

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ

ISSN 2410-4914

**Физический  
ИНСТИТУТ**



*имени  
П.Н. Лебедева*

Российской академии наук

**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

**4**

С.К.МАНКЕВИЧ, Е.П.ОРЛОВ

**ВОПРОСЫ ОПТИМИЗАЦИИ ПОИСКА И  
ПОСЫЛА ЛАЗЕРНЫХ СИГНАЛОВ МЕЖЗ-  
ВЁЗДНОЙ СВЯЗИ**

Москва — 2015

# ПРЕПРИНТЫ ФИАН им. П. Н. ЛЕБЕДЕВА

ISSN 2410-4914

**Главный редактор** В. И. Ритус, *зам. главного редактора* А. А. Гиппиус,  
*научный секретарь* С. А. Богачев, *ответственный секретарь* Л. В. Селезнев

**Редакционная коллегия:** В. С. Бескин, А. А. Горбацевич, О. Д. Далькаров,  
Е. И. Демихов, И. Г. Зубарев, К. П. Зыбин, А. А. Ионин, Н. Н. Колачевский,  
Е. Р. Корешева, С. Ф. Лихачев, А. С. Насибов, И. Д. Новиков, В. Н. Очкин,  
Н. Г. Полухина, В. С. Лебедев, Н. Н. Сибельдин, Д. Р. Хохлов, С. А. Чайковский

## Информация

Препринты ФИАН им. П. Н. Лебедева издаются с 1964 г.

**Издатель:** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)

**Адрес редакции:** Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53, ФИАН

Тел.: +7 (499) 132-6137, +7 (499) 783-3640;

E-mail: [preprins@sci.lebedev.ru](mailto:preprins@sci.lebedev.ru), [irinakh@sci.lebedev.ru](mailto:irinakh@sci.lebedev.ru)

Страница сборника «Препринты ФИАН им. П. Н. Лебедева» в интернете:

<http://preprints.lebedev.ru/>

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА

С. К. Манкевич, Е. П. Орлов

**ВОПРОСЫ ОПТИМИЗАЦИИ ПОИСКА И ПОСЫЛА  
ЛАЗЕРНЫХ СИГНАЛОВ МЕЖЗВЁЗДНОЙ СВЯЗИ**

**№ 4**

Москва 2015

**С.К.Манкевич, Е.П.Орлов**

**Вопросы оптимизации поиска и посылы  
лазерных сигналов межзвёздной связи**

Показано, что максимум принимаемой энергии лазерного сигнала, посланного в сторону экзопланеты, достигается при дифракционной расходимости лазерного пучка примерно вдвое большей углового размера неопределённости положения экзопланеты на её орбите в момент прихода сигнала, а для достоверного приёма этого сигнала произведение диаметра принимающего телескопа на квадратный корень из энергии лазерных импульсов деленное на неопределённость положения экзопланеты должно превышать  $432 \text{ Дж}^{1/2}$ . Для случаев, когда 10-метровые оптические телескопы не могут обеспечить максимизацию принимаемой энергии, разработан метод расчёта соотношения между энергией лазерных импульсов и диаметрами передающих и принимающих телескопов, обеспечивающих возможность установления связи. Расчёты показали, с какими из потенциально обитаемых экзопланет может быть установлена связь с помощью имеющихся на Земле средств, а для каких требуется увеличение диаметра телескопов и энергии лазерных импульсов. Расчёты показали также, что обнаружить сигналы, приходящие к нам с рассматриваемых в данной работе экзопланет существенно труднее, чем обнаружить сигналы, приходящие на эти экзопланеты с Земли.

**S.K.Mankevich, E.P.Orlov**

**Problems of optimization in search and message for  
laser signals in interstellar communication**

It was shown that maximum energy of the laser pulse received at the exoplanet is achieved when diffraction divergence of the laser beam is approximately two times as much as the angular dimension of indefiniteness of a position of the exoplanet on its orbit at the moment of signal arrival. To reliably receive this signal the product of the square root from laser pulse energy and the diameter of receiving telescope divided per indefiniteness of position of the exoplanet must exceed  $432 \text{ J}^{1/2}$ . For the case when 10-meter telescopes cannot provide maximum of received energy, there has been developed a method to calculate the relation between the laser pulse energy and the diameters of transmitting and receiving telescopes, which provides a possibility of communication. The calculations have shown both the potential habitable exoplanets fit for communication by the equipment available on the Earth and those for which an increase of telescope diameter and laser pulse energy is necessary. The calculations have also shown that the detection of signals arrived on the Earth from the exoplanets observed in this paper is a more difficult problem than the detection of signals arrived at the exoplanets from the Earth.

