

## ЛАЗЕРНАЯ ЛОКАЦИЯ, КОСМИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ И ПОИСК СИГНАЛОВ ВНЕЗЕМНЫХ ЦИВИЛИЗАЦИЙ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЙОДНОГО ФОТОДИССОЦИОННОГО ЛАЗЕРА – 1,315 мкм

© 2011 г. Ю. Ф. Кутаев\*, канд. техн. наук; С. К. Манкевич\*; О. Ю. Носач\*\*, канд. физ.-мат. наук;  
Е. П. Орлов\*\*, канд. физ.-мат. наук

\* Научно-производственное объединение “Астрофизика”, Москва

\*\* Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

E-mail: ckmsergo08@rambler.ru, epo911@yandex.ru

Обсуждаются возможности лазерной локации, лазерной космической связи и поиска сигналов внеземных цивилизаций с использованием йодных фотодиссоционных лазеров, на основе которых создана практически идеальная приемо-передающая пара с квантовым пределом чувствительности, способная принимать сигналы, состоящие всего из нескольких фотонов, на фоне любого естественного источника теплового излучения, и излучать оптические импульсы дифракционной расходимости с энергией до 10 Дж при работе в импульсно-периодическом режиме и до нескольких килоджоулей в одиночных импульсах излучения.

*Ключевые слова:* йодный лазер, активный квантовый фильтр, квантовый предел чувствительности, усиление яркости изображений, всесуточный лазерный локатор, дальняя лазерная космическая связь, поиск сигналов внеземных цивилизаций, посыл сигналов внеземным цивилизациям.

Коды OCIS: 140.1340, 140.3280, 110.2970, 280.3640, 060.2605, 350.1270

Поступила в редакцию 02.02.2010

### Введение

К характеристикам основных элементов лазерной приемо-передающей пары, предназначенной для работы во всесуточных лазерных локаторах дальнего действия, лазерных локаторах изображения, а также в устройствах дальней космической связи, предъявляются весьма высокие требования. Так лазерные приемные устройства (ЛПУ) этой пары должны обладать высокой чувствительностью, избирательностью и помехоустойчивостью, чтобы работать в любое время суток и принимать локационные сигналы даже на фоне диска Солнца, а лазерные передающие устройства (ЛПРУ) – высокой стабильностью положения линии излучения в спектре, высокой направленностью излучения и возможностью плавной спектральной перестройки линии излучения для компенсации доплеровских сдвигов и согласования ее с полосой приема ЛПУ. Линия излучения должна попадать в окно прозрачности атмосферы.

Создание приемо-передающей пары, состоящей из ЛПУ с активным квантовым фильтром

(АКФ), разработанным на базе йодного фотодиссоционного квантового усилителя и ЛПРУ – йодного фотодиссоционного лазера с перестраиваемой магнитным полем линией излучения, позволило довести характеристики ЛПУ и ЛПРУ до физически возможного квантового предела и тем самым удовлетворить указанным требованиям.

### 1. Йодный активный квантовый фильтр

Экспериментальные исследования возможности приема слабых лазерных сигналов с использованием оптических квантовых усилителей были начаты в работах [1, 2]. В работах [3–5] была продемонстрирована возможность достижения квантового предела чувствительности при использовании йодного фотодиссоционного квантового усилителя, работающего на переходе  $^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$  атома йода (длина волны  $\lambda = 1,315$  мкм, частота  $f = 228,1$  ТГц) [6]. Этот переход характеризуется жестко фиксированной по частоте узкой линией люминесценции с шириной на полувысоте  $\Delta\nu \approx 0,01$  см<sup>-1</sup> и боль-

шим радиационным временем жизни атомов йода в возбужденном состоянии  ${}^2P_{1/2}$ , равным 0,13 с [6–9]. Отметим, что йодный фотодиссоционный квантовый усилитель благодаря своей узкой линии усиления решает также чрезвычайно важную задачу фильтрации и выделения полезного сигнала. Поскольку в отличие от обычных пассивных фильтров, выделяющих сигнал за счет подавления частот, лежащих за пределами спектра сигнала, в йодном усилителе выделение сигнала происходит путем усиления частот, принадлежащих спектру сигнала, авторы настоящей статьи назвали его активным квантовым фильтром [5].

Предельно высокая чувствительность ЛПУ с АКФ достигнута в работе [10] благодаря таким характерным особенностям его активной среды АКФ, как высокая оптическая однородность, быстрая рекомбинация атомов йода, находящихся в основном состоянии  ${}^2P_{3/2}$ , в исходную молекулу [8, 9], значительное превышение показателя усиления  $\alpha > 0,1 \text{ см}^{-1}$  над показателем поглощения  $\beta < 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  излучения с  $\lambda = 1,315 \text{ мкм}$  в активной среде [11].

Рассмотрим более подробно следствия из перечисленных особенностей. Сигнал, исходящий из точечного источника, в силу высокой оптической однородности активной среды АКФ после усиления в нем удается сфокусировать в пятно дифракционного размера, т. е. получить одномодовый режим усиления [12] (см. также раздел 1.3). Быстрая рекомбинация атомов йода в основном состоянии  ${}^2P_{3/2}$  в исходную молекулу опустошает нижний лазерный уровень. В связи с этим квантовый шум АКФ имеет минимально возможное значение, что видно из выражения для одного состояния поляризации спектральной плотности яркости спонтанного излучения (квантового шума) на выходе АКФ [1, 2, 13]

$$B_{\text{qn}} = B_{\text{vac}} n_2 [n_2 - (g_2/g_1)n_1]^{-1} [K(v' - v) - 1],$$

где  $B_{\text{vac}} = \hbar c \nu^3$  – спектральная плотность яркости вакуума [13] на частоте лазерного перехода,  $K(v' - v)$  – коэффициент усиления на частоте  $v'$ ,  $n_1, n_2$  – населенности нижнего, верхнего лазерных уровней,  $g_1$  и  $g_2$  – соответственно, их статистические веса.

Вследствие большого показателя усиления и малого показателя поглощения приемное устройство с АКФ обладает практически 100% квантовым выходом. Показатель усиления, превышающий  $0,1 \text{ см}^{-1}$ , позволяет при длинах активной среды АКФ 60 см достигать коэффи-

циента усиления сигнала в максимуме линии усиления  $K > 10^6$  [10]. Это во много раз больше значения, равного  $\approx 10^3$ , выше которого шум приемного устройства определяется уже только квантовым шумом АКФ. Отметим, что при используемых давлениях газа в кювете АКФ до 1,5 кПа контур линии люминесценции лазерного перехода  $g(v' - v)$  практически гауссов.

Итак, совокупность таких факторов, как возможность усиления в одной пространственной моде, минимальный квантовый шум, 100% квантовый выход, высокий коэффициент усиления  $K > 10^6$  позволяют достичь предельно высокой чувствительности приемного устройства с йодным АКФ – один фотон в моду за время  $\tau_0 \cong 1/c\Delta v_g$  ( $\Delta v_g \cong \Delta v(\ln K)^{-1/2}$  [14–16]), равное 9–13 нс, при  $K = 10^3$ – $10^7$  и отношении сигнал/шум = 1. По энергии это составляет величину  $hf = 1,5 \times 10^{-19}$  Дж. Чувствительность ЛПУ, определяемая как минимальное обнаружимое число фотонов в импульсе при отношении сигнал/шум =  $m$ , можно оценить по формуле [10, 17]

$$S = m(c\tau_e\Delta v_e)^{1/2} \langle K^2 \rangle^{1/2} / K_s,$$

где  $\tau_e$  – эффективное время усреднения видеоусилителя [18],

$$\Delta v_e = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(v' - v) dv' = 1/g(0)$$

– эффективная ширина линии, которая связана с  $\Delta v$  для гауссова контура как

$$\Delta v_e = (1/2)\Delta v(\pi/\ln 2)^{1/2} \cong 1,06\Delta v, \varphi(v' - v) = g(v' - v)/g(0),$$

$$\langle K^2 \rangle = (\Delta v_e)^{-1} \int_0^{\infty} [K(v' - v) - 1]^2 dv',$$

$$K(v' - v) = K^{\varphi(v' - v)}, K = K(0),$$

$K_s$  – коэффициент усиления сигнала (при условии, что длительность импульса сигнала  $\tau_p \gg 1/c\Delta v_g$ , и при совпадении частоты сигнала с частотой центра линии усиления  $K_s = K$ ).

