

после каждого измерения в реперной точке затвердевания металла. Предполагается, что сопротивление в тройной точке воды в этом случае соответствует тому же физическому состоянию платины, которое было при градуировке в реперной точке металла. Например, если платина окислилась во время измерения в точке олова, то значение $R(0,01)$, измеренное после, будет соответствовать окисленному состоянию проволоки, и относительное сопротивление $W(T_p)$ не изменится. Однако, если физическое состояние платины изменилось не во время выдержки при температуре затвердевания металла, а во время охлаждения или нагрева, например, под влиянием формирования остаточной деформации и напряжений в платине, то расчет $W(T_p)$ логично проводить, используя среднее арифметическое значение $R_{cp}(0,01)$, найденное по результатам $R(0,01)$ до и после измерений в точке затвердевания металла. Таким образом, исследование возможных процессов в платине при градуировке эталонного термометра связано с разработкой оптимальной методики градуировки термометра типа ЭТС и обработки результатов измерений. Продолжением данной работы должно стать обобщение большого массива накопленных данных калибровок эталонных платиновых термометров различных типов и анализ неопределенности результирующих индивидуальных функций, полученных на основе различных методов расчета относительных сопротивлений $W(T_p)$. Данный вывод важен для разработки новых конструкций термометров и методики их калибровки.

1. **Berry R. J.** Effect of Pt Oxidation on Pt Resistance Thermometry // Metrologia. 1980. V. 16. P. 117—126.
2. **Zhao M., Li X., Chen D.** Experimental study of different filling gases on the stability of metal-sheathed SPRTs in Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry / Ed. D. C. Ripple e. a. // AIP Conf. Proc., Melville, N.Y., 2003. V. 7. P. 339—344.
3. **Ancsin J.** Oxidation of Platinum Resistance Thermometers in Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry / Ed. D. C. Ripple e. a. // AIP Conf. Proc. Melville, N. Y., 2003. V. 7. P. 345—349.
4. **Sakurai H., Tamura O.** Oxidization Characteristics of Standard Platinum Resistance Thermometers // Jpn. J. Appl. Phys. 2011. V. 50. P. 036601. DOI:10.1143/JJAP.50.036601.
5. **Trumic B., Stankovic D., Ivanovic A.** The impact of cold deformation, annealing temperatures and chemical assays on the mechanical properties of platinum // J. Min. Metall. Sect. B-Metall. 2010. V. 46(1) B. P. 51—57.
6. **Berry R. J.** Thermal Strain Effects in Standard Platinum Resistance Thermometers // Metrologia. 1983. V. 19. P. 37—47.
7. **ГОСТ Р 8.571—98.** ГСИ. Термометры сопротивления платиновые эталонные 1-го и 2-го разрядов. Методика поверки.

Дата принятия 16.09.2014 г.

53.06 53.083 53.086

Диэлектрические и магнитные адсорберы в адиабатических калориметрах для измерения сверхмалых энерговыделений

Л. Н. ЖЕРИХИНА¹, Г. Н. ИЗМАЙЛОВ², А. М. ЦХОВРЕБОВ¹

¹ Физический институт РАН им. П. Л. Лебедева, Москва, Россия

² Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия, e-mail: gizmailov@mai.ru

Показано, что в сегнетоэлектриках возможна последовательность процессов, аналогичных происходящим при охлаждении насыщенного парамагнетика в условиях адиабатической деполяризации и его переходу в ферромагнетик. Рассмотрены предпосылки создания диэлектрического калориметра со сверхчувствительностью $0,04 \text{ эВ/Гц}^{1/2}$.

Ключевые слова: магнитный калориметр, адиабатическое размагничивание, парамагнетик, сегнетоэлектрик, малое энерговыделение.

It is shown that in ferroelectrics a special sequence of processes is possible. The sequence is similar to the cycle corresponding to the cooling process in conditions of adiabatic depolarization of saturated paramagnetic and its transition to ferromagnetic. The possibility to create a dielectric ultrahigh sensitivity calorimeter with sensitivity by energy release $0,04 \text{ eV/Hz}^{1/2}$ is considered.

Key words: magnetic calorimeter, adiabatic demagnetization, paramagnetic, ferroelectric, small energy release.