## 1. Введение

В настоящее время продолжается интенсивный поиск экзопланет [1] и уже выявлены планеты земного типа, на которых, в принципе, может существовать жизнь, возможно, в том числе и разумная. В связи с этим в программах SETI (Search for Extraterrestrial Intelligence) [2], METI (Message for Extraterrestrial Intelligence) [3], а в перспективе, возможно, и CETI (Communication with Extraterrestrial Intelligence) все более актуальным становится «адресный» поиск сигналов внеземных цивилизаций (ВЦ), то есть поиск сигналов в излучении именно тех звёзд, у которых обнаружены экзопланеты земного типа.

Поскольку созданы крупногабаритные оптические телескопы, в которых благодаря применению адаптивных оптических систем, способных в реальном времени компенсировать атмосферное размывание изображений, преодолён атмосферный барьер разрешения [4], и создано много мощных высокоэнергетических лазеров [5] электромагнитные волны оптического диапазона представляются наиболее подходящими для решения задачи «адресного» подхода. Так в работах [6 – 11] была проанализирована возможность использования йодных фотодиссоционных лазеров для задач, связанных как с поиском сигналов ВЦ, так и с посылом сигналов этим ВЦ. Это обусловлено тем, что характеристики этих лазеров идеально подходят для решения комплекса тех задач, которые связаны с проблемой поиска сигналов ВЦ и возможного установления связи с ними, а именно:

- выбор конкретной длины волны для поиска и посылы 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 и направленности посылаемого сигнала.

Предположим, что ВЦ, сигналы которой мы хотим обнаружить, обладает уровнем технического развития аналогичным достигнутому на Земле. Тогда выбор длины волны для поиска сигналов в оптическом диапазоне можно основывать на том, созданы ли на Земле лазеры, генерирующие излучение с расходимостью и энергией излучаемых импульсов достаточной для их обнаружения на расстоянии, где находится предполагаемая ВЦ.

Необходимо также, чтобы длина волны и, соответственно, частота излучения этих лазеров отличалась от частот спектральных линий характерных для звёзд тех спектральных классов, для которых наиболее вероятно возникновение жизни. Как отмечали ещё в 1961 г. Шварц и Таунс в работе [12] «вероятно, будет правильно изучить спектры звезд с высоким разрешением с целью поиска необычных узких линий, расположенных на необычных частотах или с переменной интенсивностью», и, что «выбор частоты, вероятно, будет диктоваться наличием подходящего вещества для мазера, обеспечивающего желаемую частоту».

Ввиду огромных межзвёздных расстояний посланный сигнал дойдёт до приёмника чрезвычайно ослабленный. Поэтому выбор длины волны зависит также от того, создано ли на этой длине волны приемное устройство с уровнем шумов, близким к квантовому пределу и практически 100% квантовым выходом, то есть приемное устройство с квантовым пределом чувствительности.

Чтобы использовать для поиска сигналов ВЦ крупногабаритные оптические телескопы наземного базирования необходимо также, чтобы длина волны попадала в окно прозрачности атмосферы Земли.

При наведении телескопа на звезду, вокруг которой вращается планета с предполагаемой ВЦ, шум в канале приёма возрастает. Поэтому канал приёма необходимо оборудовать узкополосным фильтром, который не ослаблял бы излучение сигнала, и позволял выделять его на фоне излучения наблюдаемой звезды.

В настоящий момент, как было показано в работах [6 – 11], наиболее подходящей приёмопередающей парой в оптическом диапазоне обеспечивающей решение этих задач является пара, в которой в приёмнике сигналов в качестве предусилителя применён йодный фотодиссоционный квантовый усилитель, а в качестве источника сигналов – мощный высокоэнергетический йодный фотодиссоционный лазер.

