1967 г. Декабрь *Том 93, вып. 4*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

537.312.62

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАГНИТЫ

М. Г. Кремлев

Скорейшее (в течение пяти лет с момента открытия) внедрение результатов исследования новых явлений в повседневную практику считается одной из характерных черт современной науки [1]. С момента открытия явления сверхпроводимости [2] прошло уже не пять лет, а пятьдесят пять с небольшим, и хотя широкое внедрение сверхпроводящих соленоидов в лабораторную практику действительно начинается, а момент открытия сверхпроводимости в сильных магнитных полях можно условно относить к 1961 г. [3] (правильнее, вообще говоря, отнести его к 1930 г. [4]), следует все же признать, что внедрение различных устройств, основанных на использовании этого удивительного явления, несколько задержалось.

Напомним, что возможность применения сверхпроводников в обмотках соленоида, предназначенного для получения сильных магнитных полей, предвидел еще Камерлинг-Оннес [5] вскоре после обнаружения сверхпроводимости. Однако вскоре он установил [6], что при воздействии тока (магнитного поля) открытое им удивительное свойство исчезает. Малость «критических» полей, т. е. таких магнитных полей, в которых сверхпроводник становился обычным «нормальным» металлом, для известных материалов не давала возможности в течение длительного времени использовать сверхпроводники для изготовления магнитов. И только в начале 60-х годов было обнаружено, что некоторые соединения и сплавы [3, 7, 8] остаются сверхпроводниками в достаточно сильных полях — порядка сотни килоэрстед и, что не менее существенно, при весьма сильных токах. (Открытые в 1930 г. [4] сверхпроводящие сплавы Pb — Bi с критическим полем порядка 20 *кэ* не были своевременно использованы практически, поскольку критические токи исследовавшихся тогда образцов оказались пренебрежимо малыми [9].) Известно, к какому бурному росту новой «сверхпроводящей» техники, развитию экспериментальных и теоретических исследований в области сверхпроводимости в сильных полях привели упомянутые открытия, в частности работа Кюнцлера, Бюлера и др. [3]. Можно, однако, сказать, что неприятное, с нашей точки зрения, свойство сверхпроводников превращаться в обычный «нормальный» металл под воздействием либо температуры, либо тока, либо собственно магнитного поля, основного «продукта» для описываемой сферы применения сверхпроводников, в известной мере сдерживало рост этой новой техники, и в последние 5 лет, во всяком случае, это свойство во многих отношениях определило специфику большинства технических проблем, которые приходилось решать при создании сверхпроводящих соленоидов и которые мы частично рассмотрим в настоящей статье. (Наличие подобных неприятных свойств у сверхпроводников, по-видимому, не обязательно—по крайней мере теоретически предсказана возможность существования линейных сверхпроводников [10], не «ощущающих»— иначе, как через пондеромоторные силы,— действия полей в сотни килоэрстед.)

§ 1. ПЕРЕХОД СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КАТУШЕК В «НОРМАЛЬНОЕ» СОСТОЯНИЕ

Автору всюду трудно удержаться от того, чтобы не заключать установившийся термин «нормальное» в кавычки, ибо нормальным состоянием сверхпроводящего соленоида является все-таки сверхпроводящее состояние. Итак, рассмотрим, что происходит, когда часть обмотки сверхпроводящего соленоида по каким-либо причинам перейдет в «нормальное», т. е. обладающее электрическим сопротивлением, состояние. (Электрическое сопротивление наиболее интересных для нас сверхпроводников в нормальном состоянии принципиально должно быть довольно высоким [11],— именно уменьшение длины свободного пробега электронов приводит в конечном счете к увеличению критических полей таких сверхпроводников.) Диссипируемая в нормальной зоне энергия за счет теплопроводности нагревает и прилежащие еще сверхпроводящие участки выше критической температуры, нормальная зона растет, пока в ней не выделится вся запасенная в соленоиде магнитная энергия. Максимальная температура в центре этой зоны зависит от скорости затухания тока в соленоиде, средней теплопроводности и теплоемкости обмоток, общей энергии и уже для небольших соленоидов может составить сотни градусов; при этом возможно разрушение изоляции и необратимые изменения (отжиг) в сверхпроводящем материале, отрицательно влияющие на критические параметры соленоида. При полной энергии в соленоиде порядка сотен джоулей [12] возможно и полное разрушение участков проволоки. Большую опасность представляют и электрические перенапряжения, возникающие при переходе между витками с неоднородно распределенным сопротивлением. Пробой изоляции, короткое замыкание части витков или зажигание дуги в обмотках также могут привести к разрушению участков проволоки.

Естественные средства борьбы с этими опасностями, сводящиеся в целом к уменьшению среднего сопротивления материала обмоток и к увеличению их теплопроводности, стали применяться уже вскоре после создания первых соленоидов; наиболее простым и действенным образом эти цели достигаются путем покрытия сверхпроводящей проволоки тонким (30—40 *мк*) слоем меди. Эффективное сопротивление обмоток падает при этом в сотни раз, что автоматически увеличивает и характерные времена процесса, а это в свою очередь способствует распределению магнитной энергии на больший объем. Заметим, что применение медного покрытия значительно облегчает техническую реализацию специальных мер электрической защиты соленоида, к описанию которых мы еще вернемся (§ 5).

Не менее существенно отметить, что применение покрытия позволило несколько уменьшить и неприятный эффект, названный «деградацией» и заключающийся в значительном (непредсказуемом) уменьшении критических токов проволоки в соленоидах против значений, которых можно было ожидать по результатам испытаний небольших отрезков той же проволоки. Таким образом, введение тонкого медного покрытия весьма способствовало разрешению различных технических трудностей, стоявших на пути создания достаточно крупных и надежных соленоидов; точнее говоря, эти трудности пока отодвигались к некоторым новым рубежам, к новым масштабам размеров и энергий магнитных систем. Понадобилось еще много времени и труда многочисленных исследователей, прежде чем Кантровицу и Стекли [13] в 1965 г. удалось сделать следующий шаг к еще большим, пока еще даже плохо обозримым масштабам сверхпроводящих систем, шаг, который по значимости и стимулирующему воздействию можно поставить в одном ряду с упоминавшимися открытиями 1961 г. [3, 7, 6].

Предложенный этими авторами метод практически устранял опасность рассеяния магнитной энергии в обмотках и тем самым упрощал всю проблему защиты соленоида, он позволил вообще избавиться от деградации и дал возможность точно предсказать параметры соленоида. При всем том этот метод, приведший к таким качественным сдвигам, заключался, по сути дела, в дальнейшем уменьшении эффективного электрического сопротивления обмоток и в увеличении их теплопроводности, что достигалось, в частности, покрытием сверхпроводящей проволоки существенно более толстым слоем все той же меди.

Прежде чем далее углубляться в детали всех затронутых проблем, следует ответить на вопрос, который мог возникнуть в начале этого параграфа: каким образом в обмотке «сверхпроводящего» соленоида может появиться участок нормальной фазы?

§ 2. СКАЧКИ ПОТОКА И ЯВЛЕНИЕ ДЕГРАДАЦИИ

Может показаться, что в обмотке из сверхпроводника, т. е. материала, не обладающего сопротивлением, нормальная фаза может появиться лишь в результате внешнего воздействия (теплового, электромагнитного, механического) или при увеличении тока и собственного магнитного поля выше критических значений, характерных для данного материала. Но уже эта последняя фраза содержит известную неопределенность — материал обмоток может быть не вполне однородным, а сами критические параметры могут зависеть от ряда условий, при которых производится их определение. Хорошее соответствие критических токов соленоида результатам измерений, произведенным предварительно на небольших отрезках той же проволоки, отмечалось лишь в первых экспериментах с небольшим соленоидом из сплава Mo — Re [7]. Во всех же последующих работах с новыми более перспективными материалами (Nb — Zr, Nb — Ti, Nb_3Sn) и с более крупными соленоидами систематически отмечалось значительное, в типичном случае трех-пятикратное, а зачастую и более резкое уменьшение критических токов соленоидов («деградация») против величин, характерных для небольших образцов этих материалов. Заметим, что с помощью ряда методов [14, 15] удалось показать, что неизбежно проявляющееся при больших количествах материала влияние его неоднородности не является все же доминирующим.

В чем же могут заключаться причины деградации? Чем вообще отличаются условия, в которых находится проволока в обмотке, от условий, в которых производятся измерения критических токов небольшого отрезка той же проволоки? Одно, вполне понятное отличие состоит в том, что в обмотке теплоотвод от проволоки осуществляется хуже, чем при свободном погружении в жидкий гелий. Не исключено и электромагнитное воздействие соседствующих витков друг на друга (эффект «близости»). Наконец, как оказалось [16], весьма существенно и то, что при испытании коротких образцов обычно один из измеряемых параметров (чаще всего — магнитное поле) поддерживается постоянным, тогда как в соленоиде происходит одновременное изменение тока и магнитного поля. Действительно, если производить на небольших отрезках проволоки измерения с пропорционально растущими полем и током, удается воспроизвести значительную долю эффекта деградации [16] и на малых образцах. (Подобная процедура является, таким образом, весьма полезной при исследовании различных новых материалов, сравнении разных партий проволоки и т. п.)

По крайней мере первая выделенная нами особенность — отличие в теплоотводе — довольно явно указывает на возможность каких-то диссипативных процессов в сверхпроводнике. Сколь же резка грань между

сверхпроводящим и нормальным состояниями, какие именно диссипативные процессы возможны в сверхпроводнике?

Сверхпроводящие материалы, используемые для создания соленоидов, представляют собой сверхпроводники 2-го рода, отличительной чертой которых — в сравнении со сверхпроводниками 1-го рода — является отсутствие эффекта Мейсснера. Магнитное поле, начиная с некоторого относительно малого значения H_{c1}, стремится проникнуть в толщу материала [17], причем внутри линии потока группируются в более или менее регулярные — в зависимости от однородности материала — структуры вихревых образований, называемых вихрями Абрикосова, флуксоидами и т. п. В центрах этих вихревых образований магнитное поле близко к внешнему полю, и материал является «почти» нормальным металлом. Упрощенно можно считать, что эффективный радиус нормальных сердцевин вихрей растет с магнитным полем, пока при некотором значении поля H_{c2} вся среда (за исключением тонких слоев у поверхности [18]) не становится полностью нормальной. Если под действием лоренцевой силы от внешних (или индуцированных) токов решетка вихрей приходит в движение, то из-за возникающих э. д. с. токи частично проникают в эти «почти» нормальные зоны [19] в центрах вихрей и здесь происходит выделение по сути обычного джоулева тепла. Возможны и иные, видимо, менее мощные диссипативные механизмы, связанные, например, с излучением ультразвуковых волн [20], раскачиваемых переменными упругими напряжениями в материале. Эти напряжения возникают при взаимодействии вихрей с «частоколом» различных дефектов кристаллической структуры, через который им приходится пробираться.

В случае, когда количество подобных дефектов (а ими могут служить границы и субграницы кристаллитов, мелкодисперсные выделения различных фаз, скопления дислокаций и т. д. [21, 22]) достаточно велико, вихревая решетка жестко фиксируется на неоднородностях и диссипация не происходит, пока внешние токи (т. е. сила Лоренца) не станут достаточно большими. При этом, однако, имеется конечная вероятность перескока вихрей через препятствие за счет теплового возбуждения — наблюдается своеобразное явление «ползучести» магнитного потока [23].

Подобный перескок вихрей из-за теплового возбуждения или при достаточном возрастании внешнего тока и развивающиеся при этом диссипативные явления в принципе могут вызвать лавинообразный процесс перехода значительных объемов сверхпроводящего материала в полностью нормальное состояние. Весьма эффективной в этом отношении считается также аннигиляция двух флуксоидов [24] с противоположными ориентациями моментов, которая может происходить, например, при изменении направления внешнего поля. Энергия, высвобождающаяся при аннигиляции, по-видимому, в состоянии нагреть небольшой объем вещества выше критической температуры.

