за полезные обсуждения.

Работа выполнена при информационной поддержке по Проекту INTAS 00-02.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.W.Obreimow, L.W.Schubnikow. Eine Methode zur Herstellung einkristalliger Metalle // *Z. Phys.* 1924, 25, №1, p. 31-36.
 2. H.B.G.Casimir. *Haphazard reality. Half a Century of Science.* N.Y., Cambridge, Philadelphia, San Francisco, London, Mexico City, Sao Paulo, Sydney, Harper & Row, Publishers, 1983, p. 336.

3. Б.Н.Александров, Б.И.Веркин, Б.Г.Лазарев. Получение чистых металлов методом зонной перекристаллизации // *ФММ.* 1956, т.2, №1, с. 93-104.

4. Б.Н.Александров, Б.И.Веркин, И.М.Лифшиц, Г.И.Степанова. Исследование механизма очистки металлов от примесей методом зонной перекристаллизации // *ФММ.* 1956, т.2, №1, с. 105-119.

5. Б.Н.Александров. Влияние размеров образцов чистых металлов на их электросопротивление // *ЖЭТФ.* 1962, т.43, №2(8), с. 399-410.

6. Б.Н. Александров, И.Г.Дьяков. Изменение электросопротивления чистых металлов с понижением температуры // *ЖЭТФ.* 1962, т. 43, №3, с. 852-859.

7. Б.Н. Александров. Влияние размеров и чистоты на электросопротивление металлов в продольном магнитном поле при гелиевых температурах // *ЖЭТФ.* 1962, т. 43, №4(10), с. 1231-1241.

8. В.Е.Иванов, И.И.Папиров, Г.Ф.Тихинский, В.М.Амоненко. *Чистые и сверхчистые металлы.* Л.-М.: «Металлургия», 1966, 263 с.

9. Г.Ф.Тихинский, Г.П.Ковтун, В.М.Ажажа. *Получение сверхчистых редких металлов.* М.: «Металлургия», 1986, 160 с.

10. В.М.Ажажа, Г.П.Ковтун, Г.Ф.Тихинский. Получение и металлофизика особо чистых металлов // *Металлоф. новейш. технол.* 2000, т.22, №2, с. 21-35.

11. В.М.Ажажа, Н.В.Волкенштейн, В.Е.Старцев, В.А.Финкель, В.И.Черепанов, Б.П.Чёрный. Электросопротивление ванадия высокой чистоты. Исследование T_k и аномалии в температурной зависимости // *ФММ.* 1976, т.41, №6, с. 1188-1195; Б.Н.Александров, Е.Д.Семёнова, О.И.Петрова, Б.П.Чёрный, В.М.Ажажа. Электросопротивление ванадия разной чистоты в области температур 4,2-47К // *ФНТ.* 1975, т.1, №3, с. 388-399.

12. L.Schubnikow, W.J. de Haas. Neue Erscheinungen bei der Widerstandsänderung von Wismuteinkristallen in Magnetfeld bei der Temperatur von flüssigem Wasserstoff I; II // *Leiden Communic.* 1930, №207d, p. 35-53; 1930, №210a, p. 3-18.

13. L.Schubnikow, W.J. de Haas. A new phenomenon in the change of resistance in a magnetic field of single crystals of bismuth // *Nature.* 1930, v.126, №3179, p. 500.

14. W.J. de Haas, P.M. van Alphen. Note on the dependence of the susceptibility of diamagnetic metals on the field // *Leiden Communic.* 1931, №208d, p. 31-33.

15. Б.Г.Лазарев, Н.М.Нахимович, Е.А.Парфёнова. Влияние магнитного поля на электрическое сопротивление монокристаллов цинка и кадмия при низ-

