

УДК 536.48

ПРОСТОЙ ДВУХРЕЖИМНЫЙ МЕТОД ОХЛАЖДЕНИЯ В РАЙОНЕ λ -ТОЧКИ He^4 : СХЕМА И ОБЛАСТИ ВОЗМОЖНОГО ПРИМЕНЕНИЯ

А. И. Головашкин, В. М. Мишачев, А. М. Цховребов, И. В. Берлов¹, Г.Н.Измайлов²

Предлагается модификация схемы охлаждения, известной в криогенике как метод cold/plate, существенно сокращающая время приведения ее в рабочий режим и исключающая конструктивные компромиссы, ограничивающие возможности оптимизации. Метод cold/plate основан на откачке паров He^4 , и чаще других применяется при создании компактных высокопроизводительных ступеней предварительного охлаждения в системах получения сверхнизких температур. Рассмотрены возможности использования модернизированного метода cold/plate для охлаждения квантового интерферометра на волнах материи в сверхтекучем He^4 , а также некоторые принципиальные особенности его конструкции.

Практически все схемы получения сверхнизких температур ($T < 0.5 K$) включают в себя этап интенсивного предварительного охлаждения на температурном уровне, отвечающем жидкому гелию-4, кипящему при пониженном давлении ($0.12 < P < 760 \text{ мм рт.ст.}$, $1 K < T < 4.2 K$). Этап охлаждения с откачкой паров He^4 требуется как для старта широко распространенной в прошлом системы адиабатического размагничивания парамагнитных солей [1], так и для работы современных криогенных систем охлаждения ниже $1 K$ с откачкой паров He^3 ($T_{мин} \approx 0.25 K$) [2] или с растворением He^3 в He^4 (рефрижератор растворения He^3/He^4 , $T_{мин} \approx 5 mK$) [2]. При этом и в системах с откачкой He^3 , и в рефрижераторах He^3/He^4 необходим температурный уровень ($T < 3.19 K = T_{кин. He^3}(P = 760 \text{ мм рт.ст.})$), обеспечивающий постоянное пополнение

¹Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова.

²Московский государственный авиационный институт (технический университет).

системы жидким He^3 в рефрижераторном режиме или хотя бы стартовое ожижение He^3 в “одноразовом” режиме без циркуляции He^3 . Актуальность задачи оптимизации процесса предварительного охлаждения в интервале $1\text{ K} < T < 4.2\text{ K}$ обусловлена тем, что во всех сверхнизкотемпературных методиках откачка паров He^4 играет роль первой ступени активного охлаждения, хладопроизводительность которой аналогична по своему значению тяге первой ступени космической ракеты.

Изначально для охлаждения откачным He^4 использовалась специальная ванна [2], предварительно заполняемая жидким гелием, откуда откачивались его насыщенные пары. Разность энтальпии газа и жидкости $(H_g - H_l) = L_{l \rightarrow g}$ при фазовом переходе 1 рода газ/жидкость обуславливает охлаждение вещества в теплообменнике, погруженном в ванну. В условиях фазового перехода 1 рода соотношения для приращений термодинамических потенциалов приводят к дифференциальному уравнению Клапейрона/Клаузиуса: $\frac{dp}{dT} = L_{l \rightarrow g}(T) \frac{p}{RT^2}$; решением которого оказывается известная формула $p(T) \approx p(T = 4.2) \exp\left\{-\frac{L}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{4.2}\right)\right\}$, связывающая равновесное давление насыщенных паров с температурой и позволяющая оценить температурный эффект охлаждения. При этом скрытая молярная теплота перехода $L_{l \rightarrow g}(T) \approx L$ считается здесь не зависящей от T (R – универсальная газовая постоянная).

Существенным преимуществом простейшей одноградусной ванны He^4 в сравнении с более современными решениями является присущая ей легкость выхода на расчетный стационарный режим охлаждения. Однако ограниченный объём ванны и сложности безостановочного пополнения ее гелиевого запаса подтолкнули специалистов к разработке ставшей теперь классической криогенной системы cold/plate (см., например, [2]).