Вероятность развития лавинообразного процесса перехода в нормальное состояние определяется соотношением общей магнитной энергии, запасаемой при неравновесном намагничивании неоднородного материала, скорости диссипации внешних токов в зоне скачка, величины разности свободных энергий для нормального и сверхпроводящего состояний, теплопроводности среды и т. п. Достаточно полной количественной теории, позволяющей предсказать, в каких случаях сверхпроводник устойчив к «скачкам потока», пока не развито. Отметим следующие моменты. Вероятность «разрушительных скачков» уменьшается при увеличении температуры и в области достаточно больших полей [20], и поэтому деградация сильнее выражена при достаточно низких температурах (скажем, ниже $T_c/2$) и в области средних полей (10—15 *кэ* для сплавов Nb — Zr).

Деградация, по-видимому, уменьшается в материалах, в которых сильно сказывается так называемое «парамагнитное ограничение» [25] верхнего критического поля H_{c2}. В таких веществах размер нормальных сердцевин вихрей, т. е. областей, где происходят основные диссипативные процессы, в полях, не слишком близких к H_{c2}, определяется не величиной этого поля H_{c2}, но гораздо большей величиной, которая должна была бы наблюдаться при отсутствии парамагнитных эффектов [19]. Вероятно, что подобный механизм приводит к уменьшению деградации в группе сплавов Nb — Zr при больших содержаниях циркония [26].

Не имея возможности сколь-либо подробно рассматривать далее как эти интересные эффекты, так и явления, относящиеся к характеру взаимодействия вихрей с различными структурными дефектами [21, 22, 27], анизотропии этого взаимодействия и т. п., вернемся к изучению условий, определяющих критические токи сверхпроводника, который находится в обмотке соленоида. Дальнейшее увеличение количества вступающих здесь в игру факторов, естественно, делает характер нашего описания все более качественным. Легко представить, например, что совместное увеличение поля и тока в обмотке в целом способствует уменьшению критических токов, поскольку при изменении намагниченности обязана происходить диссипация. Однако мы пока еще далеки от возможности количественного предсказания этого эффекта по каким-либо легко определяемым параметрам сверхпроводника. То же относится, пожалуй, и к возможности учета теплопроводности материалов, заполняющих обмотки, демпфирования электромагнитного воздействия соседних витков при скачках потока [28] с помощью медного покрытия и т. п. Влияние циклического намагничения и нагрева витков на критический ток, наглядно выявляющееся в виде «тренировки», т. е. изменении критических токов при последовательных измерениях, также представляется вполне естественным и правдоподобным, однако построить четкую картину эффекта достаточно трудно, тем более, что у ряда сплавов [29] «тренировка» вообще не носит систематического характера.

Ряд тонких эффектов, обусловливающих деградацию, вызывается диамагнетизмом обмотки катушки в целом [29]. В соленоиде конечных размеров, как известно, в некоторой области обмотки магнитное поле близко к нулю. В сверхпроводящем соленоиде из-за нелинейной зависимости намагниченности сверхпроводников 2-го рода от поля эта область перемещается при изменении тока и эффективное поле, действующее на витки вблизи этой зоны, может полностью изменять направление. Для более удаленных витков эффективное поле будет несколько поворачиваться при изменениях тока. Изменение направления магнитного поля может вызывать, как мы уже отмечали, «аннигиляционную» неустойчивость, наиболее вероятно поражающую участки проволоки, находящиеся в области «малых» полей.

Эффекты, связанные с переориентацией поля, позволяют, опять-таки чисто качественным образом, объяснить зависимость степени деградации от формы соленоида, порядка включения секций, изменения полярности тока и т. п.

Вопрос о влиянии размеров магнитной системы на критические токи в свое время был довольно острым [30], тем более, что на основании некоторых упрощенных критериев подобия делались прогнозы [31] об уменьшении критических токов обратно пропорционально размерам катушки. Представляется все же, что механизмы, определяющие деградацию, не могут столь сильно зависеть от размеров; так, условия теплообмена и электромагнитного экранирования в катушке, содержащей уже десять слоев, вряд ли существенно отличаются от условий в более крупном соленоиде.

Эффекты, связанные с изменениями тока и величины и направления поля, определяются геометрическими характеристиками соленоида, но снова собственно от размеров (например, от радиуса кривизны проволоки) никаких кардинальных зависимостей здесь быть не должно. Заметим, правда, что вопрос об усилении деградации с ростом размеров соленоида в настоящее время в значительной степени утратил свою актуальность. Развитые сейчас методы стабилизации токов в сверхпроводящих соленоидах позволяют полностью исключить деградацию, т. е. дают возможность реализовать максимально достижимые для данного материала критические токи. Применение же стабилизированных обмоток в достаточно крупных системах является, за малым числом мыслимых исключений, непременным условием их нормального функционирования.

§ 3. ТЕПЛОВАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ОБМОТОК В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КАТУШКАХ

Судьба возникающих при скачках потока (или механических смещениях, случайном нагреве и т. п.) «нормальных» участков может в дальнейшем складываться по-разному. Если медное покрытие отсутствует или если его толщина достаточно мала, разыгрывается картина, которую мы уже описали в § 1. Теория теплового распространения нормальной фазы в одиночных проволоках [32, 33, 34] и соленоидах [35] разработана в общих чертах так, что в простейших случаях имеется возможность оценить характерные времена процесса перехода, величины электрических напряжений внутри обмотки, размер затронутой области и температуры, развивающиеся в центре этих областей.

Оказывается, что при увеличении толщины медного покрытия и достаточном теплоотводе во внешнюю среду скорость распространения нормальной фазы падает и в конце концов может обратиться в нуль [31]. При достаточном количестве нормального металла нормальная область не будет увеличиваться при любых токах вплоть до максимального критического значения. При этом возникший по каким-либо причинам участок нормальной фазы может «схлопнуться», и ток может полностью перейти в сверхпроводник, так что выделение тепла вообще прекратится. При увеличении тока выше максимального критического значения сопротивление сверхпроводящего материала начинает возрастать и часть тока перетекает в нормальный металл. Температура проводника повышается, однако, пока она не превысит критической температуры, часть тока все же продолжает течь по сверхпроводнику [36], сопротивление которого остается достаточно малым. При уменьшении полного тока возможен полностью обратимый (рис. 1, *а*) переход тока в сверхпроводник, когда сопротивление исчезнет при том же значении тока, при котором оно возникает.

Возможность обратимого перехода за критический ток означает, наряду с прочими существенными достоинствами, и полное исключение деградации, т. е. возможность устойчивой работы сверхпроводника при максимально достижимых токах.

Увеличение количества нормальных металлов в проводнике и обеспечение хорошего теплоотвода от всех витков катушки и является основой предложенного Кантровицем и Стекли [13] метода тепловой стабилизации соленоидов. Условия, необходимые для стабилизации обмоток, формулировались в первоначальной работе [13] следующим образом: «Количество нормального металла и теплоотвод во внешнюю среду должны быть такими, чтобы при токе в нормальном металле, равном критическому току сверхпроводника, температура равнялась критической температуре сверхпроводника при нулевом токе». В применении к случаю одиночного

«одномерного» проводника это условие может быть записано в виде

$$\alpha = \frac{\rho_n I_c^2}{hPA(T_c - T_0)} \leqslant 1, \qquad (1)$$

где ρ_n — удельное сопротивление нормального металла, I_c — критический ток сверхпроводника, A — сечение, P — периметр всего проводника, T_c — критическая температура сверхпроводника при нулевом токе (в данном поле), T_0 — температура внешней среды. Величина h представляет собой теплоотвод во внешнюю среду с единицы поверхности при разности температур в один градус. В таком виде это утверждение было затем доказано в работе Стекли и Цара [37]. Следует, однако, указать на те допущения, которые приходится принимать при выводе этого условия даже для одномерной модели. Во-первых, считается, что теплоотвод пропорционален разности температур проводника и гелия, иначе, что величина h является постоянной. Во-вторых, принимают, что имеется идеальный электрический контакт между сверхпроводником и нормальным металлом. Менее существенными представляются допущения о равномерном распределении температуры по сечению металла (в том числе и самого сверхпроводника) и о линейной зависимости критического тока от температуры. Однако невыполнение первых двух условий, как отмечалось [38], может значительно изменить условия, необходимые для обеспечения тепловой устойчивости. Как известно, зависимость теплоотвода от разности температур при кипении носит существенно нелинейный характер, определяемый переходом от пузырькового кипения к пленочному. Нелинейный характер носит теплообмен и в сверхтекучем гелии. Последовательного учета или достаточно полного экспериментального исследования влияния всех этих эффектов на тепловую устойчивость пока не проведено, хотя ряд близких вопросов изучается [39, 40, 41].

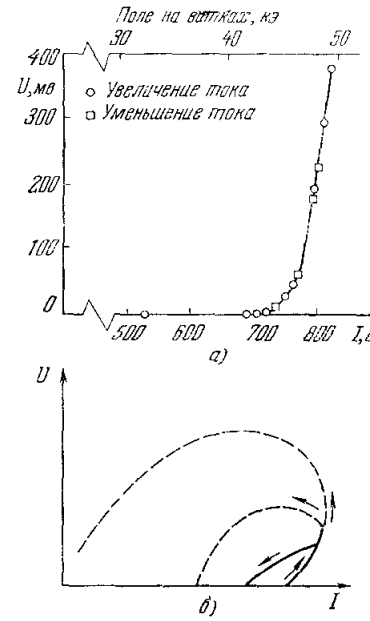

Рис. 1. *а*) Рост сопротивления полностью стабилизированной катушки при увеличении тока выше критического значения [57]. *б*) Возможные типы переходов при небольших запасах устойчивости[47]. Пунктирные линии условно изображают направление неконтролируемых переходов.

При переходе от линейного «одномерного» проводника к случаю реальной трехмерной обмотки проблема устойчивости становится более сложной. Простой анализ для случая некоторой постоянной усредненной теплопроводности проведен в работе Стекли [42]. Задача о распространении тепла в гетерогенной структуре, нерегулярные каналы которой могут закупориваться паровыми пузырьками и т. п., сама по себе достаточно запутана, тем более это относится к вопросу о тепловой устойчивости обмотки с переменным сопротивлением. Некоторые исследования о характере теплообмена в таких системах ведутся [43], однако достаточно полных данных пока не имеется. Для практических расчетов рекомендуется [44] принимать заниженные с хорошим запасом значения коэффициента теплоотдачи — до 0,1 *вт/см*^{2}. Выбором большого запаса проблема устойчивости, конечно, не решается, поскольку к ряду конструкций, предназначенных,

например, для космических исследований [45], могут предъявляться очень жесткие требования по весу, габаритам и надежности. В таких случаях проблема может усложняться тем обстоятельством, что устойчивость в этой существенно нелинейной задаче должна определяться по отношению к конечным возмущениям, однако о параметрах основного внутреннего источника конечных возмущений — скачках потока — надежных данных пока недостает. В некоторых случаях могут возникать мощные внешние источники возмущений, как, например, воздействие поля токов в плазменном канале МГД генератора, воздействие механических вибраций и т. д.

