

УДК 537.62 + 538.97:536-34

## Возможности метода адиабатического размагничивания в низкофоновых экспериментах

А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, В. М. Мишачев,  
В. Ф. Троицкий, А. М. Цховребов  
Физический институт им. Лебедева РАН, Москва, Россия

Г. Н. Измайлов

Московский авиационный институт (Государственный технический университет),  
Москва, Россия

*Предложена схема использования магнитного калориметра для регистрации редких событий физики элементарных частиц, а также для решения ряда задач прикладного характера. В предлагаемой схеме детектор приводится в рабочее состояние известным в технике низких температур методом адиабатического размагничивания, при этом магнитный отклик измеряется квантовым интерферометром. Рассмотрены особенности работы детектора в области ферромагнитного перехода. Предложен способ селекции событий с использованием больших времен спин-решеточной релаксации парамагнетика. Описан метод детектирования сверхмалых энерговыделений на метастабильных состояниях системы с фазовым переходом второго рода.*

Научно-технический прогресс техники сверхпроводящих квантовых интерферометров (SQUID) усиливает актуальность освоения этих достижений в области прикладных наук. Разумеется, функционирование SQUID в реальном эксперименте требует выполнения определенных условий, и в этом смысле открытие высокотемпературной сверхпроводимости пока на ситуацию существенно не повлияло. Однако и на классических сверхпроводниках у SQUID уже достигнуто разрешение на уровне  $\delta\Phi = 6 \cdot 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{\Gamma_{\text{ц}}}$  [1] (где  $\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15}$  Вб — квант магнитного потока).

Ниже будут рассмотрены принципиальные схемы регистрации предельно малых энерговыделений на основе адиабатически размагниченного парамагнетика, находящегося при сверхнизкой ( $T \cong 100$  мК) рабочей температуре, магнитный момент которого непрерывно регистрируется квантовым интерферометром. Подобные схемы могут использоваться для детектирования элементарных частиц, слабо взаимодействующих с веществом, а также при решении ряда обсуждаемых ниже задач прикладного характера.

Энерговыделение в результате взаимодействия частиц с веществом позволяет регистрировать их

по тепловому отклику, который фиксируется SQUID, измеряющим магнитную восприимчивость  $\chi = \chi(T)$ . Такие измерения можно получить с помощью известного в технике сверхнизких температур магнитного термометра [2], действие которого основано на законе Кюри-Вейса  $\chi(T) = \alpha/(T - T_c)$ , где  $T \gg T_c$ ,  $T_c$  — температура Кюри. Казалось бы, рост парамагнитного вклада в теплоемкость  $C_m(T) \sim 1/T^2$  с уменьшением температуры должен понизить чувствительность детектора, но вместе с тем увеличивается производная магнитной восприимчивости по температуре, что сохраняет чувствительность системы на прежнем уровне. Наоборот, следует поддерживать достаточно низкую температуру, иначе доминирующим окажется фонный вклад  $C_p(T) \sim T^3$  в теплоемкость, и общая чувствительность системы снизится. Приведем соответствующие формулы для случая парамагнитного цилиндра высотой  $h$ :

$$C_m = \frac{\alpha(B^2 + B_r^2)}{T^2};$$

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{C_m + C_p} \cong \frac{\Delta E}{C_m} = \frac{T^2}{\alpha(B^2 + B_r^2)} \Delta E;$$

$$\Delta\Phi = \frac{\mu_0 \Delta M}{h} = \frac{\mu_0 B}{h} \frac{\partial \chi}{\partial T} \Delta T \cong$$

$$\cong -\frac{\mu_0 B a}{h T^2} \Delta T \cong -\frac{\mu_0 B}{h(B^2 + B_r^2)} \Delta E,$$

где  $\Delta\Phi$  — приращение магнитного потока, вызванное энерговыделением  $\Delta E$  и регистрируемое SQUID;

$M$  — магнитный момент цилиндра;

$B$  — внешнее магнитное поле;

$B_r$  — остаточное поле парамагнетика;

$\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума.