- ких температурах // *ЖЭТФ*. 1939, т.9, №10, с. 1169-1181.
- 16.Н.М.Нахимович. *Зависимость электрического сопротивления металлов от магнитного поля*. Канд. дис., ХГУ, Харьков, 1940, 72с.
- 17.А.Крэнелл, К.Уонг. *Поверхность Ферми*. М.: «Атомиздат», 1978, 350 с.; Д.Шенберг. *Магнитные осцилляции в металлах*. М.: «Мир», 1986, 678 с.
- 18.А.М.Косевич, И.В.Свечкарёв. Произвольный закон дисперсии квазистатических возбуждений в металлах и восстановление поверхности Ферми. *Развитие криогеники на Украине*. Киев: "Наукова думка", 1978, с.109-121; М.И.Каганов. К истории электронной теории металлов (УФТИ, 50-е годы), там же, с. 125-129.
- 19.И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, М.И.Каганов. *Электронная теория металлов*. М.: "Наука", 1971, 415с.
- 20.И.М.Лифшиц. Об аномалиях электронных характеристик металла в области больших давлений // *ЖЭТФ*. 1960, т.38, №5, с. 1569-1576.
- 21.Н.Jones. Application of the Bloch theory to the study of alloys and the properties of bismuth // *Proc. Roy. Soc.* 1934, v.A147, №861, p. 396-417; N.F.Mott, H.Jones. *The theory of the properties of metals and alloys*. Oxford, Clarendon Press, 1936, p. 86, 152-174; S.T.Konobejewski. Die Anwendung der Quantentheory der Metalle auf das Phasengleichgewicht in Legierungen // *Ann. Physik*. 1936, v.26, №2, p.97-115; W.Hume-Rothery, G.V.Raynor. The apparent sizes of atoms in metallic crystals with special reference to aluminium and indium, and the electronic state of magnesium // *Proc. Roy. Soc.* 1941, v.A177, №968, p. 27-37; H.Jones. The effect of electron concentration on the lattice spacings in magnesium solid solutions // *Phil. Mag.* 1950, v.41, №318, p. 663-670; W.J.Tomasch, J.R.Reitz. Thermoelectric power of dilute indium-lead and indium-thallium alloys // *Phys. Rev.* 1958, v.111, №3, p. 757-764.
- 22.Б.Г.Лазарев, Л.С.Лазарева, В.И.Макаров. Об особенностях поведения температуры сверхпроводящего перехода таллия под давлением // *ЖЭТФ*. 1963, т.44, №2, с.481-482.
- 23.Б.Г.Лазарев, Л.С.Лазарева, В.И.Макаров, Т.А.Игнатъева. Об особенностях влияния примесей на температуру сверхпроводящего перехода у таллия // *ЖЭТФ*. 1964, т.46, №3, 829-830.
- 24.М.Ф.Мерриам. Brillouin zone effects, superconductivity and the Fermi surface of indium alloys // *Phys. Rev. Lett.* 1963, v.11, №7, p. 321-323; M.F.Merriam, M.Von Herzen. Superconductivity in the indium-tin system // *Phys. Rev.* 1963, v.131, №2, p. 637-643.
- 25.Б.Е.Веркин, И.В.Свечкарёв. Магнитные свойства сплавов индия. I. Твёрдые растворы Cd, Sn и Pb в In // *ЖЭТФ*. 1964, т.47, №2, p. 404-413.
- 26.В.И.Макаров, В.Г.Барьяхтар. Об аномалиях температуры сверхпроводящего перехода под давлением // *ЖЭТФ*. 1965, т.48, №6, с. 1717-1722; В.Г.Барьяхтар, И.И.Фалько, В.И.Макаров. О влиянии примесей на температуру сверхпроводящего перехода // *ЖЭТФ*. 1965, т.49, №6, с. 1858-1867; В.Г.Барьяхтар, В.И.Макаров. К вопросу о влиянии давления на температуру сверхпроводящего перехода // *ЖЭТФ*. 1965, т.49, №6, с. 1934-1937; В.Г.Барьяхтар, В.В.-
- Ганн, В.И.Макаров, Т.А.Игнатъева. Влияние изменения топологии поверхности Ферми на сверхпроводящие свойства // *ЖЭТФ*. 1972, т.62, №3, с. 1118-1130; В.И.Макаров, В.Г.Барьяхтар, В.В.Ганн. Влияние изменения топологии поверхности Ферми на термодинамические характеристики сверхпроводников с сильной связью // *ВАНТ. Серия «Фунд. и прикладн. сверхпроводимость»*. 1973, вып.1(1), с. 13-24; В.И.Макаров, В.Г.Барьяхтар, В.В.Ганн. Влияние процессов рассеяния на аномалии термодинамических характеристик сверхпроводника под давлением // *ЖЭТФ*. 1974, т.67, №1, с. 168-177; И.Я.Волынский. Особенности рассеяния электронов при электронных топологических переходах в индии с примесями // *Металлофизика*. 1987, т.9, №2, с. 30-55.
- 27.В.Г.Барьяхтар, Б.Г.Лазарев, В.И.Макаров. О проявлении топологических особенностей электронного спектра в сверхпроводящих характеристиках металла // *ФММ*. 1967, т.24, №5, с. 829-842.
- 28.Т.А.Игнатъева, В.И.Макаров, Н.С.Терешина. Влияние примесей и давления на температуру сверхпроводящего перехода у таллия // *ЖЭТФ*. 1968, т.54, №6, с. 1617-1625.
- 29.Т.А.Игнатъева, В.И.Макаров, Ю.А.Черевань. О влиянии примесей и давления на температуру сверхпроводящего перехода у таллия. V // *ЖЭТФ*. 1974, т.67, №3, с. 994-1005.
- 30.Н.В.Заварицкий, В.И.Макаров, А.А.Юргенс. Термоэ.д.с. и критическая температура сверхпроводящего перехода таллия и рения при топологическом переходе // *Письма в ЖЭТФ*. 1985, т.42, №4, с. 148-151.
- 31.В.И.Макаров, И.Я.Волынский. О влиянии примесей на топологию поверхности Ферми индия // *ЖЭТФ*. 1969, т.57, №1, с. 3-12.
- 32.В.И.Макаров, И.Я.Волынский. О влиянии примесей на топологию поверхности Ферми индия. II // *ЖЭТФ*. 1971, т.61, №5, с. 1928-1940.
- 33.И.Я.Волынский, В.И.Макаров, В.В.Ганн. Влияние примеси и давления на топологию поверхности Ферми индия // *ЖЭТФ*. 1975, т.69, №3, с. 1019-1033.
- 34.Н.В.Заварицкий, В.И.Макаров, А.А.Юргенс. Электронные топологические переходы в индии под давлением // *Письма в ЖЭТФ*. 1987, т.45, №6, с. 306-309.
- 35.Н.В.Заварицкий, А.И.Копелиович, В.И.Макаров, А.А.Юргенс. Электронно-фононное взаимодействие и топологические особенности термоэ.д.с. металлов // *ЖЭТФ*. 1988, т.94, №6, с. 344-357.
- 36.С.В.С.С. W.Chu, T.F.Smith, W.E.Gardner. Superconductivity of rhenium and rhenium-osmium alloys at high pressure // *Phys.Rev.Lett.* 1968, v.20, №1, p. 198-201; *Phys.Rev.* 1970, v.B1, N1, p. 214-221.
- 37.Т.Ф.Смит, Е.С.Фишер. Superconductivity and phase transition in singlecrystal and polycrystal α -U at high pressure // *J.Low Temp. Phys.* 1973, v.12, №5/6, p. 631-641.
- 38.С.Л.Уатлингтон, Дж.В.Кук, М.Дж.Скове. Effect of large uniaxial stress on the superconducting transition temperature of zinc and cadmium // *Phys.Rev.* 1977, v.B15, №3, p. 1370-1377.

