

СХЕМЫ СЧЕТА ФОТОНОВ ДАЛЬНОГО ИК-ДИАПАЗОНА В КОНТЕКСТЕ ПРОБЛЕМ ВСЕПОГОДНОГО ЛОЦИРОВАНИЯ УДАЛЕННЫХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Буякас В.И.* , Дресвянников М.А., Жерихина Л.Н.** , Цховребов А.М.***

*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
ФИАИ, Ленинский пр., 53, Москва, 119991, Россия*

* e-mail: bujakas@yandex.ru

** e-mail: zherikh@sci.lebedev.ru

*** e-mail: tshovrebov@yandex.ru

В контексте проблем всепогодного лоцирования удаленных космических объектов описываются четыре оригинальные схемы детектирования дальнего инфракрасного излучения (ИК-излучения), приближающиеся по своей чувствительности к уровню, позволяющему использовать их в режиме счета фотонов.

Ключевые слова: дальнее ИК-излучение, ТЕА-лазер, лидар, космический объект, астероид.

Введение

В безоблачную погоду рэлеевское рассеяние [1], пропорциональное $1/\lambda^4$, заметно сказывается лишь в коротковолновой части видимого спектра, вследствие чего, как известно, небо нам кажется голубым, а на закате и восходе солнца на горизонте господствуют красноватые оттенки. В то же время в более утилитарном смысле в контексте всепогодного лазерного лоцирования [2] белизна облаков и бледно-молочный цвет неба свидетельствуют об интенсивном рэлеевском рассеянии во всем видимом диапазоне, что, разумеется, препятствует слежению за летательными аппаратами в атмосфере и объектами ближнего ($D < 1000000$ км) космоса. Переход из ближнего инфракрасного диапазона $\lambda \approx 1$ мкм, хорошо освоенного техникой лидаров, в область дальнего ИК-диапазона $\lambda \approx 10$ мкм, за счет ослабления рэлеевского рассеяния $\sim \lambda^{-4}$, делает облачность примерно на четыре порядка прозрачней $(1 \text{ мкм})^{-4}/(10 \text{ мкм})^{-4} = 10^4$. Кроме того, выбор 10-микрометрового диапазона определяется наличием надежного и простого по конструкции импульсного CO_2 -лазера с поперечной накачкой (ТЕА (Transversely Excited Atmospheric)) [3], непосредственно попадающего длиной генерируемой волны в удобное атмосферное окно прозрачности ($7,5 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 10 \text{ мкм}$). Пусть CO_2 ТЕА-лазер (рис. 1)

генерирует на дальность $l = 300\,000$ км импульсы $E = 2$ Дж, $\tau = 1$ нс, $\lambda = 10$ мкм, что определяет пределы точности лоцирования

$$\delta l = \frac{1}{2} c \tau = 15 \text{ см}, \quad \frac{\delta l}{l} \approx 5 \cdot 10^{-8} \%$$

Прежде чем уйти в космос, лазерный луч с целью снижения дифракционных потерь направляется на параболическое зеркало, формирующее широкий пучок диаметром $D = 1$ м, затем пучок разворачивается обратно на Землю угловым отражателем размером $d \times d \approx 0,3 \times 0,3 \text{ м}^2$, размещенным на лоцируемом объекте, и далее регистрируется приемником, расположенным в фокусе той же самой параболической антенны. При этом двукратный учет дифракционных потерь, отвечающий распространению 10-микрометровых волн туда/обратно на дальность $l = 3 \cdot 10^8$ м, позволяет в идеальных условиях из всей исходной энергии пучка $E = 2$ Дж вернуться на Землю всего лишь

$$E \times (d^2 / (l^2 (\lambda / D)^2)) \times (d^2 / (l^2 (\lambda / D)^2)) = \\ = E (dD)^4 / (l\lambda)^4 = 2 \cdot 10^{16} \text{ Дж.}$$

Возвращенная энергия соответствует примерно $2 \cdot 10^{-16} \text{ Дж} / 2 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} = 10^4$ квантов излучения $\lambda \approx 10$ мкм ($\hbar\omega \approx 12 \text{ эВ} \approx 2 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}$), что с учетом различных факторов неидеальности делает актуаль-

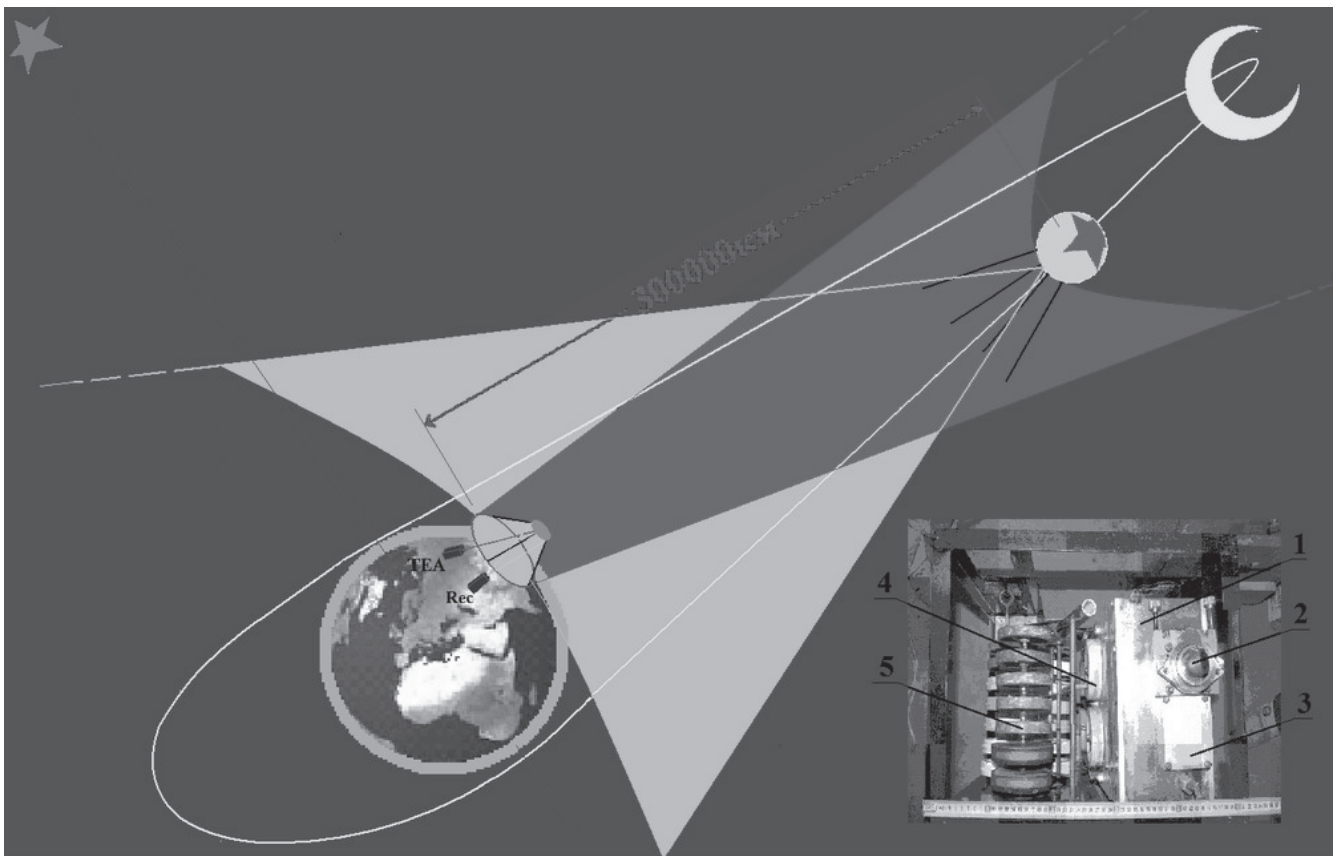


Рис. 1. Схема локации удаленного объекта: TEA — импульсный CO_2 -лазер; Rec — приемник дальнего ИК-диапазона; лазерное облучение объекта производится при меньшей дифракционной расходимости благодаря большому диаметру параболического зеркала; отраженное излучение возвращается на Землю с большей дифракционной расходимостью вследствие малых размеров уголкового отражателя. На вкладке фотография импульсного CO_2 -лазера с поперечной накачкой при пониженном давлении рабочей смеси: 1 — металлический корпус лазера; 2 — окно для выхода излучения (призма с углом Брюстера из Ge или KCl и т.п.); 3 — система крепления и юстировки глухого зеркала резонатора, обеспечивающего пять проходов излучения через активную зону; 4 — система предыонизации разрядного промежутка; 5 — скоростные конденсаторы основного разряда

ной разработку приемников, способных детектировать сигнал в режиме счета фотонов в дальнем ИК-диапазоне.