Может показаться, что из-за некоторой неясности в вопросе о тепловой устойчивости обмоток обсуждение проблемы оптимизации конструкции соленоида путем варьирования каких-либо параметров по сечению обмотки несколько преждевременно. Однако параметр α (1) сильно меняется с магнитным полем (от поля зависят как величины I_c и T_c, так и сопротивление ρ_n), и даже простейшие приемы могут дать заметную экономию общего количества сверхпроводника, уменьшение габаритов и веса конструкции, полной стоимости и т. п. Оптимизация может осуществляться либо при питании разных секций обмотки различными токами, либо путем изменения параметров проводника (числа сверхпроводящих проволок или количества нормального металла). В этом отношениии технология производства проводника, допускающая такие вариации, является более предпочтительной.

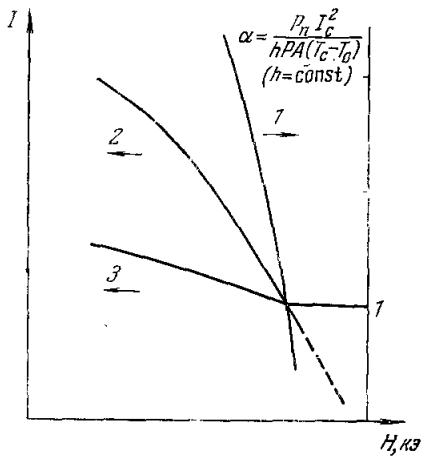

Рис. 2. Характер изменения параметра стабильности α (кривая *1*) с магнитным полем.

Кривая *2*—критический ток коротких образцов, *3*—ток I_0, при котором становится возможным распространение нормальных областей.

Для расчета устойчивости в таких случаях полезно знать максимальное значение тока, для которого и при $\alpha > 1$ распространения нормальной фазы не происходит. Приведем справедливое при тех же допущениях, что и формула (1), выражение для тока I_0, при котором скорость распространения нормальной фазы равна нулю [38]:

$$I_0 = I_c\left(\sqrt{1/4\alpha^2 + 2/\alpha} - 1/2\alpha\right). \qquad (2)$$

Практически можно принять $I_0 = I_c/\sqrt{\alpha}$. Ток I_0 довольно слабо меняется с магнитным полем (рис. 2). Поэтому, если требуется не превосходить этот безопасный предел в области, где $\alpha > 1$, сверхпроводник будет сильно «недогружен» током. Отсюда ясно, что если основной задачей является экономия общего количества сверхпроводящего материала, обмотка должна рассчитываться таким образом, чтобы величина α всюду не слишком сильно отличалась от единицы. При стремлении к обеспечению максимальной плотности тока в обмотке (т. е. к снижению размеров) более выгодной оказывается неполная стабилизация [46] ($\alpha > 1$), при которой сверхпроводник работает устойчиво лишь при токах меньше критического. Для исключения возможности перехода в область неустойчивых токов в этом случае можно рассчитать соленоид таким образом, чтобы где-либо в зоне с $\alpha < 1$ ток уже достигал критического значения (например, в зоне максимального поля).

При увеличении тока выше критического значения при $\alpha < 1$, как мы уже отмечали, появится конечное сопротивление, которое будет возрастать с током (рис. 1, *а*). Скорость роста зависит как от местного значения α, так и от скорости увеличения с током размера нормальной области, которая определяется, в частности, геометрией соленоида. Зависимость полного сопротивления соленоида от тока была вычислена в работе Стекли и Цара [37]. Однако эти данные получены при тех же допущениях, которые принимались при выводе основного условия устойчивости (1). Кроме того, не учитывалась конечная теплопроводность в направлении поперек витков обмотки. Естественно, что реально возможные картины переходов будут несравненно богаче рассчитанной таким образом схемы (рис. 1, *б*). Условие устойчивости может нарушиться, например, из-за постепенного закупоривания пузырями каналов для протока жидкости, и тогда переход соленоида примет скачкообразный характер. Возможно, что при этом ток не затухнет полностью, а лишь упадет до конечного значения, после чего сопротивление соленоида опять исчезнет, так что в тепло перейдет лишь некоторая доля полной магнитной энергии соленоида. Наконец, возможны и такие промежуточные ситуации [47], когда сопротивление будет меняться плавно, но полная обратимость будет отсутствовать, так что нулевое сопротивление «восстановится» лишь при токе, несколько меньшем критического.

Общее количество энергии, рассеиваемое при таких «неполных» переходах в нормальное состояние, определяется, в частности, тем, насколько рано будет зафиксировано появление активного сопротивления в обмотке и насколько быстро ток может быть уменьшен до безопасного предела. Ясно, что для надежной работы соленоида полностью обратимые переходы, когда допустимо выделение даже значительной мощности в течение разумных интервалов времени, являются наиболее предпочтительными. Однако необходимость обеспечения достаточно малых значений α для получения плавных переходов фактически всегда связана со значительным увеличением размеров и веса всей конструкции.

Полная стабилизация соленоидов с небольшими рабочими отверстиями может потребовать даже увеличения расхода сверхпроводника, поскольку выигрыш от исключения деградации может полностью скомпенсироваться за счет роста внешних размеров соленоида. Полезно подчеркнуть, что подобная ситуация определяется лишь конкретным соотношением величин плотности тока в сверхпроводниках, сопротивления нормальных металлов в магнитном поле, теплоотвода в жидком гелии и т. п., т. е. носит, вообще говоря, случайный характер. Легко представить, например, что при увеличении коэффициента теплоотдачи во внешнюю среду в десятки раз или при таком же уменьшении сопротивления нормального покрытия обеспечение устойчивого режима вообще не только не вызовет увеличения веса соленоида, но напротив, приведет к существенному его сокращению из-за роста плотности тока в сверхпроводнике, т. е. из-за исключения деградации, которая может заметным образом проявляться в нестабильном соленоиде.

Таким образом, стремление к дальнейшему снижению сопротивления покрытий и улучшению теплообмена представляется вполне оправданным. Следует, впрочем, здесь же оговориться, что с ростом размеров сверхпроводящих систем и диапазонов полей на первый план выступит задача обеспечения механической прочности обмоток. При этом плотность тока, отнесенная ко всему сечению обмотки, из-за введения «силовых» элементов должна непрерывно уменьшаться, что в конце концов сделает сопротивление шунтирующих покрытий совершенно некритичным параметром. Обеспечение более эффективного теплообмена будет целесо-

образным лишь с точки зрения сокращения общего количества гелия, используемого в данной системе.

Возможности снижения электрического сопротивления связаны, как известно, с использованием металлов (с замкнутыми поверхностями Ферми), сопротивление которых в магнитном поле не возрастает беспредельно. Практический интерес представляет пока лишь алюминий, применение которого уже при одинаковом с медью сопротивлении даст заметную экономию в весе системы. Трудности с техническим освоением алюминизированных проводников могут быть связаны с переходным сопротивлением окисной пленки алюминия, а также с увеличением сопротивления чистого металла при воздействии механических напряжений.

В настоящее время ведутся поиски и более оптимальных методов теплосъема в соленоидах; так, изучается теплообмен в потоке сжатого гелия [41], рассматриваются схемы [46] с использованием теплопроводящих мостов, рассеивающих тепло переходных процессов и т. д. Заслуживает внимания и проблема использования удивительных свойств сверхтекучего гелия, являющегося, как известно, и сверхтеплопроводящей средой. Хотя допустимый тепловой поток для этого случая ограничен величиной порядка 1 *вт/см*^{2}, выше которой между твердой поверхностью и жидкостью возникает паровая пленка, возможность обеспечения более эффективного теплосъема [41] не исключается. Во всяком случае перспектива широкого технического использования этого второго «сверхъявления» (внедрение в практику здесь также заметно запоздало) для охлаждения магнитных систем или сверхпроводящих резонаторов [48] не может не выглядеть волнующей и заманчивой.

§ 4. СВОЙСТВА ШИРОКО ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ

Сверхпроводящие материалы, пригодные для изготовления соленоидов, можно подразделить на две группы — группу деформируемых сплавов (Nb — Zr, Nb — Ti, тройные композиции) и группу интерметаллических соединений (Nb_3Sn, V_3Ga и др.). Различие в физических свойствах этих материалов во многом определяет и форму, в которой они используются для изготовления проводников. Отдельно мы рассмотрим также некоторые методы приготовления стабилизированных проводников.

Важнейшей характеристикой данного проводника является критический ток, величина которого зависит от внешнего магнитного поля и температуры. Обычно приводят зависимость критических токов от магнитного поля при температуре 4,2° К. Зависимость I_c (H) снимается, как правило, на небольших образцах в постоянных внешних полях, причем часто приводят лишь максимальные значения критических токов, которые могут быть реализованы, например, в полностью стабилизированных проводниках. В ряде случаев в стабилизированных проводниках могут достигаться и более высокие критические токи, поскольку даже для небольших образцов деградация не исключается полностью. Критический ток, который может быть получен в соленоиде, изготовленном из нестабилизированного проводника, не превосходит тока коротких образцов, и его всегда трудно заранее предсказать. Здесь в основном следует полагаться на весь опыт, накопленный при работе с данным проводником. Весьма полезной для таких оценок может явиться процедура измерений [16] с одновременным увеличением тока образца и поля внешнего магнита с 3—6 значениями коэффициента пропорциональности. Можно пытаться каким-либо образом имитировать влияние переориентации поля [49] на критические токи в диапазоне малых полей. Следует, конечно, измерить критические

токи и в постоянных внешних полях, причем для каждого значения поля желательно получить несколько точек при последовательных измерениях. Резкое отличие результатов, получаемых по этим разным методикам, наличие заметного эффекта «тренировки», т. е. увеличения критических токов при последовательных измерениях ярко выраженного эффекта «минимума» (уменьшение критических токов в области средних полей 10 ÷ 20 *кэ* и рост их с увеличением поля) всегда должны ухудшать наш прогноз. В противном случае можно надеяться, что критический ток соленоида будет близок к минимальному току, зафиксированному при всех различающихся способах измерений.

1. Деформируемые сплавы

Различные дуктильные сплавы на основе ниобия наиболее широко применяются для изготовления соленоидов, что связано в основном с относительной простотой методов приготовления проволоки из этих сплавов, хотя из-за высокой химической активности и особых механических свойств сплавов здесь приходится принимать ряд специальных мер. Обычно используется круглая проволока диаметром 0,25 *мм*. Дальнейшее уменьшение диаметра увеличивает плотность тока, способствует устранению эффектов, связанных с намагничением, т. е. деградации [29], однако более тонкая проволока почти не выпускается. Объясняется это возрастающими трудностями с приготовлением и намоткой такой проволоки.

Интересной особенностью деформируемых сплавов является сильная зависимость критических токов от степени деформации, а также анизотропия критических токов, определяемая ориентацией внешнего поля по отношению к плоскостям скольжения, возникающим в материале при холодной деформации. В прокатанных образцах, например, критический ток максимален, когда внешнее поле ориентировано параллельно плоскости прокатки [50, 51]. При этом плотность тока в ленте будет больше, чем в проволоке с сопоставимой деформацией, поскольку в проволоке из-за самого характера деформации распределение тока по сечению вообще не может быть однородным. Однако выигрыш от плоских лент в небольших нестабилизированных соленоидах вряд ли будет компенсировать некоторые неудобства, связанные с их использованием.

Другой интересной особенностью ряда сплавов является возможность увеличения критических токов при помощи специальной термообработки. Рост критических токов после отжига при 500 —800° С был обнаружен впервые [52] для сплавов Nb — Zr. Это явление связывается с определенными фазовыми превращениями. Подобные превращения происходят и в ряде других сплавов, для которых также возможно применение соответствующей термообработки [53, 54]. Первоначальные попытки использовать это явление для увеличения критических токов в нестабилизированных соленоидах из-за сопутствующего роста деградации успеха не имели [55], однако в дальнейшем удалось отыскать подходящие режимы термообработки, например, для сплавов Nb — Zr с повышенным содержанием циркония [26], обладающих рядом преимуществ перед широко используемым сплавом Nb + 25% Zr. В настоящее время термообработка применяется и для некоторых других сплавов, которые могут использоваться и в нестабилизированных соленоидах, например для сплава Nb + 22% Ti, производимого фирмой «Этомикс интернейшнл» [54 44], или для выпускаемого в СССР тройного сплава БТ-65 [56]. Термообработанная проволока из сплава Nb+25%Zr использовалась и в наиболее крупных стабилизированных соленоидах [13,57]. Влияние отжига при 560° С на критические токи для этого сплава продемонстрировано на рис. 3 и 4.