39. D.K. Overcrash, Tracy Davis, J.W. Cook, Jr., M.J. Skove. Stress-induced electronic transition (2,5 order) in Al. // *Phys. Rev. Lett.* 1981, v.46, №4, p. 287-290.
40. Е.С.Ицкевич, А.Н.Вороновский. Изменение топологии поверхности Ферми кадмия под давлением // *Письма в ЖЭТФ.* 1966, т.4, №6, с. 226-230.
41. С.Л.Будько, А.Н.Вороновский, А.Г.Гапотченко, Е.С.Ицкевич. Поверхность Ферми кадмия при электронно-топологическом фазовом переходе под давлением // *ЖЭТФ.* 1984, т.86, №1, с. 778-783; С.Л.Будько, А.Г.Гапотченко, Е.С.Ицкевич. Аномалия продольной магнитотермоэдс кадмия в области электронно-топологического перехода под давлением // *Письма в ЖЭТФ.* 1988, т.47, №1, с. 106-108.
42. Н.Б.Брандт, Я.Г.Пономарёв. Электронные переходы в сплавах висмут-олово, висмут-свинец, висмут-сурьма и висмут-сурьма-свинец под действием давления // *ЖЭТФ.* 1968, т.55, №10, с. 1215-1237; Ю.П.Гайдуков, Н.П.Данилова, М.Б.Щербина-Самойлова. Электронный переход $2\frac{1}{2}$ рода в висмуте при простом растяжении // *ЖЭТФ.* 1979, т.77, №5, с. 2125-2141.
43. Ю.П.Гайдуков, Н.П.Данилова, М.Б.Щербина-Самойлова. Фазовый переход $2\frac{1}{2}$ рода в цинке // *Письма в ЖЭТФ.* 1977, т.25, №11, с. 509-513.
44. В.С.Егоров, А.Н.Фёдоров. Термоэдс. в сплавах литий-магний при переходе $2\frac{1}{2}$ рода // *ЖЭТФ.* 1983, т.85, №5, с. 1647-1657.
45. С.В.Варюхин, В.С.Егоров. Аномалии термоэдс и сопротивления сплавов кадмий-магний при низких температурах // *Письма в ЖЭТФ.* 1984, т.39, №11, с. 510-513.
46. Н.А.Редько, Н.А.Родионов. Топологические фазовые переходы в сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ и положение тяжёлой зоны дырок от состава // *Письма в ЖЭТФ.* 1985, т.42, №6, с. 246-249.
47. А.Н.Великодный, Н.В.Заварицкий, Т.А.Игнатьева, А.А.Юргенс. Термоэдс. и электронный топологический переход в системе $\text{Mo}_{1-x}\text{Re}_x$ // *Письма в ЖЭТФ.* 1986, т.43, №1, с. 597-599.
48. Ю.П.Гайдуков. Электронные свойства вискеро-в. *Электроны проводимости* // Ред. М.И.Каганов, В.С.Эдельман, М.: "Наука", 1985, с.372-400; А.А. Varlamov, V.S.Egorov, A.V.Pantsulaya. Kinetic properties of metals near electronic topological transitions ($2\frac{1}{2}$ - order transition) // *Adv. Phys.*, 1989, 38, №5 p. 469-564; М.И.Каганов, Ю.В.Грибкова. Топологические переходы в нормальных металлах // *ФНТ.* 1991, т.17, №8, с. 907-932; Н.В.Заварицкий. Исследования электронного топологического перехода — фазового перехода $2\frac{1}{2}$ -го рода, В кн.: *И.М.Лифшиц. Избр. труды. Электронная теория металлов. Физика полимеров и биополимеров.* М.: "Наука", 1994, с. 432-440.
49. Quoted by D. Shoenberg, in: *The Fermi surface* (ed. W.A. Harrison, M.V. Webb) p.74-83, NY, London, J. Wiley & Sons, Inc., 1960, M.H. Cohen, L.M. Falikov. Magnetic breakdown in crystals // *Phys. Rev. Lett.* 1961, v.7, №6, p. 231-233
50. Н.Е.Алексеевский, В.И.Нижанковский. Экспериментальные исследования когерентного магнитного пробоя. *Электроны проводимости* // Ред. М.И.Каганов, В.С.Эдельман, М.: "Наука", 1985, с. 197-228
51. В.Е.Старцев, Г.П.Ковтун. Электронные свойства особо чистых монокристаллов переходных металлов // *Высокочистые вещества.* 1988, №4, с. 124-135.
52. Н.В.Волкенштейн, В.П.Дякина, В.Е.Старцев, В.М.Ажажа, Г.П.Ковтун. Электронная структура рутения. Гальваномагнитные эффекты // *ФММ.* 1974, т.38, №4, с. 718-737.
53. Н.Е.Алексеевский, К.Х.Бертель, А.В.Дубровин. Магнитосопротивление рутения в больших магнитных полях // *Письма в ЖЭТФ.* 1973, т.18, №5, с. 277-281.
54. В.Е.Старцев, В.П.Дякина, А.Н.Черепанов, Н.В.Волкенштейн, В.М.Ажажа, Г.П.Ковтун, В.А.Еленский. Кинетические свойства рутения в условиях магнитного пробоя. Гальваномагнитные эффекты // *ЖЭТФ.* 1979, т.77, №1(7), с. 193-207.
55. В.Е.Старцев, В.П.Дякина, А.Н.Черепанов, Н.В.Волкенштейн, В.М.Ажажа, Г.П.Ковтун, В.А.Еленский. Кинетические свойства рутения в условиях магнитного пробоя. Магнитотермо-электрические эффекты // *ФММ.* 1979, т.48, №4, с. 780-790.
56. Н.В.Волкенштейн, В.П.Дякина, В.В.Дякин, В.Е.Старцев, А.Н.Черепанов, В.М.Ажажа, Г.П.Ковтун, В.А.Еленский. Гальваномагнитные и термомагнитные свойства осмия в сильных магнитных полях // *ЖЭТФ.* 1984, т.86, №2, с. 580-589.
57. В.В.Марченко, В.Е.Старцев, А.Н.Черепанов, Г.П.Ковтун. Сильные отклонения от правила Колера в компенсированных металлах при статическом скин-эффекте // *Высокочистые вещества.* 1991, №3, с. 75-78.
58. В.В.Марченко, В.Е.Старцев, А.Н.Черепанов, Г.П.Ковтун. Рассеяние электронов проводимости на поверхности кристалла - причина отклонения от правила Колера в компенсированных металлах // *ФММ.* 1992, т.73, №2, с. 58-65.
59. Н.Е. Bömmel. Ultrasonic attenuation in superconducting and normal-conducting Sn at low temperatures // *Phys. Rev.* 1955, v.100, №2, p. 758-753.
60. B.W. Roberts. Ultrasonic cyclotron resonance in gallium // *Phys. Rev. Lett.* 1961, v.6, №9, p. 453-455.
61. Б.В.Робертс. Осцилляционные магнетоакустические явления в металлах. *Физическая акустика / Ред. У.Мэзон, т.4Б: Применения физической акустики в квантовой физике и физике твердого тела.* М.: "Мир", 1970, с. 13-74; И.Шапира. Распространение упругих волн в сильных магнитных полях. *Физическая акустика / Ред. У.Мэзон, т.5, М.: "Мир", 1973, с. 5-71*
62. J.D. Gavenda. Anomalous sound propagation by conduction electrons // *Comments on Modern Phys.: Comments on Solid State Phys.* 1979, v.9, №2, p. 49-53.
63. А.Г.Шепелев, О.П.Леденёв, Г.Д.Филимонов. Эффект аномально больших осцилляций скорости ультразвука в чистом металле // *Письма в ЖЭТФ.* 1975, т.22, №3, с. 148-152.
64. В.С.В. Yee, J.D. Gavenda. Magnetic field dependence of the velocity of sound in ultrapure Cd and Cu // *Phys. Rev.* 1968, v.175, №3, p. 805-812.
65. В.Д.Филь, Н.Г.Бурма, П.А.Безуглый. Перенос звукового поля электронами проводимости в галлии // *Письма в ЖЭТФ.* 1976, т.23, №8, с. 428-432.

