

Магнитный калориметр со сквидом для обнаружения слабых излучений и регистрации сверхмалого энерговыделения

А.И.Головашкин, Г.Н.Измайлов, Л.Н.Жерихина, Г.В.Кулешова, А.М.Цховребов

Разработана схема магнитного калориметра для регистрации предельно малых энерговыделений, который приводится в рабочее состояние методом адиабатического размагничивания, а его отклик на энерговыделение измеряется квантовым интерферометром (сквидом). Оценки предельной чувствительности калориметра со сквидом демонстрируют возможности его применения для обнаружения излучения сверхслабой интенсивности, регистрации в пропорциональном режиме одиночных рентгеновских квантов и других событий с ультрамалым энерговыделением. Предложена схема работы калориметра с квантовым интерферометром на волнах материи в сверхтекучем ^4He .

Ключевые слова: калориметры, волны материи, сквид.

1. Введение

Свыше 10 лет назад с использованием сквидов были достигнуты разрешающие способности измерительных приборов, сопоставимые с квантовым пределом $[(\delta\Phi) \times (\Delta f)^{-1/2}]^2 / (2L) \approx \hbar$ [1, 2] (где Δf – полоса частот, L – эффективная индуктивность сквида, \hbar – постоянная Планка), при разрешении по магнитному потоку $\langle \delta\Phi \rangle = 5 \times 10^{-7} \Phi_0$ в полосе частот $\Delta f = 1$ Гц [3–6] (где $\Phi_0 = 2\pi\hbar/(2e) = 2.07 \times 10^{-15}$ Вб – квант магнитного потока, e – заряд электрона). Достижение столь высоких технических параметров обусловлено разработкой сквидов переменного тока с СВЧ накачкой [7], а также двухступенчатых сквидов постоянного тока (ПТ-сквидов), в которых второй сквид играет роль интегрированного малощумящего усилителя электрических сигналов, поступающих с первого сквида [8, 9]. Однако потенциальные возможности таких уникальных приборов до сих пор мало используются на практике.

Нами разработана представленная ниже принципиальная схема регистрации предельно малых энерговыделений на основе адиабатически размагниченного парамагнетика, находящегося при сверхнизкой ($T \approx 100$ мК) рабочей температуре, магнитный момент которого непрерывно фиксируется сквидом. Такие магнитные калориметры могут применяться для регистрации излучения сверхмалой интенсивности, одиночных квантов, а также редких событий с ультрамалым выделением энергии (космические лучи, слабозаимодействующие массивные частицы и т. п.). Калориметр этого типа предлагается также использовать в качестве высокочувствитель-

ного датчика изменения энтропии при совместной работе с квантовым интерферометром на волнах материи в сверхтекучем ^4He .

2. Адиабатический магнитный калориметр

2.1. Парамагнитный случай (термодинамическое рассмотрение)

В магнитных детекторах [10–12], близких по принципу действия к магнитным калориметрам, энерговыделение как результат взаимодействия частицы с парамагнитным веществом рабочего тела приводит к его разогреву и, следовательно, к изменению магнитной восприимчивости, регистрируемой сквидом при постоянном внешнем поле B в среде. Этот принцип, как и принцип действия известного в криогенике магнитного термометра [13], основан на законе Кюри–Вейса $\chi(T) = \alpha / (T - T_K)$, где χ – удельная магнитная восприимчивость; α – константа Кюри; T_K – температура Кюри ($T > T_K$).

Термодинамический расчет такого детектора (магнитный термометр с парамагнитным рабочим телом) начнем с вычисления производной его магнитного момента M , выражение для которой в соответствии с законом Кюри–Вейса имеет вид

$$\frac{\partial M}{\partial T} = \frac{\partial(\chi B)}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\alpha B}{T - T_K} \right) = \frac{-\alpha B}{(T - T_K)^2}.$$

Из равенства смешанных производных свободной энергии магнетика F во внешнем поле вытекает соотношение, интегрирование которого позволяет определить «парамагнитную» энтропию S :

$$dF = -SdT - MdB, \quad \frac{\partial^2 F}{\partial B \partial T} = \frac{\partial^2 F}{\partial T \partial B}, \quad \frac{\partial S}{\partial B} = \frac{\partial M}{\partial T},$$

$$S_{\text{pm}} = \int \frac{\partial M}{\partial T} dB = -\frac{\alpha(B^2 + B_T^2)}{2(T - T_K)^2},$$

А.И.Головашкин, Л.Н.Жерихина, Г.В.Кулешова, А.М.Цховребов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: golov@ski.lebedev.ru
Г.Н.Измайлов. Московский авиационный институт (государственный технический университет), Россия, 125993 Москва, Волоколамское ш., 4

Поступила в редакцию 8 февраля 2006 г., после доработки – 21 июля 2006 г.

где B_r – остаточное поле парамагнетика. Тогда магнитная теплоемкость

$$C_{pm} = T \frac{\partial S_{pm}}{\partial T} = \frac{\alpha T (B^2 + B_r^2)}{2(T - T_K)^3}.$$

При $T \rightarrow T_K$ имеем $C_{pm} \gg C_{ph} \propto T^3$ и, следовательно, $C = C_{pm} + C_{ph} + \dots \approx C_{pm}$, где C и C_{ph} – полная и фононная теплоемкости рабочего тела соответственно. Выражение для отклика на энерговыделение ΔE внутри рабочего тела (цилиндр высотой h), т. е. приращения магнитного потока $\Delta \Phi$, регистрируемого скивдом, имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta \Phi &= \frac{\mu_0 \Delta M}{h} = \frac{\mu_0}{h} \frac{\partial M}{\partial T} \Delta T = \frac{\mu_0}{h} \frac{\partial M}{\partial T} \frac{\Delta E}{C} \\ &\approx \frac{\mu_0}{h} \frac{\partial M}{\partial T} \frac{\Delta E}{C_{pm}} \approx \frac{-\mu_0 B}{h(B^2 + B_r^2)} \frac{T - T_K}{T} \Delta E, \end{aligned}$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума. Последняя формула остается в силе и при уточнении закона Кюри – Вейса, позволяющем учесть магнитное насыщение и устранившем расходимость C_{pm} при $T \rightarrow T_K$.