В крупных стабилизированных системах имеется тенденция к увеличению рабочих токов и сечения сверхпроводящих элементов [41]. С точки зрения теплообмена с окружающей оболочкой более предпочтительны плоские конфигурации, периметр которых больше, чем у круглого проводника того же сечения. Применение термообработки для увеличения плотности тока в таких проводниках весьма выгодно. Анизотропия критических токов при термообработке сильно уменьшается [51], причем это происходит так, как если бы к анизотропному распределению критических токов при отжиге добавлялся почти изотропный член [50]. Случаи использования плоских проводников пока еще немногочисленны, некоторые примеры можно найти в прекрасных обзорах Лэйврика [41] и Честера [29].

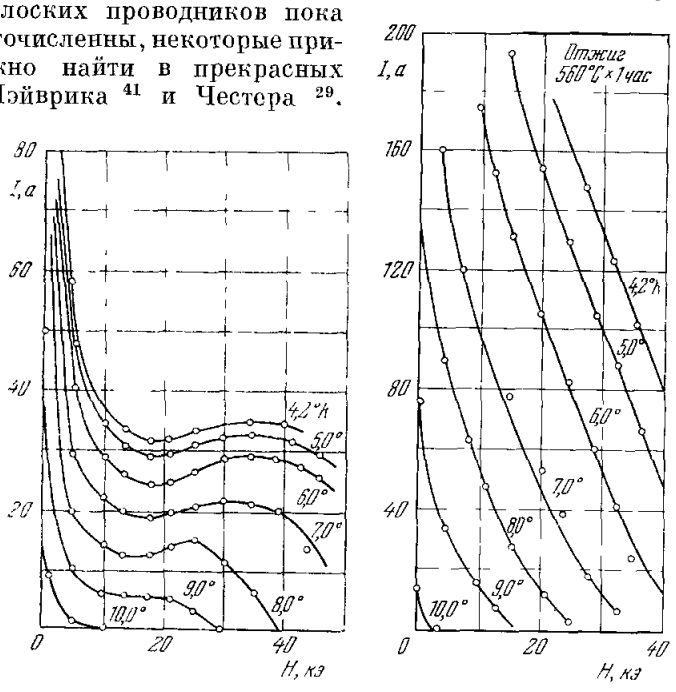

Рис. 3 и 4. Зависимость критических токов проволоки из сплава Nb + 25% Zr от магнитного поля и температуры [44].
Слева — холоднодеформированные, справа — термообработанные образцы.

Критическая температура сплава Nb + 25% Zr составляет [8] примерно 11° K, величина H_{c2} близка к 70 *кэ*. Несколько более высокие критические поля (до 90 *кэ*) имеют сплавы Nb — Zr с повышенным содержанием циркония [58], однако для них критические токи холоднодеформированных образцов недопустимо малы, поэтому применение этих сплавов возможно лишь при проведении соответствующей термообработки.

Еще более высокие критические поля — до 140 *кэ* — наблюдаются для группы сплавов Nb — Ti и для сплавов «тройного» состава (Nb — Zr — Ti). Критические токи сплава HI-120 (Nb — Ti), выпускаемого американской фирмой «Вестингауз», и сплава Nb + 40%Zr + 10%Ti японской фирмы «Хиташи» [59] приведены на рис. 5. Критические температуры сплавов с титаном в целом ниже, чем у сплава Nb + 25%Zr, и могут составлять 8° K. Из-за более высоких значений H_{c2} различные сплавы с титаном, по-видимому, в дальнейшем заменят широко используемый сплав Nb + 25%Zr, хотя и тем и другим грозит вытеснение перспективными материалами на основе соединения Nb_3Sn, имеющего почти вдвое более высокие критические поля.

Данные, приводимые на рис. 3—5, как мы отмечали, соответствуют максимальным критическим токам коротких образцов. Критические токи проволок различных материалов, используемых в нестабилизированных соленоидах, могут сильно варьировать даже от партии к партии. Типичным средним значением, с которым можно сопоставлять параметры различных материалов, следует считать ток 20—25 *а* для проволоки диаметром 0,25 *мм*, что соответствует плотности тока $(4 \div 5) \cdot 10^{-4}$ *а/см*^{2}. Такие токи обычно реализуются в соленоидах до 50 *кэ* для сплава Nb + 25% Zr, а для сплавов Nb — Ti в полях до 80—90 *кэ*. В полях, близких к H_{c2}, деградация почти не сказывается и критические токи в соленоидах здесь обычно совпадают с приводимыми для коротких образцов значениями.

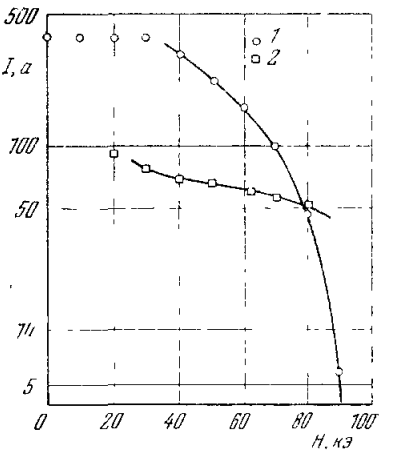

Рис. 5. Критические токи сплавов HI-120 (Nb — Ti) (Вестингауз», США) (кривая *2*) и сплава Nb + 40% Zr + 10% Ti («Хитачи», Япония) [59] (кривая *1*).

2. Проводники на основе интерметаллического соединения Nb_3Sn

Nb_3Sn пока является единственным материалом этого класса, нашедшим практическое применение. Это вещество [60] с 1954 г. по 1967 г.[86] было «рекордсменом» в отношении максимальной критической температуры (18,05° K). Недавно было обнаружено [61], что и критические поля Nb_3Sn не уступают значениям полей всех известных материалов, в том числе и V_3Ga, для которого первоначальные радужные оценки [62] оказались, по-видимому, завышенными (рис. 6). Вместе с тем для других соединений пока даже не разработаны промышленные способы изготовления пригодных на практике проводников.

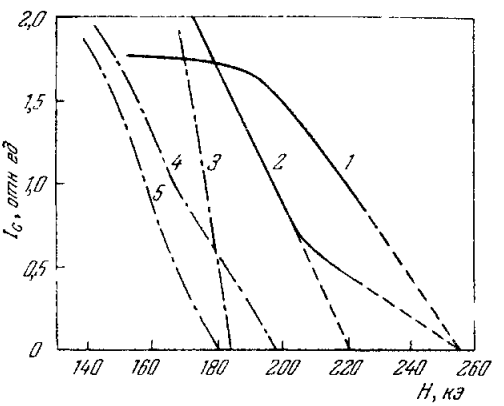

Рис. 6. Критические токи некоторых образцов соединений Nb_3Sn и V_3Ga [61].

1 — Nb_3Sn, «многопроволочные» образцы, 950° C × 20 *час*; *2* — то же, 800° C × 20 *час*; *3* — V_3Ga, поверхностный слой, 1200° C × 10 *час*; *4* — V_3Ga, «проволока» Кюнцлера, 1485° C × 2 *час*; *5* — то же, 1440° C × 2 *час*.

Отличительным физическим свойством интерметаллических соединений типа Nb_3Sn, оправдывающим проводимое нами отдельное рассмотрение, является исключительная хрупкость, которая не позволяет получать из них проволоку с помощью обычных приемов. Эта трудность была остроумно преодолена в первоначальной работе Кюнцлера, Бюлера и др.[3], которые изготовили небольшие образцы «проволоки» из ниобиевой трубки с сердцевиной из Nb_3Sn, а затем и пробные соленоиды [63] для получения поля 70 *кэ*. Соленоид навивался трубкой, содержащей порошкообразные олово и ниобий, и затем нагревался примерно до 1000° C. Производство больших количеств подобной проволоки и изготовление достаточно крупных соленоидов довольно затруднительны. Очевидным недостатком этой

технологии является невозможность использования или восстановления изделия при повреждении участка проволоки. В настоящее время французская фирма «Содэрн» производит близкую по типу проволоку и небольшие лабораторные соленоиды для поля порядка 100 *кэ*.

В дальнейшем были развиты и другие методы [64-66] получения проводников с Nb_3Sn. При производстве известного материала «Gryostrand» [67] американской фирмой «Дженерал электрик» слой Nb_3Sn образуется при диффузии олова с поверхности в проволоку из ниобия. С помощью этого материала были получены рекордные для своего времени значения полей, однако сейчас производство его прекращено, в связи с разработкой более перспективного гибкого ленточного проводника [68]. Действительно, хотя получение самой проволоки относительно несложно, изготовление собственно соленоидов и их эксплуатация сильно затруднены, поскольку перемотка поврежденных катушек [67] здесь опять-таки невозможна.

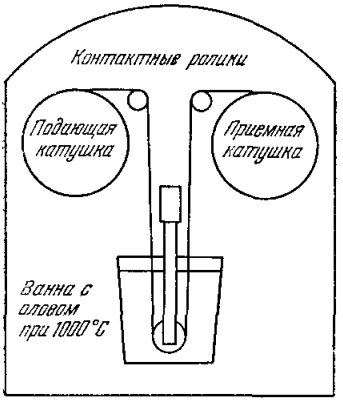

Рис. 7. Схематическое устройство аппарата для получения гибкой ленты, покрытой соединением Nb_3Sn [66].

Гибкие проводники, не имеющие этого недостатка, изготавливаются сейчас несколькими различными методами. Общим в них является то, что слой Nb_3Sn образуется на тонкой (порядка 10 *мк*) ленте, при изгибах которой возникающие в слое деформации не превосходят допустимых пределов.

В одном из методов, который мы будем иллюстрировать на примере [66] технологии французской фирмы CSF, слой Nb_3Sn также образуется при диффузии олова в ниобиевую фольгу толщиной 12 *мк*. Фольга протягивается через ванну с оловом, находящимся при 1000° С, со скоростью 12 *м/час* (рис. 7). Весь агрегат заключен в кожух, где поддерживается вакуум 10^{-6} *мм* рт. ст., что необходимо для исключения загрязнения ниобиевой подложки, которая в противном случае могла бы стать недопустимо хрупкой.

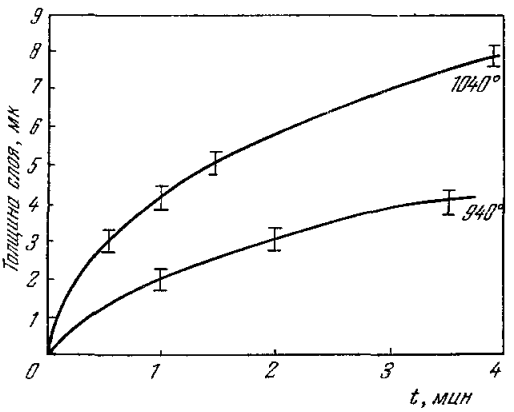

Рис. 8. Зависимость толщины слоя Nb_3Sn от времени обработки и температуры [66].