Прибором, способным регистрировать отдельные кванты, т.е. принимать излучение в режиме счета фотонов, является классический фотоэлектронный умножитель ФЭУ (изобретен Л.А. Кубецким в 1904 г.) с охлаждаемым катодом. Однако работа выхода стандартных фотокатодов не бывает ниже примерно $A_{\min} \approx 0,7$ эВ, что ограничивает применение ФЭУ ближней ИК областью $\lambda < 1,5$ мкм, в то время как в диапазоне $\lambda \approx 10$ мкм квант излучения переносит всего лишь $\hbar\omega \approx 120$ мэВ. В принципе имеется возможность искусственно понизить работу выхода фотокатода. Так, в первой передающей телекамере, называвшейся иконоскопом, пожалуй, самым существенным элементом являлся мозаичный фотоэмиссионный экран. Элек-

тронный луч, сканируя по экрану, считывал избыточный положительный заряд, остающийся вследствие потери электронов, выбитых фотонами проецируемого на экран изображения. Решающим моментом являлась здесь не столько сама конструкция мозаичного экрана, сколько метод его изготовления, разработанный Б.Л. Розингом: напыление на стекло наноразмерных капелек серебра, которые сейчас были бы названы квантовыми точками. Если бы серебро наносилось в виде «многомикрометровых макрокластеров», то немалая работа выхода серебра (серебро далеко не щелочной металл) оставила бы видимый свет за порогом красной границы внешнего фотоэффекта. Однако подъем уровня Ферми в ультраквантовом пределе [5, 6] позволяет понизить работу выхода и превратить каждую квантовую точку в наноразмерный фотоэлемент, способный реагировать на видимый свет. В наших экспериментах разработка технологии

лазерного напыления сплошных металлических пленок, с нанометровыми толщинами, позволила в области ультраквантового предела размерных эффектов в висмуте (толщины ~ 5 нм) более чем на 1 эВ понизить работу выхода внешнего фотоэффекта [5, 6]. Однако квантовая эффективность фотокатода с таким образом искусственно пониженной работой выхода оказывалась слишком низкой, и поэтому задача создания приемников для счета фотонов в дальнем ИК-диапазоне требует принципиально иных подходов.

Ур-конверторы дальнего ИК-излучения

Чтобы квант дальнего ИК-диапазона с $\lambda \approx 10$ мкм и $\hbar\omega \approx 120$ мэВ мог «вышибить» из фотокатода электрон, энергию фотона надо каким-то образом поднять до уровня примерно 1 эВ. Функцию такого квантового лифта выполняют оптические Ур-конверторы, для чего обычно используются кристаллы с оптической квадратичной нелинейностью, в которых длинноволновое излучение смешивается с коротковолновым. Если гетеродин представляет собой квантовый генератор в диапазоне $\lambda \approx 1$ мкм (YAG, лазер на неодимовом стекле и т.п. [3]), то в результате супергетеродинного смешения с 10-микрометровым излучением [7], подлежащим регистрации, получают суммарно/разностные кванты 0,9 и 1,1 мкм, которые уже может «взять» ФЭУ. К сожалению, обычные высокоэффективные нелинейные кристаллы типа KDP, LiNbO₃ непрозрачны в дальней ИК-области. Наиболее подходя-

щими для создания Ур-конвертора 10 мкм → → 0,9/1,1 мкм оказываются кристаллы семейства халькогенидов серебра, слоистые кристаллы GaSe, а также монокристаллический сегнетоэлектрик ZnGeP₂. С целью увеличения эффективности действия Ур-конвертора в составе входного каскада приемного тракта лидара с рабочей длиной волны 10 мкм предполагается опробовать вариант преобразователя с внутрирезонаторным размещением нелинейного кристалла непосредственно в квантовом генераторе, который выполняет роль гетеродина, обеспечивающего накачку смесителя на длине волны $\lambda \approx 1$ мкм (рис. 2). Инверсия заселенности активной среды такого лазера, совмещающего функции Ур-конвертора, будет создаваться непрерывной светодиодной подсветкой рабочего стержня.

Приемник излучения с энергией, меньшей красной границы внутреннего фотоэффекта

Другой возможный подход к созданию фотоприемника, способного работать в дальнем ИК-диапазоне в одноквантовом режиме, основан на поиске схем, позволяющих построить полупроводниковый элемент, который мог бы регистрировать кванты за границей внутреннего фотоэффекта. С этой целью исследовалось (рис. 3) воздействие ИК-излучения на AsGa-светодиод с двухэлектронвольтовой запрещенной зоной, который находился при открывающем электрическом смещении.

Под действием излучения ток уменьшался, однако в отличие от вольт-амперной характеристики (ВАХ) обычного фотодиода (левая часть рис. 4)

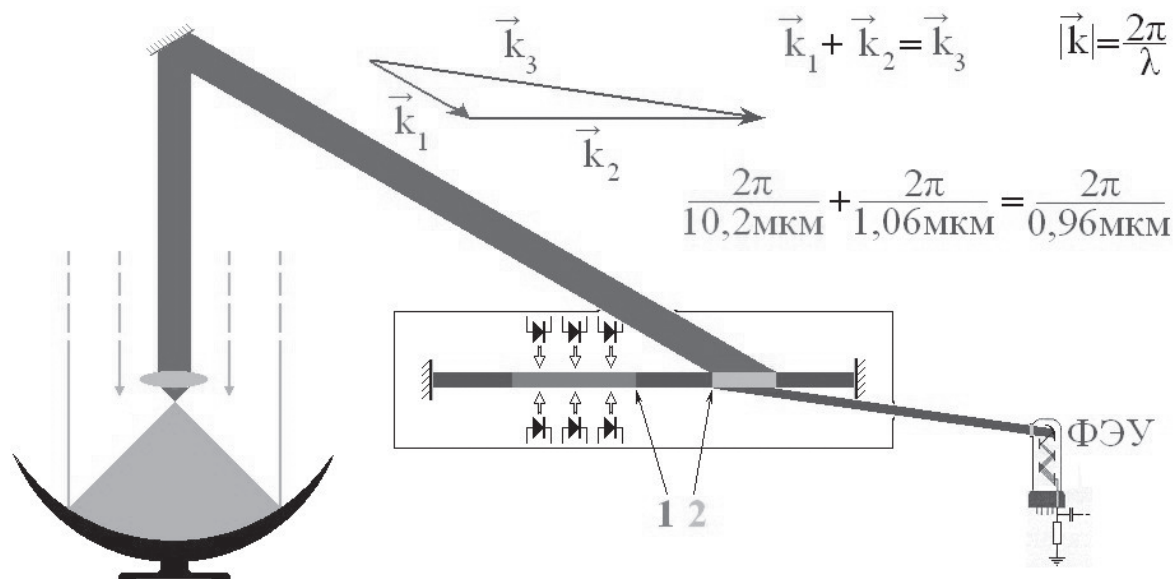


Рис. 2. Оптическая схема внутрирезонаторного Ур-конвертора: 1 — активная среда квантового генератора иттрий-алюминиевый гранат Y₃Al₂O₁₅: Nd³⁺ (YAG); 2 — смеситель на нелинейном кристалле из семейства халькогенидов серебра, GaSe или на монокристаллическом ZnGeP₂