К слабым сторонам рассматриваемого детектора в первую очередь следует отнести необходимость точной балансировки градиентометрической системы скивда [14], а также стабилизации внешнего магнитного поля B . Во-вторых, здесь требуется использование теплового ключа, к которому предъявляются противоречивые и трудно удовлетворяемые на практике требования: предельно высокая теплопроводность в открытом состоянии (из-за большой магнитной теплоемкости в процессе охлаждения во внешнем магнитном поле) и фактически нулевая теплопроводность в рабочем режиме. В-третьих, как видно из приведенных выше формул, максимальная чувствительность $\Delta \Phi / \Delta E$ (при $B \simeq B_r$) с уменьшением B_r растет как $1/B_r$. У реальных парамагнетиков $B_r \simeq 100$ Гс, более слабые остаточные поля могут иметь ядерные парамагнетики, например у меди $B_r \simeq 3$ Гс. Однако, чтобы магнитная теплоемкость ядер доминировала, необходимо более сильное охлаждение – ниже 100 мК. Кроме того, в меру точности закона Кюри – Вейса недопустимо охлаждение детектора вблизи T_K , т. к. чувствительность здесь быстро падает: $\Delta \Phi / \Delta E \sim (T - T_K) / T$.

Эти недостатки естественным образом устраняются, если положить в основу схемы регистрации сверхмалых энерговыделений принцип адиабатического размагничивания, применяемого в криогенике для получения сверхнизких температур [13] (рис. 1). Чтобы привести предлагаемый калориметр в рабочее состояние парамагнетик сначала поляризуется сильным магнитным полем с одновременным отводом тепла теплообменным газом. Затем парамагнитное тело изолируется (газ откачивается) и внешнее поле уменьшается практически до нуля. При этом парамагнетик охлаждается, а отношение $\beta = B/T$ в ходе размагничивания сохраняет свое исходное значение ($\beta = \text{const}$), т. е. играет роль адиабатического инварианта, чем формально и объясняется понижение температуры. В ходе размагничивания тело остается поляризованным, что следует из простейшего выражения для магнитного момента M , взятого из теории парамагнетизма Ланжевена (в рабочем теле N парамагнитных ионов):

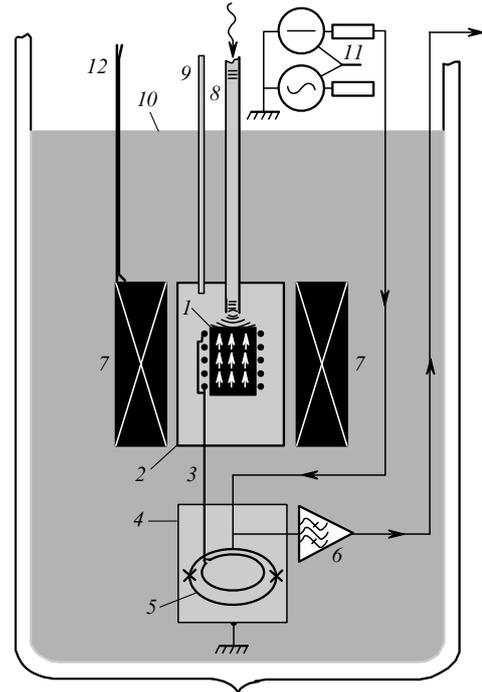


Рис. 1. Схема адиабатического парамагнитного калориметра:

1 – парамагнитное рабочее тело калориметра, охваченное катушкой сверхпроводящего трансформатора потока; 2 – герметизированная оболочка адиабатического калориметра; 3 – малоиндуктивная двухпроводная линия сверхпроводящего трансформатора потока; 4 – сверхпроводящий экран; 5 – ПТ-скивд, связанный с катушкой трансформатора потока; 6 – селективный предусилитель ПТ-скивда; 7 – сверхпроводящий соленоид; 8 – герметизированный световод или волновод для ввода излучения в калориметр; 9 – линия напуска и откачки теплообменного гелия; 10 – уровень гелия в криостате (^4He или ^3He с откачкой, $T < 4.2$ К); 11 – генераторы тока, питающие ПТ-скивд; 12 – электроды для ввода тока в сверхпроводящий соленоид.

$$M(\beta) = N\mu_B \frac{\exp(\mu_B \beta / k) - \exp(-\mu_B \beta / k)}{\exp(\mu_B \beta / k) + \exp(-\mu_B \beta / k)},$$

где k – постоянная Больцмана; μ_B – магнетон Бора. Поскольку $\beta = \text{const}$, то $M = \text{const}$.

В отсутствие внешнего притока тепла магнитный момент M и после окончания размагничивания будет оставаться неизменным. Любое энерговыделение разогревает и разупорядочивает спиновую систему, что вызывает уменьшение M , которое регистрируется скивдом. Для его функционирования важно, что измерения проводятся в отсутствие внешнего поля и не требуют использования градиентометрической системы. Такой калориметр не нуждается в тепловом ключе с неординарными характеристиками, т. к. основной отвод тепла (до размагничивания) проводится при относительно высокой стартовой температуре. Возможность «самоохлаждения» этой схемы может оказаться полезной при создании детекторов элементарных частиц и радиометров субмиллиметрового диапазона, предназначенных для работы в космосе, где из-за невесомости использование обычных рефрижераторов растворения ^3He в ^4He , обеспечивающих сверхнизкие температуры, невозможно.

Магнитный момент и энтропия выражаются через статистическую сумму Z :

$$M = kT \frac{\partial}{\partial B} (\ln Z),$$

$$S = k \frac{\partial}{\partial T} (T \ln Z) = k \ln Z + kT \frac{\partial}{\partial T} (\ln Z).$$

В данном случае статистическая сумма спиновой системы явно зависит только от параметра β , который в процессе адиабатического размагничивания (т. е. до начала штатной работы калориметра) остается неизменным. Используя соотношения

$$\frac{\partial}{\partial B} = \frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial \beta}, \quad \frac{\partial}{\partial T} = -\frac{\beta}{T} \frac{\partial}{\partial \beta},$$

перейдем от дифференцирования $\ln Z$ по B и T к дифференцированию по β :

$$M = k \frac{\partial}{\partial \beta} (\ln Z), \quad S = k \ln Z - k\beta \frac{\partial}{\partial \beta} (\ln Z).$$

Подставляя затем M из первого равенства во второе, получаем $S = k \ln Z - \beta M$.