66. А.Г.Шепелев, О.П.Леденёв, Г.Д.Филимонов. Влияние траекторного электронного переноса на аномальное проникновение ультразвука в чистом галлии // *ФНТ*. 1976, т.2, №12, с. 1570-1573.
67. Э.Н.Богачек, А.С.Рожавский, Р.И.Шехтер. Электронный механизм переноса звуковых импульсов в магнитном поле // *Письма в ЖЭТФ*. 1976, т.23, №8, с. 432-435.
68. V.F.Gantmakher. The experimental study of electron-phonon scattering in metals // *Rep.Progr.Phys.*, 1974, 37, №3, p. 317-362; В.Ф.Гантмахер, И.В.Левин-сон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*. М.: "Физматгиз", 1984, с. 167.
69. M.S.Phua, J.R.Peverley. Determination of relaxation times by magnetoacoustic measurements in copper // *Phys.Rev.* 1971, v.В3, №10, p. 3115-3120.
70. А.Г.Шепелев, О.П.Леденёв, Г.Д.Филимонов. О величине эффекта аномального проникновения ультразвука по электронным траекториям в магнитном поле в чистом галлии // *ФНТ*. 1979, т.5, №6, с. 670-674.
71. A.V.Pippard. *The dynamics of conduction electrons*. N.Y., Gordon and Breach, 1965, p.150; В.Л.Гуревич, И.Г.Ланг, С.Т.Павлов. Об индукционном и деформационном поглощении звука в проводниках // *ЖЭТФ*. 1970, т.59, №5, с. 1679-1693; В.М.Конторович. Динамические модули упругости и дисперсия и поглощение поперечного звука в металлах в сильном магнитном поле // *ЖЭТФ*. 1971, т.61, №3, с. 1181-1197.
72. О.П.Леденёв, Г.Д.Филимонов, А.Г.Шепелев. Аномальное проникновение ультразвука в чистом галлии в магнитном поле: Докл. IX Всесоюзной акуст. конф. Секция В. М.; 1977, с. 43-46
73. Л.И.Осипова, К.К.Мальшев. Современный уровень чистоты металлов (по материалам Выставки-коллекции веществ особой чистоты) : Сб. докладов VII Междунар. симпоз. "Чистые металлы" ISPM-7 / Ред. В.М.Ажажа, Г.Г.Девярых, В.И.Лапшин, И.М.Неклюдов, В.М.Шулаев, Харьков, 2001, с.17-21.
74. Э.Н.Богачек, А.С.Рожавский, Р.И.Шехтер. Теория электронного переноса звуковых пакетов в металлах в параллельном магнитном поле // *ФНТ*. 1978, т.4, №5, с. 603-615.
75. J.D.Gavenda, C.M.Casteel. Anomalous propagation of ultrasound in metals by open-orbit electrons // *Phys. Rev. Lett.* 1978, v.40, №18, p. 1211-1214.
76. A.Kost, J.D.Gavenda. Generation of ultrasonic replica wave packets // *Phys. Rev.* 1985, v.В32, №4, p. 1887-1891.
77. Э.Н.Богачек, А.С.Рожавский, Р.И.Шехтер. Всплесковый перенос звуковых импульсов в металлах вблизи акустического циклотронного резонанса // *ФНТ*. 1979, т.5, №2, с. 140-149.
78. Н.Г.Бурма, В.Д.Филь, П.А.Безуглый. Перенос звука электронами в условиях резонансного взаимодействия // *Письма в ЖЭТФ*. 1978, т.28, №6, с. 409-412.
79. J.D.Gavenda, C.M.Casteel. Anomalous propagation of ultrasound at Doppler-shifted cyclotron resonances // *Phys. Rev.* 1979, v.В19, №8, p. 4331-4332.
80. В.М.Гохфельд, В.Г.Песчанский. О распространении звуковых импульсов в металле с открытой поверхностью Ферми // *ЖЭТФ* 1982, т.82, №3, с. 862-871; М.И.Каганов, В.М.Конторович, Т.Ю.Лисовская, Н.А.Степанова. К теории распространения звука и взаимодействия звуковых и электронных волн в металлах со сложными поверхностями Ферми // *ЖЭТФ*. 1983, т.85, №5, с. 1675-1691; В.М.Гохфельд, М.И.Каганов. Об особенностях распространения высокочастотного продольного звука в металлах // *ФНТ*. 1984, т.10, №8, с. 863-868; В.М.Гохфельд, О.В.Кириченко, В.Г.Песчанский. Размерные акустоэлектронные эффекты в металлах // *ФНТ*. 1993, т.19, №1, с. 3-32; V.M.Gokhfeld, V.G.Peschansky. Nonlocal acoustoelectronic effects in metals and layered conductors // *Sov. Sci. Rev.: A. Phys.* 1993, v.17, p. 1-126.
81. A.Kost, J.D.Gavenda. Continuously variable signal delays with ultrasound // *IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 1986, UFFC-33, №6, p. 679-680.
82. Н.Е.Алексеевский. Лев Васильевич Шубников. *УФН*. 1982, т.137, №3, с. 467-473.
83. Л.В.Шубников, В.И.Хоткевич, Г.Д.Шепелев, Ю.Н.Рябинин. Магнитные свойства сверхпроводящих металлов и сплавов // *ЖЭТФ*. 1937, т.7, №2, с. 221-237.
84. L.W.Schubnikow, W.I.Chotkewitsch, G.D.Schepelev, J.N.Rjabinin. Magnetische eigenschaften supra-leitender Metalle und Legierungen // *Phys. Z. Sow.*, 1936, 10, №2, p. 165-169; *Phys. Z. Sow. Sondernummer*, 1936, p. 39-66; Г.Д.Шепелев. *Магнитные свойства сверхпроводящих сплавов*. Канд. дис., ХГУ, Харьков, 1938, 102 с.
85. П.Де-Жен. *Сверхпроводимость металлов и сплавов*. М.: «Мир», 1968, с. 54; Д.Сан-Жам, Г.Сарма, Е.Томас. *Сверхпроводимость второго рода*. М.: «Мир», 1970, с. 22-23; В.Буккель. *Сверхпроводимость*. М.: «Мир», 1975, с. 179-185, 193, 211.
86. J.Bardeen, R.W.Schmitt. International Conference on the Science of Superconductivity // *Revs. Mod. Phys.* 1964, v.36, №1, part 1, p. 1-2.
87. К.Мендельсон. *На пути к абсолютному нулю*. М.: «Атомиздат», 1971, с.188.
88. В.Л.Гинзбург. Л.Д.Ландау. К теории сверхпроводимости // *ЖЭТФ*. 1950, т.20, №12, с. 1064-1082; А.А.Абрикосов. О магнитных свойствах сверхпроводников второй группы // *ЖЭТФ*. 1957, т. 32, №6, с. 1442-1452; Л.П.Горьков. Микроскопический вывод уравнений Гинзбурга-Ландау в теории сверхпроводимости // *ЖЭТФ*. 1959, т.36, №6, с. 1918-1923; Л.П.Горьков. К теории сверхпроводящих сплавов в сильном магнитном поле вблизи критической температуры // *ЖЭТФ*. 1959, т.37, №5, с. 1407-1416.
89. J.E.Kunzler, E.Buehler, F.S.Hsu, J.H.Wernick. Superconductivity in Nb₃Sn at high current density in a magnet field at 88 kgaus // *Phys. Rev. Lett.* 1961, v.6, №3, p. 89-91.
90. J.K.Hulm, R.D.Blaugher. Superconducting solid solution alloys of the transition elements // *Phys. Rev.* 1961, v.123, №5, p. 1569-1580.
91. D.L.Martin, M.G.Benz, C.A. Bruch, C.H.Rosner. A 101000 Gaus niobium – tin superconducting solinoid // *Cryogenics*. 1963, v.3, №2, p. 114.