Эти выводы экспериментально продемонстрированы в работе [10], в которой для отношения сигнал/шум = 1 получена чувствительность  $S \approx 3$  фотона при длительности импульса сигнала  $\tau_p = 40$  нс,  $\tau_e = 30$  нс и трехкратном превышении плоского угла приема  $\theta_r$  над дифракционным углом АКФ  $\theta_d$  ( $\theta_r$  определяется диаметром приемной площадки фотодиода и фокусным расстоянием оптической системы,

с помощью которой излучение фокусируется на фотодиод;  $\theta_d$  для круговой апертуры АКФ с диаметром светового зрачка  $d$  определяется как  $\theta_d = \lambda/d$ .

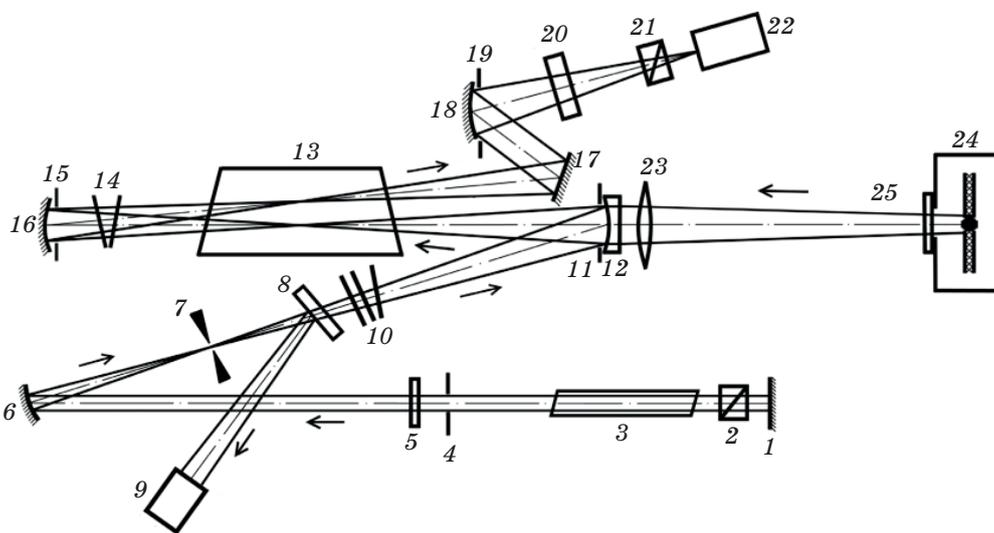
### 1.1. Прием сигналов на фоне мощного источника света

Высокий коэффициент усиления ( $K > 10^6$ ) в сочетании с малой шириной линии усиления АКФ  $\Delta\nu_g < 0,01 \text{ см}^{-1}$  приводит к тому, что чувствительность приемного устройства с АКФ остается практически неизменной даже при наблюдении сигнала на фоне фактически любого источника света естественного происхождения. Так в работе [17] показано, что при достаточно больших коэффициентах усиления чувствительность ЛПУ  $S' = S(1 + \beta')$ , где  $\beta' = B_{bgr}/B_{vac}$  представляет собой отношение спектральной плотности яркости источника фонового излучения к спектральной плотности яркости вакуума на длине волны лазерного перехода атомарного йода. Из этой формулы видно, что ухудшение чувствительности при приеме сигнала на фоне источника света со спектральной плотностью яркости, в  $B$  раз отличающейся от спектральной плотности яркости вакуума на длине волны приема, составит  $\delta S = BS$ . Относительное изменение чувствительности ЛПУ на фоне аб-

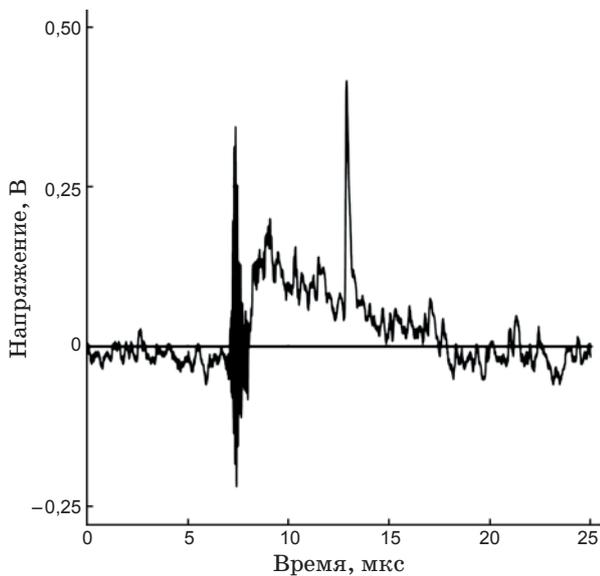
солютно черного тела с температурой  $T$  равно отношению спектральных плотностей яркости абсолютно черного тела и вакуума на длине волны 1,315 мкм

$$\delta S/S = B_{blb}/B_{vac} = [\exp(hf/kT) - 1]^{-1},$$

где  $B_{blb} = B_{bgr}$  – спектральная плотность яркости абсолютно черного тела с температурой  $T$  на  $\lambda = 1,315$  мкм. Согласно этой формуле на фоне диска Солнца, температура которого  $T \approx 6000$  К, ухудшение чувствительности приемного устройства с АКФ при отсутствии потерь солнечного излучения на его пути к АКФ около 18%. На поверхности Земли, где излучение Солнца ослаблено земной атмосферой, ухудшение чувствительности еще меньше и составит примерно 12% [17, 19, 20]. Этот вывод был проверен в модельных экспериментах по приему сигнала на фоне плазменного источника излучения (источник Подмошенского ИСИ-1) с яркостной температурой 40 000 К [17]. Схема эксперимента показана на рис. 1. Из-за потерь излучения на элементах оптического тракта эффективная яркостная температура ИСИ-1 составляла 16 000 К, что по спектральной плотности излучения на  $\lambda = 1,315$  мкм соответствует  $B_{vac}$ . Осциллограмма напряжения на выходе видеоусилителя при одновременной подаче на фотодиод сигнала и излучения ИСИ-1,



**Рис. 1.** Оптическая схема эксперимента по приему сигнала на фоне излучения мощного теплового источника света. 1, 5 – зеркала резонатора задающего генератора (ЗГ), 2 – оптический модулятор, 3 – кювета ЗГ, 4 – диафрагма  $\varnothing 4$  мм, 6 – глухое сферическое зеркало,  $f = 50$  см, 7 – диафрагма  $\varnothing 0,2$  мм, 8 – диэлектрическое зеркало с коэффициентом отражения 30%, 9 – фотодиод, 10 – оптические фильтры, ослабители, 11 – диафрагма  $\varnothing 12$  мм, 12 – полупрозрачное сферическое зеркало с коэффициентом отражения  $\approx 55\%$  и  $f = 75$  см, 13 – кювета йодного усилителя, 14 – межкаскадные фильтры, 15 – диафрагма  $\varnothing 12$  мм, 16 – глухое сферическое диэлектрическое зеркало,  $f = 50$  см, 17 – плоское глухое зеркало, 18 – глухое сферическое диэлектрическое зеркало,  $f = 75$  см, 19 – диафрагма  $\varnothing 12$  мм, 20 – красный светофильтр КС-14, 21 – поляризатор (призма Глана), 22 – фотодиод ЛФД-2, 23 – линза,  $f = 60,3$  см, 24 – разрядная камера эталонного импульсного источника света типа ИСИ-1 (источник Подмошенского) с защитным стеклом 25.