Однако «ради спасения» третьего начала термодинамики в эти соотношения приходится вводить некоторое остаточное поле B_r , формально препятствующее достижению абсолютного нуля температур при полном обращении в нуль внешнего поля B . Для этого остаточное поле B_r включается в адиабатический инвариант наравне с внешним полем:

$$\beta = \frac{B_t}{T} = \frac{1}{T} (B^2 + B_r^2)^{1/2}.$$

Продифференцировав выражение для энтропии, получим

$$\Delta S = k \Delta (\ln Z) - \frac{B_t}{T} \Delta M.$$

Полагая, что температура достаточно низка, для начала (см. разд.2.3) пренебрежем первым слагаемым в сумме вариаций, а во втором слагаемом устремим внешнее поле к нулю, тогда

$$\Delta S \simeq - \left[\frac{1}{T} (B^2 + B_r^2)^{1/2} \right] \Delta M \simeq - \frac{B_r}{T} \Delta M.$$

Взаимодействие элементарной частицы с веществом обеспечивает вследствие их разогрева рост энтропии, что приводит к уменьшению магнитного момента системы: $\Delta S = \Delta E/T \simeq -(B_r/T) \Delta M$, откуда $\Delta M = -\Delta E/B_r$. У рабочего тела в виде цилиндра высотой h изменению ΔM в его поперечном сечении отвечает изменение магнитного потока $\Delta \Phi = \mu_0 \Delta M/h$. Наименьшие регистрируемые приращения момента δM и соответственно спиновой энтропии δS ограничиваются разрешающей способностью сквида по потоку $\delta \Phi$:

$$|\delta S| \simeq \left| \frac{B_r \delta M}{T} \right| = \left| \frac{h B_r \delta \Phi}{\mu_0 T} \right|.$$

Отсюда оценка разрешающей способности калориметра по энергии

$$|\delta E| \simeq |T \delta S| \simeq \left| \frac{h B_r \delta \Phi}{\mu_0} \right|.$$

Видно, что разрешение по энергии не зависит от площади основания парамагнетика. Этот свободный параметр может оказаться полезным при расчете трансформатора потока. С учетом коэффициента передачи трансформатора приемлемым значением эффективной разрешающей способности сквида $\delta \Phi$ можно считать $10^{-5} \Phi_0$ в полосе $\Delta f = 1$ Гц. Тогда при $h = 1$ см, $B \simeq B_r \simeq 100$ Гс чувствительность калориметра $\delta E = 3 \times 10^{-18}$ Дж·Гц $^{-1/2}$.

Определенный интерес представляет собой также микрокалориметр в виде парамагнитной пленки микронной толщины, выполненный в единой планарной технологии с ПТ-сквидом. Согласно формуле, приведенной выше, разрешение по энергии δE может составить 3×10^{-22} Дж·Гц $^{-1/2} = 0.002$ эВ·Гц $^{-1/2}$, однако из-за малой теплоемкости пленки время работы такого устройства в адиабатическом режиме существенно ограничивается неконтролируемыми притоками тепла.

2.2. Ферромагнитный случай

Согласно третьему началу термодинамики при достаточно низкой температуре спиновая система обязательно испытывает фазовый переход. Проанализируем возникновение намагниченности при переходе из парамагнитного в ферромагнитное состояние в адиабатических условиях, когда внешнее поле B полностью обращается в нуль. Сопоставление магнитных восприимчивостей при $T > T_K$ в рамках теории Гинзбурга–Ландау [15, 16] и теории парамагнетизма Ланжевена [17] позволяет получить значение первого коэффициента разложения свободной энергии по параметру порядка (магнитному моменту) для парамагнитных ионов $F = F_0 + a(T - T_K) \times M^2 + bM^4$:

$$\chi_{G-L}(T > T_K) = \frac{1}{2a(T - T_K)},$$

$$\chi_L = \frac{\alpha}{T - T_K} = \frac{\partial M}{\partial B} \Big|_{B \rightarrow 0} \simeq \frac{N \mu_B^2}{k(T - T_K)},$$

$$a = \frac{1}{2\alpha} = \frac{k}{2N \mu_B^2}.$$

По теории Гинзбурга–Ландау энтропия $S = -\partial F/\partial T = S_0 - aM^2 = S_0 + S_{fm}$ (здесь $S_0 = -\partial F_0/\partial T$). Эта зависимость подтверждается калориметрическими измерениями парамагнитных солей с остаточным магнитным моментом при $T \approx T_K$ [18, 19]. Прямая связь энтропии с моментом M собственно и обеспечивает возможность работы детектора в области ферромагнитного перехода. Выберем следующие начальные условия адиабатического размагничивания: $B_i \gg B_r$, $T_i \gg T_K$. Тогда сохраняющаяся в силу адиабатичности энтропию можно представить в виде

$$S = \text{const} = S_0 + S_{pm} \approx S_0 - \frac{\alpha B_i^2}{2T_i^2}.$$

Фазовому переходу отвечает условие $S_{pm} = S_{fm}$, откуда для спонтанного момента, инициированного переходом в ферромагнитное состояние в условиях адиабатического размагничивания, получаем выражение

$$\frac{\alpha B_i^2}{2T_i^2} = aM^2, \quad \text{т. е.} \quad M = \frac{B_i}{2aT_i}.$$

Проварьировав «ферромагнитную» энтропию при наличии спонтанного момента M , имеем

$$\Delta S_{\text{fm}} = -2aM\Delta M = -2a \frac{B_i}{2aT_i} \Delta M = -\frac{B_i}{T_i} \Delta M$$

(внешнее поле $B = 0$). Чувствительность по энергии калориметра с рабочим телом высотой h определим, пересчитывая вариацию M в приращение потока $\delta\Phi$, измеряемое сквидом:

$$|\delta E| \simeq |T_K \delta S_{\text{fm}}| \simeq \left| T_K \frac{B_i}{T_i} \delta M \right| \simeq \left| \frac{T_K}{T_i} \frac{hB_i \delta\Phi}{\mu_0} \right|.$$

Начальные условия адиабатического размагничивания могут быть выбраны такими, что $B_i T_K / T_i < B_r$. Тогда из последней формулы следует, что разрешающая способность по энергии у детектора, работающего на фазовом переходе, может оказаться существенно выше, чем у детектора, работающего на «чистом» парамагнетизме.