Зависимость толщины слоя Nb_3Sn от времени погружения ленты в олово при двух различных температурах приведена на рис. 8. При толщине слоя порядка 3 *мк* критический ток в поле 100 *кэ* составляет примерно 100 *а* на 1 *см* ленты (рис. 9). Критический ток в некоторой степени зависит от ориентации плоскости ленты относительно направления магнитного поля. Интересно, что для близкого по типу американского материала фирмы «Дженерал электрик» подобной анизотропии не отмечается [68]. Различие, возможно, связано [44] с размерами кристаллитов соединения Nb_3Sn в этих образцах. Схема производства проводников с Nb_3Sn по этой технологии выглядит, как мы убедились, достаточно просто. Более сложной является технология фирмы RCA, хотя параметры получаемого мате-

риала представляются несколько более высокими. По этой технологии тонкая лента из особого сплава покрывается слоем соединения, которое образуется при разложении газообразных хлоридов олова и ниобия. Реакция происходит в агрессивной среде при температуре порядка 1000° С. Это накладывает определенные ограничения на выбор материалов подложки, которая должна сохранять после обработки подходящие механические свойства.

Известный недостаток двух описанных здесь методов получения плоских проводников с Nb_3Sn заключается в их малой производительности. В обзоре [44] сообщалось о разработке метода катодного распыления соединения Nb_3Sn, при котором может быть обеспечена значительно более высокая скорость покрытия.

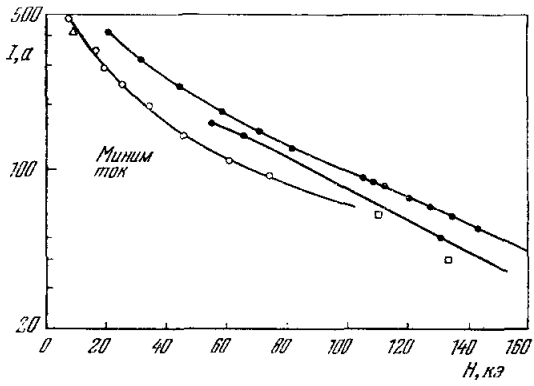

Рис. 9. Критические токи различных образцов ленты фирмы CSF (Франция) [66] шириной 12,5 *мм*.

Из ленты фирмы RCA изготовлен, в частности, соленоид [69], в котором удалось при 4,2° К получить поле 140 *кэ*, а при понижении температуры — 170 *кэ*. Дальнейший рост полей сверхпроводящих соленоидов затрудняется в связи с падением критических токов вблизи поля H_{c2}, которое для соединения Nb_3Sn близко, по-видимому, к 240 *кэ* [61]. Величина H_{c2} в некоторой степени определяется технологией получения образцов. Так, например, у особым образом приготовленных «многопроволочных» образцов, состоящих из большого количества тончайших ниобиевых проволок, покрытых Nb_3Sn, величина H_{c2} превосходит 240 *кэ* (рис. 6).

3. Стабилизированные проводники

Одной из первых форм частично стабилизированных проводников явились различные кабели из нескольких скрученных сверхпроводящих медных проволок, соединенных между собой подходящим металлом. Увеличивая число медных жилок, можно в принципе добиться выполнения соотношения $\alpha < 1$ для любых критических токов. Однако при этом значительная доля сечения будет занята связующим металлом (часто используется индий), который вносит относительно малый вклад в уменьшение сопротивления кабеля. Отношение периметра к сечению у круглого проводника менее выгодно, чем у плоской шины; кроме того, плоская конфигурация, по-видимому, несколько более удобна для создания устойчивой и регулярной обмотки в больших катушках. К достоинствам кабелей следует отнести простоту и высокую производительность процесса их производства, в котором может использоваться различное стандартное оборудование. Дорогостоящий индий может с успехом заменяться различными составными легкоплавкими припоями с подходящими механическими свойствами во всем интервале температур. Высокое электрическое сопротивление таких сплавов не создает каких-либо затруднений, поскольку основное погонное (или «продольное») сопротивление определяется только медными проводниками. Переходное же («поперечное») сопротивление в тонких слоях припоя относительно невелико. Возможны и другие многочисленные варианты создания стабилизированных проводников из

кабелей или одиночных проволок, припаянных к общей шине из меди или алюминия, спаянных друг с другом в плоской конфигурации, и т. п.

Пожалуй первым полностью стабилизированным проводником, использовавшимся и в наиболее крупном действующем магните, описанном Стекли [57], была медная лента с продольными канавками, в которые закладывались сверхпроводящие проволоки, покрытые слоем электролитической меди. Проволока затем запрессовывалась в ленту; при этом могли возникать обрывы, однако ввиду полной тепловой устойчивости ленты распространение нормальной фазы от мест обрывов не наблюдалось. При очень большом числе обрывов, однако, включающееся в каждой точке конечное сопротивление может вызвать неоправданно большие потери.

С использованием подходящего оборудования процесс приготовления подобной ленты может быть сделан весьма производительным. Высокая производительность достигается, по-видимому, и при одновременной экструзии или волочении пучка проволок или лент [29] внутри алюминиевой [70] или даже медной [71] оболочки. При этих процессах возможно получение проводника с прямоугольным или коробчатым сечением (для прохода гелия в системах с принудительным охлаждением).

Проблема стабилизации плоских гибких проводников на основе соединения Nb_3Sn решается достаточно просто, поскольку, в отличие от сверхпроводящих сплавов на основе ниобия, соединение Nb_3Sn легко залуживается мягкими припоями. Стабилизирующая медная лента может припаиваться непосредственно к слою Nb_3Sn с двух сторон ленты. При этом возможность изгибов ленты до некоторых пределов сохранится, поскольку деформации в центральной части сечения останутся малыми.

Необходимое соотношение количеств сверхпроводника и нормального металла может быть найдено по формуле (1), если желательно достижение максимального критического тока, в противном случае допустимый ток определяется формулой (2). Однако величина эффективного коэффициента теплосъема h, входящего в эти формулы, в некоторой степени неопределенна. и выбор ее обусловливается противоречивыми требованиями к весу системы, удобству и безопасности работы с ней и т. п. Если подставить в формулу (1) параметры шины Стекли [53] со значением $h \sim 1$ *вт/см²град*, соответствующим пузырьковому режиму кипения, величина α составит $\sim 0{,}025$, так что здесь имеется почти трехкратный запас по устойчивости и при пленочном кипении. (Следует, однако, учитывать, что при использовании подобной шины в плоских катушках для охлаждения гелием используется лишь $\sim 1/10$ периметра. Одиночный проводник с подобным периметром может быть устойчивым только лишь при пузырьковом кипении.)

Формулы (1) и (2) дают возможность найти лишь соотношение количеств сверхпроводника и нормального металла. Абсолютное же их количество выбирается из ряда дополнительных соображений. Удобство изготовления и намотки, наличие подходящих источников питания, величина потерь гелия при вводе в дьюар токов заданной величины, время, необходимое для «зарядки» соленоида с данным источником, и т. п.— все эти факторы играют при таком выборе немалую роль.

§ 5. СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СИСТЕМЫ

Различные типы сверхпроводящих магнитов можно подразделить на следующие три категории:

1) небольшие нестабилизированные соленоиды, предназначенные преимущественно для лабораторных исследований,

2) нестабилизированные крупные системы,

3) полностью стабилизированные крупные системы.

Целесообразность изготовления небольших соленоидов с нестабилизированными обмотками определяется возможностью получения больших плотностей тока и соответствующего уменьшения размеров соленоида. Характерная величина плотности тока, отнесенной ко всему сечению обмотки, обычно близка к $(2 \div 4) \cdot 10^4$ *а/см*^{2} (в соленоидах из сплавов Nb — Zr до 50—60 *кэ*, до 70—80 *кэ* в сплавах с титаном и до 100 *кэ*—с соединением Nb_3Sn). Для наглядности укажем, что для получения поля 50 *кэв* при плотности тока $3 \cdot 10^4$ *а/см*^{2} толщина обмотки не слишком короткого соленоида должна равняться всего 2 *см*. Общее количество собственно сверхпроводящего материала для типичного универсального лабораторного соленоида составляет 1 *кг*, вес готового соленоида — $1{,}5 \div 2$ *кг*. Для охлаждения соленоида от температуры жидкого азота потребляется лишь несколько литров жидкого гелия.

Значительное число экспериментов, например в физике твердого тела, проводится в магнитном поле непосредственно при температурах жидкого гелия. В таких случаях в отверстии соленоида диаметром 25 *мм* обычно достаточно легко можно разместить все необходимое оснащение и образцы. Если нужно проводить измерения при других температурах, используются специальные дьюары, где рабочий объем экранируется от области низких температур. В одном из металлических криостатов этого типа [72], который применялся в измерениях эффекта Мёссбауэра [73], имелось сквозное продольное отверстие диаметром 14 *мм*, диаметр внутреннего экрана в жидком гелии составлял всего 25 *мм*. При расширении внутренней зоны до 25 *мм* диаметр отверстия соленоида в таких системах может составить 38—45 *мм* [74]. Описаны небольшие дьюары и с «радиальным» доступом [75], когда поле соленоида ориентировано перпендикулярно к направлению канала.

Скорость испарения жидкого гелия из небольших криостатов даже при питании соленоида токами в десятки ампер обычно совершенно ничтожна, так что продолжительность экспериментов большей частью определяется лишь терпением экспериментаторов. Однако если всякий раз стремиться получить предельно высокие поля, можно несколько раз превысить критический ток, поскольку величина его всегда варьирует от случая к случаю. В обычном «среднем» лабораторном соленоиде запасается несколько килоджоулей энергии, которые при каждом переходе превращаются в тепло; при этом может теряться один-два литра жидкого гелия. В таких случаях после трех-четырех переходов для продолжения работы может потребоваться восполнение запаса гелия.

Можно привести также примеры, когда переход соленоида в нормальное состояние вызывается воздействием со стороны исследуемого объекта. Так, при измерениях критических токов небольших пробных катушек резкий скачок поля при переходе катушки и ее разогрев могут вызывать и переход в нормальное состояние всего соленоида, особенно если измерения проводятся вблизи максимального поля. Наконец, при наличии заметного эффекта «гренировки» у соленоида для получения максимального поля приходится по нескольку раз намеренно увеличивать ток до «разрушения» сверхпроводимости.

Для экономии жидкого гелия в подобных случаях могут использоваться различные системы, позволяющие «извлечь» энергию соленоида и диссипировать ее вне криостата. Наиболее эффективная [76] система (рис. 10) предусматривает быстрое отключение низкоомного источника питания, так что соленоид остается замкнутым лишь на внешнее сопротивление R_0 (конденсатор). Скорость затухания тока в системе определяется

теперь главным образом величиной R_0 и лишь в малой степени растущим сопротивлением обмоток. Величина R_0 зависит от допустимого напряжения на концах обмотки и необходимой эффективности устройства. Доля полной энергии, диссипируемая в соленоиде, может быть оценена по простой формуле

$$\frac{E}{E_0} = \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^2,$$

где $\tau \approx L/R_0$, а τ_0 — характерное время затухания тока в соленоиде без внешней нагрузки. Для небольших соленоидов, намотанных одиночной проволокой с тонким медным покрытием, τ_0 может составлять 150—300 *мсек*. Для получения эффективности в 90% с соленоидом 10 *гн* понадобится сопротивление перехода 200 *ом*; при этом максимальное напряжение на концах катушки составит примерно 5 *кв*. Таким образом, требования к межслойной изоляции для соленоида, работающего с подобной системой, несколько повышаются.