Разработка методов измерений сверхмалых выделений энергии δE — весьма актуальное направление в общезначимом, техническом и метрологическом отношениях. Общезначимая значимость регистрации δE наиболее ярко иллюстрируется возможностью решения фундаментальной

проблемы поиска элементарных частиц, частиц Темной Материи [1] и других слабозаимодействующих с веществом частиц как массивных (WIMP), так и безмассовых (кванты излучения с ультрамалым сечением взаимодействия [2]). В технике регистрация и измерение сверхмалых энерговыделе-

ний актуальны при разработке методов специальной связи [2, 3], дальней локации космических объектов [4, 5], а также при решении ряда других задач прикладного характера. В метрологическом отношении повышение точности измерения δE позволит поднять разрешающую способность одно-квантовых рентгеновских спектрометров, применяемых в качестве анализаторов состава микропроб [6], бесконтактного контроля состояния ядерных объектов и др.

В [7–10] обосновано действие системы скивд—парамагнитный адсорбер (СПА) в качестве сверхвысокочувствительного детектора излучения в условиях, когда эта микрокалориметрическая система приводится в рабочее состояние в цикле адиабатического размагничивания. Сверхмалое энерговыделение δE , например, вследствие взаимодействия элементарной частицы с веществом обеспечивает прирост энтропии $\delta S = \delta E/T \approx -B\delta M/T$, что приводит к уменьшению магнитного момента адсорбера. (Здесь T — абсолютная температура; M — намагниченность) [11]. Минимальное эффективное значение индукции B , достигаемое при охлаждении с адиабатическим размагничиванием, оказывается близким к остаточной индукции $B_{\min} \approx B_{\text{ост}} \neq 0$. Для цилиндрического парамагнитного адсорбера высотой l уменьшение δM в его поперечном сечении вызывает изменение магнитного потока $\delta \Phi = \mu_0 \delta M/l$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная проницаемость вакуума. В итоге, изменение потока, регистрируемое скивдом, составит [7–10]:

$$\delta \Phi \approx -\mu_0 \delta E / (l B_{\text{ост}}). \quad (1)$$

Предполагаемая оценка энергетического разрешения такой системы, включающей скивд с чувствительностью $|\delta \Phi| \approx 5 \cdot 10^{-6} \Phi_0 \text{ Гц}^{-1/2} \approx 10^{-20} \text{ Вб/Гц}^{1/2}$ [12, 13] и парамагнетик с $B_{\text{ост}} = 0,01 \text{ Тл}$, при $l \approx 1 \text{ мм}$ составит $|\delta E| \approx 1 \text{ эВ/Гц}^{1/2}$, где $\Phi_0 = \pi \hbar / e \approx 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$ — квант магнитного потока, являющийся фундаментальной единицей магнитных измерений с помощью скивда.

Однако система СПА может регистрировать малые энерговыделения и при ненулевой фиксированной индукции внешнего поля $B = \text{const} > B_{\text{ост}}$ [14, 15], когда вместо адиабатического размагничивания система приводится в рабочее состояние принудительным внешним охлаждением (откачкой паров ^3He , рефрижератором растворения $^3\text{He}/^4\text{He}$ [14]). И адиабатическое размагничивание, и внешнее охлаждение при работе в фиксированном спинопольризующем поле требуют снижения всех немагнитных составляющих теплоемкости фотонов $c_{\text{ф}} \sim T^3$, электронов $c_{\text{эл}} \sim T$ в соответствии с третьим началом термодинамики, в то время как при $T > T_K$, где T_K — температура Кюри, магнитная составляющая $c_{\text{м}} \sim T^2$ оказывается вне рамок этого начала. Действие системы СПА в условиях адиабатического размагничивания и ненулевого внешнего подмагничивания имеет две общие характерные особенности:

1) при $c_{\text{м}} \gg c_{\text{ф}}, c_{\text{эл}}$ увеличение массы m (или объема V) парамагнитного адсорбера не приводит к снижению энергетической чувствительности системы, так как параллельно росту теплоемкости $c_{\text{м}} \sim m$ пропорционально растет магнитный момент, а следовательно, и отклик по регистрируемому потоку $\delta \Phi \sim m$ (имеется ввиду, что в условиях внешнего подмагничивания $\delta \Phi / \delta E = \delta \Phi / (c_{\text{м}} \delta T)$; аналогичные явления происходят при адиабатическом размагничивании);

2) с размагничиванием и подмагничиванием чувствительность $|\delta \Phi / \delta E| \approx \mu_0 / (l B)$ ограничивается характерной индук-

цией B , установившейся в парамагнетике по окончании цикла размагничивания $B = B_{\text{ост}}$, либо специально установленной в режиме подмагничивания.