Действительно, в работах [13–15] была продемонстрирована возможность достижения квантового предела чувствительности приёмного устройства при использовании в нём в качестве предусилителя йодного фотодиссоционного квантового усилителя, работающего на переходе  ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$  атома йода ( $f = 228,1$  ТГц,  $\lambda = 1,315$  мкм) [16]. Этот переход характеризуется жестко фиксированной по частоте узкой линией люминесценции с шириной на полувысоте  $\Delta\nu \approx 0,01$  см<sup>-1</sup> (что  $< 0,02$  Å) и большим радиационным временем жизни ато-

мов йода в возбужденном состоянии  ${}^2P_{1/2}$  равным 0,13 с [16 – 19]. Отметим, что йодный фотодиссоционный квантовый усилитель, благодаря своей узкой линии усиления, решает также чрезвычайно важную задачу фильтрации и выделения полезного сигнала. В отличие от обычных пассивных фильтров, выделяющих сигнал за счет подавления частот, лежащих за пределами спектра сигнала, в йодном усилителе выделение сигнала происходит за счет усиления частот, принадлежащих спектру сигнала. Поэтому мы называем его активным квантовым фильтром (АКФ) [15].

Предельно высокая чувствительность приёмного устройства с АКФ достигнута в [20] благодаря таким характерным особенностям его активной среды как: а) высокая оптическая однородность; б) быстрая рекомбинация атомов йода, находящихся в основном состоянии  ${}^2P_{3/2}$ , в исходную молекулу [18, 19]; в) значительное превышение показателя усиления  $\alpha > 0,1 \text{ см}^{-1}$  над показателем поглощения  $\beta < 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  излучения с  $\lambda = 1,315 \text{ мкм}$  [21].

В силу высокой оптической однородности активной среды АКФ, сигнал, исходящий из точечного источника, после усиления в АКФ удастся сфокусировать в пятно дифракционного размера, то есть реализовать одномодовый режим усиления [22].

Быстрая рекомбинация атомов йода в основном состоянии  ${}^2P_{3/2}$  в исходную молекулу опустошает нижний лазерный уровень, в связи с чем, квантовый шум АКФ имеет минимально возможное значение. Это видно из выражения для спектральной плотности яркости спонтанного излучения (квантового шума) на выходе АКФ [23, 24, 25],

$$B_{\text{qn}} = B_{\text{vac}} \frac{n_2}{n_2 - (g_2 / g_1)n_1} [K(\nu' - \nu) - 1], \quad (1.1)$$

где  $B_{\text{vac}} = \hbar c \nu^3$  – спектральная плотность яркости вакуума [25] на частоте лазерного перехода;  $K(\nu' - \nu)$  – коэффициент усиления на частоте  $\nu'$ ;  $n_1, n_2$  – населенности нижнего и 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 длине прохода сигнала в активной среде АКФ равной 60 см достигать коэффициента усиления сигнала  $K > 10^6$  [20]. Это во много раз больше значения равного  $\approx 10^3$ , выше ко-

торого шум приемного устройства определяется уже только квантовым шумом АКФ.

Отметим, что при давлении рабочего газа, используемого в АКФ, до 1,5 кПа – контур линии люминесценции лазерного перехода  $g(\nu' - \nu)$  практически гауссов. Таким образом, чувствительность лазерного приемного устройства с йодным АКФ: при отношении сигнал/шум равном трём может достигать трёх фотонов ( $4,5 \times 10^{-19}$  Дж) за время

$$\tau_0 \cong 1/c\Delta\nu_g, \quad (1.2)$$

являющееся оптимальным с точки зрения чувствительности приёма, и равное  $9 \div 13$  нс, при  $K = 10^3 \div 10^6$ , что следует из соотношения [26 – 28]

$$\Delta\nu_g \cong \Delta\nu / \sqrt{\ln K}. \quad (1.3)$$

Эти выводы экспериментально продемонстрированы в работе [20]. В ней для отношения сигнал/шум равном единице получена чувствительность  $S \approx 3$  фотона при длительности импульса сигнала  $\tau_p = 40$  нс, времени усреднения приёмным устройством  $\tau_e = 30$  нс и трёхкратном превышении плоского угла приёма  $\theta_r$  над дифракционным углом АКФ  $\theta_d$ . ( $\theta_r$  определялся 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  $d$  определялся как  $\theta_d = \lambda/d$ ).