92. H.T.Coffey, J.K.Hulm, W.T.Reynolds, D.K.Fox, R.E.Span. A protected 100 kG superconducting magnet // *J. Appl. Phys.* 1965, v.36, №1, p. 128-136.
93. Р.И.Гарбер, Б.Г.Лазарев, Л.С.Лазарева, И.М.Михайловский, Н.Н.Сидоренко. Автоионно-микроскопическое изучение микроструктуры сверхпроводящих деформируемых сплавов на основе ниобия // *ЖЭТФ*. 1972, т.63, №4, с. 1359-1362; Б.Г.Лазарев, Р.И.Гарбер, Ж.И.Дранова, Л.С.Лазарева, И.М.Михайловский, Н.Н.Сидоренко. О различии в размерах в токонесущей системе в одножильных и многожильных проводниках из сплава Nb-60ат.%Ti // *ВАНТ. Серия «Фундам. и прикл. сверхпроводимость»*. 1977, вып. 1(5), с. 20-22.
94. Б.Г.Лазарев, В.А.Ксенофонов, И.М.Михайловский, О.А.Великодная. Наноструктура сверхпроводящего сплава ниобий-титан // *ФНТ*. 1998, т.24, №3, с. 272-277; Б.Г.Лазарев, И.М.Михайловский, О.В.Чёрный, Г.Е.Старожилов. Тонкая структура Nb-Ti сверхпроводящего провода с высокими токонесущими параметрами // *Тез. докл. 32 Всерос. совещ. по физ. низк. темп. Секция "Сверхпроводимость"*, Казань, 2000, с.46-47.
95. O.V.Chernyj, G.F.Tikhinskij, G.E.Storozhilov, M.B.Lazareva, L.A.Kornienko, N.F.Andrievskaya, V.V.Slezov, V.V.Sagalovich, Ya.D.Starodubov, S.I.Savhenko. Nb-Ti superconductors of a high current-carrying capacity // *Supercond. Sci. Technol.* 1991, v. 4, p. 318-323.
96. O.V.Chernyj, G.E.Storozhilov, L.G.Udov, G.F.Tikhinskij, N.F.Andrievskaya, E.Yu. Klimenko, S.I.Novikov, V.L.Mette, Yu.A.Gulyakin, A.K.-S.Tsoraev, E.A.Klyupa, G.A.Gaintsev, L.A.Bogdanova. Production of a large diameter high-current Nb-Ti wire // *Adv. Cryogen. Eng.*, 1996, v.42, p. 1159-1165; O.V.Chernyj, V.K.Aksenov, O.I.Volchok, G.E.Storozhilov, N.F.Andrievskaya, Y.D.Starodubov, M.B.Lazareva, L.G.Udov. The effect of low temperature deformation of the microstructure and j_c of Nb-49Ti // *Czechosl. J. Phys.* 1996, v.46, №6, Suppl. 6, p. 3383-3384.
97. О.В.Чёрный. О разработке Nb-Ti сверхпроводников с высоким значением j_c , проводимых в ННЦ ХФТИ // *ВАНТ. Серия: «Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники»*. 1999, вып. 1(9), с. 10-18.
98. O.V.Chernyi, G.E.Storozhilov, V.O.Ilicheva, Y.D.Starodubov, M.B.Lazareva, N.F.Andrievskaya. Current characteristics and microstructure in a multifilamentary Nb-37Ti-22Ta superconductor // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2001, v.11 №1, p. 3796-3799.
99. А.А.Мацакова, Б.Г.Лазарев. Изучение диаграммы состояния системы ниобий-олово // *ФММ*. 1973, т.35, с. 148-156.
100. Б.Г.Лазарев, Л.С.Лазарева, В.А.Полтавец, Н.А.Черняк. О ленте Nb₃Sn с высокой токонесущей способностью // *ВАНТ. Серия: «Фундам. и Прикл. Сверхпроводимость»*, 1974, т.1(2), с. 50-53.
101. Б.Г.Лазарев, Л.С.Лазарева, В.А.Полтавец, Н.А.Черняк. Лента Nb₃Sn с высокими критическими токами // *Тр. конф. по технич. использов. сверхпроводимости*. Т.4. М.: "Атомиздат", 1977, с. 80-83.