Первая особенность позволяет наращивать в подобных магнитных системах массу адсорбера без снижения их энергетического разрешения, что чрезвычайно важно в экспериментах с регистрацией слабовзаимодействующих элементарных частиц, когда для повышения общего сечения взаимодействия требуется максимально увеличить размеры поглотителя. Если это обстоятельство в отношении конструирования подобных систем оказывается бесспорно позитивным (в противоположность системам немагнитный адсорбер-термосопротивление), то вторая особенность накладывает трудное преодолимое ограничение на их предельную чувствительность. Так, с целью снижения остаточного поля примерно на порядок электронный парамагнетик приходится заменять ядерным [11]. Однако ниже предлагается другой подход к проблеме преодоления указанного ограничения предельной чувствительности магнитных детекторов, фактически основанный на разных скоростях падения магнитного отклика и теплоемкости. При этом первая заметно отстает от второй, как будет показано, по мере приближения магнитной системы к насыщению, вследствие чего предельная чувствительность перестает зависеть от конечного значения индукции по закону вида B^{-1} .

Рассмотрим предельные параметры магнитного калориметра при переходе от парамагнетика к ферромагнитному адсорберу. Сопоставим восприимчивость при $T > T_K$ в рамках теории Гизбурга—Ландау ($\chi_{\text{Г-Л}}$) с моделью ланжевеновского парамагнетизма $\chi_{\text{Л}}$, что позволяет получить значение первого коэффициента разложения свободной энергии F по параметру порядка (магнитному моменту M):

$$F = F_0 + a(T - T_K)M^2 + bM^4; \quad a = (2\alpha)^{-1} = k / (2N\mu_B^2);$$

$$\chi_{\text{Г-Л}}(T > T_K) = \frac{1}{2a(T - T_K)}; \quad \chi_{\text{Л}} = \frac{\alpha}{T - T_K} = \frac{\partial M}{\partial B} \Big|_{B \rightarrow 0} \approx \frac{N\mu_B^2}{k(T - T_K)},$$

откуда в ферромагнитном состоянии системы энтропия и ее приращение соответственно

$$S = -\frac{\partial F}{\partial T} = S_0 - \frac{k}{N\mu_B^2} M^2 \quad \text{и} \quad \delta S = -\frac{k}{N\mu_B^2} M \delta M = -\frac{\ell k}{\mu_B \mu_0} \delta \Phi,$$

где F_0 — свободная энергия в точке фазового перехода; a, b — коэффициенты разложения свободной энергии по Гизбургу — Ландау; k — постоянная Больцмана; μ_B — магнетон Бора; S_0 — начальная энтропия.

В итоге магнитный отклик на энерговыделение, фиксируемый скивдом, составит $\delta \Phi = \mu_B \mu_0 \delta E / (\ell k T)$. Сравнение с аналогичной формулой (1) для парамагнетика показывает, что в ферромагнетике остаточному полю соответствует $B_{\text{ост}} = kT / \mu_B$. Если верно последнее, то, глубоко охладив ферромагнитный адсорбер, можно обеспечить сколь угодно высокую чувствительность калориметра.

Однако в силу феноменологичности теории Гизбурга—Ландау расчеты на ее основе полезно сопровождать выкладками, опирающимися на микроскопические представления. Рассчитаем асимптотику энтропии $S = S_0 + k \ln W$, когда система находится в условиях магнитного насыщения

$$0 < \langle N_{\downarrow} \rangle < 1, \quad \text{где } \langle N_{\downarrow} \rangle \text{ — усредненное во времени количество}$$

магнитных моментов, направленных против поля. Чтобы для вычисления статического веса W воспользоваться формулой Бернулли

$$W_N(\eta) = \frac{N!}{\eta!(N-\eta)!} P_{\uparrow}^{\eta} P_{\downarrow}^{N-\eta} = C_N^{\eta} P_{\uparrow}^{\eta} P_{\downarrow}^{N-\eta},$$

представим вероятности поляризации магнитного момента по полю и против него в виде

$$P_{\uparrow} = \langle N_{\uparrow} \rangle / (\langle N_{\uparrow} \rangle + \langle N_{\downarrow} \rangle), \quad P_{\downarrow} = \langle N_{\downarrow} \rangle / (\langle N_{\uparrow} \rangle + \langle N_{\downarrow} \rangle).$$