**Рис. 2.** Осциллограмма напряжения на выходе электронного видеоусилителя с временем усреднения 90 нс при подаче на фотодиод импульсного оптического сигнала и излучения ИСИ-1 с выхода АКФ. Импульс излучения ИСИ-1 начинается на 8-й мкс от начала отсчета времени сразу после высокочастотной электрической наводки от импульса поджига. Импульс полезного сигнала приходит на 13-й мкс.

усиленных в АКФ, представлена на рис. 2. Длительность импульса оптического сигнала была, как и раньше, 40 нс,  $\theta_r \approx \theta_d$ .

При отношении сигнал/шум = 1 чувствительность приема сигнала составила примерно 3 фотона вне импульса ИСИ-1 и 6 фотонов в пределах импульса ИСИ-1, т. е. на фоне излучения такого яркого источника, как ИСИ-1, чувствительность ухудшилась в два раза, что соответствует приведенной выше формуле. Таким образом, если длительность импульса уменьшить с 40 нс до 10 нс и использовать видеоусилитель с временем усреднения 10 нс, то вероятность обнаружения сигнала с  $\lambda = 1,315$  мкм, состоящего примерно из 3 фотонов, на фоне излучения Солнца превысит 0,9. Этот вывод справедлив также и для звезд спектральных классов М и F, температура поверхности которых близка к солнечной [21].

### 1.2. Чувствительность приема при использовании матричного фотоприемника

Телесный угол, в пределах которого АКФ эффективно усиливает сигналы при практиче-

ски постоянном коэффициенте усиления, определяется его геометрическими размерами и может быть больше телесного дифракционного угла в десятки тысяч раз. Для получения заданного поля зрения приемного устройства необходимо использовать матрицу фотодиодов, либо же телевизионную (TV) камеру. Однако, если угловые размеры чувствительной площадки фотодиода или приемной площадки одного пиксела TV-камеры близки к  $\theta_d$ , то при перемещении дифракционного пятна сигнала по фотоприемной матрице в некоторые моменты времени, когда центр пятна попадает в промежутки между приемными площадками, сигнал с выхода элементов матрицы будет сильно ослабляться, что приведет к неустойчивости его приема. Чтобы сделать прием сигнала более устойчивым, необходимо, чтобы дифракционное пятно перекрывало несколько фотодиодов. При этом угол приема одним элементом матрицы становится меньше дифракционного, и возникает вопрос, не будет ли это сопровождаться потерей чувствительности ЛПУ?

Как показано в работе [22], если определяющими являются квантовые шумы АКФ, то чувствительность приема ЛПУ не падает даже в случае, когда угол приема одним приемным элементом существенно меньше дифракционного предела. Это связано с тем, что квантовые шумы уменьшаются пропорционально отношению  $\theta_r/\theta_d$ , т. е. так же, как и энергия полезного сигнала, чего нельзя сказать о дробовых шумах фотоприемника и тепловых шумах электрических цепей видеоусилителя. Понятно, что при достаточно малом  $\theta_r/\theta_d$  энергия сигнала может стать меньше энергии этих шумов, и возникает вопрос, насколько можно уменьшить  $\theta_r/\theta_d$  без потери чувствительности ЛПУ?

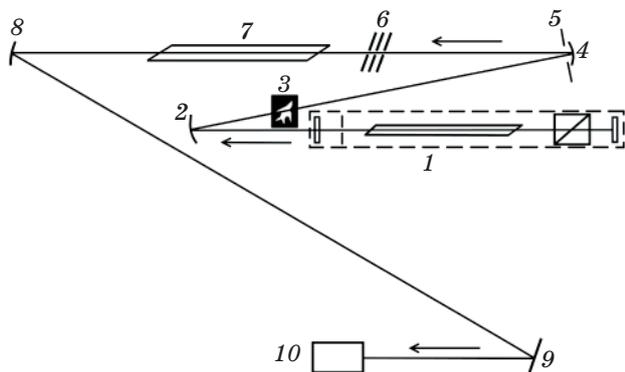
В работе [22] показано, что при использовании фотодиода ЛФД-2 чувствительность останется на прежнем уровне, если  $\theta_r/\theta_d > 30(\ln K)^{1/8}/(\delta^{1/4}K^{1/2})$ , где  $\delta = 0,1$ . При  $K = 10^6$  плоский угол приема может быть более чем на порядок меньше плоского дифракционного угла. Таким образом, размеры одного элемента фотоприемной матрицы могут быть существенно меньше размера дифракционного пятна принимаемого сигнала в фокальной плоскости оптической системы, с помощью которой сигнал фокусируется на фотоприемную матрицу. При этом чувствительность ЛПУ должна остаться на том же уровне, что и при приеме в дифракционном угле.

### 1.3. Усиление яркости изображений

Как уже отмечено выше, телесный угол, в пределах которого АКФ эффективно усиливает сигналы при практически постоянном коэффициенте усиления, может быть больше телесного дифракционного угла в десятки тысяч раз. В связи с этим целесообразно было убедиться в возможности применения АКФ для усиления яркости изображений [12].

Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 3. Импульс излучения от задающего генератора 1 направлялся сферическим зеркалом 2 на маску-объект 3 и затем попадал на сферическое зеркало 4, расположенное на двойном фокусном расстоянии от маски. Зеркалом 4 изображение маски в масштабе 1:1 строилось в центре кюветы АКФ 7, а затем с увеличением в 5,8 раз переносилось зеркалом 8 на белый матовый экран 9 и регистрировалось TV-камерой 10, чувствительной к длине волны 1,315 мкм.

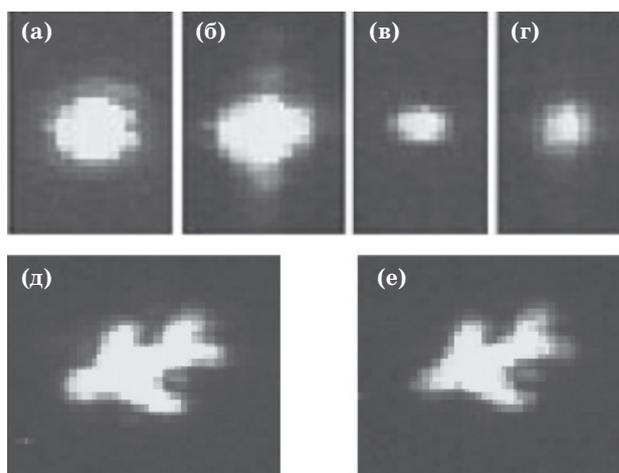
Рассеяние излучения экраном 9 приводило к ослаблению сигнала более чем на четыре порядка. При этом усиленные спонтанные шумы АКФ не превышали шума самой телекамеры и не выводили сигнал из ее динамического диапазона. Хотя такая оптическая схема не позволяла работать с предельно малыми сигналами, но давала возможность исследовать усиление яркости изображений при наличии реальных оптических неоднородностей, возникающих в активной области АКФ при его работе. Вблизи зеркала 4 устанавливалась диафрагма 5 диаметром 1 см, дифракция на которой и определяла



**Рис. 3.** Оптическая схема эксперимента по усилению яркости изображения. 1 – задающий генератор, 2, 4, 8 – сферические зеркала, 3 – маска-объект, 5 – диафрагма, 6 – калибровочные фильтры, 7 – кювета АКФ, 9 – белый матовый экран, 10 – телевизионная камера.