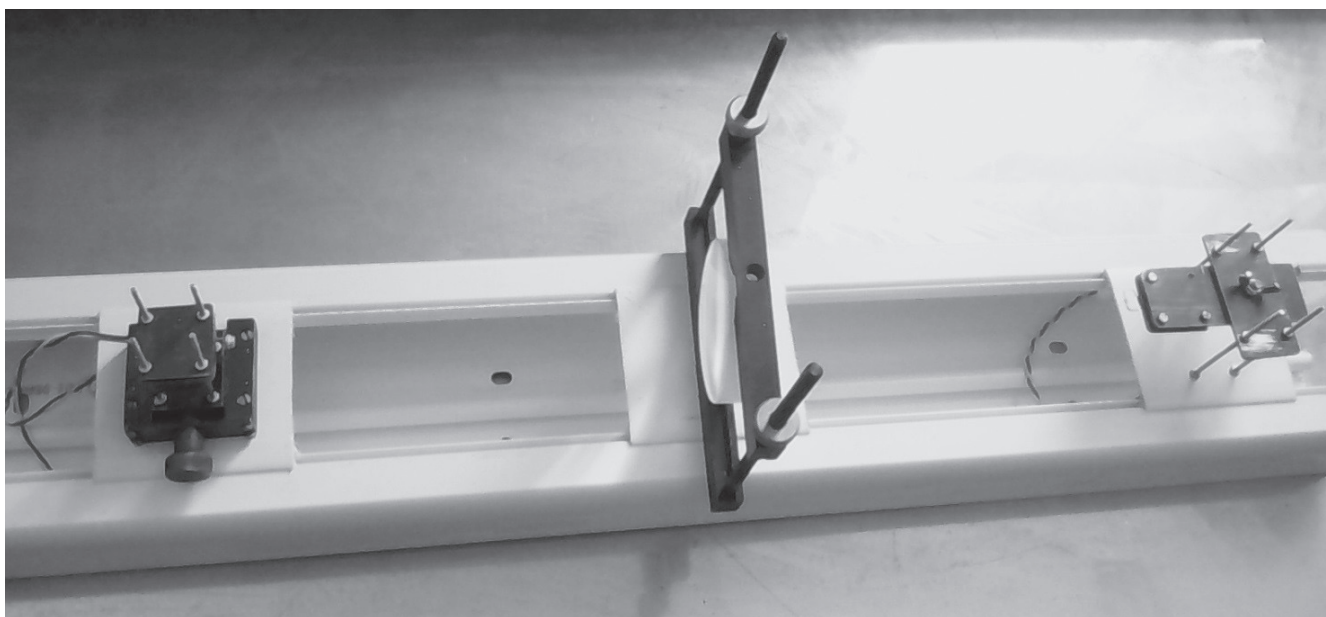


Рис. 3. Оптическая часть установки для исследования фотоотклика полупроводникового элемента за красной границей внутреннего фотоэффекта: справа — источник ИК; слева — исследуемый фотоэлемент; оптическая скамья изготовлена из отрезка пластмассового короба для укладки электрических сетей

вольт-амперная характеристика светодиода не «опускалась», а снижала свой наклон (правая часть рис. 4). По-видимому, электроны, перешедшие из *n*- в *p*-область, забрасываются квантами излучения выше их размещения в *n*-области и возвращаются обратно, создавая «фотопротиток», пропорциональный электрическому току.

Десорбционный приемник ИК-излучения

Возможность значительного (на порядок) снижения эффективной работы выхода может быть реализована при отказе от эмиссии электронов в пользу нейтральных атомов. Фотостимулированная эмиссия («фотоиспарение») как «атомный» (или «молекулярный») аналог внешнего фотоэффекта широко использовалась в тепловизорах — эвапорографах, когда контрастное изображение, возникаю-

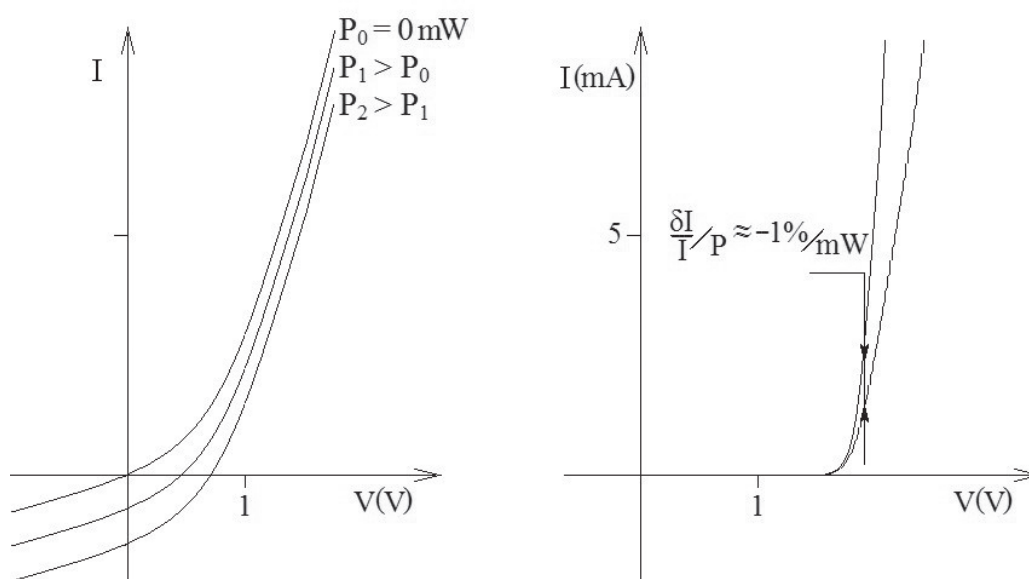


Рис. 4. Слева — вольтамперная характеристика «обычного» полупроводникового светодиода при разном уровне освещенности; справа — вольтамперная характеристика исследуемого светодиода при разных уровнях освещенности; *P* — мощность падающего ИК-излучения

шее под действием дальнего ИК-излучения, испаряющего тонкую масляную пленку на экране, наблюдается в виде «таинственных» радужных интерференционных полос (что придает картинке характер какой-то необычной галлюцинации [8]).

По-видимому, наиболее легко испаряемой жидкостью в природе является конденсированный гелий. Слабость межатомных сил взаимодействия в инертных газах оказывается настолько заметной, что их атомы не образуют парных молекул, а самые легкие из них изотопы гелия (He^4 , He^3) имеют самые низкие в природе температуры ожигения (при атмосферном давлении 4,2 К и 3,14 К соответственно). Аномально низкими у изотопов гелия оказываются и теплоты парообразования ($T \approx 2$ К [9])

$$Q_{\mu}(\text{He}^3) \approx 46,3 \text{ Дж/моль}; \quad Q_{\mu}(\text{He}^4) \approx 93,5 \text{ Дж/моль},$$

что в пересчете на один испарившийся атом составляет

$$Q_{\mu}(\text{He}^4) / N_A = A_{A\text{min}} \approx 93,5 / (6,023 \cdot 10^{23}) = \\ = 15,53 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \approx 10^{-3} \text{ эВ}.$$

Это значение можно сравнить с работой выхода электрона из металлов, используемых для изготовления инфракрасных фотокатодов:

$$A_{A\text{min}} : A_{e\text{-min}} \approx 10^{-3} \text{ эВ} : 0,7 \text{ эВ}.$$

Результат сравнения показывает, что если бы в классическом фотоумножителе каким либо образом удалось заменить электроны на атомы гелия, то такой «оптоатомный» приемник мог бы вести счет фотонов в «сверхдальнем» ИК-диапазоне $\lambda \leq 1000$ мкм. Процесс кипения отвечает фазовому переходу 1-го рода, и в условиях, когда жидкость не перегрета и не переохлаждена, вся поступающая извне энергия уходит не на ее разогрев, а на переход атомов из жидкости в газ. В силу этого, высвобождение атомов, не связанное с нагревом жидкости, «в целом» не должно сопровождаться тепловой задержкой, определяемой обычно отношением теплопроводности к теплоемкости. Таким образом, процесс детектирования излучения по энергоприходу, вносимому им в систему в условиях фазового перехода газ/жидкость, оказывается не болометрическим, благодаря чему, по-видимому, может использоваться в импульсных локационных системах.