Изменим масштаб чисел магнитных моментов, выбрав новую количественную единицу $\langle N_{\downarrow} \rangle$ так, что

$$N_{\downarrow}[\langle N_{\downarrow} \rangle] = (N \exp[\mu_B B / (kT)])_{[\langle N_{\downarrow} \rangle]} = 1.$$

Соответственно в системе в новых единицах общее число магнитных моментов N , которые перенормированы «на малую долю» магнитного момента одного электрона $\langle N_{\downarrow} \rangle$, зависящую от индукции поля и температуры, будет $N_{[\langle N_{\downarrow} \rangle]} = (N \exp[\mu_B B / (kT)])$. Тогда получим

$$W = \left(1 - N_{[\langle N_{\downarrow} \rangle]}^{-1} \right)^{N_{[\langle N_{\downarrow} \rangle]}} / \left(1 - N_{[\langle N_{\downarrow} \rangle]}^{-1} \right),$$

причем его предельное значение, определяющее асимптотику энтропии, при $N_{[\langle N_{\downarrow} \rangle]} \rightarrow \infty$ будет $W \rightarrow \exp \left[- \left(1 - N_{[\langle N_{\downarrow} \rangle]}^{-1} \right) \right]$

(фактически этот предел соответствует известному математическому переходу от формулы Бернулли к пуассоновской статистике), откуда энтропия, выраженная через логарифм W , представляется как

$$S = S_0 + k \ln W \approx S_0 - k \left(1 - N_{[\langle N_{\downarrow} \rangle]}^{-1} \right) = S_0 - k + k \exp [\mu_B B / (kT)].$$

Далее сопоставим температурные производные энтропии и магнитного момента:

$$\frac{\partial S}{\partial T} \approx \frac{\mu_B B}{T^2} e^{-\mu_B B / (kT)}, \quad \frac{\partial M}{\partial T} = - \frac{2N\mu_B^2 B}{kT^2} e^{-\mu_B B / (kT)},$$

откуда следует связывающее их соотношение

$$\partial M / \partial T = -2\mu_B N \partial S / (k \partial T),$$

которое позволяет определить снижение момента системы в области магнитного насыщения $\delta M = -2\mu_B N \delta E / (kT)$, вызванное энерговыделением δE . Соответствующее изменение магнитного потока составит $\delta \Phi = -2\mu_0 \mu_B N \delta E / (\ell kT)$. Таким образом, его изменение, отвечающее δE в насыщенном парамагнетике, оказалось с точностью до коэффициента 2 тождественно $\delta \Phi$ в ферромагнетике, рассчитанному по теории Гинзбурга—Ландау.

Рассмотренные выше магнитные детекторы сверхмалых энерговыделений по принципу действия являются широкополосными. Обычно при конструировании подобных систем это обстоятельство оказывается позитивным, однако, не всегда бесспорным. Во-первых, сужение полосы, очевидно, способствует снижению интенсивности шумового фона на выходе детектора, а во-вторых, использование каких-либо резонансных эффектов на входе позволяет увеличить сечение взаимодействия регистрируемого излучения с поглощающим элементом системы. Характерным примером резонансного эффекта является электронно-парамагнитный резонанс (ЭПР), при котором спины электронов прецессируют вокруг оси, направленной вдоль B , с резонансной по отношению к внешнему сверхвысокочастотному облучению частотой $f_{\text{ЭПР}} = \mu_B B / (\pi \hbar)$. Переходя от «идеального» спинового газа к сильно взаимодействующей системе электронных магнитных моментов, вместо энергетического расщепления электронных подуровней в парамагнетике $\Delta E = 2\mu_B B$, вызванного наложением внешнего поля с индукцией B , будет происходить расщепление, отвечающее обменному взаимодействию $\Delta E = |E_{\uparrow\uparrow} - E_{\uparrow\downarrow}| = 2J_{\text{обм}} \approx kT_K$. При этом обменному интегралу $J_{\text{обм}}$ можно поставить в соответствие эффективное значение магнитной индукции $B_{\text{эфф}} = J_{\text{обм}} / \mu_B \approx kT_K / (2\mu_B)$, которое у «вполне обычных» ферро- и антиферромагнетиков с $T_K \approx 1000$ К оказывается порядка 500 Тл! Перевороту одного из спаренных спинов с переходом с нижнего обменно-расщепленного подуровня пары на верхний будет соответствовать резонансное поглощение $\Delta E = |E_{\uparrow\uparrow} - E_{\uparrow\downarrow}| = \hbar \omega$ кванта электромагнитного излучения в дальней инфракрасной (ИК) области с длиной волны $\lambda \approx 10$ мкм. Последующее обращение к теме излучения в указанной области мотивируется тем, что при простом импульсном источнике в виде CO_2 -лазера с поперечной накачкой (ТЕА) и существовании атмосферного окна прозрачности ($7,5 \leq \lambda \leq 10$ мкм) с относительно слабым релеевским рассеянием в дымке и облачности могут создаваться эффективные всепогодные системы локации воздушных и космических объектов (CO_2 -лидары [16]).