разрешение. Диаметры кюветы АКФ 7 и зеркала 8 были больше диаметра диафрагмы 5.

Вначале было проверено качество оптического тракта. В качестве маски-объекта 3 была установлена круглая диафрагма диаметром 0,2 мм, что соответствует размеру дифракционной точки на расстоянии 150 см от сферического зеркала 4 при диаметре диафрагмы 5–1 см. Накачка АКФ не включалась, а сигнал задающего генератора ослаблялся калиброванными фильтрами 6 до нужного уровня. На рис. 4а представлено зарегистрированное при этом изображение дифракционной точки. Затем сигнал был ослаблен дополнительными фильтрами в 5000 раз и усилен в АКФ в 3000 раз. Результат представлен на рис. 4б. Фотографии в описываемых экспериментах специально получены при избыточной экспозиции для того, чтобы стало видно первое дифракционное кольцо картины Эйри. Сравнивая снимки 4а и 4б, видно, что и в том, и в другом случае достигнуто разрешение, близкое к дифракционному. Диаметры центральных максимумов на первом и на втором снимках практически одинаковы. После усиления изменяется лишь распределение интенсивности в первом дифракционном кольце. На рис. 4в, 4г представлены фотографии двух дифракционных точек, полученные аналогичным образом, но уже с нор-



**Рис. 4.** Изображения дифракционной точки при отключенной (а, в) и включенной (б, г) накачке АКФ и маски с отверстием в виде силуэта самолета без усиления (д) и после ослабления с последующим усилением (е). Для визуализации первого дифракционного кольца картины Эйри снимки в экспериментах (а, б) выполнены с превышением оптимальной экспозиции.

мальной экспозицией, поэтому первое дифракционное кольцо картины Эйри незаметно.

После того, как стало ясно, что усиление дифракционных точек происходит практически без искажений, было осуществлено усиление яркости изображения более сложного объекта. Маска-объект с круглым отверстием была заменена на маску с отверстием в виде силуэта самолета. Угловые размеры объекта составляли: длина – 7 дифракционных размеров, размах крыльев – 5 дифракционных размеров. Как и в предыдущих сериях были получены снимки без усиления и после ослабления и последующего усиления. Результаты представлены на рис. 4д и рис. 4е. Сравнивая эти фотографии, видно, что изображение довольно сложного объекта после  $3000\times$  усиления яркости в йодном АКФ практически не претерпевает изменений и может быть легко идентифицировано. По полученным результатам можно оценить, на каком расстоянии с помощью АКФ, сопряженного с телескопом с диаметром главного зеркала  $D = 1$  м, можно рассмотреть самолет длиной  $l = 10$  м. Приравнявая друг другу угловые размеры самолета, находящегося на расстоянии  $R$ , и силуэта самолета в маске  $l/R = 7\lambda/D$ , находим  $R \approx 1000$  км.

## 2. Йодные оптические генераторы

Для формирования оптических сигналов, которые должны приниматься йодным ЛПУ, используются йодные лазеры. К настоящему времени созданы высокоэнергетические йодные фотодиссоционные лазеры, излучающие в одном пучке дифракционного качества импульсы наносекундного диапазона длительности с энергией до нескольких кДж. Это удалось достичь, с одной стороны, благодаря разработке таких источников накачки, как мощные импульсные ксеноновые лампы [9], сильноточные открытые электрические разряды [7, 8], сильные ударные волны, инициированные взрывом

взрывчатых веществ [23–25]. С другой стороны – благодаря таким характерным особенностям активной среды йодных лазеров, как большое время жизни возбужденных атомов йода в активных средах этих лазеров, достигающее сотен микросекунд и позволяющее накапливать в активной среде лазера энергию для последующего ее излучения в виде гигантского импульса, малый показатель поглощения  $\beta < 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  генерируемого излучения в активной среде, позволяющий в широких пределах увеличивать длину лазеров и наращивать излучаемую энергию, высокая оптическая однородность активной среды, позволяющая в совокупности с методами обращения волнового фронта света [26, 27] получать лазерное излучение дифракционного качества. В качестве примеров в табл. 1 приведены характеристики йодных лазеров широко известных лазерных установок “Искра” [28] и “Asterix IV” [29, 30].

Чтобы согласовать с линией усиления АКФ спектр сигнала, пришедшего от движущегося источника, необходимо либо сдвинуть линию усиления АКФ, либо упреждающим образом сдвинуть спектр сигнала. Известно [31, 32], что сдвиг линии усиления можно осуществить с помощью магнитного поля, однако при этом линия усиления расщепляется на множество компонент, а коэффициент усиления и избирательность АКФ резко уменьшаются. Для согласования спектров целесообразно осуществлять упреждающий сдвиг магнитным полем спектра излучения лазера – источника сигнала. При напряженности продольного магнитного поля выше 400 Э генерация переходит с линии 3–4 на линию 2–2 и затем при увеличении напряженности поля до 6 кЭ плавно перестраивается по спектру на  $0,46 \text{ см}^{-1}$  [33, 34]. При дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля до 75 кЭ перестройка достигает  $5,5 \text{ см}^{-1}$  [35]. Для согласования с линией усиления АКФ требуется контролировать напряженность магнитного поля с точностью  $\approx 10$  Э.

Таблица 1. Основные характеристики высокоэнергетических йодных фотодиссоционных лазеров

Лазерная установка	Диаметр пучка, см	Энергия в одном пучке, кДж	Длительность импульса, нс	Расходимость излучения, рад
“Искра”* (ВНИИЭФ, г. Саров, Россия)	50	2,0–2,5	0,25–1,0	$10^{-5}$
“Asterix IV”** (Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, Germany)	29	2,1	5,0	$2 \times 10^{-5}$

Примечание. \* Источник накачки – сильноточный электрический разряд, \*\* источник накачки – импульсные ксеноновые лампы.

Обратим особое внимание на то, что излучение с  $\lambda = 1,315$  мкм попадает в окно прозрачности земной атмосферы. Измерения, выполненные в работе [36], показали, что показатель поглощения в приземном слое атмосферы  $2 \times 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ . Он обусловлен, главным образом, наличием паров воды, концентрация которых уменьшается с высотой. При прохождении всей толщи земной атмосферы потери энергии сигнала будут менее 20% (пропускание  $T_a > 0,8$ ). При этом дисперсия показателя преломления воздуха [21] не приведет к искажению формы импульса, поскольку при  $\Delta v/v \approx 10^{-6}$  значение группового запаздывания не превышает  $2 \times 10^{-16}$  с.

На основании приведенных экспериментальных и теоретических исследований можно сделать вывод, что йодные лазеры пригодны для использования в лазерной локации и лазерном зондировании, особенно при наличии мощных фоновых засветок [22], для широкополосной дальней космической лазерной связи [37], а кроме того, для поиска сигналов внеземных цивилизаций и, при необходимости, для посылки сигналов этим цивилизациям [38–41]. Рассмотрим эти возможности подробнее.