Из соображений практичности жидкость в предлагаемой схеме детектирования следует заменить пленкой, сорбирующей атомы гелия. Конечно, теплота сорбции Q_{μ} может оказаться несколько боль-

шей теплоты парообразования Q_{μ} (на чем фактически основано действие высоковакуумных криосорбционных насосов), однако значение

$$Q_{\mu}(\text{He}^4) / N_A \approx 586,6 / (6,023 \cdot 10^{23}) = \\ = 9,7 \cdot 10^{-22} \text{ Дж} \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$$

все равно соответствует красной границе «фотоатомного» эффекта лежащей в области «сверхдального» ИК $\lambda \leq 200$ мкм. Здесь

$$Q_{\mu}(\text{He}^4) \approx 586,6 \text{ Дж/моль}$$

отвечает сорбции на поверхности $\text{NiSO}_4 : 7\text{H}_2\text{O}$. К сожалению, при поглощении 10-микрометрового кванта атом He^4 будет двигаться с заведомо нерелятивистской скоростью $v_{\text{He}^4} \approx 2000$ м/с, что приведет к примерно 10-микросекундной задержке, необходимой для перемещения нейтрального атома от сорбирующей поверхности до области, пронизываемой поперечным ионизирующим электронным потоком. Однако эта «кинетическая» задержка в условиях низких температур будет меньше, чем соответствующая болометрическая, что обеспечивает в предлагаемой схеме быстрое действие, большее по сравнению с обычными криогенно-тепловыми детектирующими системами. Следующим этапом «поштучной» регистрации высвобожденных атомов He^4 должно быть ускорение в электрическом поле ионов, получившихся в результате электронной бомбардировки. Затем количество ускоренных ионов будет регистрироваться по току на собирающем коллекторе либо прибором, аналогичным электронному умножителю, который конструктивно адаптирован для счета одиночных ионов.

Резонансный приемник ИК-излучения

Другой подход к проблеме счета фотонов в дальней ИК-области с использованием криогеники основывается на работах [10—12], где нами предлагались различные варианты высокочувствительной универсальной детектирующей системы SQUID — магнитный адсорбер, предназначенной для регистрации излучений различной природы (от СВЧ [13] до частиц темной материи [14]), в широчайшем диапазоне длин волн. Такая система должна действовать в условиях предварительного «самоохлаждения» парамагнитного адсорбера (организованного в цикле адиабатического размагничивания [15]), стартуя с гелиевых ($T \approx 4,2$ К) температур, а по достижении конечных сверхнизких ($T < 100$ мК) пе-

реключаться в режим регистрации энергопритока (отвечающего детектируемому излучению), который измеряется SQUID по степени размагничивания остаточного магнитного момента адсорбера.

К сожалению, высокая чувствительность системы SQUID — магнитный адсорбер, оцениваемая в работах [10—12] на уровне

$$|\delta E| \approx l B_r \delta \Phi / \mu_0 \approx 1 \text{ эВ} / \sqrt{\Gamma \text{ц}},$$

где $l \approx 1 \text{ мм}$ — высота парамагнитного адсорбера; $B_r = 0,01 \text{ Тл}$ — остаточное поле парамагнетика [15];

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ — магнитная проницаемость

вакуума; $\delta \Phi \approx 5 \cdot 10^{-6} \Phi_0 / \sqrt{\Gamma \text{ц}}$ — разрешающая способность квантового интерферометра [16, 17], выраженная в единицах кванта магнитного потока

$\Phi_0 = \pi \hbar / e \approx 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$, соответствует боломет-

рическому отклику, в силу чего детектор подобного типа из-за немалых времен «тепловой задержки» не может использоваться в импульсных локационных системах. С целью исключения больших времен тепловой релаксации (отвечающих разогреву всего адсорбера) следует искать схему прямой резонансной передачи энергии кванта регистрируемого излучения магнитному центру с расщепленным двухуровневым состоянием электрона. При этом резонансная передача энергии обеспечила бы «заодно» и сужение полосы частот, способствующее снижению интенсивности шумового фона, а кроме того, по-видимому, позволила бы увеличить сечение взаимодействия регистрируемого излучения с поглощающим элементом системы. Характерным примером резонансного эффекта является ЭПР — электронно-парамагнитный резонанс [18], когда в магнитном поле B спины электронов прецессируют вокруг оси, направленной вдоль B с резонансной по отношению к внешнему СВЧ-облучению частотой

$$f_{ESR} = \frac{\mu_B B}{\pi \hbar}.$$

Здесь μ_B — магнетон Бора. Рассмотрен случай свободного электрона с g -фактором 2. Если перейти от «идеального» спинового газа к сильновзаимодействующей системе электронных магнитных моментов вместо энергетического расщепления электронных подуровней в парамагнетике $\Delta E = 2\mu_B B$, вызванного наложением внешнего поля B , будет иметь место расщепление, отвечающее обменно-взаимодействию [28]

$$\Delta E = |E_{\uparrow\uparrow} - E_{\uparrow\downarrow}| = 2J_{ex} \approx kT_K.$$

При этом обменному интегралу J_{ex} можно сопоставить эффективное магнитное поле

$$B_{eff} = J_{ex} / \mu_B \approx \frac{1}{2} kT_K / \mu_B,$$

величина которого у «вполне обычных» ферро/антиферромагнетиков с температурами Кюри на уровне 1000 К составляет значения порядка 500 Тл. Перевороту одного из спаренных спинов с переходом из 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 ИК-области с длиной волны порядка 10 мкм.

Рассмотрим антиферромагнетик, в котором все электронные спины выстроены антипараллельно, вследствие чего суммарный магнитный момент оказывается на уровне нуля. Резонансное поглощение каким-либо электроном кванта 10-микрометрового излучения при учете

$$\lambda = 10 \text{ мкм} \leftrightarrow 0,1 \text{ эВ} \approx \hbar\omega \approx \Delta E \approx 2J_{ex} \leftrightarrow kT_K \approx 1000 \text{ К}$$

приведет к перевороту его спина, при этом суммарный магнитный момент увеличится на два магнетона Бора $2\mu_B$ (рис. 5). Чтобы в случае одновременного поглощения нескольких квантов распаренные спины не выстраивались случайно, к антиферромагнитному адсорберу следует приложить небольшое внешнее поле, выполняющее функции ориентирующего. 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

$$\delta \phi = \frac{\mu_0 \mu_B \delta E}{\Phi_0 z J_{ex}} = \frac{\mu_0 \delta E}{\Phi_0 z B_{eff}} = \frac{2\mu_0 \mu_B \delta E}{\Phi_0 z \hbar \omega},$$

где $\delta \phi$ — отклик в единицах кванта потока

$$\Phi_0 = \pi \hbar / e \approx 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Вб};$$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$; z — толщина поглощающей антиферромагнитной пленки.