Рассмотрим антиферромагнетик, в котором ниже температуры упорядочения соседние электронные спины выстроены антипараллельно, вследствие чего суммарный магнитный момент оказывается близким к нулю. Резонансное поглощение $\Delta E = 0,1$ эВ каким-либо электроном кванта излучения $\lambda = 10$ мкм (при учете $\hbar \omega \approx \Delta E \approx 2J_{\text{обм}} \leftrightarrow kT_K$) приведет к перевороту его спина, при этом суммарный магнитный момент увеличится на $2\mu_B$ (рис. 1). Чтобы в случае одновременного поглощения нескольких квантов спины одиночных электронов выстраивались неслучайным образом, к антиферромагнитному адсорберу следует приложить небольшое ориентирующее внешнее поле. Элементарный пересчет энергии n поглощенных квантов $\delta E = n\hbar \omega$ в магнитный отклик антиферромагнетика, соответствующий выстраиванию $2n$ спинов вдоль ориентирующего поля, позволяет оценить его как

$$\delta \Phi = 2\mu_0 \mu_B \delta E / (\Phi_0 z \hbar \omega), \quad (2)$$

где $\delta \Phi$ — отклик в единицах кванта магнитного потока Φ_0 ; z — толщина поглощающей антиферромагнитной пленки.

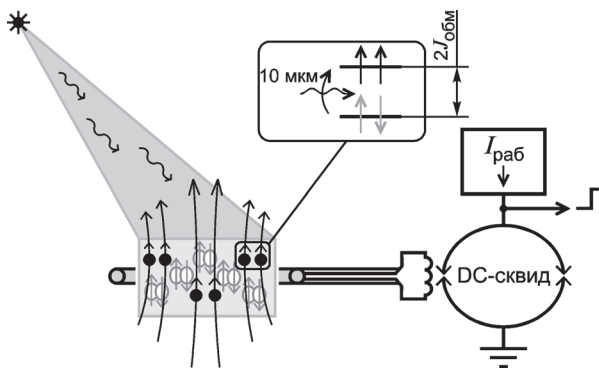


Рис. 1. Схема узкополосного высокочувствительного магнитного детектора для приема излучения $\lambda = 10$ мкм CO_2 -лидара: *слева* — антиферромагнитный адсорбер излучения; *справа* — сверхпроводящий квантовый интерферометр для регистрации магнитного отклика; $J_{\text{обм}}$ — энергия обменного взаимодействия; $I_{\text{раб}}$ — источник постоянного рабочего тока DC-сквида

Для подстановки конкретных технически оправданных числовых значений в (2) предварительно оценим энергию отраженного импульса, принятую на Земле после посылки зондирующего импульса от 10 мкм- CO_2 -ТЕА-лазера, фронт которого длительностью $\tau = 1$ нс переносит энергию $E_{\tau} = 0,02$ Дж. После отражения от уголкового системы зеркал 30×30 см, установленной на лоцируемом объекте, удаленном на 300000 км, в условиях, когда прием (передача) осуществляется через параболический отражатель $0,6 \times 0,6$ м, с учетом дифракционной расходимости пучка на Землю вернется энергия $\delta E = 6 \cdot 10^{-11}$ Дж [4]. При этом магнитный отклик, регистрируемый сквидом, связанным с антиферромагнитной пленкой толщиной $z \approx 10$ мкм, составит примерно пять квантов потока (при учете $\hbar\omega \approx 0,1$ эВ $\approx 1,6 \cdot 10^{-20}$ Дж) [12, 13]. Чтобы определить требуемую чувствительность сквида, отклик $\delta\phi \approx 5\Phi_0$ следует пронормировать на квадратный корень из ширины частотной полосы $\delta f \approx 1/\tau$, обеспечивающей временное разрешение $\tau \approx 1$ нс, что соответствует разрешению по дальности $\delta\ell = c\tau/2 \approx 15$ см. В результате требуемое значение чувствительности магнитометра оказывается $|\delta\phi/\delta E| \approx 1,5 \cdot 10^{-4} \Phi_0 \text{ Гц}^{-1/2}$ (для современного, но далеко не лучшего сквида постоянного тока (DC-сквида) $\delta\Phi = 10^{-6} \Phi_0 \text{ Гц}^{-1/2}$).