Это простое и весьма популярное устройство может быть представлено примерно так: на медную пластину, подвешенную в вакууме, напаивается спиральный теплообменник, свернутый из тонкой трубки, заканчивающейся дросселем. Во время откачки из трубки He^4 в теплообменнике кипит при низком давлении, а его запас все время пополняется посредством забора из основного гелиевого объёма криостата через дроссельное сужение. Разность давлений He^4 в основной ванне и теплообменнике Δp падает на гидродинамическом сопротивлении дросселя Z , задавая тем самым поток гелия $\frac{dN}{dt} = \frac{\Delta p}{Z}$ (в моль/сек) и соответственно хладопроизводительность ступени $W \approx L \frac{dN}{dt} = \frac{L}{Z} \Delta p$ (в Ваттах). Однако при всей своей конструктивной простоте и компактности привести cold/plate в рабочее состояние оказывается делом весьма не простым. Переход от стартового положения в крейсерский режим здесь существенно осложняется трудностью начального охлаждения как самой медной пластины cold/plate, так и “повисающей” на

ней теплоемкости последующих криогенных ступеней.

Дело в том, что скорость охлаждения до момента выхода ступени на крейсерский режим ограничивается низкой пропускной способностью неохлажденного дросселя, а он остается тёплым до тех пор, пока не опустится общая температура всей cold/plate. Этим обуславливается своеобразный замкнутый круг, возникающий в стартовом режиме работы ступени. Причина кроется в двухрежимном характере пропускания дросселя. Теплому дросселю отвечает высокоимпедансное состояние (Z велико), при котором гелий преодолевает сужение, оказываясь в газовой фазе. На примерно одинаковой разности давлений Δp , составляющей одну атмосферу, дроссель способен в единицу времени пропустить гораздо меньшее количество молей вещества в виде газа, чем в виде жидкости $\frac{dN_g(\Delta p)}{dt} \ll \frac{dN_l(\Delta p)}{dt}$, хотя бы просто потому, что жидкость плотнее. По этой же причине при пропускании газа сопротивление дросселя падает с понижением температуры. Можно было бы рассмотреть и другие причины падения гидродинамического сопротивления при уменьшении температуры дросселя, но в целом все эти молекулярно-кинетические механизмы обеспечивают довольно резкое увеличение хладопроизводительности cold/plate на температурах примерно 20 K. Таким образом, в работе ступени можно выделить два температурных режима: 1-й $300\text{ K} > T_1 > 20\text{ K}$, хладопроизводительность менее 1% от крейсерской; 2-й $20\text{ K} > T_2 > 1\text{ K}$, хладопроизводительность порядка крейсерской и проходит через максимум чуть выше λ -точки $T_\lambda = 2.17\text{ K}$. При дальнейшем понижении рабочей температуры производительность падает из-за высокой теплопроводности сверхтекучей пленки He^4 , распространяющейся в направлении градиента температур и создающей значительный паразитный теплоприток [2, 3]. Учет двухрежимности вынуждает идти на крайне неудобные компромиссы: уменьшая сопротивление дросселя при высоких температурах, проектировщик вынуждено снижает эффективность cold/plate в рабочей области $T < 4.2\text{ K}$, существенно завышая здесь ее хладопроизводительность.

Радикальным решением в таком случае было бы использование дросселя с регулируемым пропусканием. Однако подобное решение, как правило, оказывается непрактичным из-за конструктивной сложности создания и размещения в реальной криогенной системе регулируемого дросселя. Можно просто подождать пока cold/plate “потихоньку” заохладится газом, просачивающимся через дроссель, однако ждать придется, скорее всего, долго: десятки, а возможно и сотни часов... Для ускорения процесса охлаждения можно напустить водород в теплоизолирующую вакуумную рубашку (доли мм рт.ст.), дожидаясь установления примерно $T \approx 20\text{ K}$ и включить откачку теплообменного газа.

Но при этом снова придется ждать, пока в рубашке не восстановится высокий вакуум, возможно, те же десятки часов.