### 3. Возможности лазерной локации

Оценим, на каком расстоянии  $R$  с помощью ЛПУ с йодным АКФ можно осуществлять лазерную локацию диффузно отражающих объектов площадью  $A_o$  при угловом диаметре поля зрения локатора  $\Theta_V = 100'$ . Нетрудно показать, что  $R \approx (T_a)^{1/2} [(\alpha'/2\pi)(A_a A_o E_t / \Omega_V E_r)]^{1/4}$ . Здесь  $\Omega_V = \pi(\Theta_V)^2/4$  – телесный угол поля зрения локатора,  $\alpha'$  – альбеда лоцируемого объекта ( $0,1 \leq \alpha' \leq 0,5$ ),  $E_t$  – энергия импульса подсветки,  $E_r$  – энергия на входе ЛПУ, определяемая его чувствительностью и заданным отношением сигнал/шум,  $E_r = mh f$ ,  $A_a$  – площадь приемопередающей оптической антенны. Зависимости  $R$  от произведения  $A_a A_o E_t$  при  $T_a = 0,8$ ,  $m = 10$  и  $\alpha' = 0,1$ ,  $\alpha' = 0,5$  показаны на рис. 5.

Отметим, что в настоящее время создание йодного фотодиссоционного генератора с энергией импульса излучения 10 Дж, частотой повторения  $f_{\text{rep}} = 25$  Гц и расходимостью излучения  $\theta = \Theta_V = 100' = 0,5$  мрад является разрешимой технической задачей. Поэтому, как видно из рис. 5, при использовании для передачи и приема сигналов телескопа с диаметром главного зеркала около 1 м можно осуществлять лазерную локацию диффузно отражающих объек-

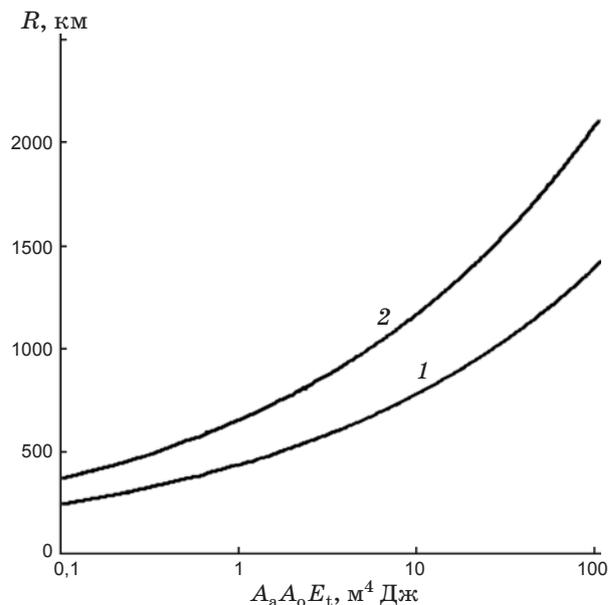


Рис. 5. Зависимости дальности лоцирования  $R$  от произведения площади приемопередающей оптической антенны  $A_a$ , площади объекта  $A_o$  и энергии лазера подсветки  $E_t$  при  $m = 10$  и  $\alpha' = 0,1$  (1),  $\alpha' = 0,5$  (2).

тов площадью порядка 1 м<sup>2</sup> при расстоянии до объекта примерно 1000 км.

### 4. Возможности лазерной космической связи

Организация помехоустойчивых линий космической связи большой протяженности между космическим аппаратом (КА), находящимся в дальнем космосе, и базовой станцией космической связи, находящейся на поверхности Земли, или на КА на околоземной орбите является насущной задачей сегодняшнего дня. Посмотрим, что дает в этом плане использование ЛПУ с йодным АКФ.

Пусть площадь апертуры передающей и приемной оптических антенн комплекса лазерной космической связи (ЛКС), расположенных в космосе, соответственно  $A_t$  и  $A_r$ , расстояние между ними  $R$ , спектральная плотность мощности шума канала связи  $\rho_n$ , его полоса пропускания  $\Delta f$ , квантовый выход приемного устройства  $\gamma$ , длина волны излучения  $\lambda$ . Используя формулу Шеннона [42] для скорости передачи информации, получаем, что в случае, когда генерируется импульс излучения дифракционного качества, количество информации, переданное за время длительности импульса  $\tau_p$

$$B = \Delta f \tau_p \log_2 [1 + (\gamma E_t / \rho_n \Delta f \tau_p) (A_t A_r / \lambda^2 R^2)],$$

где  $E_t$  – энергия импульса излучения. Если  $\Delta f \tau_p \approx 1$ , то при использовании в ЛПУ йодного АКФ, у которого  $\rho_n = hf$ ,  $\gamma = 1$ , и при условии регистрации сигнала с вероятностью, большей  $1 - m^2$  и энергии импульса

$$E_t > m h f \lambda^2 R^2 / A_t A_r, \quad (1)$$

можно передать, по крайней мере, один бит информации. При этом предполагается, что выполнена компенсация доплеровского сдвига частоты. В случае круговых апертур передающей и принимающей оптических антенн комплекса с диаметрами  $D_t$ ,  $D_r$ , соответственно,  $A_t = \pi(D_t)^2/4$ ,  $A_r = \pi(D_r)^2/4$ . Для достоверного приема сигнала необходимо обеспечить отношение сигнал/шум  $m \geq 3$ . Мощность ЛПРУ в непрерывном режиме работы будет равна  $P_t = c \Delta v_g E_t$ , где  $c \Delta v_g \approx c \Delta v / (\ln K)^{1/2} \approx 300$  МГц, что соответствует скорости передачи информации 300 Мб/с.

В табл. 2 приведены значения  $D_t$ ,  $D_r$ ,  $E_t$  и  $P_t$  при использовании комплекса ЛКС с йодным АКФ [37] на различных космических трассах, начиная от ближнего космоса – в пределах орбиты Луны, и до дальних границ Солнечной системы – до орбиты Плутона. Представленные значения свидетельствуют о высокой эффективности комплекса. В пределах ближнего космоса до орбиты Луны требуемая мощность ЛПРУ составляет всего 0,6 мВт. Это позволяет использовать в ЛПРУ полупроводниковые лазерные диоды с перестройкой частоты, аналогичные тем, которые применяются в современных волоконно-оптических системах связи. Весьма перспективно также использование рассматриваемого комплекса для ЛКС с планетой Марс, для которой потребуются лазерный передатчик мощностью  $P_t = 2$  Вт, и для ЛКС в пределах Солнечной системы до орбиты Плутона.

Таким образом, комплекс ЛКС, в состав которого входит ЛПУ с йодным АКФ, позволит обеспечить эффективную широкополосную связь с КА и станциями в пределах Солнечной системы. Такой комплекс может успешно конкурировать с современными системами космической связи радиодиапазона, которые уступают системам ЛКС по ряду параметров, например, по скорости и объему передаваемой информации. Его использование в ближнем космосе до орбиты Луны позволит повысить скорость и объем передаваемой информации по сравнению со сверхвысокочастотным диапазоном примерно в 10 раз. Отметим, что обсуждаемый комплекс обладает характеристиками, близкими к прогнозируемым на 2020 год [43] в системах с прямым фотодетектированием, при условии, что будет достигнут заметный прогресс в оптических технологиях, в частности, фотоприемников прямого детектирования и пассивных оптических фильтров.