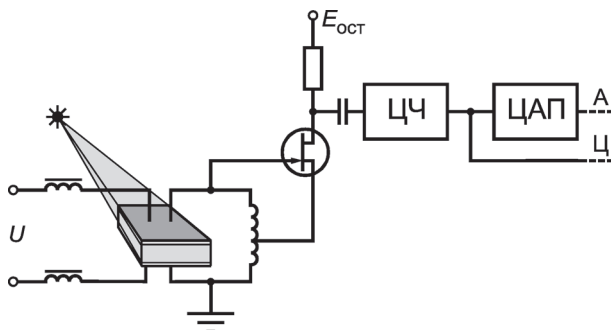


Рис. 2. Сверхвысокочувствительный диэлектрический калориметр на основе низкотемпературного сегнетоэлектрика, действующий при $T > T_K$ с предварительным охлаждением в цикле адиабатической деполяризации:

ЦЧ — цифровой частотомер; ЦАП — цифроаналоговый преобразователь; A, Ц — соответственно аналоговый и цифровой выходы

Следует отметить, что поперечный размер поглощающей пленки, когда на нее фокусируется излучение $\lambda = 10$ мкм, должен так же сопоставляться с дифракционным пределом размера пятна $d = 10$ мкм ($d \geq \lambda$).

Таким образом, антиферромагнитный микропленочный элемент будет иметь примерно те же поперечные размеры, что и рабочее кольцо DC-сквида, куда включается пара «фазочувствительных» джозефсоновских туннельных переходов [12] (см. рис. 1). Это позволяет обеспечить магнитную связь микроточечной пленки с квантовым интерферометром посредством сверхпроводящего трансформатора потока практически со 100 %-м коэффициентом передачи, тогда как обычно этот коэффициент из-за несоответствия размеров оказывается менее 1 % и «собственная» чувствительность $10^{-6} \Phi_0 \text{ Гц}^{-1/2}$ снижается на два и более порядков. Другое полезное свойство — возможность точного подбора толщины $z \approx 10$ мкм так, чтобы с учетом диэлектрической проницаемости антиферромагнетика в области 30 ТГц при заданном z в пленке реализовался известный эффект просветления оптики. Интерференционное подавление отраженной волны станет дополнительным фактором сужения резонансной полосы поглощения, повышающим степень невосприимчивости приемника к фоновому излучению.

Наконец, оценим чувствительность системы сквид—антиферромагнитная пленка к дальнему ИК-излучению $\lambda \approx 10$ мкм, которая отвечает техническому пределу разрешающей способности современных DC-сквидов $\delta\phi = (1 \dots 3) \cdot 10^{-7} \Phi_0 \text{ Гц}^{-1/2}$.

Для ИК-кванта с энергией $\hbar\omega \approx 0,1$ эВ $\approx 1,6 \cdot 10^{-20}$ Дж предельное энергетическое разрешение системы составит 15—50 квант/Гц^{1/2}.

Особенность работ [7—10] заключается в том, что в них не просто предлагается связать со сквидом пара- или ядерно-магнитный термометр, действующий на основе закона Кюри—Вейса [11], достигая при этом сверхвысокого энергетического разрешения при неограниченной массе магнитного адсорбера, но и рассмотрена возможность предварительного самоохлаждения такой системы до сверхнизких температур ($T < 100$ мК) в цикле адиабатического размагничивания адсорбера. Охлаждение осуществляется по известной схеме: сильным магнитным полем спиновая система поляризуется вплоть до насыщения парамагнетика, что сопровождается интенсивным отводом тепла при стартовой температуре; система теплоизолируется (например, откачкой теплообменного газа ^4He или ^3He), а внешнее поле сводится к нулю; парамагнетик охлаждается благодаря заполнению «пустого спинового резервуара» фоновой энтропией; приведенная таким образом в исходное состояние система сквид-магнитный калориметр будет фактически измерять изменение оставшейся магнитной энтропии, фиксируя снижение общего магнитного момента. Однако и в диэлектрике (сегнетоэлектрике) при $T > T_K$ [17, 18] возможно осуществление аналога такого цикла, отвечающего процессу охлаждения в условиях адиабатической деполяризации [19].