102. Б.Г.Лазарев, Л.С.Лазарева, В.А.Полтавец, С.И.Горидов, П.А.Куценко, Н.Ал.Черняк, Н.Ан.Черняк, Б.К.Прядин. Сверхпроводящее компактное устройство с магнитным полем до 17, 6 Тл // *Доклады АН СССР*. 1984, т.279, №6, с. 1376-1378.
103. Б.Г.Лазарев, Б.К.Прядин, Л.С.Лазарева, Н.А.Черняк. О природе предельной плотности критического тока слоёв Nb₃Sn // *Металлофизика*. 1990, т.12, №3, с. 18-24.
104. G.F.Tikhinskij, M.A.Tikhonovskij, V.T.Petrenko, M.M.Oleksienko. In situ microcomposite Nb₃Sn superconductors // *Cryogenics*. 1992, v.32, Supplement, p. 618-621.
105. M.A.Tikhonovskij, G.F.Tikhinskij, V.Ya.Sverdlov, M.M.Oleksienko. Critical current density of Cu-Nb₃Sn superconductors with various microstructures // *Critical currents in superconductors* Ed. H.W.Weber, World Scientific, 1994, p. 589-592.
106. V.Ya.Sverdlov, M.A.Tikhonovsky, G.F.Tikhinsky, A.A.Kondratov. Deformed bronze with high tin content Cu-16...18 wt.% Sn and multifilamentary superconductors on its base // *Cryogenics*. 1992, v. 32, Suppl. p. 629-632.
107. V.Ya.Sverdlov, M.A.Tikhonovsky, G.F.Tikhinsky, A.A.Kondratov. Multifilamentary Nb₃Sn on the base of high tin bronze for high — field magnets // *IEEE Trans. on Magnetics*. 1996, v. 32, №4, p. 2879-2881.
108. Б.Г.Лазарев, Л.С.Лазарева, С.И.Горидов. Об особенностях работы сверхпроводящих соленоидов в области температур 1,6 – 5,2 К // *ДАН СССР*. 1971, 199, №5, с. 1044-1047.
109. Б.Г.Лазарев, Л.С.Лазарева, С.И.Горидов, В.Р.Голик. Сверхпроводящий соленоид из деформируемых сплавов с полем до 122 кЭ // *ФММ*. 1973, т.35, №2, с. 443-444.
110. Б.Г.Лазарев, Л.С.Лазарева, В.Р.Голик, С.И.Горидов. Сверхпроводящий соленоид на 115 кЭ (157 кЭ с диспрозиевым концентратом) из деформируемых сплавов // *ФММ*. 1970, т.29, №4, с. 874-876.
111. Б.Г.Лазарев, Л.С.Лазарева, А.Л.Донде, В.А.Полтавец, С.И.Горидов. Комбинированный соленоид с полем 111000 кЭ // *ВАНТ. Серия: «Фундам. и прикл. сверхпроводимость»*. 1973, вып. 1(1), с. 67-70.
112. И.М.Карнаухов, В.И.Макаров, А.А.Луханин, В.П.Самойлов, Н.С.Терёшина, В.А.Фисенко. Сверхпроводящий соленоид до 11 Тл для исследования электронных свойств металлов // *ВАНТ. Серия: «Общая и ядерная физика»*. 1981, вып. 3(17), с. 56-58.
113. А.С.Булатов, С.И.Горидов, М.А.Тихоновский, С.И.Новиков. А магнетический концентратор, сделанный из диспрозия, выдерживает до 7,6 Тл // *IEEE Trans. on Magnetics*. 1992, v. 28, №1, p. 509-511.
114. B.G.Lazarev, L.S.Lazareva, P.A.Kutsenko, B.K.Pryadkin, N.A.Tchernyak, A.A.Tchupikov, V.I.Kurochkin, A.Ya.Laptienko, I.G.Gavrishch, V.Z.Spuskanjuk, I.M.Kovalenko. Compact laboratory combined superconducting solenoid with a magnetic field above 210 kOe. *14 Intern. Cryog. Engin. Conf. and Intern. Cryog. Materials Conf.* Kiev, 1992, June 8-12, p. 148.
115. *50 лет Харьковскому физико-техническому институту. АН УССР / Отв. ред В.Е.Иванов*. 1978, Киев: «Наукова думка», с. 273.
116. Г.Е.Плетенецкий, Т.Ф.Тихинский. Бериллиевые криопроводники // *ВАНТ. Серия: «Общая и ядерная физика»*. 1978, вып.6(6), с. 70-76; Г.Е.Плетенецкий, Т.Ф.Тихинский, Г.С. Кошкарёв. Влияние чистоты на