## 5. Возможности поиска сигналов внеземных цивилизаций и посылы позывных сигналов

Проблема поиска сигналов внеземных цивилизаций (ВЦ) и возможного установления связи с ними сопряжена с решением таких основных задач, как выбор длины волны для поиска сигналов, выделение сигнала на галактическом фоне и на фоне излучения исследуемой звезды, обеспечение приема и регистрации предельно слабых сигналов с вероятностью, близкой к единице, обеспечение необходимого уровня энергии передаваемого сигнала [44].

Положим, что ВЦ, сигналы которой предполагается обнаружить, обладает техническими устройствами, аналогичными созданным на Земле. Тогда выбор частоты (длины волны) в оптическом диапазоне зависит от того, со-

**Таблица 2.** Характеристики комплекса лазерной космической связи с йодным АКФ

Космическая трасса	Расстояние ( $R$ ) между ЛПРУ и ЛПУ, м	Диаметры антенн, м		Требуемые для ЛПРУ	
		на КА ( $D_r$ )	на Земле ( $D_t$ )	$E_t$ , Дж	$P_t$ , Вт
Земля – спутник Земли на стационарной орбите	$4 \times 10^7$	0,3	1	$1,1 \times 10^{-15}$	$0,2 \times 10^{-6}$
Земля – Луна	$4 \times 10^8$	0,5	0,5	$3,2 \times 10^{-12}$	$0,6 \times 10^{-3}$
Земля – Марс	$3,75 \times 10^{11}$	0,5	8	$1,1 \times 10^{-8}$	2
Земля – Плутон	40 а.е. (1 а.е. = $1,49 \times 10^{11}$ м)	0,5	8	$2,8 \times 10^{-6}$	560

зданы ли на Земле лазеры, генерирующие на данной частоте излучение с расходимостью и энергией излучаемых импульсов, достаточных для их обнаружения на расстоянии, по крайней мере, несколько десятков парсек (1 пк = 3,26 св. лет =  $3,08 \times 10^{16}$  м). Он зависит также от того, создано ли на этой длине волны приемное устройство с уровнем шумов, близким к квантовому пределу, и практически 100% квантовым выходом, т. е. приемное устройство с квантовым пределом чувствительности. Чтобы использовать для поиска сигналов ВЦ крупногабаритные наземные оптические телескопы (см. табл. 3) необходимо, чтобы  $\lambda$  попала в окно прозрачности атмосферы. Однако рассмотреть планету предполагаемой ВЦ даже с помощью таких телескопов невозможно. При наведении же телескопа на звезду шум в канале связи возрастет. Поэтому проблема выбора длины волны для поиска сигналов ВЦ в оптическом диапазоне сопряжена также с созданием для этой длины волны узкополосного фильтра, который не ослаблял бы излучение сигнала и позволял выделять его на фоне излучения наблюдаемой звезды без заметного снижения чувствительности приема. Из всего вышесказанного ясно, что на настоящий момент наиболее подходящей приемо-передающей парой в оптическом диапазоне для решения проблемы поиска сигналов ВЦ и посылки сигналов к ВЦ является пара, в которой используются йодный АКФ и йодные лазеры.

Пусть ВЦ излучает в направлении Солнца лазерный пучок с длиной волны  $\lambda$  и энергией в каждом импульсе  $E_t$ . Можно предположить, что размер светового пятна от лазерного передатчика внеземной цивилизации выбран так, чтобы на расстоянии полуоси земной орбиты  $a$  от его центра интенсивность света составляла не меньше, чем  $\eta$ -долю от максимальной интенсивности. Диаметр первого темного кольца дифракционной картины Эйри на расстоянии  $R$  от передатчика  $D_1 = 2(3,83/\pi)\lambda R/D_t \approx 2,44\lambda R/D_t$ . Тогда распределение интенсивности в пятне можно представить как  $y(x) = (2J_1(x)/x)^2$ , где  $J_1(x)$  – функция Бесселя первого порядка,  $x = 7,66r/D_1$ ,  $r$  – расстояние от центра пятна до рассматриваемой точки. Энергия, попадающая на приемный телескоп,  $E_r \approx A_t A_r \eta / (\lambda^2 R^2) = 3,83^2 (D_r)^2 E_t \eta / (2D_1)^2$ . Из условия, что для приема сигнала с вероятностью, не меньшей чем  $1 - m^2$ , она должна быть больше, чем  $mhf$ , получаем  $D_r \geq (2D_1/3,83) \times (mhf/\eta E_t)^{1/2}$ .

Так как

$$x|_{r=a} \leq y^{-1}(\eta),$$

где  $y^{-1}$  – функция, обратная функции  $y(x)$ , то  $D_1 = 7,66a/y^{-1}(\eta)$ . И если принять, что потери в атмосфере планеты ВЦ такие же, как и в земной атмосфере, то диаметр главного зеркала приемного телескопа должен удовлетворять условию  $D_r \geq [4a/(T_a \eta^{1/2} y^{-1}(\eta))(mhf/E_t)^{1/2}]$ . Максимум  $\eta^{1/2} y^{-1}(\eta) \approx 1,16$  достигается, когда  $\eta \approx 0,4$ . При этом  $y^{-1}(0,4) \approx 1,84$ ,  $D_1 \approx 4,16a$  и для соотношения сигнал/шум = 3,  $E_t = 2$  кДж,  $\lambda = 1,315$  мкм диаметр  $D_r$  должен превышать 9,7 м.

В случае, когда Солнечная система облучается так, что один импульс направлен на Солнце, а центры световых пятен от  $n$  других равномерно делят окружность с радиусом  $a$  на  $n$  частей, расстояние от центра пятна до Земли в каком-то из импульсов не будет превышать  $a\{2[1 - \cos(\pi/n)]\}^{1/2}$ , если  $n \leq 5$ , и  $a/[2\cos(\pi/n)]$ , если  $n \geq 5$ . Тогда при  $n = 4$  подойдет телескоп с диаметром главного зеркала 7,4 м, при  $n = 5$ –6 м и при  $n = 6$ –5,4 м. Отметим, что площадь области, где могут быть обнаружены сигналы, в  $1/4 + 2\cos^2(\pi/n)$  раз больше по сравнению со случаем, когда сигнал направлен только на Солнце. Отношение площадей для  $n = 5$  составляет 1,56, и, соответственно, отношение диаметров – 1,25. Для  $n = 6$ –1,75 и 1,32.

В табл. 3 перечислены некоторые из современных больших оптических телескопов [45], которые возможно использовать для поиска сигналов ВЦ на длине волны 1,315 мкм. Важно, что в этих телескопах преодолен атмосферный барьер разрешения благодаря применению

**Таблица 3.** Большие наземные оптические телескопы с адаптивными оптическими системами

Телескоп	Диаметр зеркала, м	Место установки
KECK I	10	<i>Mauna Kea</i> , Гавайи, США
KECK II	10	США
VLT	4×8,2	<i>Paranal</i> , Чили
GEMINI North	8	<i>Mauna Kea</i> , Гавайи, США
GEMINI South	8	<i>Cerro Pachon</i> , Чили
SUBARU	8,2	<i>Mauna Kea</i> , Гавайи, США
GTC	10	<i>La Palma</i> , Канарские острова, Испания

адаптивных оптических систем, способных в режиме реального времени компенсировать атмосферное размывание изображений.