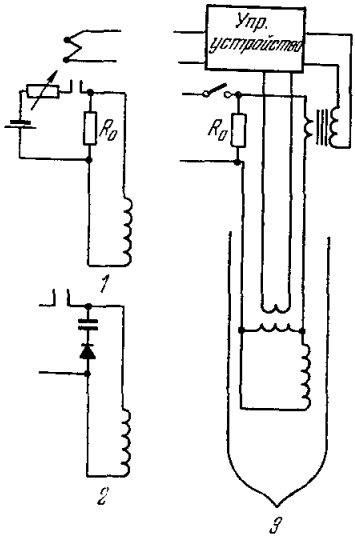

Рис. 10. Схемы устройств для электрической защиты соленоидов.

1 — рассеяние энергии на внешнем сопротивлении, *2* — вывод энергии в конденсатор, *3* — схема со сверхпроводящим реле.

При некоторых измерениях, когда необходимо поддерживать постоянство поля с высокой точностью, лучше всего включить соленоид в режиме короткого замыкания. Использование системы с внешним реле при этом невозможно. Однако вместо механического реле можно применить «сверхпроводящее» реле [77], представляющее отрезок сверхпроводящей проволоки подходящей длины, который переводится в нормальное состояние импульсным нагревом от устройства, регистрирующего момент начала перехода (рис. 10). Применение различных систем для «извлечения» энергии с небольшими лабораторными соленоидами является сравнительно несложным делом и может быть рекомендовано во всех случаях, когда целесообразна экономия жидкого гелия.

Соленоиды, намотанные проволокой из дуктильных сплавов, рассчитанные на получение полей до 50—70 *кэ*, получили уже достаточно широкое распространение. Они сравнительно универсальны, так как могут использоваться для проведения самых разнообразных исследований. Соленоиды, предназначенные для более высоких полей, в особенности превосходящих 100 *кэ*, являются пока еще уникальными лабораторными установками. Большей частью они изготовлены из проводников с Nb_3Sn, хотя сообщалось и о соленоиде на 100 *кэ*, в котором в средней части применялся сплав Nb — Ti [78]. В некоторых случаях сравнительно небольшие соленоиды из Nb_3Sn, помещаемые внутри обычного водоохлаждаемого соленоида, дают возможность увеличить поле этого соленоида и тем самым расширить возможности исследований [46]. (Заметим, что в работе [46] изучена возможность существенного увеличения достижимых стационарных полей при использовании обычного соленоида внутри сверхпроводящего, создающего поле порядка 100 *кэ*.)

Приведем параметры одного из самых крупных лабораторных соленоидов [69], в котором при 4,2° К было получено поле 140 *кэ* [44], а при более низкой температуре, по некоторым сведениям,— 170 *кэ*.

Соленоид намотан лентой RCA, покрытой соединением Nb_3Sn. Ширина ленты 2,3 *мм*. Размеры соленоида: отверстие 25 *мм*, наружный диаметр $\sim$ 120 *мм*, длина $\sim$ 90 *мм*. Средняя плотность тока в сечении должна быть, по-видимому, не менее $4{,}0 \cdot 10^4$ *а/см*^{2}, т. е. является исключительно высокой.

Близкие плотности тока — порядка $3 \cdot 10^4$ *а/см*^{2} — получают в полях более 100 *кэ* и с лентами, где слой Nb_3Sn получен при диффузионной реакции [66, 68]. Обычно применяются более широкие ленты (6,35 и 12,6 *мм*). Такие ленты наматываются в плоские галеты, которые складываются так, что направления намотки в соседних галетах противоположны. Внешние выводы двух соседних галет соединяются пайкой снаружи обмотки. Внутренние выводы приходится соединять через промежуточные кольца, находящиеся в зоне максимального поля. Такие контакты оказываются достаточно надежными, хотя в них присутствует некоторое малое сопротивление.

Опыт использования проводников на основе Nb_3Sn пока еще невелик. Деградация здесь, конечно, также наблюдается, особенно в области низких полей [79], однако ввиду значительно большей плотности тока в сильных полях это явление обычно не кажется столь досадным, как в случае сплавов.

Если отвлечься от неопределенности, связанной с незнанием критического тока, который будет получен с данным материалом, то расчет небольших катушек сводится к нахождению оптимальных размеров, определяемых желательной однородностью поля, количеством имеющегося материала и т. п., и для простых соленоидов является весьма несложным. Различные магниты с радиальным доступом [75], квадрупольные линзы [44, 80], тороиды [45] также могут быть легко рассчитаны с помощью общеизвестных методов. Однако предельно точный расчет полей различной конфигурации осложняется тем, что влияние диамагнетизма сверхпроводящей обмотки не может быть, вообще говоря, достаточно точно учтено, поскольку оно определяется рядом неизвестных или переменных параметров. Остаточный момент обмоток может быть гораздо более сильным в случае соединения Nb_3Sn, чем в случае сплавов.

Тщательнейший расчет однородности поля требуется, например, в случае соленоидов, предназначенных для исследования ЯМР [74], когда бывает необходимо получение поля однородного по объему образца с точностью до 10^{-8} от основного значения. В этом случае, правда, соленоиды приходится делать достаточно длинными, так что вклад в общее поле от диамагнетизма должен быть мал (для бесконечно длинного соленоида этот вклад исчезает). Кроме того, в соленоиде с прямоугольным сечением обмотки однородность поля при регулярно распределенном диамагнитном моменте должна быть выше, чем с обмотками с нулевой восприимчивостью. В действительности, конечно, обмотки соленоидов для ЯМР имеют обычно не простую прямоугольную форму, а содержат несколько полостей или дополнительных обмоток, служащих для коррекции однородности основного поля, однако соответствующие небольшие поправки, по-видимому, можно оценить. Хуже обстоит дело с регулярностью распределения диамагнитного момента, которое может в реальном случае хаотическим образом меняться при скачках потока, переходах в нормальное состояние и т. д. Все же успешное использование сверхпроводящих соленоидов для изучения ЯМР говорит о том, что эти трудности можно обойти.

Рассмотрим в качестве примера устройство соленоида фирмы «Вэриан» (США) [74], с помощью которого возможны измерения протонного резонанса до 200 *Мгц* (47 *кэ*) с разрешением порядка 1 *гц*. Длина соленоида составляет 35,7 *см*, наружный диаметр 12,7 *см*, диаметр внутреннего отвер-

стия 4,25 *см*. Диаметр отверстия в зоне с комнатной температурой, где возможно размещение образца, катушек и т. п., составляет 26 *мм*. Вес соленоида 13,2 *кг*. Соленоид представляет собой катушку «шестого порядка»; это означает, что основные компенсирующие кольца на краях обмоток рассчитаны таким образом, чтобы погасить члены второго и четвертого порядка в рядах, выражающих зависимость поля от расстояния до центра. Считается, что в сфере диаметром 2 *см* неоднородность поля при этом не должна быть более 10^{-6}. Различные неучтенные вариации, связанные с нарушениями идеальности намотки, можно скомпенсировать при помощи дополнительных небольших обмоток. Наконец, радиальные вариации поля могут быть эффективно исключены, если привести образец в быстрое вращение вокруг оси с помощью небольшой воздушной турбинки; при этом ядерные спины успевают реагировать лишь на среднее поле.

В настоящее время изготовлены соленоиды для ЯМР и для более высоких полей. Так, сообщалось [81] о разработке соленоида с максимальным полем 84 *кэ* при отверстии 30 *мм*. Соленоид состоит из двух независимых секций, причем наружная секция намотана семижильным кабелем из сплава Nb — Zr, а внутренняя — одиночной проволокой из сплава Nb — Ti. Длина наружной секции составляет 39,4 *см*, внешний диаметр 18,5 *см*. Неоднородность поля не превышает 10^{-5} в сфере диаметром 15 *мм*.

Разрабатываются соленоиды [82] и с большей однородностью, намотанные целиком кабельными проводниками.

Соленоиды для ЯМР являются, пожалуй, наиболее крупными исследовательскими соленоидами. Это обусловлено в конечном счете необходимостью получения высокой однородности поля. Вторжение в эту сферу кабельных проводников, вероятно, менее удобных с точки зрения обеспечения однородности поля, отражает общую тенденцию к замене в более крупных системах одиночных проводников многожильными кабелями. Размеры рассмотренных нами соленоидов соответствуют некоторой переходной области между этими двумя вариантами намотки. Наиболее крупный магнит, намотанный одиночной проволокой [45], изготовленный еще в «докабельную» эру, представлял собой тороид диаметром 1,8 *м* и содержал 6000 витков.

В чем же состоят преимущества кабельных проводников для более крупных нестабилизированных систем? Наиболее очевидное достоинство, фигурирующее, кстати, на первых местах в рекламных проспектах зарубежных фирм, заключается в значительном упрощении и ускорении процесса намотки катушек из кабеля, что с практической точки зрения имеет, конечно, немаловажное значение. Результирующая плотность тока в сечении обмотки оказывается, как правило, ниже [44], чем при использовании одиночной проволоки (см. стр. 697). Небольшой рост критических токов (в расчете на одну проволоку), который наблюдается иногда в кабелях с повышенным содержанием медных проволок и который связан с частичным повышением устойчивости к скачкам потока за счет улучшения теплоотвода от проволоки, обычно не компенсирует сопутствующего падения коэффициента заполнения.

Некоторое усреднение параметров отдельных проволок в пучке и возможное «выравнивающее» влияние проволок друг на друга в целом, по-видимому, способствуют регуляризации критических токов кабельных сверхпроводников в катушках. Все же сколь-либо достоверное предсказание величины критического тока соленоида, как и в случае одножильных проводников, возможно лишь на основе всего опыта работы с данным конкретным типом проводника.

Наиболее существенные достоинства многожильных проводников можно выявить при изучении проблемы безопасности крупных соленоидов. Рассмотрим, как меняются величины электрических перенапряжений и перегрева с ростом энергии магнитной системы, причем будем считать, что какая-либо дополнительная система защиты не применяется. Дополнительная система защиты, конечно, может использоваться для большей надежности, экономии гелия и т. д.; желательно, однако, чтобы соленоид не повреждался и при отказе такой системы.

Для случая проволоки без медного покрытия соответствующие оценки производятся сравнительно легко [12]; при этом предельная величина индуктивности составляет единицы генри, что в целом подтверждается печальным опытом многих исследователей [67, 83]. Аналогичные оценки для проволоки с медным покрытием провести несколько труднее. Определяющим фактором здесь является зависимость скорости распространения нормальной фазы от толщины покрытия. При малых толщинах скорость распространения вдоль проволоки возрастает [84], а затем начинает уменьшаться, хотя для простых «одномерных» моделей [32] скорость должна монотонно падать. Скорость движения границы нормальной области в направлениях, перпендикулярных к направлениям витков, определяется такими переменчивыми и плохо определенными техническими параметрами, как тип и толщина изоляции, натяжение витков и т. п. Дальнейшие усложнения связаны с тем, что сопротивление нормализованных зон зависит не только от их размеров, как в предыдущем случае, но и от температуры в этих зонах.

С использованием данных, получаемых при испытании различных крупных катушек, подобные оценки можно уточнить, хотя полный учет всех существенных для нас параметров не всегда возможен. Наиболее полезны данные о времени затухания тока в соленоидах. Для одной из самых крупных катушек, намотанных одиночной медной проволокой [78], с индуктивностью 180 *гн* при полной энергии 20 *кдж* время затухания составляло всего 225 *мсек*. Если рост сопротивления проволоки при нагреве несуществен, как в случае голой проволоки, то время затухания τ_0 растет лишь как $L^{1/4}$, соответственно как $L^{1/4}$ возрастают и удельные потери в обмотках [35]. Для оценки τ_0 и тепловыделения в случае медненой проволоки следует, вообще говоря, учитывать рост сопротивления меди с температурой. Для грубых оценок перегрева можно считать [29], что из-за сопутствующего роста теплоемкости максимальная температура перегрева растет в этом случае также как $L^{1/4}$.