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 [29] показано, что, при достаточно больших коэффициентах усиления чувствительность

$$S' = S(1 + \mathcal{B}), \quad (1.4)$$

где  $\mathcal{B} = B_{\text{bgr}}/B_{\text{vac}}$  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 приёме сигнала на фоне источника света со спектральной плотностью яркости в  $\mathcal{B}$  раз отличающейся от спектральной плотности яркости вакуума на длине волны приёма составит  $\delta S = BS$ . Относительное изменение чувствительности на фоне абсолютно чёрного тела с температурой  $T$

равно отношению спектральных плотностей яркости абсолютно черного тела и вакуума на длине волны 1,315 мкм:

$$\delta S / S = B_{\text{blb}} / B_{\text{vac}} = 1 / [\exp(hf / kT) - 1], \quad (1.5)$$

где  $B_{\text{blb}} = B_{\text{bgr}}$  – спектральная плотность яркости абсолютно чёрного 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 ещё меньше и составит примерно 12% [29, 30].

Этот вывод был проверен в модельных экспериментах по приему сигнала на фоне плазменного источника излучения Подмошенского с яркостной температурой 40000 К [31]. Из-за потерь излучения на элементах оптического тракта эффективная яркостная температура излучения источника составляла 16000 К, что по спектральной плотности яркости излучения на  $\lambda = 1,315$  мкм соответствует  $B_{\text{vac}}$ .

При отношении сигнал/шум равном единице чувствительность приема сигнала составила примерно 3 фотона в отсутствие импульса источника Подмошенского, и 6 фотонов в пределах импульса. То есть на фоне излучения такого яркого источника чувствительность ухудшилась в два раза, что соответствует приведённой выше формуле.

Таким образом, если длительность импульса уменьшить с 40 нс до 10 нс, и использовать приёмное устройство 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, заключенных между классами М и F, температура поверхности которых близка солнечной [32].

Для формирования оптических сигналов, которые должны приниматься приёмным устройством с йодным АКФ, в упомянутых выше работах [6 – 11] предполагается использовать 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. В качестве примеров в табл.1 приведены характеристики йодных лазеров широко известных лазерных установок «Искра» [33, 34] и «Asterix IV» [35, 36].

Таблица 1.

Лазерная установка	Источник накачки	Диаметр пучка (см)	Энергия в одном пучке (кДж)	Длительность импульса (нс)	Раходимость излучения (рад)	Частота повторения импульсов (Гц)
«Искра», ВНИИЭФ, г.Саров, Россия	Сильноточный электрический разряд	50	2,0 – 2,5	0,25 – 1,0	$10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-3}$
“Asterix IV”, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching,	Импульсные ксеноновые лампы	29	2,1	5,0	$2 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$

Обратим особое внимание на необходимость согласования спектра сигнала пришедшего от движущегося источника с узкой линией усиления АКФ. Известно [37, 38], что сдвиг спектра сигнала и линии усиления АКФ можно осуществить с помощью продольного магнитного поля. Максимум линии усиления, а значит, и линия генерации смещается практически линейно с увеличением напряженности магнитного поля примерно на  $0,073 \text{ см}^{-1}$  на килоэрстед. Экспериментально проверено действие магнитного поля напряженностью до 75 Кэ [39], при этом сдвиг достиг  $5,5 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует продольному доплеровскому сдвигу при скорости  $\approx 100 \text{ км/с}$  и поперечному доплеровскому сдвигу при скорости  $\approx 10^4 \text{ км/с}$ .

Однако под действием магнитного поля линия усиления не только сдвигается, но и расщепляется на множество компонент. В АКФ это привело бы к резкому ухудшению его избирательности и значительному уменьшению его коэффициента усиления. В то же время энергия излучения и расходимость йодного фотодиссоционного лазера, работающего в режиме генератора, практически не меняются. Поэтому для согласования спектров целесообразно осуществлять требуемый сдвиг спектра излучения магнитным полем в источнике сигнала. Отметим, что для согласования спектра сигнала с линией усиления АКФ напряжённость магнитного поля требуется контролировать с точностью  $\approx 10 \text{ Э}$ .