Аналогичный подход может быть применен для создания детектора, в котором в качестве рабочего тела вместо ферромагнетика используется сверхпроводник, а в роли параметра порядка выступает плотность куперовского конденсата ψ^2 , т. е. для разложения световой энергии имеем аналогичное соотношение $F = F_0 + \alpha_C(T - T_c) \times \psi^2 + \beta_C \psi^4$. Когда $T < T_c$ (где T_c – критическая температура), плотность конденсата, как следует из условия $\partial F / \partial \psi^2 = 0$, есть $\psi_0^2 = [\alpha_C / (2\beta)](T_c - T)$, а энтропия $S = -\partial F / \partial T = S_0 - \alpha_C \psi^2$. Тогда $\delta Q = T \delta S = -\alpha_C T \delta \psi^2$, откуда $\delta \psi^2 = -\delta Q / (\alpha_C T)$. При этом относительная вариация плотности конденсата

$$\frac{\delta \psi^2}{\psi_0^2} = -\frac{2\beta_C}{\alpha_C^2 T (T_c - T)} \delta Q$$

оказывается очень чувствительной к поглощаемому теплу δQ (т. е. к детектируемой энергии), поскольку коэффициент при δQ бесконечно растет при $T \rightarrow T_c$. Результирующая вариация $\delta \psi^2 / \psi_0^2$ может бесконтактно регистрироваться по СВЧ поглощению в сверхпроводнике. Очевидно, что при таких измерениях будет иметь место огромное энергетическое усиление, пропорциональное амплитуде зондирующей СВЧ волны.

2.3. Парамагнитный случай (статистическое рассмотрение идеального спинового газа)

Завершая анализ предельной чувствительности магнитного адиабатического калориметра с позиций статистической физики, вернемся к случаю невзаимодействующих спинов. Определим, в какой мере оправдано пренебрежение первым слагаемым $\Delta S_1 = k \Delta(\ln Z)$ в сумме вариаций энтропии, полученной ранее для парамагнетика. Выражение $S_1 = k(\ln Z)$ по своему виду близко к выражению для энтропии $S = k(\ln W)$ в известной статистической интерпретации, вытекающей из H -теоремы Больцмана, где W – статистический вес состояния. В дальнейшем будет использовано именно это больцмановское определение энтропии. Пусть все N спинов были поляризованы при достаточно низкой температуре внешним полем (насыщение парамагнетика), затем в адиабатических условиях поле медленно обращается в нуль, а температура достигает некоторого конечного значения T . Если считать, что $B = 0$ и $B_r = 0$ («идеальный парамагнетизм»), то состояния спин вверх и спин вниз равновероятны: $P_\uparrow = P_\downarrow = 1/2$. Вероятность $W_N(m)$ того, что m спинов из общего числа N направлены вверх, а остальные $N - m$ спинов – вниз, описывается формулой биномиального распределения $W_N(m) = C_N^m P_\uparrow^m P_\downarrow^{N-m}$ (схема независимых испытаний Бернулли [20]). Вычислим изменение энтропии системы при повороте вниз одного спина:

$\delta S = S(m = N - 1) - S(m = N)$

$$= k \ln \frac{W_N(m = N - 1)}{W_N(m = N)} = k \ln \frac{C_N^{N-1}}{C_N^N} = k \ln N.$$

Такое изменение δS «потребуется» энерговыделения $\delta E = T \delta S = k T \ln N$ и будет сопровождаться изменением магнитного момента всего лишь на два магнетона Бора: $\delta M = 2\mu_B$. Следовательно, эффективное магнитное поле $B_{\text{eff}} \approx \delta E / \delta M = [k T / (2\mu_B)] \ln N$ при $T = 1$ К будет иметь огромное значение, численно равное $(\ln N) / 2$, что соответствует десяткам тесл. Таким образом, при полной поляризации поле B_{eff} на три порядка превышает обычные значения B_r , что свидетельствует о малости магнитного отклика (он пропорционален $1/B_{\text{eff}}$), отвечающего первому вариационному слагаемому $\Delta S_1 = k \Delta(\ln Z)$, и обосновывает его игнорирование. Приведенные рассуждения близки по смыслу к известной схеме доказательства неустойчивости ферромагнитного состояния в одномерной модели Изинга [17].

Однако все кардинально изменится, если систему удастся размагнитить, достигнув в конце процесса предельно малой поляризации. Пусть при нулевом внешнем поле в состоянии спин вверх пребывает на один электрон больше, чем $K = N/2$ (т. е. $m = N/2 + 1$), а в состоянии спин вниз – на один меньше K (т. е. $N - m = N/2 - 1$). Изменение энтропии при повороте вниз пары спинов

$$\begin{aligned} \delta S &= S(m = K) - S(m = K + 1) = k \ln \frac{W_N(m = K)}{W_N(m = K + 1)} \\ &= k \ln \frac{(K + 1)!(K - 1)!}{K!K!} = k \ln \frac{K + 1}{K} \simeq \frac{k}{K}. \end{aligned}$$

В этом случае эффективное магнитное поле $B_{\text{eff}} = (k T \times \mu_B^{-1}) N^{-1}$ при $T = 1$ К, $2K = N = 10^{15}$ составляет 10^{-15} Тл, а чувствительность калориметра δE оценивается как 10^{-31} Дж·Гц $^{-1/2} \approx 10^{-12}$ эВ·Гц $^{-1/2}$.

3. Особенности установления теплового равновесия и временная селекция событий

Далее рассмотрим особенности установления теплового равновесия между спиновой системой и кристаллической решеткой рабочего тела калориметра. Известно, что с понижением температуры значительно возрастает время спин-решеточной релаксации τ_{sp} , которым в основном определяется продольная релаксация намагниченности. Неупругое рамановское рассеяние фонона с перевертыванием электронного спина вносит в τ_{sp} вклад, пропорциональный $1/T^7$ [21]; орбаховское рассеяние [21] с участием дополнительного электронного уровня обуславливает зависимость типа $\tau_{\text{sp}} \sim \exp[\Delta E / (k T)]$, где ΔE определяется положением уровня. Однако при $T < 1$ К, когда τ_{sp} оказывается порядка нескольких секунд, рост времени продольной релаксации резко замедляется за счет процессов прямого обмена между спиновой системой и решеткой и τ_{sp} становится пропорциональным $1/T$. Имен-

но небольшие значения τ_{sp} позволяют применять магнитный термометр при сверхнизких температурах. В металлах при этих температурах тепловое равновесие системы спины – решетка благодаря электрон-фононному взаимодействию устанавливается еще быстрее, чем в диэлектриках. В таком случае время релаксации $\tau_{sp} = K/T_e$, где T_e – электронная температура, K – постоянная Коринги. Это позволяет использовать в калориметре парамагнетизм металла [12]. Адсорбер из тяжелого металла, легированного парамагнитной примесью, с малым временем (10^{-3} с) установления термического равновесия может оказаться перспективным для создания пропорционального теплового счетчика рентгеновских квантов со спектральным разрешением лучше, чем 1 – 10 эВ. Это путь решения множества прикладных задач химического анализа методами рентгеновской флуоресценции (экспресс-анализ, поиск ценных металлов в образцах геологических пород и т. д.).