Для подстановки конкретных технических оправданных числовых значений в формулу

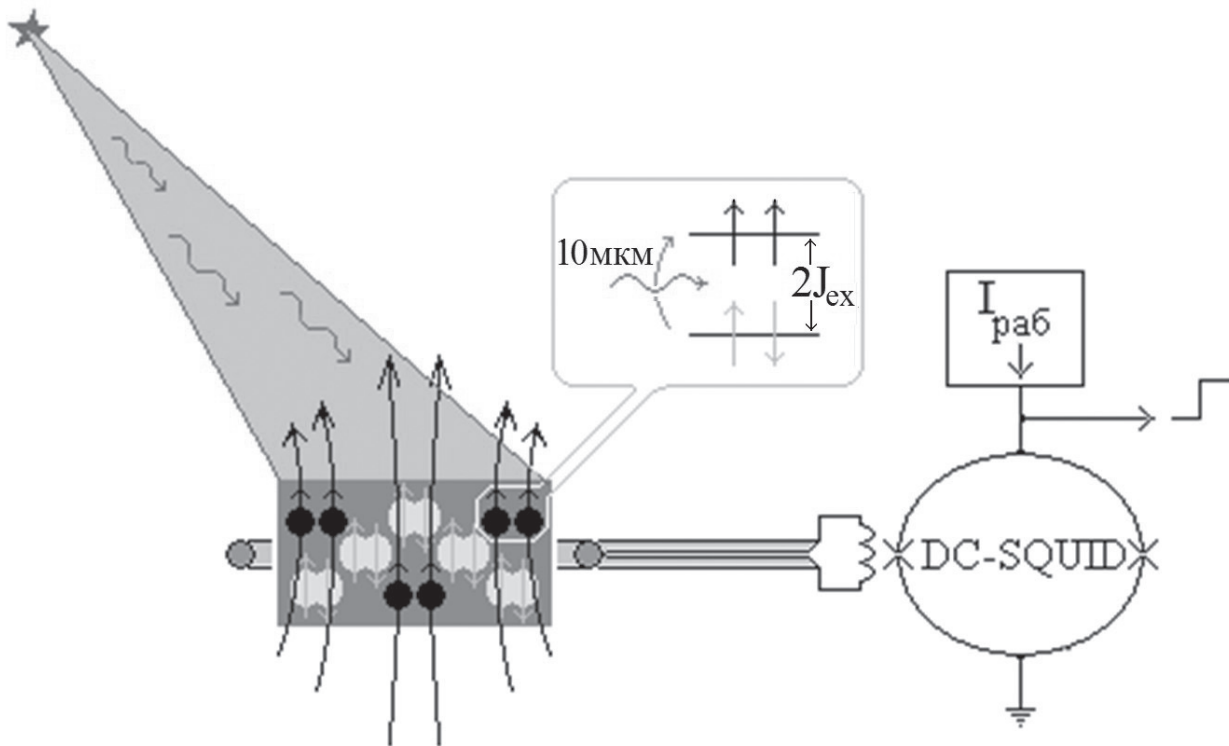


Рис. 5. Схема узкополосного высокочувствительного магнитного детектора для приема 10-микрометрового излучения в CO₂-лидарах: слева — антиферромагнитный адсорбер излучения; справа — сверхпроводящий квантовый интерферометр для регистрации магнитного отклика

$$\delta\phi = \frac{2\mu_0\mu_B\delta E}{\Phi_0 z \hbar \omega}$$

используем оценку энергии, принятой на Земле после отражения от космического объекта, снабженного уголкового отражателем импульса, испущенного CO₂ ТЕА-лазером с параметрами, приведенными в начале статьи (см. рис. 1). Энергия лазерного импульса $E = 2$ Дж, пройдя дважды через наземное параболическое зеркало диаметром $D = 1$ м до и после своего отражения от космического объекта (размеры уголкового отражателя $d \times d \approx 0,3 \times 0,3$ м²) вследствие дифракционных потерь на дальности $l = 300000$ км = $3 \cdot 10^8$ м сократится до уровня $2 \cdot 10^{-16}$ Дж. При этом магнитный отклик, регистрируемый сверхпроводящим квантовым интерферометром (т.е. SQUID [16, 17]), связанным с антиферромагнитной пленкой толщиной $z \approx 10$ мкм, составит примерно $3 \cdot 10^{-5}$ квантов потока. Для определения требуемой чувствительности магнитометра отклик $\delta\phi \approx 3 \cdot 10^5 \Phi_0$ следует отнормировать на квадратный корень из ширины частотной полосы $\delta f \approx 1/\tau$, обеспечивающей временное разрешение $\tau \approx 1$ нс (при этом разрешение по дальности $\delta l = c\tau/2 \approx 15$ см). В результате требуемое значение чувствительности магнитометра оказывается на уровне

$$3 \cdot 10^{-5} \Phi_0 / (10^{-9} \text{ с})^{-1/2} = 3 \cdot 10^{-5} \Phi_0 / (10^9 \text{ Гц})^{-1/2} \approx 0,5 \cdot 10^{-8} \Phi_0 / \sqrt{\text{Гц}},$$

что примерно на два порядка выше достигнутой на очень хороших (почти рекордных) современных DC-SQUID: $0,5 \cdot 10^{-6} \Phi_0 / \sqrt{\text{Гц}}$.

Чтобы «нагнать» недостающую пару порядков, лоцирование следует производить в виде 10000-ной пачки замеров с последующей подстановкой полученных значений в математическую модель орбитальной кинематики спутника или отслеживаемого объекта. Следует также отметить, что поперечный размер поглощающей пленки, когда на нее фокусируется 10-микрометровое излучение, должен также сопоставляться с дифракционным пределом размера пятна d , т.е. быть порядка 10 мкм ($d \geq \lambda$). Таким образом, антиферромагнитный микропленочный элемент будет иметь примерно те же поперечные размеры, что и рабочее кольцо DC-SQUID (куда включается пара «фазочувствительных» джозефсоновских туннельных перехода [16, 17], рис. 5). Это обстоятельство позволяет обеспечить магнитную связь микроточечной пленки с квантовым интерферометром (посредством сверхпроводящего трансформатора потока) практически со 100%-ным коэффициентом передачи, в то вре-

мя как обычно этот коэффициент (из-за «рассогласования» размеров) оказывается менее 1% и «собственная» чувствительность $10^{-6} \Phi_0 / \sqrt{\Gamma\text{ц}}$ ухудшается на два порядка и более. Другим полезным обстоятельством является возможность точного подбора толщины $z \approx 10$ мкм так, чтобы с учетом диэлектрической проницаемости антиферромагнетика в области 30 ТГц при заданном z в пленке реализовывался известный эффект просветления оптики. Интерференционное подавление отраженной волны станет дополнительным фактором сужения резонансной полосы поглощения, повышающим степень невосприимчивости приемника к фоновому излучению.