Отметим также, что излучение с  $\lambda = 1,315 \text{ мкм}$  попадает в окно прозрачности земной атмосферы. Измерения, выполненные в [40], показали, что показатель поглощения в приземном слое атмосферы  $\approx 2 \times 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ . Он обусловлен, главным образом, парами 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 [32] не приведет к искажению формы импульса, поскольку при  $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-6}$  величина группового запаздывания составляет величину менее чем  $2 \times 10^{-16}$  с.

Обратим также внимание на то, что для сигнала с частотой 228,1 ТГц и  $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-6}$  предельная величина группового запаздывания для стандартной модели межзвёздной среды [2] даже на межгалактических расстояниях не превышает  $5 \cdot 10^{-13}$  с. Это много меньше оптимальной длительности импульсов сигнала  $\tau_0 \sim 10$  нс при использовании для приема сигналов йодного АКФ.

Итак, видим, что практически идеальная приёмопередающая пара, созданная на основе йодных фотодиссоционных лазеров, в настоящее время, является наиболее подходящей для решения задач, связанных с проблемами SETI и METI, а уровень технического развития этих лазеров позволяет надеяться на успех в решении этих задач.

Таким образом, создание практически идеальной приёмопередающей пары, создание наземных 10-метровых оптических телескопов, в которых преодолён атмосферный барьер разрешения, и ведущиеся интенсивные разработки телескопов ещё большего диаметра вызывают потребность более тщательного рассмотрения вопросов, связанных с оптимизацией поиска сигналов внеземных цивилизаций и посылки им сигналов с Земли.

Необходимость этого обусловлена также тем, что рассмотрение, проводившиеся в предшествующих работах [6 – 12] и в более ранних работах, например, [41 – 45], основывалось на предположении, что в месте приема центр дифракционной картины посылаемого сигнала совпадает с приёмным устройством. Это предположение оправдано в том случае, когда размеры дифракционной картины много больше предполагаемого размера орбиты планеты. В радиодиапазоне длин волн это всегда реализуется.

Однако при наличии больших оптических телескопов диаметром 8 – 10 м, см. табл.2 и открытием экзопланет земного типа, находящихся сравнительно не далеко от Солнца (например, Gliese 667C с находится всего в 6 пк от Солнца [1], а экзопланеты Kepler b и tau Ceti e – менее чем в 4 пк), необходимо проанализировать также и случай, когда размеры дифракционной картины оказываются сравнимыми с размерами орбиты планеты или даже меньше её. Проблемы, связанные с этим упоминаются также в книге [2] (С. 98, 99).

Таблица 2.

ТЕЛЕСКОП	Диаметр зеркала (м)	Параметры главного зеркала	Место установки телескопа	Начало работы
KECK I KECK II	10 10	параболическое много сегментное активное	Mauna Kea, Гавайи, США	1993 1996
VLT (четыре телескопа)	4×8.2	тонкое активное	Paranal, Чили	1999 и 2002
GEMINI North	8	тонкое активное	Mauna Kea, Гавайи, США	2000
GEMINI South	8		Cerro Pachon, Чили	2000
SUBARU	8.2	тонкое активное	Mauna Kea, Гавайи, США	1999
LBT (бинокуляр- ный)	2×8.4	сотовое толстое	Mt. Graham, Аризона, США	2004
НЕТ(Hobby&Eberly)	11 (реаль- но 9.5)	сферическое много сегментное	Mt. Fowlkes, Техас, США	1996
MMT	6.5	сотовое толстое	Mt. Hopkins, Аризона, США	2000
MAGELLAN два телескопа	2×6.5	сотовое толстое	Las Campanas, Чили	2000 и 2002
БТА САО РАН	6.0	толстое	Гора Пастухова, Ка- рачаево-Черкесия	1976
GTC	10	аналог KECK II	La Palma, Канарские острова, Испания	2007
SALT	11	аналог НЕТ	Sutherland, Южная Африка	2005
TMT	30	параболическое много сегментное активное	Mauna Kea, Гавайи, США	2022 – 2030
E-ELT	39,3	аналог НЕТ	Пустыня Атакама, Чили	2021 – 2022
OWL	100	сферическое много сегментное	Гархинг, близ Мюн- хена, Германия	2020?