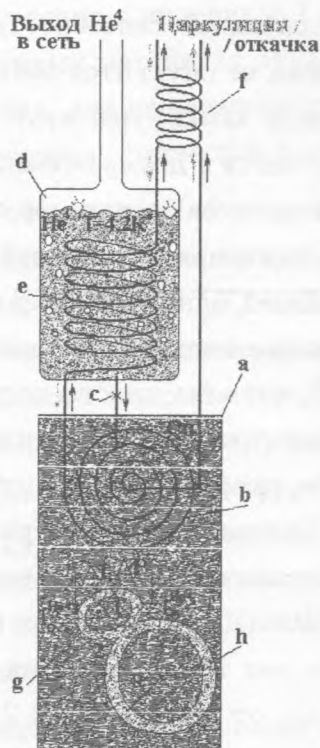


Рис. 1. *a* – cold/plate; *b* – спираль основного теплообменника cold/plate, разделенная на две части; *c* – дроссель; *d* – ванна жидкого He^4 ($T = 4.2\text{ K}$, $P = 760\text{ мм рт.ст.}$); *e* – “4-градусный” змеевик; *f* – дополнительный встречный теплообменник; *g* – квантовый интерферометр на сверхтекучем He^4 ($DC^{He^4} SQUID$); *h* – сверхтекучий трансформатор момента вращения; *1* и *2* – джозефсоновские слабые связи (квантовые нанодроссели). Направление циркуляции He^4 в режиме предварительного охлаждения отмечено серыми стрелками; пути откачки He^4 в “крейсерском режиме” cold/plate отмечены черными стрелками; фиксированный полный поток гелия в интерферометре $I_0^{He^4}$ помечен черными волнистыми стрелками.

С целью быстрого приведения ступени в рабочее состояние мы предлагаем охладить ее He^4 , циркулирующим по основному теплообменнику cold/plate (*b*, рис. 1). Дополнительный теплообменник ставить на пластину для этого не потребуется, однако основную спираль следует разделить на две части и впаять дроссель (*c*, рис. 1) в середину теплообменника, а к обоим его концам подвести две трубки внешних коммуникаций. Первая трубка пропускается в виде змеевика (*e*, рис. 1) через основную ванну жидкого He^4 ($T = 4.2\text{ K}$). По ней газообразный гелий забирается из сети, охлаждается

до 4.2 K, проходя через змеевик (e, рис. 1), размещенный в ванне, и затем с помощью этого газа осуществляется предварительное захлаживание cold/plate. Откачка, обеспечивающая циркуляцию газообразного He^4 , должна производиться в это время через вторую трубку, подсоединенную к другому концу спирального теплообменника (на рис. 1 отмечено серыми стрелками). Когда температура cold/plate опустится достаточно низко для обеспечения работы ступени в расчетном крейсерском режиме, маршрут циркуляции следует изменить. Теперь He^4 надо интенсивно откачивать параллельно из обеих трубок (на рис. 1 отмечено черными стрелками), а поступать он будет в среднюю часть теплообменника через дроссель из основной ванны He^4 (пока ступень была еще теплой сопротивление дросселя было велико и вклад просачивающегося через него гелия пренебрежимо мал). Трубку, по которой откачивается гелий на этапе предварительного захлаживания cold/plate (ту, что без змеевика), следует пропустить наверх вне основной ванны с He^4 , но уже над ванной обе коммуникационные трубки желательно привести в тесный тепловой контакт. Благодаря этому, выше 4-градусного гелиевого объема организуется встречный теплообменник (f, рис. 1), позволяющий утилизировать энтальпию He^4 , выходящего из cold/plate на этапе ее предварительного захлаживания. Таким образом довольно высокая теплоемкость газообразного гелия $C_p \approx 6 \text{ Дж/г}$ может обеспечить повышение эффективности охлаждения в стартовом режиме и дополнительное сокращение времени выхода ступени в крейсерский режим.

Перечисляя возможные применения описанной выше двухрежимной ступени охлаждения одноградусного уровня с “легким стартом”, можно было бы остановиться на активно разрабатываемой в настоящее время модели твердотельного квантового компьютера на ядерных спинах фосфора ^{31}P , внедренного в бесспиновую матрицу кремния ^{28}Si [4, 5]. Одноградусный температурный уровень обеспечивает здесь большие времена релаксации ядерных спинов ^{31}P , что гарантирует хорошее подавление эффектов декогерентизации “спутанных” (несепарабельных) квантовых состояний. Однако не до конца решенные проблемы считывания данных в компьютерах подобного типа отодвигают создание его работоспособной модели на пока не совсем определенное будущее. Более реалистичные “компьютерные” применения предложенной холодильной системы обнаруживаются на пути создания сверхплотноупакованных *AsGa* БИС, включающих как “обычные” полевые транзисторы с диодами Шоттки, так и “полевики” на гетеропереходах типа НЕМТ. Сверхплотная упаковка элементов в цифровых микросхемах требуется для освоения пикосекундного быстрого действия, когда начинают сказываться времена распространения сигнала между отдельными элементами. При характерном