К слабым сторонам детектора, действующего по этому принципу [3–5], в первую очередь следует отнести необходимость стабилизации внешнего поля  $B$  (пусть даже небольшого  $B \cong B_r$ ), а также необходимость точной балансировки градиентометрической системы SQUID [6]. Во-вторых, подобный детектор практически невозможно использовать в режиме адиабатического калориметра, так как на старте рабочее тело требуется охладить до  $T \cong 100$  мК (при этом его магнитная теплоемкость велика), а затем адиабатически изолировать. Следовательно, к тепловому ключу должны предъявляться жесткие и во многом противоречивые требования. В-третьих, как видно из формул, максимальная чувствительность (когда  $B \cong B_r$ ) растет с уменьшением остаточного поля, как  $1/B_r$ . В реальных парамагнетиках  $B_r \cong 100$ ; более слабые остаточные поля можно найти в ядерном магнетизме, так у меди  $B_r \cong 3$  Э. Однако чтобы магнитная теплоемкость ядер доминировала, необходимо более сильное охлаждение, для обеспечения которого скорее всего потребуется ступень ядерного размагничивания.

Эти неудобства естественным образом устраняются, если метод адиабатического размагничивания (ранее широко применявшийся для получения сверхнизких температур [2]) положить в основу схемы регистрации сверхмалых энерговыделений (рис. 1). Чтобы привести предлагаемый детектор в рабочее состояние, парамагнетик сначала поляризуется сильным магнитным полем, при этом необходимо отвести тепло, например, установив необходимое давление теплообменного газа, охлаждающего рабочее тело. Затем парамагнетик изолируется (газ откачивается) и внешнее поле уменьшается практически до нуля. Как известно, при этом парамагнитное тело охлаждается, а отношение  $B/T$  в ходе размагничивания сохраняет свое исходное значение, т. е. играет роль адиабатического инварианта, чем формально и объясняется понижение температуры. Важно также, что и после вывода поля парамагнетик останется поляризованным,

т. е. при полном отсутствии внешнего теплопритока его магнитный момент  $M$  остается неизменным. Любое энерговыделение разогревает и разупорядочивает спиновую систему, понижает общий магнитный момент и таким образом может регистрироваться без внешнего поля и точной балансировки SQUID. Такой детектор может функционировать только в режиме адиабатического калориметра. Для него не требуется внешнего охлаждения (охлаждает "сам себя"), не нужен и тепловой ключ с неординарными характеристиками, так как основной отвод тепла (перед размагничиванием) производится при относительно высокой стартовой температуре ( $T \cong 1$  К). Эффект "самоохлаждения" в цикле размагничивания может оказаться полезным обстоятельством при разработке детекторов элементарных частиц и радиометров субмиллиметрового диапазона, предназначенных для работы в космосе, где в условиях невесомости рефрижераторы растворения  $\text{He}^3/\text{He}^4$  традиционных схем неработоспособны.

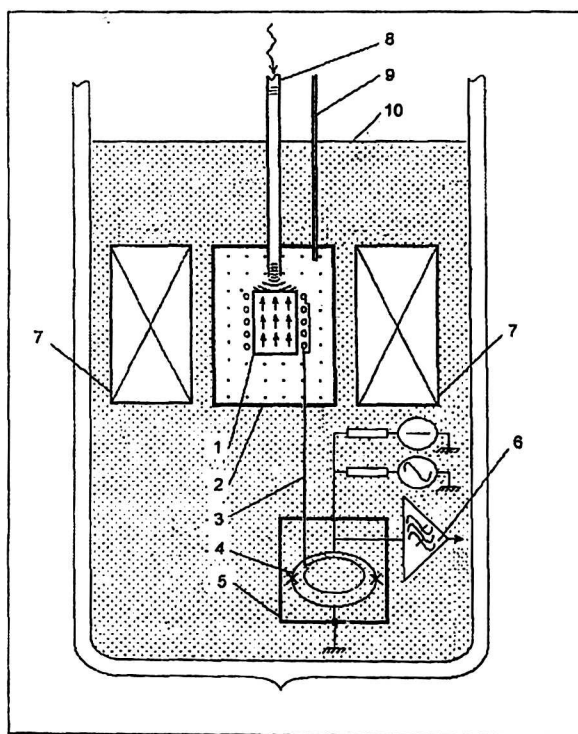


Рис. 1. Блок-схема адиабатического парамагнитного калориметра:

- 1 — парамагнитное рабочее тело калориметра, охваченное катушкой сверхпроводящего трансформатора потока;
- 2 — герметизированная оболочка адиабатического калориметра; 3 — малоиндуктивная двухпроводная линия сверхпроводящего трансформатора потока; 4 — DC-SQUID, связанный с катушкой трансформатора потока; 5 — сверхпроводящий экран; 6 — входные элементы электроники DC-SQUID; 7 — сверхпроводящий соленоид; 8 — ввод излучения в калориметр (герметизированный световод/волновод); 9 — линия напуска/откачки теплообменного гелия; 10 — уровень гелия в криостате ( $\text{He}^4$  или  $\text{He}^3$  под откачкой,  $T < 4,2$  К)

Энтропия  $S$  и магнитный момент  $M$ , как известно, могут быть выражены через статистическую сумму  $Z$  в виде

$$S = k \frac{\partial}{\partial T} (T \ln Z), \quad M = kT \frac{\partial}{\partial B} (\ln Z),$$

где  $k$  — постоянная Больцмана.