Фоторегистрация малых объектов ближнего космоса в ИК-области спектра

Рассмотрим возможные схемы регистрации малых объектов ближнего космоса, не используя локацию в привычном смысле. После недавнего повторения «Челябинского феномена» в Никарагуа начавшая было угасать волна всеобщей астробфобии приобрела новый импульс (с одной стороны, все помнят печальную судьбу динозавров, а с другой — большая часть персонажей «Маленького принца», включая и его самого, проживала именно на астероидах...) [20]. Одна из проблем получения изображения небольших космических объектов (в том числе представляющих астероидную опасность) на тысячи километровых дальностях состоит в том, что фиксировать их (в отличие от звезд) возможно, лишь когда они выходят из тени Земли. Для фотографирования таких темных и, как правило, холодных тел в тени Земли необходима внешняя подсветка. Роль «наземно-космической фотовспышки» мог бы сыграть импульсный мегаваттный CO_2 -лазер с поперечной накачкой (ТЕА), генерирующий вспышки, подсвечивающие «опасные тела» в 10-микрометровом диапазоне, где видимость сохраняется даже в условиях дымки или облачности, а изображение, полученное в телескопе, регистрируется матрицами на основе CdHgTe. Оценки возможности цифровой записи изображений 10-метровых объектов, удаленных от Земли на $L = 1000$ км, с использованием импульсной лазерной подсветки в диапазоне $\lambda = 10$ мкм показали [21], что при использовании телескопа с дифракционной расходимостью на уровне $\lambda / D \approx 10^{-5}$ рад, матрицей, состоящей из охлаждаемых CdHgTe элементов, с NEP [22] на уровне 10^{-13} Вт/Гц $^{-1/2}$ можно вести съемку с частотой 10 Гц,

Но наряду с описанным выше методом астрономического фотографирования опасные быстро-

движущиеся малые космические объекты в принципе можно фиксировать по динамическому возмущению ими поля тяготения Земли. Однако для реализации гравиразведки ближнего космоса требуются сверхвысокочувствительные гравиметры. В работах [23—25] мы предложили и обосновали в рамках оценочных расчетов использование системы SQUID — магнитостриктор в качестве компактного лабораторного детектора гравитационных волн или датчика, способного регистрировать слабые возмущения гравитационного поля Земли. Эти оценки легли в основу части Российско-Итальянского проекта (к сожалению, неосуществленного), дополняющей создание большого лазерно-интерференционного приемника. «Вкратце» действие системы SQUID — магнитостриктор основано на обратном эффекте магнитострикции (открыт Э.Виллари в 1865 г.), который характеризуется величиной маг-

нитострикционной чувствительности $\Lambda^{(-1)} = \frac{\partial B}{\partial P}$, де-

монстрирующей количественную связь изменения магнитной индукции с упругим напряжением, вызывающим это изменение в конкретном материале [26]. Приведем оценку предельных возможностей такого метода в случае регистрации магнитного отклика сверхпроводящим квантовым интерферометром при условии $\Delta\Phi = \delta\Phi$, т.е. когда магнитный сигнал равен разрешающей способности SQUID. Изменение потока индукции B в поперечном сечении S_{ms} магнитострикционного цилиндра составит

$$\delta\Phi = \Delta\Phi = S_{ms} \Delta B = S_{ms} \Lambda^{(-1)} \Delta P = S_{ms} \Lambda^{(-1)} \Delta F,$$

откуда предельная чувствительность системы SQUID/магнитостриктор при регистрации приращения силы ΔF , сводящей/разводящей торцы цилиндра, выражается через разрешающую способность используемого квантового интерферометра в виде $\delta F = \delta\Phi / \Lambda^{(-1)}$. Если

$$\langle \delta\Phi \rangle_{/\sqrt{\Gamma\text{ц}}} = 10^{-6} \Phi_0 \sqrt{\Gamma\text{ц}} = 2,07 \cdot 10^{-21} \text{ Вб} / \sqrt{\Gamma\text{ц}}$$

(«хороший», но рекордный современный SQUID [16, 17]) и

$$\Lambda^{(-1)} \approx 7 \cdot 10^{-6}$$

(сплав: 54% Pt, 46% Fe), то предельная чувствительность системы по регистрируемой силе составит

$$\langle \delta F \rangle_{/\sqrt{\Gamma\text{ц}}} = 3 \cdot 10^{-16} \text{ Н} / \sqrt{\Gamma\text{ц}}.$$

Этой силе, которую система в принципе еще способна зафиксировать, для магнитоотрицателя с поперечным сечением $S_{ms} \approx 30 \text{ см}^2$ и типовым значением модуля Юнга $E \approx 100 \text{ ГПа}$ отвечает предельно регистрируемое удлинение

$$\langle \delta l / l \rangle_{/\sqrt{\Gamma\text{ц}}} = S_{ms} \langle \delta F \rangle_{/\sqrt{\Gamma\text{ц}}} / E \approx 10^{-24} / \sqrt{\Gamma\text{ц}},$$

что, в частности хотя бы на уровне оценок, демонстрирует «хорошую конкурентоспособность» системы SQUID/магнитоотрицатель в отношении современных детекторов гравитационных волн (MINIGRAIL <http://www.minigrail.nl/>, ALLEGRO <http://sam.phys.lsu.edu/>, AURIGA <http://www.auriga.lnl.infn.it/>, EXPLOPER and NAUTILUS <http://www.roma1.infn.it/rog/pagineweb/appoggio/>). Однако в силу высочайшей, по оценкам [23–25], чувствительности системы SQUID/магнитоотрицатель наряду с такими «столь обыденными» вариантами ее применения в качестве приемника гравитационных [23, 25] волн, детектора мини черных дыр [27] или локальных вариаций плотности темной энергии [24] возможны и иные, фактически не менее оригинальные способы ее использования, в том числе в задачах прикладной направленности. Важнейшим прикладным направлением использования подобной методики является гравиразведка [25, 28]. В работе [25] показано, что параметры, обеспечиваемые современной техникой SQUID, позволяют «с запасом» регистрировать вариации ускорения свободного падения на уровне

$$\begin{aligned} \delta F / m &= \delta g \sim 10^{-16} \text{ (м/с}^2\text{)} / \sqrt{\Gamma\text{ц}} = \\ &= 0,01 \text{ пгал} / \sqrt{\Gamma\text{ц}}, \end{aligned}$$

или, к примеру, на дальности 30 км заметить перемещение легкого танка ($M \approx 5 \text{ т}$), если возмущение гравитационного поля регистрировать в течение 1 с расположенными на расстоянии 300–500 м друг от друга двумя—тремя аналогичными системами с пробным телом $m \approx 3 \text{ кг}$, нагружающим магнитоотрицательный цилиндр.

В отличие от танка, «твердо стоящего» на Земле и при этом непосредственно воздействующего на пробное тело, связанное с магнитоотрицательным элементом, напряженностью собственного гравитационного поля, космическое тело заставляет реагировать систему SQUID — магнитоотрицатель за счет поля порождаемых им приливных сил. Рассчитаем градиент напряженности гравитационного поля, созданного микроастероидным телом $M \approx 10000 \text{ т}$ ($\sim 10 \times 10 \times 10 \text{ м}^3$) в окрестности центра Земли, ког-

да космическое тело находится на расстоянии 10000 км от поверхности Земли ($r \approx 10000 \text{ км}$):

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi_G|_{r+R} &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\gamma M}{r^2} \right)_{r+R} = -\frac{2\gamma M}{(r+R)^3} \approx \\ &= -\frac{2 \cdot 6,67 \cdot 10^{-11} \cdot 10^7}{(10^7 + 6,4 \cdot 10^6)^3} \approx -3 \cdot 10^{-25} \text{ с}^{-2}. \end{aligned}$$

Размещая магнитоотрицательные акселерометры в диаметрально противоположных точках на поверхности Земли, при пересечении космическим телом диаметральной линии мы должны зафиксировать с помощью SQUID разностный отклик, соответствующий разности ускорений свободного падения на уровне

$$2R \nabla^2 \varphi_G|_{r+R} \approx -2 \cdot 6,4 \cdot 10^6 \cdot 3 \cdot 10^{-25} \text{ с}^{-2} \approx -4 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-2},$$

что при силовой чувствительности системы SQUID — магнитоотрицатель порядка

$$\langle \delta F \rangle_{/\sqrt{\Gamma\text{ц}}} = 3 \cdot 10^{-16} \text{ Н} / \sqrt{\Gamma\text{ц}}$$

потребуется «нагрузить» магнитоотрицательный цилиндр 100-килограммовым пробным телом. Разумеется, подобный комплекс должен выдавать тревожный сигнал при «совместном срабатывании» нескольких аналогичных параллельно накапливающих сигнал систем. При этом срабатывание отдельной акселерометрической системы предполагает наличие достаточно высокой корреляции между временной зависимостью сигнала, поступающего с квантового интерферометра, и одной из заранее просчитанных моделей «опасного движения».