времени 1 псек максимальное расстояние между элементами не должно превышать 300 мкм , что ограничивает размеры такой БИС на уровне $300 \times 300 \text{ мкм}^2$. В то же время, сверхплотная упаковка требует и высокоэффективного отвода тепла, выделяемого при работе каждого элемента с общим тепловым потоком примерно 10 МВт/см^2 . Именно бездиссипативность сверхпроводящего состояния, а соответственно и возможность сверхплотной упаковки, делает в этой области весьма перспективной джозефсоновскую логику [6]. Однако использование простой надежной высокопроизводительной одноградусной ступени позволяет охлаждать и “обычные” (т.е. небездиссипативные) $AsGa$ элементы сверхтекучим He^4 . Высочайшая эффективность такого охлаждения (сверхтекучий гелий He^4 обладает свойством сверхтеплопроводности [3], т.е. может отводить тепло без разности температур) может быть дополнена здесь также немалым ростом быстродействия НЕМТ, благодаря увеличению подвижности двумерного электронного газа в нем с 10^4 до $10^6 \text{ (см/сек)/(В/см)}$ при понижении рабочих температур от 300 К до 1 К .

В заключение рассмотрим еще одно возможное применение системы охлаждения с откачкой паров He^4 , которое выходит за рамки технической криогеники и криоэлектроники. Предложенная выше двухрежимная схема cold/plate способна эффективно охлаждать гелий ниже λ -точки ($T < 2.17 \text{ К}$), поддерживая его в сверхтекучем состоянии в рабочем объеме, термически связанном с cold/plate. В сверхтекучем He^4 проявляются макроскопические когерентные эффекты, которым отвечают бездиссипативные процессы – течение жидкости без трения и сверхтеплопроводность. Предпринимались попытки поиска макроскопических квантовых когерентных эффектов He^4 ниже λ -точки. Поиски обусловлены аналогией сверхтекучести и сверхпроводимости, а главной их целью является обнаружение эффекта Джозефсона в жидком гелии.

В ряде работ [3, 7, 8] утверждалось об обнаружении нестационарного эффекта Джозефсона в He^4 . При этом роль туннельного джозефсоновского перехода в таких экспериментах играет “квантовый дроссель” – наноотверстие (или система таких отверстий [8]) в мембране наноразмерной толщины (прямая аналогия с мостиком Дайема [6, 9]). Столь малые размеры джозефсоновской слабой связи определяются исключительно малой длиной когерентности в сверхтекучем He^4 [10]. Если в кольцевой трубе (торе), заполненной сверхтекучей жидкостью (g, рис. 1), включающей два квантовых дросселя (1 и 2 на рис. 1), удастся реализовать аналог стационарного эффекта Джозефсона, то окажутся выполненными необходимые условия для изготовления сверхтекучего DC-SQUID'а. В категорию достаточных условий его создания следует включить также

разработку методов регистрации надкритического потока He^4 и разработку принципа действия аналога сверхпроводящего трансформатора потока. Надкритический поток является аналогом квазичастичной составляющей $I_Q = I_0 - I_C(\Phi/\Phi_0)$ полного тока I_0 , вводимого и выводимого через полюса сверхпроводящего кольца в обычном DC-SQUID'е. Результирующий критический ток I_C кольца с двумя джозефсоновскими переходами, как известно [3, 9], оказывается периодической функцией внешнего магнитного потока, пронизывающего кольцо и измеряемого SQUID'ом $I_C = I_C(\Phi/\Phi_0)$, где $\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar}{2e} = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Вб}$ – квант магнитного потока. Периодическая зависимость возникает здесь вследствие интерференции сверхпроводящего конденсата, распространение которого происходит по двум интерферирующим траекториям – через первый и второй джозефсоновские переходы [10], а разность фаз на переходах определяется эффектом Бома/Аронова [11]. Благодаря этому, измеряя квазичастичную составляющую I_Q при фиксированном I_0 , можно определить I_C , а отсюда и само значение потока Φ с точностью до целого числа квантов Φ_0 , что собственно и делает обычный DC-SQUID [6, 9]. Регистрация надкритической составляющей $I_Q^{He^4}$ при фиксированном полном потоке гелия $I_0^{He^4}$ (на рис. 1 помечены черными волнистыми стрелками) в кольце с двумя слабыми связями позволит определить сверхтекучую компоненту потока He^4 $I_C^{He^4}$ и ее фазу, которая несет информацию о параметрах, измеряемых $DC^{He^4} SQUID$ 'ом. Процесс такой регистрации $I_Q^{He^4}$ может основываться (рис. 1) либо на обнаружении переноса тепла квазичастичными возбуждениями надкритической составляющей (у сверхтекучей компоненты нет энтропии), либо на обнаружении разности давлений, возникающей при токе надкритического гелия через слабую связь (сверхтекучая компонента проходит слабую связь без трения). В первом случае можно измерять (например, специальной “низкотемпературной” термопарой) разность температур ΔT , возникающую вследствие теплопереноса, на входе He^4 в кольцо и на выходе его из кольца. Во втором случае для измерения разности давлений ΔP до и после кольца можно использовать третью слабую связь. Если разность давлений приложить к 3-му переходу, то вследствие нестационарного эффекта Джозефсона на нем начнут генерироваться акустические колебания, частота которых пропорциональна $\Omega \sim \Delta P$.