Статсумма спиновой системы зависит только от отношения  $B_i/T = \beta$ , играющего роль адиабатического инварианта при размагничивании, где

$$B_i = \sqrt{B^2 + B_r^2}.$$

Тогда

$$Z = Z(B_i/T) = Z(\beta),$$

$$M = \frac{kB}{B_i} \frac{\partial}{\partial \beta} (\ln Z),$$

$$S = k \ln Z - kB \frac{\partial}{\partial \beta} (\ln Z) \cong k \ln Z - \frac{B_i^2 M}{BT}.$$

Варьируя последнюю формулу  $\Delta S \cong k \Delta(\ln Z) - \frac{B_i^2 \Delta M}{BT}$ , устремляя внешнее поле к нулю и пренебрегая первым членом, получим

для приращения энтропии  $\Delta S \cong -\frac{B_i^2 \Delta M}{BT}$ . При

взаимодействии элементарной частицы с веществом после установления теплового равновесия в системе решетка/спины энтропия возрастает на величину  $\Delta S = \Delta E/T$ . Уменьшение магнитного момента цилиндрического рабочего тела высотой  $h$  вызовет изменение магнитного потока  $\Delta \Phi = \mu_0 \Delta M/h$ . Наименьшее регистрируемое приращение магнитного момента  $\delta M$  и спиновой энтропии  $\delta S$  ограничивается в данном случае разрешающей способностью SQUID по потоку  $\delta \Phi$ , соответственно,

$$|\delta S| \cong \left| \frac{B_i^2 \Delta M}{BT} \right| = \left| \frac{(B^2 + B_r^2) h \delta \Phi}{B \mu_0 T} \right|,$$

что дает для оценки энергетической чувствительности детектора

$$|\delta E| \cong |T \delta S| \cong \left| \frac{(B^2 + B_r^2) h \delta \Phi}{B \mu_0} \right|.$$

Как видно, энергетическая чувствительность не зависит от площади основания парамагнитного цилиндра. Этот свободный параметр может оказаться полезным при расчете трансформатора

потока. С учетом коэффициента передачи последнего в качестве разумного значения разрешающей способности SQUID по потоку  $\delta \Phi$  (приведенной ко входу трансформатора) примем для оценок  $\delta \Phi = 10^{-5} \Phi_0 / \sqrt{\Gamma_{\text{ц}}}$  [5]. Тогда при  $B \cong B_r \cong 100$  Э,  $h = 1$  см оценка чувствительности детектора составляет  $\delta E = 3 \cdot 10^{-18}$  Дж/√Гц. Определенный интерес представляет собой возможность изготовления рабочего тела детектора в виде парамагнитной пленки микронной толщины в единой с *dc*-SQUID планарной технологии. Разрешение по энергии при этом может составить уже  $\delta E = 3 \cdot 10^{-22}$  Дж/√Гц = 0,002 эВ/√Гц, однако из-за малой теплоемкости пленки время работы такого детектора в режиме адиабатического калориметра существенно ограничивается неконтролируемыми теплопритоками.

Случай, когда внешнее поле  $B$  выводится полностью (конечное значение  $B = 0$ ), следует рассмотреть отдельно. В теории парамагнетизма квадрат остаточного поля  $B_r^2$  скорее характеризует член второго порядка по магнетону Бора в разложении статсуммы и к реальному магнитному полю не сводится. Согласно третьему началу термодинамики взаимодействие внутри спиновой системы при достаточно низкой температуре  $T \cong T_c$  должно вызвать фазовый переход. В случае ферромагнитного упорядочения система окажется намагниченной даже при  $B = 0$ . Теперь следует анализировать возникновение такой намагниченности в адиабатических условиях. Выше отмечалось, что энтропия спиновой системы явно зависит только от отношения  $B_i/T = \beta$ , тогда, устанавливая на старте адиабатического размагничивания достаточно большое начальное  $\beta_i$  (допустимо некоторое насыщение  $\mu_B B_{ii} > kT_i$ ,  $\mu_B$  — магнетон Бора), можно в ходе размагничивания достичь  $T_c$  при ненулевом внешнем поле  $B = B(T_c) > 0$ . Определяя восприимчивость при  $T > T_c$  в рамках теории Гизбурга-Ландау фазовых переходов 2-го рода и сравнивая с данными теории парамагнетизма Ланжевена, можно получить в "микроскопическом" виде значение первого коэффициента разложения свободной энергии по параметру порядка (магнитному моменту):