Следовательно, если бы удалось найти замену для сквида, это позволило бы построить сверхвысокочувствительный диэлектрический калориметр. Приравняв энергосодержание δE вариации энергии поля в конденсаторе C , получим $\delta C = 2\delta E/U^2$, откуда амплитуда относительного отклика по емкости составит $\delta C/C = \delta E/E_{\text{ост}}$, где U — напряжение поляризации-деполяризации; $E_{\text{ост}}$ — энергия остаточного электрического поля в конденсаторе (аналог $B_{\text{ост}}$). Роль сквида

здесь следует отнести электронному генератору на полевом транзисторе, в томсоновский LC-контур которого включен конденсатор с адиабатически деполяризуемым диэлектриком, выполняющим затем функцию адсорбера (рис. 2).

Вариации емкости, отвечающие энерговыделению δE , приведут к изменению частоты колебаний генератора $\delta f/f = |\delta C/(2C)| = \delta E/(2E_{\text{ост}})$, которое для оценки разрешающей способности следует сопоставить с шумовыми флуктуациями

частоты генератора $\delta f_{\text{ш.г.}}/f = \frac{1}{\pi} \sqrt{kT_{\text{г.}} \Delta f/P_{\text{г.}}}$, где $T_{\text{г.}}$, $P_{\text{г.}}$, Δf —

температура, мощность, полоса частот генератора. Для адсорбера с электрической емкостью 10 пФ при остаточной энергии $E_{\text{ост}} \approx 10^{-10}$ Дж и генератора с флуктуациями $\delta f_{\text{ш.г.}}/f = 3 \cdot 10^{-11} \text{ Гц}^{-1/2}$ такая оценка будет $|\delta E| \approx 0,04 \text{ эВ/Гц}^{1/2}$. Принципиальное неудобство, которое может заметно сказываться в сверхнизкотемпературной области, состоит в низкой теплопроводности диэлектрика, что, очевидно, снижает быстродействие устройства (в то время как систему СПА можно построить и на основе металлического парамагнетика). Кроме того, в отличие от этой системы детектор на основе частично поляризованного диэлектрика (см. рис. 2) не позволяет избежать снижения чувствительности $|\delta E| = 2E_{\text{ост}} \delta f/f$ при наращивании массы диэлектрического адсорбера $m_{\text{д}}$ в силу того, что $E_{\text{ост}} \sim m_{\text{д}}$. Что касается механизма преодоления ограничения чувствительности путем уменьшения $E_{\text{ост}}$ в системе СПА, то, по-видимому, и в диэлектрическом детекторе

в условиях, близких к насыщению, зависимость типа $E_{\text{ост}}^{-1}$, которая фактически и ограничивает предельную чувствительность, должна заменяться на $1/T$, где T — температура диэлектрика, переохлажденного внешними криогенными системами. По аналогии с системой сквид—антиферромагнитный адсорбер в диэлектрическом детекторе при $T < T_{\text{К}}$ сегнетоэлектрического перехода, очевидно, можно использовать резонансные эффекты разрушения соседних диполей (к сожалению, микроскопическая теория сегнетоэлектричества, опирающаяся на представления, аналогичные гейзенберговскому обменному интегралу, фактически так и не создана).