- электрические свойства бериллия // *ВАНТ. Серия: «Общ. и ядерн. физика»*. 1983, вып.1(2), с. 55-58.
117. А.Я.Деркач, И.М.Карнаухов, А.А.Луханин, П.В.Сорокин, Е.А.Споров, Б.В.Гласов, В.И.Курносов, В.Б.Юферов. Сверхпроводящие соленоиды с компаундированной обмоткой // *ВАНТ. Серия: «Фундам. и прикл. сверхпроводимость»*. 1974, вып.1(2), с. 52-54;
118. А.Я.Деркач, И.М.Карнаухов, А.А.Луханин, П.В.Сорокин, Е.А.Споров, Б.В.Гласов, В.И.Курносов, В.Б.Юферов. Исследование замонолических сверхпроводящих соленоидов // *ЖТФ*. 1977, т. 47, с. 1290-1293; А. Ya. Derkach, I. M. Karnaukhov, A. A. Lukhanin, P. V. Sorokin, E. A. Sporov. A superconducting magnet system of a polarized proton target // *Cryogenics*. 1978, v. 18, №9, p. 539-541; V. A. Get'man, A. Ya. Derkach, I. M. Karnaukhov, A. A. Lukhanin, V. D. Orlov, A. A. Razumny, P. V. Sorokin, E. A. Sporov. A polarized proton target for measurements in intense photon beams // *Nucl. Instrum. and Methods*. 1981, v. 188, p. 25-27.
119. В.А.Гетьман, А.Я.Деркач, И.М.Карнаухов, А.А.Луханин, А.А.Разумный, П.В.Сорокин, Е.А.Споров, Ю.Н.Телегин. Мишень поляризованных протонов и дейтронов для использования в интенсивных фотонных пучках // *Тр. Междунар. симпоз. по поляризованным явлениям в физике высоких энергий*. Дубна, 1981, с. 241-247.
120. А.А.Беляев, В.А.Гетьман, А.Я.Деркач, И.М.Карнаухов, А.А.Луханин, А.А.Разумный, М.В.Соболь, П.В.Сорокин, Е.А.Споров, Ю.Н.Телегин. Широкоапертурная сверхпроводящая магнитная система для поляризованной мишени // *ИТЭ*. 1984, №6, с. 206-207.
121. М.М.Асатурян, А.А.Беляев, Г.А.Вартапетян, В.А.Гетьман, А.Л.Голендухин, А.Я.Деркач, А.П.Казарян, И.М.Карнаухов, А.А.Луханин, Ж.В.Манукян, А.Ю.Неффа, С.Г.Оганесян, А.А.Разумный, А.М.Сирунян, Е.А.Споров, В.И.Троценко, А.Р.Унанян, В.А.Экизян. Установка с поляризованной мишенью на Ереванском синхротроне: *Препринт ЕрФИ-810*, (37)-85, 1985, Ереван, 20 с.; А.А.Беляев, Г.А.Вартапетян, В.А.Гетьман, А.Л.Голендухин, И.И.Даниленко, А.Я.Деркач, А.П.Казарян, А.А.Луханин, А.Ю.Неффа, С.Г.Оганесян, А.М.Сирунян, П.В.Сорокин, Е.А.Споров, С.С.Степанян, В.А.Экизян. Установка "Спин" с горизонтальным направлением магнитного поля: *Препринт ЕрФИ-1139*, (16), 1989, 19 с.; А.А.Беляев, В.А.Гетьман, А.Р.Дзюбак, И.М.Карнаухов, А.А.Луханин, П.В.Сорокин, Е.А.Споров, И.А.Толмачев. The new polarized target facility at the Kharkov Institute of Physics and Technology // *Proc. 9-th Intern. Symp. On High Energy Spin Phys.*, Bonn, 6-15 Sep., 1990, v.2, p. 253-256.
122. N. A. Bazhanov, B. Benda, N. S. Borisov, G. Durand, A. P. Dzyubak, A. N. Fedorov, L. B. Golovanov, G. M. Gurevich, I. M. Karnaukhov, A. I. Kovalev, A. B. Lazarev, F. Lehar, V. N. Matafonov, A. B. Neganov, Yu. A. Plis, S. N. Shilov, S. V. Topalov, Yu. A. Usov. Frozen spin solid targets developed at the Laboratory of Nuclear Problems (JINR, Dubna) // *Nucl. Instrum. and Methods*. 1998, v. A402, p. 484-487.
123. М.Ю.Бредихин, А.В.Георгиевский, Б.В.Гласов, О.С.Друй, В.Е.Зисер, В.Г.Котенко, В.И.Курносов, Г.Г.Лесняков, А.С.Логинов, В.А.Мерзликин, Г.Т.Николаев, Е.И.Скибенко, Ю.Ф.Сергеев, Л.Г.Сороковой, В.А.Супруненко, В.Т.Толок, Ю.В.Холод, В.Б.Юферов. Сверхпроводящие замкнутые системы "Кристалл-1" и "Кристалл-2" // *ВАНТ. Серия: "Физика плазмы и проблемы УТС"*. 1973, вып.1(1), с. 5-7; Е.И.Скибенко, В.А.Супруненко, В.Б.Юферов. Сверхпроводящий торсатрон "Кристалл-2" // *Атомная энергия*. 1980, 49, №6, с. 405; В.Б.Юферов, Е.И.Скибенко, В.А.Кравченко, Ю.В.Холод. Криогеника в КТС // *УФЖ*. 1998, №9, с. 190-192.
124. Л.Д.Ландау. К теории сверхпроводимости // *ЖЭТФ*. 1937, 7, №3, с. 371-378.
125. L. Shubnikow, I. Nakhutin. Electrical conductivity of superconducting sphere in the intermediate state // *Nature*, 1937, v.139, №3518, p. 589-590; И.Е.Нахутин. Сверхпроводимость в промежуточном состоянии // *ЖЭТФ*. 1938, т.8, №6, с. 713-716.
126. И.Е.Нахутин. Сверхпроводящий эллипсоид в промежуточном состоянии // *ЖЭТФ*. 1939, т.9, №6, с. 708-710.
127. И.Е.Нахутин. *Анизотропия промежуточного состояния в сверхпроводниках*. Канд. дис., ХГУ, Харьков, 1940, 80 с.
128. T. E. Faber, A. V. Pippard. Kinetics of the phase transition in superconductors // *Progr. Low Temp. Phys.* (ed. C. J. Gorter), Amsterdam, North-Holland Publ. Co, 1955, v.1, p. 159-183; J. D. Livingston, W. DeSorbo. The intermediate state in type I superconductors // *Superconductivity* (ed. R. Parks), N.-Y., M. Dekker, 1969, v.2, p. 1235-1281; М.Готтлиб, М.Гарбуни, Ч.Джонс. Затухание ультразвука в сверхпроводниках: влияние магнитного поля // *Физическая акустика* /Ред. У.Мэзон, Р.Терстон. т.7, с.9-60, М.: "Мир", 1974; I. P. Kgylov. Macroscopic electrodynamics of the intermediate state of pure superconductors // *Sov. Sci. Revs.: A. Phys.* 1980, v.2, p. 85-144.
129. Е.М.Лифшиц, Ю.В.Шарвин. О промежуточном состоянии сверхпроводников // *ДАН СССР*. 1951, т.79, №5, с. 783-786.
130. F. Haenssler, L. Rinderer. Statique et dynamique de l'etat intermediaire des supraconducteurs du type I // *Helv. Phys. Acta*. 1967, v. 40, №6, p. 659-687
131. А.Хуберт. *Теория доменных стенок в упорядоченных средах*. М.: «Мир», 1977, с. 210-235.
132. Л.Д.Ландау. К теории промежуточного состояния сверхпроводников // *ЖЭТФ*. 1943, т.13, №11/12, с. 377-387.
133. Б.М.Балашова, Ю.В.Шарвин. Структура промежуточного состояния сверхпроводников // *ЖЭТФ*. 1956, т.31, №1, с. 40-44.
134. А.Г.Шепелев. Анизотропия щели в энергетическом спектре сверхпроводников // *УФН*. 1968, т.96, №2, с. 217-259.
135. А.Ф.Андреев. Поглощение ультразвука в промежуточном состоянии сверхпроводников // *ЖЭТФ*. 1967, т.53, №2, с. 680-688.
136. А.Ф.Андреев. Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников // *ЖЭТФ*. 1964, т.46, №5, с. 1823-1828.