В принципе, можно использовать и ядерные магнитные моменты в металлах: в выражение для энергетической чувствительности магнетон Бора явно не входит, но в силу его малости для исходной поляризации ядер требуются более жесткие начальные условия: $B_i \approx 10$ Тл, $T_i \approx 10$ мК. Благодаря электронам проводимости времена релаксации при сверхнизких температурах здесь также невелики. Использование медного рабочего тела с $B_r \approx 3$ Гс позволяет получить энергетическую чувствительность $\delta E = 10^{-19}$ Дж·Гц $^{-1/2}$ = 0.6 эВ·Гц $^{-1/2}$ при $h = 1$ см, $\langle \delta \Phi \rangle = 10^{-5} \Phi_0$ в полосе частот $\Delta f = 1$ Гц. Использование «ядерного» калориметра может оказаться перспективным в экспериментах по регистрации слабозаимодействующих массивных частиц, из которых, как предполагается, состоит темная материя Вселенной, составляющая, по оценкам, до 90 % ее массы. Небарионная природа этих массивных частиц, отсутствие электрического и прочих зарядов допускает регистрацию частиц лишь благодаря их ненулевой массе при лобовом соударении с ядрами обычной материи. Следовательно, наблюдение за магнитным моментом ядерной системы даст возможность «напрямую» регистрировать такие соударения.

В качестве альтернативы в калориметре можно использовать парамагнетик с большими временами спин-решеточной релаксации. Малая интенсивность взаимодействия элементарных частиц с веществом определяется, помимо прочего, отсутствием у них электрического заряда (нейтрино трех поколений, суперсимметричные спутники фотона, нейтрона и т. п.; слабозаимодействующие массивные частицы и прочие экзотические частицы). Регистрировать подобные частицы предлагаемым детектором можно благодаря рождению в рабочем теле вторичных заряженных частиц или ядер отдачи. Аналогично регистрации слабозаимодействующих частиц можно рассматривать и задачу наблюдения редких событий, таких как двойной β -распад (определение массы нейтрино по анализу безнейтринного канала этого распада, поиск нейтрино Майорано).

Потери энергии вторичных заряженных частиц в среде не могут быть менее 2 МэВ·см 2 ·г $^{-1}$. Действительно, ионизационные потери, т. е. энергия dE_I/dx заряженной частицы (заряд $Q_p = Z_p e$), потраченная на ионизацию атомов среды вдоль трека единичной длины, согласно формуле Бете [22] пропорциональны концентрации атомов n_a :

$$-\frac{dE_I}{dx} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0^2} \frac{Z_p^2 e^4 n_a}{m_e V_p^2} F\left(\frac{V_p}{c}, v_e\right),$$

где $F(V_p/c, v_e)$ – релятивистский фактор в виде логарифмической функции, аргументами которой являются скорость частицы V_p , приведенная к скорости света c , и характерная частота вращения электронов v_e на боровской орбите атома среды; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; m_e – масса электрона. Соответственно отношение $|dE_I/dx|$ к плотности вещества ρ оказывается величиной, не зависящей от ρ и примерно равной 2 МэВ·см 2 ·г $^{-1}$. Это значение задает нижний предел отношения суммарных потерь к плотности среды, когда в общие потери энергии частицы на единицу длины трека включаются и другие каналы, например тормозное излучение, радиационные потери, фотоэффект и т. д.

При плотности парамагнетика ~ 5 г/см 3 на 1 см пути вторичная однозарядная частица теряет, как минимум, 10 МэВ. На каждом периоде решетки вдоль трека частица теряет энергию свыше 1 эВ, что приводит к мгновенному локальному разогреву вплоть до 10^4 К. При этом τ_{sp} сразу уменьшится на много порядков и окажется уже на уровне микросекунд, в то время как между решеткой и спиновой системой будет происходить быстрый, сильно неравновесный теплообмен. По окончании его большая часть энергии будет передана ближайшим к треку электронам; магнитная же система термализуется за время спин-спиновой релаксации, которое обычно гораздо меньше равновесного времени τ_{sp} . Преимущество детектора с большим τ_{sp} заключается в возможности естественной временной селекции событий на основе отбора резких скачков магнитного момента на фоне медленного дрейфа, вызванного неконтролируемыми притоками тепла, которым, собственно, и отвечают большие времена установления теплового равновесия.

Адиабатический магнитный калориметр с малым временем релаксации может рассматриваться как идеальный пропорциональный детектор частиц: тепловой отклик здесь пропорционален потерям энергии частицы в адсорбере, и если полное сечение взаимодействия с рабочим веществом калориметра достаточно велико, то амплитуда отклика соответствует исходной энергии частицы. Приведенные выше оценки энергетической чувствительности демонстрируют достижимость разрешающей способности по энергии на уровне долей электронвольта при потоке 10^4 частиц в секунду. Такое разрешение позволило бы, например, существенно повысить эффективность метода рентгеновской флуоресценции при определении содержания ценных металлов из горных пород, для чего в настоящее время используются кремний-литиевые полупроводниковые пропорциональные детекторы с разрешением в сотни электронвольт.

Прямое преобразование энергии падающей частицы в тепловой отклик при высоком амплитудном разрешении дало бы возможность решить известную задачу создания пропорционального детектора нейтронов. Чтобы измерить энергию нейтрона, ее сначала необходимо передать заряженной частице. Так, в органических сцинтилляторах энергия передается протону, а затем «высвечивается» и измеряется по интенсивности суммарной вспышки. Энергия протона преобразуется в излучение вполне детерминировано. Однако передача ее от нейтрона к протону зависит от неопределенного параметра – угла поворота траектории нейтрона в системе центра масс после

соударения. Эта неопределенность может быть продемонстрирована при решении системы уравнений, следующих из законов сохранения энергии и импульса для упругого соударения двух частиц. В итоге аппаратная функция такого детектора получается слишком широкой. Измеряя скивдом тепловой отклик достаточно большого кристалла тяжелой воды (для полного замедления нейтрона требуется всего лишь несколько сантиметров), содержащей растворенную парамагнитную соль, можно было бы решить проблему создания пропорционального детектора нейтронов.