Какие же параметры и сигналы может мерить $DC^{He^4} SQUID$. Разность фаз, устанавливающая результирующий критический ток $I_C = I_C(\varphi)$, определяется как $\varphi - \varphi_0 = \frac{1}{\hbar} \oint \vec{P} d\vec{r} = \frac{1}{\hbar} \oint (\vec{p} - q\vec{A}) d\vec{r}$. Обычный сверхпроводящий SQUID 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 \vec{A} к потоку поля

\vec{B} , пронизывающего кольцо, отнесенному к кванту потока: $\frac{q}{\hbar} \oint \vec{A} d\vec{r} = \frac{2e}{\hbar} \iint \vec{B} d\vec{S} = \frac{\Phi}{\Phi_0}$. При этом вклад первого слагаемого компенсируется калибровочным преобразованием второго. В случае сверхтекучести He^4 первое слагаемое оказывается вообще единственным т.к. $q = 0$. Тогда в условиях вращения He^4 с угловой частотой ω по тороидальной трубе радиуса r (включающей две слабые связи) импульс массы гелия m составит $p = m\omega r$, а $|d\vec{r}| = r d\theta$, $0 < \theta < 2\pi$. При этом первое слагаемое – циркуляция, отнесенная к кванту действия \hbar , может быть преобразовано в отношение момента количества движения сверхтекучего гелия Λ к постоянной Планка \hbar : $\frac{1}{\hbar} \oint \vec{P} d\vec{r} = \frac{1}{\hbar} \oint m\omega r^2 d\theta = \frac{2\pi\Lambda}{\hbar}$. По аналогии со сверхпроводимостью $I_C^{He^4}$ оказывается периодической функцией фазы $2\pi\Lambda/\hbar$: $I_C^{He^4} = I_C^{He^4}(2\pi\Lambda/\hbar)$, что может быть получено в рамках фейнмановской квантовой гидродинамики [10]. Значение фазы $2\pi\Lambda/\hbar$, регистрируемой DC $^{He^4}$ -SQUID'ом в процессе измерения $I_C^{He^4}(2\pi\Lambda/\hbar) = I_0^{He^4} - I_Q^{He^4}$, позволит определить Λ , момент количества движения He^4 , в долях постоянной Планка (!), аналогично возможности обычного DC-SQUID'а измерять поток в долях Φ_0 (чувствительность современных коммерческих SQUID'ов не хуже $10^{-5} \Phi_0/\sqrt{I\eta}$ [9]).

Чтобы высокая чувствительность SQUID'а (обычного несверхтекучего) не осталась по отношению к реальному эксперименту латентной 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 SQUID'а, содержащее джозефсоновские переходы. Размеры этого кольца как у SQUID'ов постоянного тока (DC), так и у SQUID'ов с радиочастотным подмагничиванием (RF), довольно жестко ограничены сверху [6]. Однозначность зависимости выходного сигнала от измеряемого 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 SQUID'ом с максимально возможным коэффициентом взаимной индукции. Так устроен сверхпроводящий трансформатор потока [12].