$$F = F_0 + a(T - T_c)M^2 + bM^4;$$

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

$$\chi_L = \frac{NJ(J+1)\mu_B^2 g^2}{3k(T - T_c)};$$

$$a = \frac{3k}{2NJ(J+1)\mu_B^2 g^2},$$

где  $J$  — квантовое число полного углового момента;

$g$  — фактор Ланде;

$N$  — количество парамагнитных ионов в рабочем теле.

Из теории Гинзбурга-Ландау энтропия  $S = S_0 + a^2/2b(T - T_c)$ , а величина спонтанного момента, отвечающего минимуму свободной энергии,  $M = \sqrt{\frac{a}{2b}(T_c - T)}$ .

Тогда

$$S = S_0 + aM^2 = S_0 + \frac{3kM^2}{2NJ(J+1)\mu_B^2 g^2}.$$

Эта зависимость подтверждается calorиметрическими измерениями парамагнитных солей с остаточным магнитным моментом при  $T \cong T_c$  [7, 8]. Прямая связь энтропии с величиной спонтанного момента по существу и обеспечивает возможность работы детектора в области ферромагнитного перехода.

Уменьшая внешнее поле от  $B = B(T_c)$  до нуля, мы тем самым изменяем парамагнитный вклад в энтропию на величину

$$S_{pm} = -\frac{\partial S_{pm}}{\partial B} B(T_c) \cong \frac{2NJ(J+1)\mu_B^2 g^2 B^2(T_c)}{3kT_c^2},$$

где производная  $\partial S_{pm}/\partial B$  определяется из приближенного разложения в ряд статсуммы спиновой системы. По условию адиабатичности рост парамагнитного вклада должен компенсироваться уменьшением ферромагнитного  $S_{pm} + S_{fm} = 0$ , в то время как из теории Гинзбурга-Ландау  $\Delta S_{pm} = -aM^2$ . Откуда для спонтанного момента, инициированного выводом внешнего поля в нуль, получаем

$$M = \sqrt{\frac{\partial S}{\partial B} \frac{B(T_c)}{a}} = \frac{2NJ(J+1)\mu_B^2 g^2 B(T_c)}{3k T_c}.$$

Чтобы связать приращение момента  $\Delta M$  с вызывающим его энерговыделением  $\Delta E$ , проварьируем энтропию, взятую из теории Гинзбурга-Ландау при полностью выведенном внешнем поле ( $B = 0$ ):

$$\frac{\Delta E}{T_c} \cong \Delta S_{fm} \cong -2aM\Delta M = -\frac{2B(T_c)}{T_c} \Delta M.$$

Затем, пересчитывая вариацию магнитного момента в поток, измеряемый SQUID, получим для чувствительности детектора по энергии  $\delta E = 2hB(T_c)\delta\Phi/\mu_0$ , где  $h$  — высота рабочего тела. В принципе, начальные условия адиабатического размагничивания могут быть выбраны таким образом, что  $B(T_c) < B_r$ . Тогда из последней формулы следует, что разрешающая способность по энергии у детектора, работающего в области фазового перехода, может оказаться существенно выше, чем у детектора на обычном парамагнетике.