По расчетам авторов работы [78] максимальный нагрев для их катушки не превышал 60° К. Допустимым может считаться нагрев до 300—400° С, когда уже возможно разрушение изоляционных материалов (это соответствует предельной плотности тепловыделения порядка 1000 *дж/см*^{3} [12]). Мы видим, что для катушек с медненой проволокой нагрев не должен превосходить опасный предел вплоть до очень больших энергий.

Катушка [78] неоднократно переходила в нормальное состояние без каких-либо ощутимых повреждений. При испытании упоминавшейся нами тороидальной катушки [45], при полной энергии порядка 30 *кдж* после переходов, по-видимому, наблюдались некоторые необратимые явления, которые, вероятнее всего, могли быть связаны с электрическим пробоем. К сожалению, о времени затухания тока в этой катушке не сообщалось.

Описываемые катушки [78, 45] являются, по-видимому, наиболее крупными из тех, которые были и вообще будут изготовлены из одиночных проводников, что обусловливается усложнением процесса намотки и, главное, ростом перенапряжений в таких системах. Укажем, что полное

перенапряжение на нормализованных участках в соленоиде [78] должно быть порядка 10 *кв*. Величина перенапряжений [35] растет как $L^{3/4}$ для голой проволоки и несколько быстрее для медненой проволоки. Таким образом, рост перенапряжений в более крупных катушках становится главной опасностью.

При переходе от проволоки к кабелю с одинаковым соотношением количества меди и сверхпроводника время перехода должно слабо меняться за счет изменения теплопроводности поперек витков обмотки. Поэтому величина полного напряжения на нормальных участках будет падать почти пропорционально сечению кабеля (числу жил), хотя величины перегрева и напряжений в расчете на один виток будут меняться также довольно слабо.

Увеличение количества медных проводников в кабеле затягивает времена переходов и соответственно еще более снижает опасность электрического пробоя. Поскольку средняя плотность тока при этом обычно понижается, то удельные потери также падают. Однако применение все бо́льших количеств нормального металла в нестабилизированном проводнике не всегда может быть признано рациональным. С точки зрения безопасности гораздо выгоднее было бы использовать меньшее количество меди в виде отдельной короткозамкнутой обмотки, так как при этом энергия соленоида равномерно распределялась бы на весь объем катушек. Подобная обмотка может, вообще говоря, использоваться и для «вывода» энергии из соленоида [76, 77].

При увеличении содержания нормального металла в проводнике мы все более приближаемся по параметрам к стабилизированной системе. Величина средней плотности тока в первых крупных стабилизированных катушках [57] была близка к 3000 *а/см*^{2} [29]. Предполагается, что достижение плотности порядка 9000 *а/см*^{2} в ближайшее время вполне возможно [41].

Эта величина уже близка к характерным значениям плотности токов для крупных нестабилизированных систем [44], которые, конечно, в свою очередь будут совершенствоваться, причем степень уверенности в их параметрах также будет возрастать. Различие в плотности тока в 2—4 раза для этих вариантов может означать для небольших катушек гораздо большее различие в весе и размерах и может служить определяющим фактором при рассмотрении достоинств того или иного варианта. Для достаточно крупной системы вес уже просто обратно пропорционален плотности тока, так что это различие несколько сглаживается. Для катушек таких размеров R, что величина максимальных механических напряжений, которые для простой геометрии будут порядка HRj, приближается к пределу прочности самих проводников или превосходит его, это различие становится вообще несущественным, поскольку вес будет определяться лишь различными конструкционными элементами, служащими для разгрузки механических напряжений. Последующее описание ряда крупнейших существующих и разрабатываемых сейчас систем послужит иллюстрацией к высказанным соображениям и поможет лучше представить относительную роль всех факторов для систем разных масштабов.

Одна из наиболее крупных действующих катушек, являющаяся и одной из первых систем с кабельными проводниками, была испытана [44] в Аргоннской национальной лаборатории (США) в октябре 1964 г. Катушка предназначалась для работы с гелиевой пузырьковой камерой. Диаметр отверстия составлял 178 *мм*, внешний диаметр 610 *мм*. Катушка состояла из четырех независимых секций (одна внутри другой), намотанных витыми пропитанными индием кабелями различных типов с переменным содержанием медных проволок. Во внешних секциях использовалась проволока из сплавов Nb — Zr, во внутренних — из Nb — Ti.

Максимальные критические токи в пересчете на одну проволоку заключались в пределах 20—30 *а* для разных секций. Плотность тока в расчете на все сечение обмотки составляла в разных секциях от 4500 до 9100 *а/см*^{2}. Таким образом, деградация заметно сказывается и в этом случае и введение дополнительной меди в кабель в целом приводит лишь к снижению плотности тока. Однако эта система была безопасной в работе и претерпела без повреждений значительное количество переходов. Максимальное поле составило для этой катушки 67 *кэ*, максимальная энергия 600 *кдж* соответствует теплоте испарения 220 *л* жидкого гелия.

Сейчас разрабатывается [85] еще более «энергоемкая» нестабилизированная система с максимальным полем 150 *кэ*, в которой недавно [87] было получено поле 135 *кэ*. Эта катушка будет представлять собой систему с «магнитными пробками» и будет использоваться для исследований по управляемым термоядерным реакциям. Поле в центре системы будет примерно вдвое ниже поля в пробках, т. е. составит 75 *кэ*. Диаметр отверстия в центральной части 50 *см*, в пробках — 15 *см*. Полная энергия системы составит примерно 2 *Мдж*. Для изготовления катушки будет использована лента RCA с Nb_3Sn. Давление магнитного поля при 150 *кэ* уже превышает 900 *атм*. Поскольку размеры системы таковы, что диаметр отверстия в зоне пробки примерно равен толщине обмотки, средние напряжения в обмотках также должны быть порядка нескольких *кГ/мм*^{2}. Хотя эта величина еще не является чрезмерно большой, для предотвращения аккумуляций напряжений от низлежащих слоев и для придачи устойчивости ленточной обмотке от боковых усилий в конструкции предусмотрено разветвленное секционирование радиальными и коаксиальными переборками. Средняя плотность тока при этом оказывается близкой к 1000 *а/см*^{2}, хотя, как мы видели, в меньших катушках из Nb_3Sn достигаются и вчетверо более высокие плотности тока.

Необходимость усиления обмотки может возникнуть и в более скромных полях даже для систем сопоставимых размеров при таких конфигурациях полей, когда механические напряжения собственно витками не сдерживаются.

Это положение мы можем проиллюстрировать на примере крупнейшей из действующих в настоящее время систем [57], разработанной в лаборатории «Авко-Эверетт» (США) (рис. 11). Эта магнитная система представляет собой модель катушки МГД генератора. Магнитное поле в этом случае должно быть направлено перпендикулярно к оси канала генератора и должно быть однородным на значительной длине канала. Диаметр отверстия в катушке, через которое мог быть пропущен канал с системой тепловых экранов, составлял 30,5 *см* (установка канала в этой модели не предусматривалась). Сами обмотки вписывались в цилиндр диаметром 85 *см*, однако внешний размер всей конструкции с армирующими поясами составлял 137 *см*. Вес всей системы несколько превышал 7 *т*, причем на долю арматуры приходилось более 4 *т*. Не вдаваясь в обсуждение оптимальности конструктивного расчета первой экспериментальной модели, укажем, что величина усилий, стремящихся разорвать половины обмоток, при длине системы порядка 3 *м* должна измеряться тысячами тонн.

В обмотках использовалась полностью стабилизированная медная лента сечением $1{,}0 \times 12{,}5$ *мм*^{2} с закатанными в нее девятью проволочками из сплава Nb + 25% Zr диаметром 0,25 *мм*. Общая длина ленты превышала 20 *км*, ее вес составлял примерно 2,5 *т*, причем на долю сверхпроводника приходилось лишь 80 *кг*. Подобное утяжеление проводника, вызванное требованиями к тепловой устойчивости, на фоне роста веса всей системы, связанного с механической прочностью обмоток, является в этой модели довольно несущественным.

Максимальный ток в катушках, при котором еще не отмечалось роста сопротивления, составлял 740 *а*, или по 82 *а* на одну проволоку, что хорошо соответствовало данным, полученным ранее при испытаниях отдельных проводников и более мелких катушек. Максимальное поле в зоне обмоток составляло при этом 43 *кэ*, а в центре системы — 37,7 *кэ*.

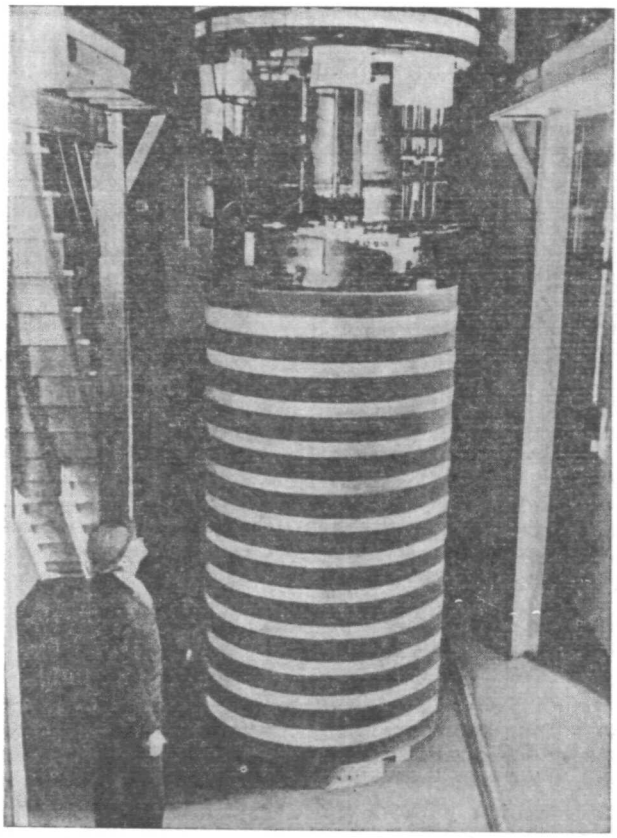

Рис. 11. Магнитная система фирмы «Авко-Эверетт» (США).

Поскольку запас устойчивости здесь был довольно значителен, оказывалось возможным увеличивать поле до 40 *кэ*. При этом скорость испарения гелия доходила до 200 *л/час*, однако переход был полностью обратимым (рис. 1, *а*). При общей индуктивности системы 15 *гн* и напряжении машинного генератора 12 *в* время, необходимое для такого захода в закритическую область и для возвращения назад не могло быть меньше 2—3 *мин*; минимальные потери гелия за это время могли составить 10 *л*. Скорость испарения гелия из дьюара при отключенной катушке составляла 12 *л/час*, а при максимальном токе ~30 *л/час*. Следует учесть, что в системе имелось несколько отдельных секций с независимыми выводами, так что ток протекал последовательно в общей сложности по десяти вводам. Как мы видим, проблема питания крупных катушек токами в несколько килоампер не вызывает больших технических трудностей. Общее количество жидкого гелия, находившегося в дьюаре при испытаниях системы, составляло примерно 2,5 $м^3$. Для охлаждения же катушек от температуры жидкого азота потребовалось всего 1,5 $м^3$ гелия. Максимальная магнитная энергия

катушки составляла примерно 4 *Мдж*, что соответствует теплоте испарения 1,5 $м^3$ жидкости.