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 SQUID'ом. Во-вторых, в теории сверхтекучести имеется только один размерный параметр – длина

когерентности, в то время как в случае сверхпроводимости имеется еще один размер – 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 взаимоиנדукции $M = \mu_0 \lambda_L$. Для 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 без вязкого трения, что соответствует условию сверхтекучести. Чтобы проследить, как возникает связь движений жидкости в двух замкнутых контурах, т.е. передача момента количества движения из первого контура во второй, предположим, что в первом сверхтекучая жидкость двигалась со скоростью V_1 , а во втором изначально покоилась, $V_2 = 0$. Запишем интеграл Бернулли в области прямого контакта, где оба контура фактически срачиваются (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 (h, рис. 1).

Рассмотренный выше квантовый интерферометр на сверхтекучем He^4 , объединенный в единую систему с предложенным выше трансформатором момента количества движения (g, h 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 ОТО, таких как эффект Лензе–Тирринга [10], произвести детектирование гравитационных волн и т.п....

Оценим момент количества движения, переданный гравитационной волной сверхтекучему трансформатору, если волновой вектор лежит в плоскости его сигнального кольца $\Lambda = pR = \left(m\omega R \left|\delta g_{ij}\right| \frac{R}{\lambda_G}\right) R = \frac{m\omega^2 R^3}{2\pi c} |\delta g_{ij}|$, где m – общая масса He^4 , первоначально покоящаяся в трансформаторе, R – радиус кольца, ω , λ_G и $|\delta g_{ij}|$ – соответственно частота, длина и амплитуда в гравитационной волне, а R/λ_G – фактор квазистационарности кольца в качестве антенны. При $m = 1 \text{ кг}$, $R = 1 \text{ м}$, $\omega = 4500 \text{ рад/сек}$ переданный момент оказывается порядка одного кванта действия $\Lambda = \hbar$, когда амплитуда колебаний метрического тензора в гравитационной волне составляет примерно $|\delta g_{ij}| \approx 10^{-32}$. Приемник с такой чувствительностью опережает лучшие современные гравитационные

детекторы на 10(!) порядков. При этом $DC^{He^4} SQUID$, по-видимому, сможет измерять Λ в долях постоянной Планка, аналогично тому как ординарный современный DC-SQUID в полосе 1 Гц регистрирует $10^{-5} \Phi_0$. Хотя конечно и коэффициент передачи трансформатора из сигнального кольца в SQUID может оказаться существенно меньше единицы: так у современных сверхпроводящих трансформаторов потока $K \approx 0.01$.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Головашкин А. И., Жерихина Л. Н., Мишачев В. М. и др. Прикладная физика (ЖПФ), N 6, 27 (2003).
- [2] Лоупасаа О. V. Experimental principles and methods below 1K. Academic Press London and New York (1974).
- [3] Tilley D. R., Tilley J. Superfluidity and Superconductivity. Van Nostrand Reinhold Company New York, Cincinnati, Toronto, London, Melbourne (1974).
- [4] Кане В. А. A silicon-based nuclear spin quantum computer. Nature, **393**, 133 (1998).
- [5] Валиев К. А., Кокин А. А. Микроэлектроника, **28**, N 5, 326 (1999).
- [6] Лихарев К. К., Ульрих Б. Т. Системы с джозефсоновскими контактами. Издательство МГУ (1978).
- [7] Richards P. L., Anderson P. W. Phys. Rev. Lett., **14**, 540 (1965).
- [8] Носкинсон Е., Раскард Р. Е., Наярд Т. М. Nature, **433**, 376 (2005).
- [9] Superconductor Applications SQUIDS and Machines. Ed. By Schwartz Br.V. and Foner S.. Plenum Press, New York (1977).
- [10] Феунман Р. Р. Statistical mechanics. W.A.Benjamin, Inc. Advanced Book Program Reading, Massachusetts (1972).
- [11] Головашкин А. И., Жерихина Л. Н., Цховребов А. М., Кулешова Г. В. Тезисы 1-ой Международной конференции "Фундаментальные проблемы ВТСП", Звенигород. Москва, ФИАН, 2004, стр. 283.
- [12] Головашкин А. И., Кулешова Г. В., Цховребов А. М., Измайлов Г. Н. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 11, 6 (2002).
- [13] Хриплович И. Б. Общая теория относительности. Институт компьютерных исследований. Москва (2002).

Поступила в редакцию 15 сентября 2005 г.