Выводы

Использование дальнего ИК-излучения в задачах лоцирования дальних космических объектов позволяет реализовать всепогодную систему наблюдения. Рассмотренные схемы регистрации дальнего ИК-излучения приближаются по своей чувствительности к уровню, позволяющему использовать их в режиме счета фотонов. Детекторы на основе Ур-конвертера и смещенного по напряжению фотодиода обладают необходимым быстродействием для использования их в лидарах. Десорбционный приемник позволяет проводить детектирование практически в однофотонном режиме в силу квантовости эффекта десорбции: один фотон — один атом гелия, но процесс регистрации происходит с временной задержкой (микросекунды), нежелательной при импульсных измерениях. Оценки чувствительности оригинального резонансного детектора

на антиферромагнитной пленке дают значения, несколько меньшие необходимого уровня, однако это можно скомпенсировать за счет накопления сигнала.

Работа выполнена при содействии гранта РФФИ № 13-08-01190 «Разработка и моделирование метода высокоточного определения положения космического телескопа на орбите».

Библиографический список

1. Стрэтт Дж.В. (лорд Рэлей) Волновая теория света. — М.-Л.: Гостехтеориздат, 1940.
2. Протопопов В.В., Устинов Н.Д. Инфракрасные лазерные локационные системы. — М.: Воениздат, 1987.
3. Звелто О. Физика лазеров. — М.: Мир, 1979.
4. Храмов Ю. А. Физики: Биографический справочник. — М.: Наука, 1983.
5. Головашкин А.И., Жерихин А.Н., Жерихина Л.Н., Кулешова Г.В., Цховребов А.М. Аномалии фотоэмиссионных спектров квантоворазмерных объектов и модель сверхсильного электрон-фононного взаимодействия // Краткие сообщения по физике. 2004. №12. С. 42-51.
6. Головашкин А.И., Жерихина А.Н., Жерихина Л.Н., Кулешова Г.В., Цховребов А.М. Интерференционные эффекты в двумерных системах на основе ультратонких висмутовых пленок // Поверхность. Физика, химия, механика. 2005. №10. С.3-15.
7. Плетнев Н.В., Апполонов В.В., Сороченко В.Р. Регистрация импульсов излучения пикосекундного СО[2]-лазера с помощью параметрического двухкаскадного преобразования в нелинейных кристаллах // Приборы и техника эксперимента. 2009. № 3. С. 110-119.
8. Криксунов Л.З. Справочник по основам инфракрасной техники. — М.: Сов. радио, 1978.
9. Малков М.П., Данилов И.Б., Зельдович А.Г., Фрадков А.Б. Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения. — М.: Госэнергоиздат, 1963.
10. Головашкин А.И., Измайлов Г.Н., Жерихина Л.Н., Кулешова Г.В., Цховребов А.М. Магнитный калориметр со SQUIDом для обнаружения слабых излучений и регистрации сверхмалого энерговыделения // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. С. 1168.
11. Golovashkin A.I., Izmailov G.N., Kuleshova G.V., Khanh T.Q., Tskhovrebov A.M., Zherikhina L.N. Magnetic calorimeter for registration of small energy release // Europe Physics Journal B. 2007. V. 58(3). P. 243-249.
12. Golovashkin A.I., Izmailov G.N., Kuleshova G.V., Ryabov V.A., Tskhovrebov A.M., Zherikhina L.N. Dark Matter Particle Detection System SQUID — Magnetic Calorimeter // Amer.J. of Mod. Phys. 2013.V. 2(4). P. 208-216
13. Головашкин А.И., Жерихина Л.Н., Цховребов А.М. и др. Возможности метода адиабатического размагничивания в низкофоновых экспериментах // Прикладная физика. 2003. № 6. С. 27-34.
14. Рябов В.А., Царев В.А., Цховребов А.М. Поиски частиц темной материи // Успехи физических наук. 2008. Т. 178. №11. С. 1129-1164.
15. Лоунасмаа О.В. Принципы и методы получения температур ниже 1 К. — М.: Мир, 1977.
16. Головашкин А.И., Еленский В.Г., Лихарев К.К. Эффект Джозефсона и его применение. — М.: Наука, 1983.
17. Clarke J., Braginski A.I. (Eds.) The SQUID Handbook (vol. 1,2). Wiley, 2006.
18. Zavoisky E.K. Spin-magnetic resonance in paramagnetics, Journal of Physics (USSR), 1945, vol. 9, no. 3, p. 245.
19. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. — М.: Мир, 1966.
20. Izmailov G.N. Can the Heavens Give Us Desired Wealth? (An energetic aspect) // Proceedings of Aerotech II-2007 20-21 June (2007) Kuala-Lumpur, P.115-120.
21. Буякас В.И., Ерохин А.И., Цховребов А.М., Молотов И.Е., Юдин А.Н. О возможности создания ИК лидара на базетелескопа АЗТ-33-ИК // Труды международной конференции CAD/CAM/PDM-2012 (ИПУ 2013г.) <http://lab18.ipu.ru/projects/conf2013/2/14.htm>
22. Робинсон Ф.Н.Х. Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях. — М.: Атомиздат, 1980.
23. Головашкин А.И., Гуденко А.В., Жерихина Л.Н., Иваненко О.И., Мицен К.Ю., Цховребов А.М. Флюктуационный предел измерений относительного удлинения магнитострикционного цилиндра // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т.60. № 8. С. 595-599.
24. Izmailov G.N., Zherikhina L. N., Ryabov V.A., Tskhovrebov A.M. The Nature and Feasibility of Laboratory Registration using SQUID-Magnetostrictor System. inart.collection «Dark Energy: Theories, Developments, and Implications». Editors: Lefebvre K., Garcia R. Pub.Date: 2010, Nova Science Publishers.
25. Головашкин А.И., Жерихина Л.Н., Цховребов А.М., Измайлов Г.Н. Сверхвысокочувствительная детектирующая система СКВИД — магнитостриктор // Квантовая электроника. 2012. Т.42. С. 1140.
26. Белов К.П. Магнитострикционные явления и их технические приложения. — М.: Наука, 1987.
27. Izmailov G.N. Minimal black holes and their stability // Proc. of Intern. Scient.Meeting. Moscow 1-4 July, 2013. Ed. by Duffy M.C. et al. Moscow: BMTSU, 2013. P. 121-128.
28. Веселов К.Е., Сагитов М.У. Гравиметрическая разведка. — М.: Недра, 1968.