Вероятно, вместо томсоновского генератора роль сквида в диэлектрическом детекторе лучше выполнял бы некий электронный элемент типа полевого транзистора, у которого отсутствует затвор, а канал непосредственно соприкасается с диэлектрическим адсорбером (при этом вместо изменения восприимчивости на таком элементе будет регистрироваться изменение поляризационного момента облучаемого диэлектрика). При сопоставимых с предыдущей оценкой электрической емкостью адсорбера $C = 10$ пФ, остаточной энергией $E_{\text{ост}} \approx 10^{-10}$ Дж, крутизной управления током канала $S = \partial I/\partial U \approx 10 \text{ мА/В}$ отклик такой системы по току

$\delta I = S \delta U = S \delta E / \sqrt{2CE_{\text{ост}}}$ составит $\delta I \approx 2,3 \cdot 10^8 \delta E$, где I выражается в амперах, а E в джоулях. В итоге, если шумовой предел точности измерения силы тока находится на уровне примерно $1 \text{ пА/Гц}^{1/2}$, то предел разрешения по энергии окажется порядка $|\delta E| \approx 2,3 \cdot 10^{20} \text{ Дж/Гц}^{1/2}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 13-08-01190), а также в рамках программы «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» отделения физических наук РАН (проект № И-3).

Литература

1. Рябов В. А., Царев В. А., Цховребов А. М. Поиски частиц Темной Материи // УФН. 2008. Т. 178. № 11. С. 1129—1164.
2. Jaeckel J., Redondo J., Ringwald A. Hidden laser communications through matter — An application of meV-scale hidden photons // EPL. 2009. V. 87. 10010.
3. Saenz A. W. e. a. Telecommunication with neutrino beams // Science. 1977. V. 198(4314). P. 295—297.
4. Ерохин А. И. и др. Приемники космической локации в диапазоне $\lambda = 10$ мкм // Необратимые процессы в природе и технике: Труды 7-й Всерос. конф. М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2013. Ч. 3. С. 51—54.
5. Кардашев Н. С. и др. «РадиоАстрон» — телескоп размером 300000 км: основные параметры и первые результаты наблюдений // Астрономический журнал. 2013. Т. 90. № 3. С. 179—222.
6. Lesyna Larry e. a. Advanced x-ray detectors for the analysis of materials // Low Temp. Phys. 1993. V. 93. N. 3/4. P. 779—784.
7. Головашкин А. И. и др. Магнитный калориметр со SQUIDом для обнаружения слабых излучений и регистрации сверхмалого энерговыделения // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. С. 1168.
8. Golovashkin A. I. e. a. Magnetic calorimeter for registration of small energy release // Europ. Phys. J. B. 2007. V. 58. N. 3. P. 243—249.
9. Головашкин А. И., Жерихина Л. Н., Кулешова Г. В., Цховребов А. М., Измайлов Г. Н. Возможности магнитного адиабатического калориметра в технике измерений // Измерительная техника. 2008. № 11. С. 24—30; Golovashkin A. I., Zherikhina L. N., Kuleshova G. V., Tskhovrebrov A. M., Izmailov G. N. Capabilities of a magnetic adiabatic calorimeter in measurement technology // Measurement Techniques. 2008. V. 51. N. 11. P. 1203—1208.
10. Golovashkin A. I. e. a. Dark Matter Particle Detection System SQUID — Magnetic Calorimeter // Amer. J. Mod. Phys. 2013. V. 2. N. 4. P. 208—216.
11. Головашкин А. И. и др. Двухканальная схема регистрации частиц Темной Материи на основе низкотемпературного магнитного калориметра // Краткие сообщения по физике. 2007. № 10. С. 35—44.
12. Головашкин А. И., Еленский В. Г., Лихарев К. К. Эффект Джозефсона и его применение. М.: Наука, 1983.
13. Clarke J., Braginski A. I. The SQUID Handbook. V. 1, 2. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, 2004.
14. Bühler M., Umlauf E. The noise of the magnetic bolometer // Low Temp. Phys. 1993. V. 93. N. 3/4. P. 697—702.
15. Fausch T., Bühler M., Umlauf E. Signal rise time of the magnetic bolometer // Ibid. P. 703—708.
16. Протопопов В. В., Устинов Н. Д. Инфракрасные лазерные локационные системы. М.: Воениздат, 1987.
17. Mitsui T., Westphal W. B. Dielectric and X-Ray Studies of $\text{Ca}_{1-x}\text{Ba}_x\text{TiO}_3$ and $\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 1354.
18. Иванов И. В. Низкотемпературные сегнетоэлектрики: диэлектрическая нелинейность и параметрические взаимодействия в СВЧ диапазоне // УФН. 1980. Т. 132. С. 695—698.
19. Синявский Ю. В. Достижения в области создания электро- и магнито-калорических рефрижераторов // Криогенное и вакуумное машиностроение. Сер. ХМ-6. М.: ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1988.

Дата принятия 01.07.2014 г.