Рассмотренный нами пример, разбором которого мы и завершим описание ряда конкретных конструкций, позволяет довольно наглядно продемонстрировать существенные достоинства стабилизированных систем: безопасность и надежность в работе, возможность точного расчета и предсказания параметров, полное использование возможностей сверхпроводящих материалов. Этот пример показывает нам, что различные технические трудности, стоящие на пути создания крупных сверхпроводящих магнитов, вполне могут быть преодолены. Конечно, проблема обеспечения безопасности даже для стабилизированных катушек еще не снимается полностью, хотя бы потому, что всегда следует учитывать возможность возникновения различных аварийных ситуаций (например, в случае внезапной разгерметизации вакуумного объема в дьюаре). Аварийные мероприятия могут включать, например, быструю продувку жидкого гелия из дьюара [44] (это приведет к равномерному распределению всей запасенной энергии на обмотке), рассеяние энергии на внешней нагрузке и т. п. Связанные с реализацией этих мероприятий технические проблемы с ростом размеров систем будут быстро усложняться. Все более сложной будет становиться проблема механической прочности обмоток.

Можно привести ряд примеров, которые позволили бы представить этапы дальнейшего роста масштабов магнитных систем. Самая крупная действующая система характеризуется максимальной энергией $\sim$4 *Мдж*. В настоящее время разрабатывается проект магнита для пузырьковой камеры с отверстием диаметром 4,2 *м* [44]. Полная энергия системы будет, по-видимому, порядка 80 *Мдж*. Для промышленных энергетических МГД генераторов могут потребоваться в дальнейшем системы объемом в десятки кубометров с общей энергией порядка 10^{10} *дж* [29]. Однако и это пока не самая крупная, упоминавшаяся в данной связи цифра. Обсуждалась возможность [44] создания сверхпроводящего накопителя энергии на 10^{12} *дж*, служащего для выравнивания суточных колебаний потребления в энергосистемах (10^{12} *дж* соответствуют 15-секундной выработке всех электростанций СССР при среднегодовой мощности). Пока, конечно, нелегко предположить, как усложнятся соответствующие инженерно-технические проблемы при росте масштабов задач в десятки тысяч или в миллион раз. Однако уже сама постановка таких задач придает уверенность, что они будут решены, причем не исключено, что мы станем свидетелями столь внушительного роста масштабов за срок порядка пяти лет, ставший характерным временем [1] для измерения темпов технического прогресса. Ведь подобный рост масштабов — в миллион раз — от первых миниатюрных катушечек с энергией в единицы джоулей уже фактически произошел, хотя сейчас при взгляде в прошлое, этот рост не кажется столь внушительным. Но попытайтесь-ка представить себя в позиции джентльмена в каске на рис. 11 лет пять назад!

Институт высоких температур
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Л. Фейнберг, Новый мир, № 8, 207 (1965).
2. H. Kamerlingh Onnes, Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 120b, 122b (1911).
3. J. E. Kunzler, E. Buehler, F. S. L. Hsu, J. H. Wernick, Phys. Rev. Letts 6, 89 (1961). J. E. Kunzler, Revs. Mod. Phys. 33, 1 (1961).

4. W. J. De Haas, J. Voogd, Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 208b (1930); 214b (1931).
5. H. Kamerlingh Onnes, Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 122b (1911).
6. H. Kamerlingh Onnes, Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 133d (1913); 139f (1914).
7. J. E. Kunzler, E. Buehler, F. S. L. Hsu, B. T. Matthias, C. Wahl, J. Appl. Phys. 32, 325 (1961).
8. T. G. Berlincourt, R. R. Hake, D. H. Leslie, Phys. Rev. Letts 6, 671 (1961); J. E. Kunzler, Bull. Am. Phys. Soc. 6, 298 (1961).
9. W. H. Keesom, Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 243f (1935); Physica 2, 35 (1935).
10. W. A. Little, Scient. Amer. 212, 21 (1965); Ю. П. Бычков, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ 50, 738 (1966).
11. Л. П. Горьков, ЖЭТФ 44, 767 (1963).
12. P. F. Smith, Rev. Sci. Instrum. 34, 368 (1963).
13. A. R. Kantrovitz, Z. J. J. Stekly, Appl. Phys. Letts 6, 56 (1965).
14. J. K. Hulm, B. S. Chandrasekhar, H. Riemersma, Adv. in Cryog. Engng 8, 17 (1963).
15. М. Г. Кремлев, Б. Н. Самойлов, С. С. Скулаченко, Cryogenics 5, 73 (1965).
16. C. H. Rosner, H. W. Schadler, J. Appl. Phys. 34, 210 (1963).
17. А. А. Абрикосов, ЖЭТФ 32, 1442 (1957).
18. D. Saint James, P. G. De Gennes, Phys. Letts 7, 306 (1963).
19. Y. B. Kim, Обзорный доклад на 10-й Международной конференции по физике низк. темп., Москва, 1966. Труды L Т-10 будут изданы ВИНИТИ. Москва, 1967. (Далее обозначается LT-10.)
20. C. J. Gorter, Physica 31, 407 (1965).
21. J. D. Livingston, Revs. Mod. Phys. 36, 54 (1964).
22. D. Dew-Hughes, J. Mat. Science 1, 3 (1966).
23. Y. B. Kim, C. F. Hempstead, A. R. Strand, Phys. Rev. Letts 9, 306 (1962); P. W. Anderson, Phys. Rev. Letts 9, 309 (1962).
24. M. R. Beasley et al., Phys. Rev. 137A, 1205 (1965).
25. A. M. Clogston, Phys. Rev. Letts 9, 266 (1962).
26. Ю. Ф. Бычков, И. Н. Гончаров, И. С. Хухарева, ЖЭТФ 48, 618 (1965).
27. A. M. Campbell, J. E. Evetts; D. Dew-Hughes, A. V. Narlikar, LT-10, т. 2.
28. D. N. Cornish, J. E. C. Williams, Phys. Letts 16, 18 (1965).
29. P. F. Chester, Roy. Soc. Meeting on Adv. Meth. MHD-Power Generation, London (1965).
30. T. G. Berlincourt, Brit. Journ. Appl. Phys. 14, 749 (1963).
31. D. B. Montgomery, Appl. Phys. Letts 1, 41 (1962).
32. R. F. Broom, E. H. Rhoderick, Brit. Journ. Appl. Phys. 11, 292 (1960).
33. C. N. Whetston, C. E. Roos, J. Appl. Phys. 36, 783 (1965).
34. S. Ihara et al., Bull. Electrotech. Lab. 29, 847 (1965).
35. Z. J. J. Stekly, Abv. Cryog. Engng 8, 585 (1963).
36. D. N. Cornish, J. Scient. Instr. 43, 16 (1966).
37. Z. J. J. Stekly, J. L. Zar, Trans. IEEE 12, 367 (1965).
38. В. Е. Кейлин и др., Труды Международного коллоквиума по сильным магнитным полям, Гренобль, сентябрь 1966 г.: Les Champs magnetiques intenses, leur production, leur applications. Colloque intern., Grenoble, 12—14 Sept. 1966. Editions CNRS, Paris, 1967. (Далее именуется Коллоквиум, Гренобль, 1966.)
39. E. J. Lucas, Z. J. J. Stekly, C. Laverick, E. G. Pewitt, Int. Adv., Cryog. Engng 10, 116 (1965).
40. M. Carbuny, M. Gottlieb, Pure and Appl. Cryog., v. 4, Pergamon, London, 1966, стр. 317.
41. C. Laverick, Коллоквиум, Гренобль, 1966, стр. 189.
42. Z. J. J. Stekly, J. Appl. Phys. 37, 324 (1966).
43. R. D. Cummings, J. S. Smith, Adv. Cryog. Engng 11 (1966); H. N. Wilson, ibid; T. R. Roberts, S. G. Sidoryak, ibid.
44. C. Laverick, LT-10.
45. S. R. Hawkins, Int. Adv. Cryog. Engng 10 (1965).
46. J. E. C. Williams, Коллоквиум, Гренобль, 1966, стр. 281.
47. C. H. Rosner, ibid., стр. 209.
48. W. M. Fairbank et al., LT-10, т. 1.
49. B. Taquet, J. Appl. Phys. 36, 3250 (1950).
50. B. S. Chandrasekhar, M. S. Walker et al., Proc. 8. Int. Conf. Low Temp. Phys., London, 1963.
51. В. Д. Бородич, А. П. Голубь и др., ЖЭТФ 44, 110 (1963).

52. R. G. Treuting, J. H. Wernick, F. S. L. Hsu, G. D. Kneip, J. Betterton et al., в сб. High Magnetic Fields, Wiley, N.Y., 1962, стр. 597, 603
53. R. M. Rose, J. Wulff, J. Appl. Phys. **33**, 2394 (1962).
54. J. B. Vetrano, R. W. Boom, J. Appl. Phys. **36**, 1179 (1965).
55. M. S. Lubell, B. S. Chandrasekhar, G. T. Mallick, Appl. Phys. Letts **3**, 79 (1963).
56. В. В. Андрианов, В. Б. Зенкевич и др., ДАН СССР **169**, 316 (1966).
57. Z. J. J. Stekly, Коллоквиум, Гренобль, 1966, стр. 237.
58. T. G. Berlincourt, R. R. Hake, Phys. Rev. Letts **9**, 293 (1962).
59. S. Maeda, K. Shogenji, Коллоквиум, Гренобль, 1966, стр. 423.
60. B. T. Mattias, T. H. Geballe, S. Geller, E. Corenzwit, Phys. Rev. **95**, 1435 (1954).
61. E. Saur, H. Wizgall, Коллоквиум, Гренобль, 1966, стр. 223.
62. J. H. Wernick, F. J. Morin et al., в сб. High Magnetic Fields, Wiley, N.Y., 1962, стр. 609.
63. J. E. Kuenzler, J. Appl. Phys. Suppl. **33**, 1042 (1962).
64. Н. Е. Алексеевский, Н. Н. Михайлов, ЖЭТФ **41**, 1809 (1961).
65. RCA Review **25** (3) 333 (1964).
66. O. Smulkowski, Коллоквиум, Гренобль, 1966, стр. 215.
67. D. L. Martin, M. G. Benz, C. A. Bruch, C. H. Rosner, Cryogenics **3**, 161 (1963).
68. C. H. Rosner, M. Benz, Коллоквиум, Гренобль, 1966, стр. 209, 203.
69. W. B. Sampson, Rev. Sci. Instrum. **36**, 565 (1965).
70. L. J. Donadieu; T. Maldy, Труды LT-10, т. 2.
71. Electrical Times, 11 Dec. 1966, стр. 984.
72. В. Е. Кейлин, Gryogenics **7** (1), 3 (1967).
73. В. В. Скляревский, И. И. Лукашевич, LT-10, т. 4.
74. F. A. Nelson, H. E. Weaver, Science **146**, 223 (1964).
75. L. J. Donadieu, J. Royet, Industries Atomiques, Nr. 1/2 (1966).
76. M. W. Dowley, Cryogenics, **4**, 153 (1964).
77. P. R. Wiederhold, New Scientist **23**, 500 (1964).
78. H. T. Coffey, J. K. Hulm et al., J. Appl. Phys. **36**, 128 (1965).
79. C. H. Rosner, J. Appl. Phys. **36**, 1175 (1965).
80. L. J. Donadieu, Intern. Conf. on Magnetics, Stuttgart, April 1966.
81. D. Marinet, Коллоквиум, Гренобль, 1966, стр. 289.
82. J. Miscopein, ibid., стр. 311.
83. J. K. Hulm, H. Riemersma et al., J. Appl. Phys. **33**, 3499 (1962).
84. Z. J. J. Stekly, E. Hoag, J. Appl. Phys. **34** (4), 1376 (1962).
85. J. C. Laurence, W. D. Coles, Adv. Cryog. Engng **11** (1966).
86. B. T. Matthias, T. H. Geballe et al., Science **156**, 645 (1967).
87. W. D. Coles, E. R. Schrader, P. A. Thompson, Cryog. Engng. Conf. Palo Alto, August 21—23. 1967.