SCHEMES OF COUNTING OF FAR IR PHOTONS IN THE CONTEXT OF PROBLEMS OF ALL-WEATHER LOCATING OF DISTANT SPACE OBJECTS

Buyakas V.I.* , Dresvyannikov M.A., Zherikhina L.N.** , Tskhovrebov A.M.***

P.N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences,

LPI, 53, Leninskii pr., Moscow, 119991, Russia

* *e-mail: bujakas@yandex.ru*

** *e-mail: zherikh@sci.lebedev.ru*

*** *e-mail: tshovrebov@yandex.ru*

Abstract

In the context of problem of all-weather location of distant space objects four original detection schemes of far IR radiation, approaching by their sensibility to the level, allowing to use them in photon counting regime, are described. The first scheme is actually an upgrade of technique of the superheterodyne transfer of quantum from far IR to the visible range, where photon counting is produced by a usual photomultiplier or APD (avalanche photodiode). The design of Up-converter considered assumes that nonlinear crystal-mixer is placed within the resonator of the single laser block. The second scheme of registration of far IR is based on directly biased light-emitting diode when the current is yet insufficient for radiation generation. Realized experiments allowed to observe photo response of such a system on radiation with energy below red edge of internal photoelectric effect. Two last schemes exploit cryogenics: in the first one far IR photon counting is assumed to perform using a number of desorbed helium atoms which are registered, and in the second - a number of unpaired spins in antiferromagnetic, the magnetic moment of which is measured by a SQUID. In both ways the effect has a nonbolometric character that provides speed sufficient for an application of such schemes in pulsed location systems. In the first case the nonbolometricity of the effect is the consequence of stability of temperature value, corresponding to the first order phase transition, when all incoming power is spent not at material heating but exclusively on transforming the matter from one aggregation state into another. In the second case nonbolometricity is achieved due to direct resonance action of far IR radiation on antiferromagnetic, resulting in flip-flop of spins and appearing of magnetic response registered by the quantum interferometer.

In conclusion two possible registration schemes of near space small objects that do not use the location in ordinary sense are being considered: photographing in 10 μm range using a CdHgTe matrix and pulsed CO₂ laser with transverse pumping (TEA) as a megawatt

flash; space gravi-exploration using the system SQUID-magnetostrictor, offered initially as an ultrasensitive gravitational wave detector.

Keywords: far IR, TEA-laser, lidar, space object, asteroid.

References

1. Strett Dzh.V. (Lord Relei) *Volnovaya teoriya sveta* (Wave theory of light), Moscow/Leningrad, Gostekhizdat, 1940, 208 p.
2. Protopopov V.V., Ustinov N.D. *Infrakrasnye lazernye lokatsionnye sistemy* (Infrared laser radar system), Moscow, Voenizdat, 1987, 174 p.
3. Zvelto O. *Fizika lazerov* (Laser Physics), Moscow, Mir, 1979, 560 p.
4. Khramov Yu.A. *Fiziki: Biograficheskii spravochnik* (Physics: a Biographical directory), Moscow, Nauka, 1983, 400 p.
5. Golovashkin A.I., Zherikhin A.N., Zherikhina L.N., Kuleshova G.V., Tskhovrebov A.M. *Kratkie soobshcheniya po fizike* (Brief reports in physics), 2004, no. 12, pp. 42-51.
6. Golovashkin A.I., Zherikhin A.N. Zherikhina L.N. Kuleshova G.V., Tskhovrebov A.M. *Poverkhnost'. Fizika, khimiya, mekhanika* (Surface: physics, chemistry, mechanics), 2005, no. 10, pp. 3-15.
7. Pletnev N.V., Appolonov V.V., Sorochenko V.R. *Pribory i tekhnika eksperimenta* (Instrument and experiment technics), 2009, no. 3, pp. 110-119.
8. Kriksunov L.Z. *Spravochnik po osnovam infrakrasnoi tekhniki* (Handbook of fundamentals for infrared technology), Moscow, Sovetskoe radio, 1978, 400 p.
9. Malkov M.P., Danilov I.B., Zel'dovich A.G., Fradkov A.B. *Spravochnik po fiziko-tekhnicheskim osnovam glubokogo okhlazhdeniya* (Handbook of physical-technical fundamentals of deep cooling), Moscow, Gosudarstvennoe energeticheskoe izdatel'stvo, 1963, 432 p.
10. Golovashkin A.I., Izmailov G.N., Zherikhina L.N., Kuleshova G.V., Tskhovrebov A.M. *Kvantovaya elektronika* (Quantum electronics), 2006, vol. 36, no. 12, pp. 1168-1175.
11. Golovashkin A.I., Izmailov G.N., Kuleshova G.V., Khanh T.Q., Tskhovrebov A.M., Zherikhina L.N.

- Magnetic calorimeter for registration of small energy release, *Europe Physics Journal B*, 2007, vol. 58(3), pp. 243-249.
12. Golovashkin A.I., Izmailov G.N., Kuleshova G.V., Ryabov V.A., Tskhovrebov A.M., Zherikhina L.N. Dark Matter Particle Detection System SQUID - Magnetic Calorimeter, *American Journal of Modern Physics*, 2013, vol. 2(4), pp. 208-216.
 13. Golovashkin A.I., Zherikhina L.N., Tskhovrebov A.M. *Prikladnaya fizika* (Applied physics), 2003, no. 6, pp. 27-34.
 14. Ryabov V.A., Tsarev V.A., Tskhovrebov A.M. *Uspekhi fizicheskikh nauk* (Physics-Uspekhi), 2008, vol. 178, no. 11, pp. 1129-1164.
 15. Lounasmaa O.V. *Printsipy i metody polucheniya temperature nizhe 1K* (Principles and methods of obtaining temperatures below 1K), Moscow, Mir, 1977, 356 p.
 16. Golovashkin A.I., Elenskii V.G., Likharev K.K. *Effekt Dzhozefsona i ego primeneniye* (The Josephson effect and its application), Moscow, Nauka, 1983, 222 p.
 17. Clarke J., Braginski A.I. (eds.) *The SQUID Handbook*, Wiley, 2006, vol. 1 - 414 p., vol. 2 - 475 p.
 18. Zavoisky E.K. Spin-magnetic resonance in paramagnetics, *Journal of Physics (USSR)*, 1945, vol.9, no. 3, p. 245.
 19. Zaiman Dzh. *Printsipy teorii tverdogo tela* (Principles of theory of solids), Moscow, Mir, 1966, 472 p.
 20. Izmailov G.N. Can the Heavens Give Us Desired Wealth? (An energetic aspect), *Proceedings of Aerotech II-2007 20-21 June (2007) Kuala-Lumpur*, pp. 115-120.
 21. Buyakas V.I., Erokhin A.I., Tskhovrebov A.M., Molotov I.E., Yudin A.N. *Trudy mezhdunarodnoi konferentsii CAD/CAM/PDM-2012*, IPU, 2013, available at: <http://lab18.ipu.ru/projects/conf2013/2/14.htm>
 22. Robinson F.N.Kh. *Shumy i fluktuatsii v elektronnykh skhemakh i tsepyakh* (Noise and fluctuations in electronic circuitry and circuits), Moscow, Atomizdat, 1980, 256 p.
 23. Golovashkin A.I., Gudenko A.V., Zherikhina L.N., Ivanenko O.M., Mitsen K.Yu., Tskhovrebov A.M. Fluctuation limit of measurements of the relative elongation of a magnetostrictive cylinder, *JETR Letters*, 1994, vol. 60, no. 8, pp. 612-616.
 24. Izmailov G.N., Zherikhina L.N., Ryabov V.A., Tskhovrebov A.M. *The Nature and Feasibility of Laboratory Registration using SQUID-Magnetostrictor System*. inart.collection «Dark Energy: Theories, Developments, and Implications». Editors: Lefebvre K., Garcia R., 2010, Nova Science Publishers, pp. 1-19.
 25. Golovashkin A.I., Zherikhina L.N., Tskhovrebov A.M., Izmailov G.N. *Kvantovaya elektronika* (Quantum electronics), 2012, vol. 42, pp. 1140-1146.
 26. Belov K.P. *Magnitostriksionnye yavleniya i ikh tekhnicheskie prilozheniya* (Magnetostrictive phenomena and their technological applications), Moscow, Nauka, 1987, 160 p.
 27. Izmailov G.N. Minimal black holes and their stability, *Proc. of Intern. Scient. Meeting. Moscow 1-4 July, 2013*, Moscow, BMTSU, 2013, pp. 121-128.
 28. Veselov K.E., Sagitov M.U. *Gravimetricheskaya razvedka* (Gravimetric exploration), Moscow, Nedra, 1968, 512 p.