Далее кратко остановимся на особенностях установления теплового равновесия спиновой системы с колебаниями кристаллической решетки рабочего тела детектора. Известно, что с понижением температуры значительно возрастает время спин-решеточной релаксации  $\tau_{sp}$ , которым обычно определяется продольная релаксация намагниченности. Неупругое рамановское рассеяние фонона с переворотом электронного спина вносит вклад в  $\tau_{sp}$ , пропорциональный приблизительно  $1/T^7$  (или даже  $1/T^9$ ); орбаховское рассеяние с участием дополнительного электронного уровня обеспечивает температурную зависимость типа  $\exp(-\Delta E/kT)$ , где  $\Delta E$  определяется положением уровня. Однако ниже 1 К рост времени продольной релаксации ограничивается на уровне секунд за счет процессов прямого обмена между спиновой системой и решеткой с характерной температурной зависимостью  $\tau_{sp} \sim 1/T$ . Именно "умеренные" значения  $\tau_{sp}$  и позволяют использовать магнитный термометр в области сверхнизких температур. В металлах при этих температурах тепловое равновесие системы спины/решетка благодаря электронфононному взаимодействию носителей тока устанавливается еще быстрее, чем в диэлектриках. Время релаксации выражается через электронную температуру в этом случае как  $\tau_{sp} = K/T_e$ , где  $K$  — постоянная Коринги ("слегка зависящая" от магнитного поля  $K = K(B)$ ). Последнее позволяет использовать в детекторе парамагнетизм металла [5], однако при этом нельзя не учитывать эффект Кондо: экранирование электронами проводимости магнитного момента примесного иона. 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 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, возможно работать и с ядерным магнетизмом металлов — явно величина магнетона Бора в выражение для энергетической чувствительности не входит. Времена релаксации ядерного магнитного термометра с металлическим рабочим телом при сверхнизких температурах благодаря электронам проводимости также невелики. Но в силу малости ядерного магнетона для поляризации ядер потребуются более жесткие стартовые условия: сильные магнитные поля и температуры на уровне 10 мК, что обычно обеспечивается охлаждающей ступенью рефрижератора растворения  $\text{He}^3/\text{He}^4$ . Использование медного рабочего тела с  $B_r \approx 3$  Э согласно формуле энергетической чувствительности позволяет получить  $\delta E = 10^{-19} \text{ Дж}/\sqrt{\text{Гц}} = 0,6 \text{ эВ}/\sqrt{\text{Гц}}$  (при  $h = 1 \text{ см}$ ,  $\delta\Phi = 10^{-5} \Phi_0/\sqrt{\text{Гц}}$ ). Подчеркнем, ступень ядерного размагничивания будет использоваться здесь не просто для охлаждения детектора, что имеет место в известных датчиках с магнитным термометром, а как основной регистрирующий элемент системы. Детектор на ядерном магнетизме может оказаться перспективным в экспериментах по регистрации слабо-взаимодействующих массивных частиц (WIMP), из которых, как предполагается, состоит гипотетическая темная материя Вселенной, составляющая, по оценкам, до 90 % ее массы. Небарионная природа WIMP (и, разумеется, отсутствие у них электрического заряда) допускает регистрацию этих частиц только благодаря ненулевой массе при "лобовом" соударении с ядрами обычного вещества. Постоянное наблюдение за магнитным моментом ядерной системы даст возможность "напрямую" регистрировать такие соударения.

В качестве альтернативного пути можно применить в детекторе парамагнетик с достаточно большими временами спин-решеточной релаксации при его рабочих температурах. Малая интенсивность взаимодействия элементарных частиц с веществом определяется отсутствием у них электрического заряда (нейтрино трех поколений; суперсимметричные спутники фотона, нейтрона и т. п.; WIMP и пр. "экзотика"). Регистрировать подобные частицы предлагаемым детектором можно благодаря рождению в рабочем теле вторичных заряженных частиц (в случае WIMP — ядра отдачи). При этом слабость взаимодействия с веществом означает маловероятность таких событий, но само событие (рождение вторичных частиц) обязательно должно быть пространственно локализовано.

Аналогично проблеме регистрации слабо-взаимодействующих частиц можно рассматривать и задачу наблюдения редких событий таких,

как двойной  $\beta$ -распад (измерение массы нейтрино) и тройной  $\beta$ -распад (поиск Голдстоуновских бозонов). Согласно известной формуле Бете-Блоха ионизационные потери вторичных заряженных частиц не могут быть менее  $2 \text{ МэВ}\cdot\text{см}^2/\text{г}$ . Следовательно, потери энергии однозарядной вторичной частицы при плотности парамагнетика порядка  $5 \text{ г}/\text{см}^3$  составят, как минимум,  $10 \text{ МэВ}$  на  $1 \text{ см}$  пути. Значит, на каждом периоде решетки вдоль трека вторичная частица теряет свыше  $1 \text{ эВ}$  энергии, что приводит к мгновенному локальному разогреву трека вплоть до  $10^4 \text{ К}$ . При этом  $\tau_{sp}$  сразу упадет на много порядков и окажется уже на уровне микросекунд, а между решеткой и спиновой системой в этот момент будет происходить быстрый, сильно неравновесный теплообмен. По окончании локального теплообмена большая часть энергии будет передана "ближайшим" к треку электронам; магнитная же система термализуется по прошествии времени спин/спиновой релаксации, которое обычно гораздо меньше равновесного значения  $\tau_{sp}$ . Преимущество детектора с большим  $\tau_{sp}$  заключается в возможности естественной временной селекции событий, что позволит игнорировать медленный дрейф магнитного момента вследствие неконтролируемых теплопритоков, как не имеющий отношения к искомому событию.