137. А.Г.Шепелев, О.П.Леденёв, Г.Д.Филимонов. Новые эффекты в поглощении ультразвука в промежуточном состоянии очень чистого сверхпроводника // *Письма в ЖЭТФ*. 1971, т.14, № 7, с. 428-433.
138. А.Г.Шепелев, О.П.Леденёв, Г.Д.Филимонов. Экспериментальное исследование поглощения ультразвука в промежуточном состоянии очень чистого сверхпроводника I рода // *ВАНТ. Серия: «Фундамент. и прикл. сверхпровод.»*. 1973, вып.1(1), с. 3-12.
139. A.J.Walton. The thermal and electrical resistance of tin in the intermediate state // *Proc. Roy. Soc.* 1965, v.A289, №1418, p. 377-401; P.Wyder. Freie Weglängen im supraleitenden Zustand und im normalen Zustand und im Zwischenzustand // *Phys. Kondens. Materie*. 1965, v.3, №4, p. 292-304.
140. W.A.Reed. Band structure and Fermi surface of gallium by the pseudopotential method // *Phys. Rev.* 1969, v.188, p. 1184-1192.
141. В.М.Конторович, Н.А.Сапогова. Эффективное взаимодействие электронов со звуком на цилиндрических и плоских участках Ферми-поверхности // *Письма в ЖЭТФ*. 1973, т.18, №6, с. 381-384; Г.Т.Аванесян, М.И.Каганов, Т.Ю.Лисовская. Особенности фононного спектра металлов, обусловленные локальной геометрией поверхности Ферми // *Письма в ЖЭТФ*. 1977, т.25, №8, с. 381-383; Об особенностях кинетических характеристик металлов, обусловленных локальной геометрией поверхности Ферми // *ЖЭТФ*. 1978, т.75, №5, с. 1786-1800; В.М.Конторович, Н.А.Степанова. Влияние локальных уплощений Ферми-поверхности на поглощение и дисперсию звука // *ФТТ*. 1978, т.20, №1, с. 245-248; *ЖЭТФ*. 1979, т.76, №2, с. 642-653; С.С.Недорезов. Квантовые осцилляции в термо-динамике плёнок металла в слабых магнитных полях // *ЖЭТФ*. 1969, т.56, №1, с. 299-309; С.С.Недорезов, В.Г.Песчанский. О квантовых магнито-размерных эффектах в металлах // *ЖЭТФ*. 1981, 80, №1, с. 368-379; В.М.Гохфельд, О.В.Кириченко, В.Г.Песчанский. О затухании ультразвука в тонких слоях металла в магнитном поле // *ЖЭТФ*. 1980, т.79, №2, с. 538-554; T.W.Moore. Magnetic breakdown of cyclotron-resonance orbits in gallium // *Phys. Rev. Lett.*, 1967, v.18, №9, p. 310-312; В.Г.Песчанский, В.Карденас, М.А.Лурье, К.Ясемидис. Высокочастотные явления в металлах при многоканальном отражении электронов границей образца // *ЖЭТФ*. 1981, т.80, №4, с. 1645-1664.
142. О.П.Леденёв. Геометрический резонанс в промежуточном состоянии сверхпроводников // *Письма в ЖЭТФ*. 1979, т.30, №3, с. 185-189.
143. А.Г.Шепелев, Г.Д.Филимонов. Об осцилляциях поглощения ультразвука в промежуточном состоянии сверхпроводников // *ВАНТ. Серия: «Общая и ядерная физика»*. 1981, вып.3(17), с. 3-8.
144. R.H.Hammond, W.D.Knight. Nuclear quadrupole resonance in superconducting gallium // *Phys. Rev.*, 1960, v.120, №3, p. 762-772; W.G.Gregory. Superconducting transition width in pure gallium single crystals // *Phys. Rev.* 1968, v.165, №2, p. 556-561.
145. J.Feder, S.R.Kiser, F.Rotwarf, J.P.Burger, C.-Valette. Hysteresis effects in three superconducting phases of gallium // *Solid State Commun.* 1966, v.4, №11, p. 611-613.
146. O.Singh. Ultrasonic absorption in the intermediate state of gallium and indium // *Phys. Stat. Solidi*. 1977, v.b82, №1, p. 179-188.
147. A.G.Shepelev, O.P.Ledenev, G.D.Filimonov. Anomalous attenuation of longitudinal ultrasound in the intermediate state of pure type 1 superconductor // *Solid State Commun.* 1973, v.12, №3, p. 241-244.
148. О.П.Леденёв, В.П.Фурса. О параметрах структуры промежуточного состояния цилиндрических образцов, создаваемой внешним магнитным полем // *ФНТ*. 1985, т.11, №1, с. 57-61.
149. Ю.В.Шарвин, И.Л.Ландау. Исследование динамического промежуточного состояния сверхпроводников // *ЖЭТФ*. 1970, т. 58, №6, с. 1949.
150. Г.Кнопфель. *Сверхсильные импульсные магнитные поля*. М.: «Мир», 1972, с. 39-41.
151. Д.Сан-Жам, Г.Сарма, Е.Томас. *Сверхпроводимость второго рода*. М.: «Мир». 1970, с. 263-286.
152. Д.Шенберг. *Сверхпроводимость*. М.: ИЛ, 1955, с. 34-40.
153. О.П.Леденёв. Исследование структуры промежуточного состояния сверхпроводников методом поглощения ультразвука // *Тез. докл. НТ-23* /Ред. В.Х.Корровитс. Ч.1. Тарту, 1984, с. 170-171.
154. I.Simon. Forces acting on superconductors in magnetic fields // *J. Appl. Phys.*, 1953, v.24, №1, p.19-24; Дж.Бремер. *Сверхпроводящие устройства*. М.: «Мир», 1964, с. 173-178.
155. J.Provost, E.Paumier, A.Fortini. Shape effects on the magnetization of superconducting lead at 4,2 K // *J. Phys. F: Metal Phys.* 1974, v.4, №4, p. 439-448.
156. E.Paumier, J.-P.Girard, J.Provost, A.Fortini. Magnetization curves of non-ellipsoidal type-1 superconducting samples, in: *"Intern.Discuss. Meet. Flux Pinning Superconduct., Sonnenberg, 1974"* (ed. P.Haasen, H.C.Feyhard), Gottingen, Acad. Wissenschaft., 1975, p. 311-316.
157. E.Paumier, J.-P.Girard, A.Hairie. Reversible magnetic behaviour of type-1 superconducting samples in spatial geometrical conditions // *J.Phys. F: Metal Phys.* 1981, v.11, №7, p. 1463-1470.
158. Ю.В.Павленко, Ю.Н.Ранюк, Ю.А.Храмов. *Дело УФТИ 1935-1938*. Киев: "Феникс", 1998, 324с.