Из формулы (1) с учетом поглощения излучения в атмосфере Земли и в предположении, что в атмосфере планеты предполагаемой ВЦ поглощение такое же, получаем, что дальность обнаружения сигнала ВЦ с вероятностью, превышающей 0,9 ( $m \geq 3$ ), определяется формулой

$$R = (\pi/4\sqrt{3})T_a\sqrt{E_t/hf}D_tD_r/\lambda. \quad (2)$$

Подставляя в выражение (2)  $T_a = 0,8$ ,  $D_t = D_r = 10$  м,  $E_t = 2$  кДж,  $\rho_n = hf = 1,5 \times 10^{-19}$  Дж, получаем, что  $R \approx 100$  пк  $\approx 330$  св. лет. Обратим внимание, что на таких расстояниях искажения формы импульса сигнала не произойдет, так как предельное значение группового запаздывания для стандартной модели межзвездной среды [46] много меньше оптимальной длительности импульсов сигнала  $\tau_o \approx 10$  нс.

В настоящее время имеются проекты 30-метрового оптического телескопа, 42-метрового и даже 100-метрового. Предполагая, что передающий и приемный телескопы имеют диаметр главного зеркала 30 м, из формулы (2) получаем, что  $R \approx 900$  пк  $\approx 3000$  св. лет. В сфере с таким радиусом содержится около  $10^8$  звезд [44] и более 300 обнаруженных к настоящему времени экзопланет [47]. Параметры орбит и скорости движения многих из них измерены с точностью, достаточной для того, чтобы при посыле сигналов в сторону этих экзопланет учесть рассогласование частоты передаваемого сигнала и линии усиления АКФ, обусловленное эффектом Доплера. Естественно допустить, что и ВЦ при посыле сигналов в сторону Солнечной системы в состоянии учесть это рассогласование.

Отметим, что энергия  $E_t$ , требуемая для передачи одного бита информации на длине волны  $\lambda_t = 1,315$  мкм, при использовании наземных оптических телескопов с  $D_E = 10$  м в 22 раза меньше [41], чем энергия  $E_H$ , требуемая для передачи одного бита информации на то же расстояние на длине волны  $\lambda_H = 21$  см при использовании самого крупного в мире радиотелескопа в Аресибо с диаметром антенны  $D_A = 305$  м. Таким образом, для связи на длине волны 1,315 мкм требуются импульсы излучения с существенно меньшей энергией, чем для связи на длине волны 21 см. Если ВЦ находится от нас на расстоянии 100 пк, то она в соответствии с формулой (1) составляет 2 кДж, на расстоя-

нии 25 пк – около 100 Дж. Если  $D_E = 30$  м, то  $E_t/E_H \approx 1/900$ , и при расстоянии до ВЦ 100 пк потребуется энергия примерно в 20 Дж. Отметим также, что уровень шума на  $\lambda = 1,315$  мкм не зависит от ориентации оси приемного телескопа относительно направления на центр Галактики.

Оценим время наблюдения  $T_H$ , за которое вероятность регистрации сигналов ВЦ,  $p_{ВЦ}$ , приходящих через интервалы времени  $T_{ВЦ}$ , достигнет значения, превышающего некоторый уровень. Обозначим время жизни возбужденных атомов йода в активной среде АКФ через  $\tau$ . Поскольку режим работы активного квантового фильтра импульсно-периодический с периодом импульсов накачки  $T_A$ , то вероятность того, что сигнал ВЦ придет в течение времени жизни инверсии,  $p = \tau/T_A$ . Число приходящих импульсов ВЦ за время наблюдения  $N = T_H/T_{ВЦ}$ . Тогда вероятность того, что за время наблюдения будет зарегистрирован хотя бы один импульс ВЦ,  $p_{ВЦ}$ , хорошо аппроксимируется выражением  $p_{ВЦ} = 1 - \exp(-pN)$ . Отсюда находим, что требуемое время наблюдения:  $T_H = -(T_{ВЦ}/p) \times \ln(1 - p_{ВЦ})$ . Из результатов экспериментов, приведенных в работе [48, рис. 12], следует, что коэффициент усиления АКФ уменьшается в два раза за время  $\tau \approx 300$  мкс. Если частота импульсов накачки АКФ  $f_p = 25$  Гц ( $T_A = 1/f_p = 0,04$  с), то  $p \approx 7,5 \times 10^{-3}$ . Задав  $p_{ВЦ} = 0,9$  и полагая  $T_{ВЦ} \approx 10$  мин, что соответствует промежутку времени между импульсами излучения, которое может быть получено, например, на установке “*Asterix*” [9, с. 46, 129], получим  $T_H \approx 2$  суток. Если задать  $p_{ВЦ} = 0,99$ , то  $T_H \approx 4$  суток.

Итак, видно, что уже в настоящее время имеются все условия как для осуществления поиска сигналов ВЦ, так и для посылы позывных сигналов к ВЦ на длине волны 1,315 мкм лазерного перехода  ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$  атомарного йода, которая может служить для этой цели естественным частотным репером.

## Заключение

Проведенное обсуждение характеристик йодных фотодиссоционных лазеров и специально поставленных экспериментов по приему слабых импульсных лазерных сигналов показывает, что разработанная на основе этих лазеров практически идеальная приемо-передающая пара позволяет создавать всесуточные лазерные локаторы метровых объектов с дальностью

действия более 1000 км, осуществлять эффективную широкополосную связь с космическими аппаратами и станциями в пределах Солнечной системы со скоростью передачи информации  $\approx 300$  Мбит/с, проводить с 10-метровых наземных телескопов на длине волны йодного лазера 1,315 мкм поиск сигналов внеземных цивилизаций, удаленных от Земли на расстояния до 300 св. лет и более, а также, при необходимости, посылать сигналы этим цивилизациям. Способы приема и обработки слабых импульсных лазерных сигналов в системах, использующих АКФ, защищены патентами РФ [5, 37, 49–54].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н.Г., Грасюк А.З., Зубарев И.Г. Чувствительность оптического квантового усилителя на неодимовом стекле // ЖПС. 1965. Т. 3. В. 1. С. 26–31.
2. Басов Н.Г., Грасюк А.З., Зубарев И.Г., Жевелев Л.В. Регенеративные оптические квантовые усилители // Труды ФИАН. 1965. Т. 3. С. 74–95.
3. Нартов С.С., Носач О.Ю. Исследование шумов узкополосного квантового усилителя слабых сигналов на базе йодного фотодиссоционного лазера // Препринт ФИАН. № 21. М., 1994. 17 с.
4. Носач О.Ю., Орлов Е.П. Проблема достижения квантового предела приема слабых лазерных импульсов на фоне мощной засветки и возможность ее решения с помощью йодных лазеров // Препринт ФИАН. № 20. М., 1994. 24 с.
5. Земсков Е.М., Казанский В.М., Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю. Способ спектральной фильтрации оптических сигналов и устройство для его осуществления – активный квантовый фильтр // Патент РФ № 2133533. 1999.
6. Зуев В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю., Носач О.Ю. Исследование спектра люминесценции атомарного йода (лазерный переход  ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ ) // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1673–1680.
7. Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю., Носач О.Ю., Старцев А.В., Стойлов Ю.Ю. Характеристики усилителя йодного лазера коротких импульсов // Квант. электрон. 1975. Т. 2. № 6. С. 1282–1295.
8. Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А., Михеев Л.Д., Николаев Ф.А., Носач О.Ю., Розанов В.Б. Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой. “Радиотехника” (Итоги науки и техники). М.: ВИНТИ АН СССР, 1978. Т. 15. 300 с.
9. Бредерлов Г., Филл Э., Витте К. Мощный йодный лазер. М.: Энергоатомиздат, 1985. 160 с.
10. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Лазерное приемное устройство с квантовым пределом чувствительности в ближнем ИК диапазоне // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 9. С. 833–838.
11. Зуев В.С., Корольков К.С., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Экспериментальное исследование внутренних потерь в йодных лазерах с накачкой УФ излучением открытого сильногоочного разряда // Квант. электрон. 1980. Т. 7. № 12. С. 2604–2613.
12. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Применение йодного активного квантового фильтра для усиления яркости изображений // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 5. С. 419–420.
13. Клышко Д.Н. Физические основы квантовой электроники. М.: Наука, 1986. 296 с.
14. Орлов Е.П., Сизова И.М. О подобии статистических характеристик спонтанного излучения квантового усилителя при различных коэффициентах усиления // Препринт ФИАН. № 28. М., 2001. 44 с.
15. Orlov E.P., Sizova I.M. On the similarity of the statistical characteristics of spontaneous radiation of a quantum amplifier at different gain factors // Journal of Russian Laser Research. 2002. V. 23. № 4. P. 299–331.
16. Орлов Е.П., Сизова И.М. О времени корреляции квантового шума оптического усилителя с точки зрения свойства подобия его статистических характеристик // Препринт ФИАН. № 29. М., 2002. 112 с.
17. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Влияние мощной фоновой засветки на чувствительность лазерного приемного устройства с йодным активным квантовым фильтром // Квант. электрон. 2002. Т. 32. № 4. С. 349–356.
18. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 232 с.
19. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Анализ помехозащищенности лазерного приемного устройства с йодным активным квантовым фильтром // Препринт ФИАН. № 27. М., 2001. 27 с.
20. Kutaev Yu.F., Mankevich S.K., Nosach O.Yu., Orlov E.P. Noise immunity of a laser receiver with an iodine active quantum filter // Journal of Russian Laser Research. 2002. V. 23. P. 235–251.
21. Физические величины. Справочник // Под. ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 767, 791.
22. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Помехоустойчивые лазерные приемопередающие устройства с квантовым пределом чувствительности // Квант. электрон. 2009. Т. 39. № 11. С. 1008–1017.
23. Зуев В.С. Фотодиссоционный лазер с накачкой ударной и тепловой волнами // Препринт ФИАН. № 161. М., 1990. 69 с.
24. Аржанов В.П., Борович Б.Л., Зуев В.С., Казанский В.М., Катулин В.А., Кириллов Г.А., Кормер С.Б., Куратов Ю.В., Курапин А.И., Носач О.Ю., Сеницын М.В., Стойлов Ю.Ю. Йодный лазер с накачкой светом фронта ударной волны, создаваемой взрывом взрывчатого вещества // Квант. электрон. 1992. Т. 19. № 2. С. 135–138.