Адиабатический магнитный калориметр с малым временем установления термического равновесия может рассматриваться как идеальный пропорциональный детектор частиц. Очевидно, что тепловой отклик в нем пропорционален потерям энергии частицы в адсорбере, и если полное сечение взаимодействия с рабочим веществом калориметра достаточно велико, то амплитуда отклика отвечает исходной энергии частицы. Приведенные выше оценки энергетической чувствительности показывают достижимость разрешающей способности по энергии на уровне единиц электронвольт для потока  $1 \text{ част.}/\text{с}$ . Столь высокое разрешение позволило бы, например, существенно повысить эффективность метода рентгеновской флюоресценции при определении содержания ценных металлов в горной породе, для чего в настоящее время эксплуатируются кремний-литиевые полупроводниковые пропорциональные детекторы с разрешением в сотни электронвольт. Прямое преобразование энергии падающей частицы в тепловой отклик с высоким амплитудным разрешением позволило бы решить известную задачу создания пропорционального детектора нейтронов. Чтобы измерить энергию нейтрона ее сначала необходимо передать заряженной (т. е. способной "ощутимо" взаимодействовать с веществом) частице. Так, в

органических сцинтилляторах энергия передается протону, а затем высвечивается и определяется по интенсивности суммарной вспышки. Высвечиваясь, энергия протона преобразуется в излучение вполне детерминированно. Однако передача энергии от нейтрона к протону зависит от неопределенного параметра — угла разлета при соударении. Эта неопределенность может быть продемонстрирована при решении системы уравнений, отвечающих законам сохранения энергии/импульса для частиц с близкими массами. В итоге аппаратная функция такого детектора получается настолько широкой, что об энергетическом разрешении говорить не приходится. Измеряя SQUID тепловой отклик достаточно большого кристалла тяжелой воды, можно было бы решить проблему создания пропорционального детектора нейтронов.

Оценки предельной чувствительности известных детекторов на перегретых сверхпроводящих гранулах [9], полученные с использованием эмпирических параметров типа критического поля перегрева, демонстрируют значения того же уровня, что были получены выше для магнитного детектора. В детекторе на перегретых гранулах элементарная частица инициирует переход в нормальное состояние сверхпроводника 1-го рода, предварительно введенного в метастабильное состояние магнитным полем выше критического при данной температуре. Однако о практической реализации такого рода предельных значений чувствительности говорить скорей всего не придется, а реальное разрешение детекторов на перегретых гранулах исчисляется сотнями электронвольт, что, по-видимому, исключает использование их в высокоточных исследованиях спектров  $\beta$ -распада и прикладных задачах рентгеновской флуоресценции. Существенным недостатком таких детекторов является малая (порядка процента от общего числа гранул) эффективность использования всей массы сверхпроводника, что значительно снижает вероятность регистрации частицы, попавшей в детектор. Ожидаемая частота таких событий, как регистрация WIMP, приведенная к массе детектора, оценивается на уровне 1 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 WIMP. Более того, магнитные тепловые детекторы (в том числе и предлагаемые адиабатические калориметры) обладают по сравнению с другими типами тепловых детекторов элементарных частиц тем существенным преимуществом, что позволяют наращивать массу

рабочего тела без потери чувствительности, а, как известно, с ростом массы растут общее сечение взаимодействия и вероятность регистрации частицы. В "обычных" немагнитных системах (например, адсорбер/полупроводниковое термосопротивление) с ростом массы растет теплоемкость рабочего тела, а регистрируемый температурный отклик, естественно, падает. В магнитных детекторах с ростом массы температурный отклик падает, но при этом растет регистрируемое изменение магнитного момента. Фактически чувствительность сохраняется благодаря тому, что в магнитных системах функции рабочего тела и датчика температуры объединены. Можно сказать, что предлагаемый магнитный адиабатический калориметр вообще измеряет не температурный отклик, а общее изменение энтропии системы.