Теоретические оценки предельной разрешающей способности детекторов на перегретых сверхпроводящих гранулах [23] в пропорциональном режиме регистрации дают значения на уровне долей электронвольта. Однако о практической реализации этих значений в указанных детекторах не может быть и речи, а их реальная разрешающая способность исчисляется сотнями электронвольт, что, по-видимому, исключает использование последних в высокоточных исследованиях спектров β -распада и прикладных задачах рентгеновской флуоресценции. Существенным недостатком таких детекторов является малая эффективность использования всей массы сверхпроводника (порядка 1% от общего числа гранул), что значительно снижает вероятность регистрации частицы, попавшей в детектор. Ожидаемая частота событий, таких как регистрация слабозаимодействующих массивных частиц, приведенная к массе детектора, оценивается как $\sim 10^{-4}$ событие/(день \times кг). В принципе, у рассмотренного выше магнитного адиабатического калориметра масса остается свободным параметром, что также делает перспективным использование его в опытах по регистрации таких частиц. Более того, магнитные тепловые детекторы (в том числе и предлагаемые калориметры) имеют перед тепловыми детекторами элементарных частиц других типов то существенное преимущество, что допускают наращивание массы рабочего тела без потери чувствительности.

С ростом массы растет общее сечение взаимодействия и вероятность регистрации частицы. В «обычных», немагнитных системах (например, адсорбер и полупроводниковое термосопротивление) с ростом массы растет теплоемкость рабочего тела, а регистрируемый температурный отклик, естественно, уменьшается. В магнитных детекторах с ростом массы температурный отклик уменьшается, но при этом растет регистрируемое изменение магнитного момента. Фактически чувствительность сохраняется благодаря тому, что в магнитных системах функции рабочего тела и датчика температуры совмещены. Можно сказать, что предлагаемый магнитный адиабатический калориметр измеряет не температурный отклик (как интенсивную термодинамическую величину), а общее изменение энтропии системы (как экстенсивную величину, пропорциональную массе адсорбера).

4. Магнитный калориметр и квантовый интерферометр на волнах материи в сверхтекучем ^4He

Рассмотрим еще одно возможное применение адиабатического магнитного калориметра со скивдом, связанное со способностью такой системы непосредственно измерять прирост энтропии парамагнитного рабочего тела, причем если до этого речь в основном шла об

импульсных измерениях ΔS , то далее будем иметь в виду непрерывные калориметрические измерения отклонений энтропии от некоторого исходного значения: $S(t) - S(t=0)$. Как известно [24], при $T < T_\lambda = 2.17$ К (где T_λ – температура λ -точки) ^4He переходит в сверхтекучее состояние, и в этих условиях в гелии проявляются макроскопические когерентные эффекты, которым отвечают бездиссипативные процессы – течение жидкости без трения и сверхтеплопроводность. Предпринимались попытки поиска макроскопических квантовых когерентных эффектов, происходящих в ^4He ниже температуры λ -точки. Эти поиски обусловлены аналогией сверхтекучести со сверхпроводимостью, а главной их целью является обнаружение эффекта Джозефсона в жидком гелии.

В ряде работ [24–26] сообщалось об обнаружении нестационарного эффекта Джозефсона в ^4He . При этом роль туннельного джозефсоновского перехода в таких экспериментах играет квантовый дроссель – нанотверстие (или система таких отверстий [26]) в мембране наноразмерной толщины (прямая аналогия с мостиком Дайема [14]). Столь малые размеры джозефсоновской слабой связи определяются исключительно малой длиной когерентности в сверхтекучем ^4He [17]. Если в кольцевой трубе l (рис.2), заполненной сверхтекучей жидкостью и включающей в себя два квантовых дросселя (3 и 4), удастся реализовать аналог стационарного эффекта Джозефсона, то окажутся выполненными необходимые условия для изготовления сверхтекучего ПТ-скивда. В число условий, достаточных для его создания, следует дополнительно включить разработку методов регистрации надкритического потока ^4He и разработку принципа действия аналога сверхпроводящего трансформатора потока.

Надкритический поток является аналогом квазичастичной составляющей $I_q = I_0 - I_c(\Phi/\Phi_0)$ (где Φ_0 – квант магнитного потока) полного тока I_0 , вводимого и выводимого через полюса сверхпроводящего кольца в обычном ПТ-скивде. Результирующий критический ток I_c кольца с двумя джозефсоновскими переходами, как известно [14, 24], оказывается периодической функцией внешнего магнитного потока, пронизывающего кольцо и измеряемого скивдом: $I_c = I_c(\Phi/\Phi_0)$. Периодическая зависимость возникает здесь вследствие интерференции сверх-

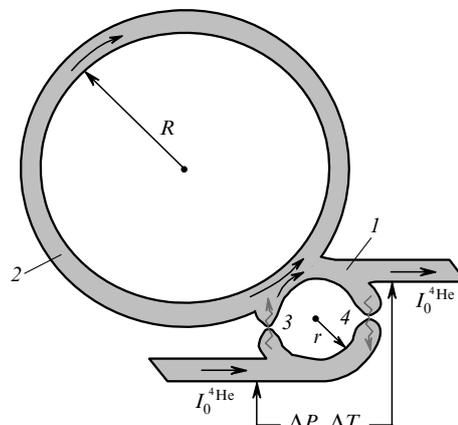


Рис.2. Схема скивда на сверхтекучем гелии: 1 – квантовый интерферометр на волнах материи в сверхтекучем ^4He (ПТ- ^4He -скивд); 2 – сверхтекучий трансформатор момента вращения; 3 и 4 – джозефсоновские слабые связи (квантовые нанодроссели); $I_0^{4\text{He}}$ – фиксированный полный поток гелия.

проводящего конденсата, распространение которого происходит по двум интерферирующим траекториям – через первый и второй джозефсоновские переходы [17], а разность фаз на переходах определяется эффектом Бома – Аронова [27]. Благодаря этому, измеряя квазичастичную составляющую I_q при фиксированном I_0 , можно определить I_c , а затем и сам поток Φ с точностью до целого числа квантов Φ_0 , что, собственно, и делает обычный ПТ-сквид [14]. Регистрация надкритической составляющей потока гелия $I_q^{4\text{He}}$ при фиксированном полном потоке $I_0^{4\text{He}}$ в кольце с двумя слабыми связями позволит определить сверхтекучую компоненту гелиевого потока $I_c^{4\text{He}}$ и ее фазу, которая несет информацию о параметрах, измеряемых ПТ-сквидом со сверхтекучим ^4He (ПТ ^4He -сквидом).