25. *Зарубин П.В.* Академик Басов, мощные лазеры и проблема противоракетной обороны // Квант. электрон. 2002. Т. 32. № 12. С. 1048–1064.
26. *Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В.* Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 248 с.
27. *Рагульский В.В.* Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света. М.: Наука, 1990. 184 с.
28. <http://nauka.relis.ru/05/0302/05302002.html>.
29. *Baumhacker H., Brederlow G., Fill E., Volk R., Witkowski S., Witte K.J.* Status of the Asterix IV iodine laser // Czechoslovak Journal of Physics. 1991. V. 41. № 3. P. 272–276.
30. *Baumhacker H., Brederlow G., Fill E., Volk R., Witkowski S., Witte K.J.* Layout and performance of the Asterix IV iodine laser at MPQ, Garching // Appl. Phys. B. 1995. V. 61. № 4. P. 325–332.
31. *Белоусова И.М., Бобров Б.Д., Киселев В.М., Курзенков В.Н., Крепостнов П.И.* Фотодиссоциативный квантовый генератор на атоме  $I^{127}$  в магнитном поле // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 524–536.
32. *Бобров Б.Д., Киселев В.М., Гренишин А.С.* Усиление активной среды фотодиссоциативного йодного квантового генератора в магнитном поле // Квант. электрон. 1977. Т. 4. № 3. С. 619–628.
33. *Grenishin A.S., Gryaznov N.G., Kiselev V.M.* Repetitive pulsed iodine laser with passive Q-switch and controlled spectrum radiation // Proc. SPIE. 1994. V. 2095. P. 171–179.
34. *Artemov A.A., Danilov O.B., Grenishin A.S., Gryaznov N.A., Kiselev V.M., Zhevlakov A.P.* Pulsed periodic iodine laser // Gas Lasers – Recent Developments and Future Prospects / Nato ASI Series. Partnership Subseries 3. High Technology. V. 10 / Ed. by Wittman W.J. and Ochkin V.N. Dordrecht, Boston, London, Moscow: Cluwer Academic Publishers, 1996. P. 205–220.
35. *Fill E.E., Thieme W.H., Volk R.* A tunable iodine laser // J. Phys. D: Appl. Phys. 1979. V. 12. P. L41–L45.
36. *Зуев В.С., Корольков К.С., Крылов А.Ю., Носач О.Ю., Поскачев А.Ю.* Интерферометрическое измерение поглощения излучения йодного лазера в атмосфере // Квант. электрон. 1988. Т. 15. № 10. С. 1959–1966.
37. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Способ лазерной космической связи и комплекс для его осуществления // Патент РФ № 2380834. 2010.
38. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Использование лазерного перехода атомарного йода для поиска сигналов внеземных цивилизаций // Препринт ФИАН. № 34. М., 2006. 24 с.
39. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Лазерный переход  $^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$  атомарного йода и проблема поиска сигналов внеземных цивилизаций // Квант. электрон. 2007. Т. 37. С. 685–690.
40. *Kutaev Yu.F., Mankevich S.K., Nosach O.Yu., Orlov E.P.* Laser transition in atomic iodine for Passive and Active SETI // First IAA Symp. “Searching for life signatures”. Book of abstracts. Paris, France: UNESCO, 2008. P. 24.
41. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Орлов Е.П.* Длина волны лазерного перехода  $^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$  атома йода как репер для поиска сигналов внеземных цивилизаций // Вестник SETI. 2008. № 13/30. С. 12–31.
42. *Шеннон К.Р.* Работы по теории информации и кибернетике. М.: ИЛ, 1963. 832 с.
43. *Hemmati H., Biswas A., Boroson Don M.* Prospects for improvement of interplanetary laser communication data rates by 30 dB // Proc. IEEE. 2007. V. 95. № 10. P. 2082–2091.
44. *Гиндилис Л.М.* Поиск Внеземного Разума. М.: Физматлит, 2004. 648 с.
45. *Теребиж В.Ю.* Современные оптические телескопы. М.: Физматлит, 2005. 80 с.
46. *Гиндилис Л.М.* Возможность радиосвязи с внеземными цивилизациями // Внеземные цивилизации / Под ред. Каплан С.А. М.: Наука, 1969. С. 116–221.
47. <http://exoplanet.eu/catalog.php>
48. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Идеальная приемо-передающая пара на основе йодного фотодиссоциативного лазера / Сб. “Лазерно-оптические системы и технологии”. М.: ФГУП “НПО АСТРОФИЗИКА”, 2009. С. 114–128.
49. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Способ лазерной локации и устройство для его осуществления // Патент РФ № 2152056. 1999.
50. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Способ лазерной локации и лазерное локационное устройство для его осуществления // Патент РФ № 2183841. 2001.
51. *Ахменеев А.Д., Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П., Хищев А.А.* Способ доставки излучения на движущийся объект и устройство для его осуществления // Патент РФ № 2191406. 2001.
52. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Способ определения характеристик лазерной среды // Патент РФ № 2248555. 2003.
53. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Способ лазерной локации и локационное устройство для его осуществления // Патент РФ № 2249234. 2003.
54. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Способ поиска и приема сигналов лазерной космической связи и лазерное приемное устройство для его осуществления // Патент РФ № 2337379. 2008.