Отметим, что в методе регистрации частиц с использованием перегретых сверхпроводящих гранул эксплуатируется триггерный эффект, отвечающий скачкообразному переходу из метастабильного в основное состояние, если инициирующее энерговыделение превышает потенциальный барьер, разделяющий эти состояния. Метастабильное состояние реализуется при наличии в системах фазового перехода первого рода — медленно перегревая сверхпроводник выше критической температуры при данном поле, можно сохранить его в сверхпроводящем состоянии, которое оказывается теперь метастабильным. Однако триггерный эффект возможен и в системах с фазовым переходом второго рода. Согласно теории Гинзбурга-Ландау, в разложении свободной энергии по параметру порядка имеются два минимума — два основных состояния, два вакуума возбуждений (рис. 2, а). Если свободная энергия также зависит и от внешнего поля, то с его вводом можно столь существенно "перекосить" характерную зависимость энергии от параметра порядка, так что у системы останется единственное основное состояние (рис. 2, б). Таким образом, вводя достаточно сильное магнитное поле, можно выстроить все спины электронов в одном направлении, а затем вывести поле так, что направление намагниченности будет отвечать вполне определенному минимуму — одному из двух. Если теперь вводить поле в другом направлении, то характерная зависимость энергии от параметра порядка окажется "перекошена в другую сторону", и минимум энергии, в котором находятся электронные спины, окажется теперь метастабильным (см. рис. 2, б). Описанные манипуляции позволяют ввести спиновую систему в состояние ин-

версной заселенности. Потенциальный барьер, разделяющий метастабильное и основное состояние, зависит от поля примерно так:

$$\Delta E(T, B) \cong \Delta E(T, 0) - BM(T),$$

где  $M(T)$  — спонтанный магнитный момент системы в основном состоянии;

$B$  — величина перемагничивающего поля.

Следовательно, подбором перемагничивающего поля можно сколь угодно (вплоть до нуля) уменьшать высоту барьера. Разумеется, потенциальный барьер не следует опускать ниже характерной энергии тепловых возбуждений (ниже физической температуры), иначе произойдет тепловая релаксация инверсной заселенности. Если установлена достаточно низкая температура, то спины будут находиться в метастабильном состоянии сколь угодно долго, до тех пор пока инициирующее энерговыделение не переведет спиновую систему в основное состояние.

SQUID. В некотором смысле триггерный эффект здесь аналогичен индуцированному усилению квантовых генераторов. Подобный триггерный “перескок” из метастабильного состояния под влиянием внешнего импульсного воздействия также возможен в сегнетоэлектриках и ферроэластиках. Свободная энергия в последних разлагается в ряд по четным степеням внутренней механической деформации. Большой интерес представляют здесь сегнетоэлектрики с фазовым переходом второго рода типа смещение, так как параметром разложения свободной энергии в них может быть выбрана как электрическая поляризация, так и механическое смещение подрешеток. Производя последовательность манипуляций электрическим полем аналогично процессу перемагничивания ферромагнетика, можно ввести диэлектрик в метастабильное состояние. В этом состоянии сегнетоэлектрик обладает ненулевым электрическим моментом и