Такой способ определения $I_q^{4\text{He}}$ может основываться (рис.2) либо на регистрации разности давлений, возникающей при потоке надкритического гелия через слабую связь (сверхтекучий компонент проходит через слабую связь без трения), либо на регистрации переноса тепла квазичастицами надкритической составляющей (у сверхтекучего компонента нет энтропии). В первом случае для измерения разности давлений ΔP до и после кольца можно использовать третью слабую связь. Если разность давлений приложить к третьему переходу (нанодросселю), то на нем вследствие нестационарного эффекта Джозефсона должны генерироваться акустические колебания, частота которых Ω пропорциональна ΔP . Однако согласно элементарной теории нестационарного эффекта Джозефсона [24] амплитуда таких колебаний P_0 должна быть много меньше ΔP . Реалистичные оценки P_0 указывают при этом на необходимость создания сверхчувствительного микрофона, способного улавливать акустические колебания с амплитудой на уровне долей пикопакаля [28]. Во втором случае можно измерять прирост энтропии, перенесенной надкритической составляющей $I_q^{4\text{He}}$ на выход кольца сверхтекучего интерферометра, если выход будет термически нагружен на рабочее тело магнитного калориметра.

Какие же параметры и сигналы может измерять ПТ ^4He -сквид? Разность фаз, при которой устанавливается результирующий критический ток $I_c = I_c(\varphi)$, определяется как

$$\varphi - \varphi_0 = \frac{1}{\hbar} \oint \mathcal{P} dr = \frac{1}{\hbar} \oint (p - qA) dr.$$

Обычный сверхпроводящий сквид реагирует на второе слагаемое, стоящее под знаком контурного интеграла ($q = 2e$ – заряд куперовской пары). С помощью теоремы Стокса в нем можно перейти от векторного потенциала A к потоку поля B , пронизывающему кольцо и отнесенному к кванту потока:

$$\frac{q}{\hbar} \oint A dr = \frac{2e}{\hbar} \iint B ds = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}.$$

В этом случае вклад первого слагаемого компенсируется калибровочным преобразованием второго. Для сверхтекучего ^4He первое слагаемое оказывается вообще единственным, т. к. $q = 0$. Тогда в условиях вращения ^4He с угловой частотой ω по тороидальной трубе радиусом r (включающей в себя две слабые связи) импульс $p = m\omega r$ (где m – масса гелия), а $|dr| = r d\theta$ ($0 < \theta < 2\pi$). При этом

первое слагаемое – циркуляция, отнесенная к кванту действия \hbar , может быть преобразовано в отношение момента количества движения сверхтекучего гелия L к постоянной Планка \hbar :

$$\frac{1}{\hbar} \oint \mathcal{P} dr = \frac{1}{\hbar} \oint m\omega r^2 d\theta = \frac{2\pi L}{\hbar}.$$

По аналогии со сверхпроводимостью $I_c^{4\text{He}}$ оказывается периодической функцией фазы $2\pi L/\hbar$: $I_c^{4\text{He}} = I_c^{4\text{He}}(2\pi L/\hbar)$, что может быть также получено в рамках фейнмановской квантовой гидродинамики [17]. Фаза $2\pi L/\hbar$, регистрируемая ПТ ^4He -сквидом в процессе измерения $I_c^{4\text{He}}(2\pi L/\hbar) = I_0^{4\text{He}} - I_q^{4\text{He}}$, позволит определить момент количества движения сверхтекучего ^4He в долях постоянной Планка, аналогично возможности ПТ-сквида измерять поток в долях Φ_0 (чувствительность современных коммерческих сквидов не хуже $10^{-5}\Phi_0$ в полосе $\Delta f = 1$ Гц [14]).

Чтобы высокая чувствительность сквида (обычного несверхтекучего) не осталась по отношению к реальному эксперименту чистой абстракцией, было разработано специальное согласующее устройство – сверхпроводящий трансформатор потока, позволяющее вводить измеряемый магнитный поток из области, размер которой определяется конкретными условиями опыта, в рабочее кольцо сквида, содержащее джозефсоновские переходы. Размеры этого кольца как у сквидов постоянного тока, так и у сквидов с радиочастотным подмагничиванием, довольно жестко ограничены сверху. Однозначность зависимости выходного сигнала от измеряемого магнитного потока (в пределах одного кванта) требует в системах обоих типов выполнения условия $LI_c(\Phi = 0) \lesssim \Phi_0$, где L – индуктивность кольца, $I_c(\Phi = 0)$ – амплитуда джозефсоновского критического тока. Если поток измеряется на большой площади, его вводят в большее (сигнальное) кольцо системы из двух колец, образующей замкнутый сверхпроводящий контур, суммарный поток в котором сохраняется. Малое кольцо связывается со сквидом с максимально возможным коэффициентом взаимной индукции. Так устроен сверхпроводящий трансформатор потока [29].

В условиях сверхтекучести подобное согласующее устройство – трансформатор момента вращения – трудно создать по двум причинам. Во-первых, трудно найти прямой аналог магнитного поля, обеспечивающий связь трансформатора со сквидом. Во-вторых, в теории сверхтекучести имеется только один размерный параметр – длина когерентности, в то время как в случае сверхпроводимости есть еще один – лондоновская глубина проникновения поля λ_L . На масштабах, меньших λ_L , возможна передача импульса бездиссипативного движения частиц из одного замкнутого контура в другой, чему отвечает коэффициент взаимной индукции $\mathcal{M} = \mu_0 \lambda_L$. В случае сверхтекучести при создании трансформатора следует искать другие подходы, и если исходить из релятивистской природы магнитного поля, то по аналогии следует найти неэкстенсивный макроскопический параметр, явно зависящий от скорости течения. Такой параметр (давление P) предоставляет интеграл Бернулли – известное решение уравнения Эйлера в гидродинамике в отсутствие вязкого трения, что соответствует условию сверхтекучести. Чтобы проследить, как возникает связь движений жидкости в двух замкнутых контурах, т. е. пе-

редача момента количества движения из первого контура во второй, предположим, что в первом сверхтекучая жидкость двигалась со скоростью V_1 , а во втором она изначально покоилась, т. е. $V_2 = 0$. Запишем интеграл Бернулли для области прямого контакта, где оба контура фактически сливаются:

$$P_1 + \frac{\rho V_1^2}{2} = P_2 + \frac{\rho V_2^2}{2} = \text{const.}$$

После выравнивания давления ($P_1 = P_2$) в обоих контурах должна установиться одинаковая скорость движения жидкости и таким образом момент вращения из первого контура будет передан во второй (рис.2).

Объединение в единую систему ПТ ^4He -скида и магнитного калориметра (т. е. комбинации рабочего парамагнетика с обычным скидом) в некотором смысле аналогично построению упомянутых в начале статьи двухступенчатых ПТ-скидов. При этом роль первой ступени здесь будет играть ПТ ^4He -скид, а роль второй – магнитный калориметр. Обе эти ступени обладают огромным коэффициентом усиления регистрируемого сигнала: первая – за счет джозефсоновской нелинейности в ^4He , вторая – как магнитный преобразователь с обычным скидом на выходе. Сложности создания описываемого интерферометра на волнах материи в сверхтекучем ^4He вполне сопоставимы с трудностями практической реализации квантового компьютера. Однако в отличие от компьютера, для создания которого до сих пор по существу не решены некоторые основополагающие проблемы, разработку гелиевого интерферометра на данный момент можно считать концептуально завершённой.

Квантовый интерферометр на сверхтекучем ^4He , объединённый в единую систему с предложенным выше трансформатором момента количества движения (1, 2 на рис.1), представляет собой сверхчувствительный датчик поворотов с ультрамалыми угловыми скоростями. Датчик оказывается универсальным детектором сверхслабых механических колебаний, сводящихся к поворотам в его собственной системе отсчета. Создание такого прибора позволит осуществить проверку нетривиальных предсказаний общей теории относительности, таких как существование эффекта Лензе–Тирринга [30], гравитационных волн и т. п.

Оценим момент количества движения, переданный гравитационной волной сверхтекучему трансформатору, когда волновой вектор лежит в плоскости его сигнального кольца:

$$L = pR = \left(m\omega_g R |\delta g_{ij}| \frac{R}{\lambda_g} \right) R = \frac{m\omega^2 R^3}{2\pi c} |\delta g_{ij}|,$$

где m – общая масса ^4He , первоначально покоящегося в трансформаторе; R – радиус кольца; ω_g , λ_g и $|\delta g_{ij}|$ – соответственно частота, длина и амплитуда гравитационной волны; R/λ_g – фактор квазистационарности кольца, используемого в качестве антенны. При $m = 1$ кг,

$R = 1$ м, $\omega_g = 4500$ рад/с переданный момент оказывается порядка одного кванта действия ($L = \hbar$), когда амплитуда колебаний метрического тензора в гравитационной волне $|\delta g_{ij}| \approx 10^{-32}$. Такая чувствительность приемника превышает на 10 (!) порядков чувствительность лучших современных гравитационных детекторов. При этом ПТ ^4He -скид, по-видимому, сможет измерять L в долях постоянной Планка, аналогично тому как обычный современный ПТ-скид в полосе частот $\Delta f = 1$ Гц регистрирует величину $10^{-5} \Phi_0$. Хотя, конечно, и коэффициент передачи трансформатора потока скида может оказаться существенно меньшим единицы: так, у современных сверхпроводящих трансформаторов потока он составляет ~ 0.01 .

1. Clarke J. *Phys. Today*, **39** (3), 36 (1986).
2. Voss R.F. et al. *Proc. Second Int. Conf. on Supercond. Quantum Devices* (Berlin, 1980, p. 94).
3. Voss R.F., Laibowitz R.B., Raider S.I., Clarke J. *J. Appl. Phys.*, **51**, 2306 (1980).
4. Ketchen M.B., Voss F. *Appl. Phys. Lett.*, **35**, 812 (1979).
5. Clarke J. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **27**, 1896 (1980).
6. Ketchen M.B., Jaycox J.M. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 736 (1982).
7. Pierce J.M., Opfer J.E., Rorden L.H. *IEEE Trans. Magn.*, **10**, 599 (1974).
8. Falferi P. *Class. Quantum Grav.*, **21**, S973 (2004).
9. Gottardi L., Podt M., Bassan M., et al. *Class. Quantum Grav.*, **21**, S1191 (2004).
10. Buhler M., Umlauf E. *J. Low Temp. Phys.*, **93**, 697 (1993).
11. Fausch T., Buhler M., Umlauf E. *J. Low Temp. Phys.*, **93**, 703 (1993).
12. Bandler R. et al. *Low Temp. Phys.*, **93**, 709 (1993).
13. Lounasmaa O.V. *Experimental Principles and Methods Below 1 K*. (London, New York: Acad. Press, 1974).
14. Schwartzand Br.B., Foner S. (Eds). *Superconductor Applications: SQUIDS and Machines* (New York: Plenum Press, 1977).
15. Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д. *ЖЭТФ*, **20**, 1064 (1950).
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика* (М.: ИФМЛ, 1976, т. 5, ч. 1).
17. Фейнман Р. *Статистическая механика* (М.: Мир, 1978).
18. *Физика низких температур*. Под ред. А.И.Шальникова (М.: ИЛ, 1959).
19. Steenland M.J., de Klerk D., Gorter C.J. *Physica*, **15** (8-9), 711 (1949).
20. Колмогоров А.Н., Журбенко И.Г., Прохоров А.В. *Введение в теорию вероятностей* (М.: Наука, 1982).
21. Poole Ch.P. *Electron Spin Resonance* (New York, London, Sydney: John Wiley & Sons, 1967).
22. Ципенюк Ю.М. *Принципы и методы ядерной физики* (М.: Энергоатомиздат, 1993).
23. Waysand G. et al. *J. Low Temp. Phys.*, **93**, 485 (1993).
24. Tilley D.R., Tilley J. *Superfluidity and Superconductivity* (New York, Cincinnati, Toronto, London, Melbourne: Van Nostrand Reinhold Comp., 1974).
25. Richards P.L., Anderson P.W. *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 540 (1965).
26. Hoskinson E., Packard R.E., Haard Th.M. *Nature*, **433**, 376 (2005).
27. Головашкин А.И., Жерихина Л.Н., Цховребов А.М., Кулешова Г.В. *Тез. докл. 1-й междунар. конф. «Фундаментальные проблемы ВТСП»* (Звенигород, 2004, с. 283).
28. Головашкин А.И., Гуденко А.В., Жерихина Л.Н. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **60** (8), 595 (1994).
29. Головашкин А.И., Кулешова Г.В., Цховребов А.М., Измайлов Г.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 11, 6 (2002).
30. Хриплович И.Б. *Общая теория относительности* (М.: Изд-е Ин-та компьютерных исследований, 2002).