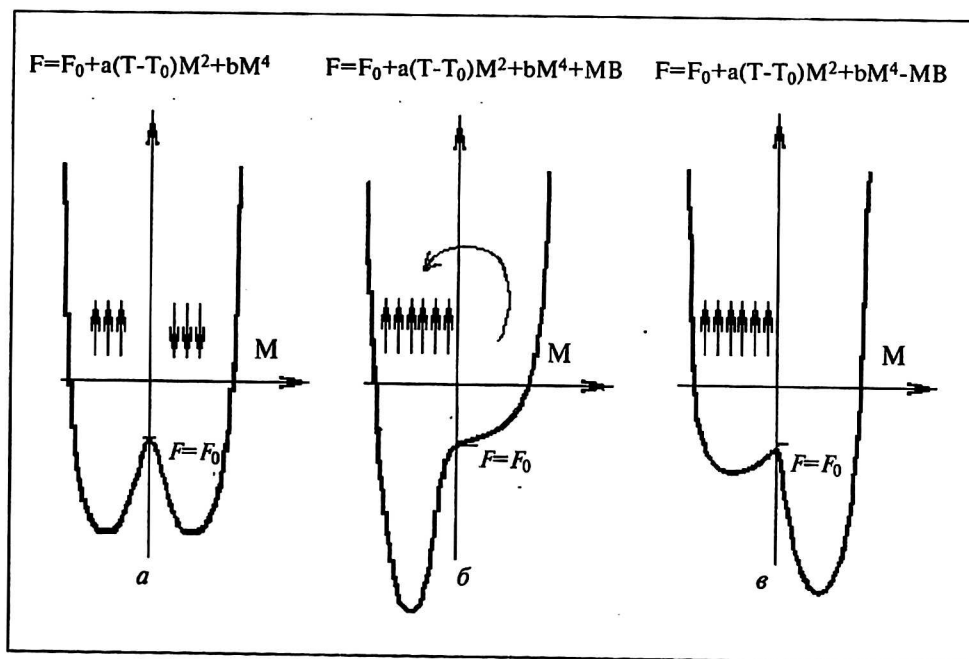


Рис. 2. Последовательность манипуляций внешним полем в системе с фазовым переходом второго рода для ввода ее в метастабильное состояние:

- a* — исходное положение: в отсутствие внешнего поля оба состояния с противоположно направленными спинами вырождены по энергии и одинаково заполнены;
- б* — после ввода поля: одно из состояний системы, например левое, оказывается лежащим ниже по энергии, что диктует его предпочтительное заполнение;
- в* — при установке поля противоположного знака: “поднимаем” “левое” состояние по энергии, т. е. делаем его метастабильным; заполнение сохраняется благодаря потенциальному барьеру

Таким образом, приток частицы вызовет резкое перемагничивание рабочего тела детектора, при этом магнитный отклик может регистрироваться приемной индукционной катушкой с импульсным усилителем, датчиками Холла, а также

ненулевым смещением подрешеток. Метастабильное состояние лежит выше абсолютного минимума энергии и отделено от него потенциальным барьером, высоту которого можно сделать сколь угодно малой, устанавливая необхо-

димое поле поляризации. Любая сколь угодно слабая импульсная "встряска", механически воздействуя на подрешетки, приведет к триггерной переполяризации, легко регистрируемой электрометрическим усилителем. При этом роль сверхслабой механической "встряски", помимо акустической или сейсмической волны, может сыграть и динамическая вариация метрики низкочастотной гравитационной волны. Чувствительность такой системы как детектора гравитационных волн ограничивается только температурой датчика, так как потенциальный барьер нельзя опускать ниже физической температуры, чтобы избежать спонтанной релаксации поляризации.

#### Литература

1. Ketchen M. B., Jaycox J. M.// Appl. Phys. Lett., 1982. № 40. P. 736.
2. Лаунасмаа О. В. Принципы и методы получения температур ниже 1 К. — М.: Мир, 1977.
3. Buhler M., Umlauf E.// J. Low Temp. Phys. 1993. № 93. P. 697.
4. Fausch T., Buhler M., Umlauf E., Low J.// Ibid. P. 703.
5. Bandler R. et al.// Low Temp. Phys. 1993. № 93. P. 709.
6. Слабая сверхпроводимость// Сб. статей/ Под ред. Б. Б. Шварца, С. Фонера. — М.: Мир, 1980.
7. Steenland M. J. Thesis, Leiden, 1952. P. 10.
8. Steenland M. J., de Klerk D., Gorter C. J. Leiden Commun. 284b// Physica, 1949. № 15. P. 711.
9. Waysand G. et al.// J. Low Temp. Phys. 1993. № 93. P. 485.

## Possibilities of a method of an adiabatic demagnetization in low-background experiments

A. I. Golovashkin, L. N. Zherikhina, V. M. Mishachev, V. F. Troitsky,  
A. M. Tskovrebov

P. N. Lebedev Physical Institute Academy of Sciences, Moscow, Russia

G. N. Izmailov

Moscow State Aviation Institute (Technical University), Moscow, Russia

*The employment scheme of a magnetic calorimeter for registration of rare events of an elementary particle physics and problem solving of applied character is suggested. In the offered scheme the detector is activated by known in engineering of low temperatures method of an adiabatic demagnetization, and the magnetic response is measured by a quantum interferometer. The features of operation of the detector are considered in the region of ferromagnetic transition. The way of selection of events with using of major times of spin-lattice relaxation of a paramagnetic material is suggested. The method of detection of supersmall energies release in a metastable state of the system with second-kind transition is described.*