Это тем более необходимо, если учесть, что первое прямое фото экзопланеты (рядом со звездой 2M1207 в созвездии Центавра) получено на телескопе VLT ещё в 2004 году [4] (диаметр зеркала 8,2 м), а в 2014 году началось строительство Экстремально Большого Телескопа E-ELT с диаметром главного зеркала почти 40 метров, табл.2. Основной задачей коллектива обсерватории E-ELT станет детальное исследование открытых к настоящему времени экзопланет и поиск новых.

Отметим, что в настоящее время разрабатывается также телескоп OWL (Over Whelmingly Large Telescope – Ошеломляюще Большой Телескоп) с диаметром главного зеркала 100 м, табл.2.

## 1. Исходные соотношения

Рассмотрим сначала случай, когда ВЦ излучает в направлении Солнца или наша цивилизация излучает в направлении звезды с подходящей для жизни экзопланетой лазерный пучок с плоским волновым фронтом и длиной волны  $\lambda$  кругового сечения диаметра  $D_b$ , с энергией в каждом импульсе  $E$ , однородно распределённой по сечению пучка. Такой пучок в дальней зоне образует дифракционную картину, описываемую широко известной формулой Эйри [46]

$$I = I_0 \left( \frac{2J_1(x)}{x} \right)^2, \quad (2.1)$$

где  $I_0 = EA_b / \lambda^2$  – сила света в центре дифракционной картины,  $A_b = \pi D_b^2 / 4$  – площадь поперечного сечения пучка,  $J_1(x)$  – функция Бесселя первого рода первого порядка,  $x = k \frac{D_b}{2} w$ , где  $k = 2\pi / \lambda$ ,  $w = \sin \frac{\rho}{R} \approx \frac{\rho}{R}$ ,  $R$  – расстояние от передатчика, а  $\rho$  – расстояние от центра картины Эйри до приёмника, которое много меньше  $R$ .

Представим  $x$  в виде  $x = \mu\rho$ , где  $\mu = \pi D_b / \lambda R$ . Тогда (1) примет вид

$$I(\rho) = \frac{ER^2}{4\pi} \left( \frac{2J_1(\mu\rho)}{\rho} \right)^2. \quad (2.2)$$

Значение  $\mu = 0$  отвечает удалению приёмника и источника излучения друг от друга на бесконечно большое расстояние. При увеличении  $\mu$  расстояние между ними уменьшается обратно пропорционально  $\mu$ .

Как говорилось во введении рассмотрение, проводившееся в предшествующих работах, основывалось на предположении, что размеры дифракционной картины на межзвёздных расстояниях много больше предполагаемого размера орбиты планеты. В этом случае, если сигнал посылается в направлении Солнца или звезды с предполагаемой ВЦ, то можно было считать, что планета и расположенный на ней приёмник находятся практически в центре дифракционной картины. Поэтому функцию Бесселя можно было разложить в ряд Тейлора по

произведению  $\mu\rho$  и ограничиться первым членом разложения. Тогда сила излучения в точке приёма выражается формулой

$$I(\rho) = \frac{ER^2}{4\pi} \mu^2 = E \frac{A_b}{\lambda^2}, \quad (2.3)$$

а принимаемая энергия при площади апертуры приёмного устройства  $A_r$  – формулой, фигурирующей в перечисленных выше работах [6 – 12, 41 – 45],

$$E_r = I(\rho) \frac{A_r}{R^2} = E \frac{A_b A_r}{\lambda^2 R^2}. \quad (2.4)$$

В случае же, когда планета и находящийся на ней приёмник удалены от центра дифракционной картины настолько, что уже нельзя ограничиться линейным членом в разложении функции Бесселя в ряд Тейлора по произведению  $\mu\rho$ , тогда принимаемая энергия будет описываться формулой

$$E_r(\rho) = I(\rho) \frac{A_r}{R^2} = E \frac{A_r}{\pi\rho^2} J_1^2(\mu\rho). \quad (2.5)$$

Из формулы (5), с учётом свойств функции Бесселя первого рода первого порядка, понятно, что при увеличении  $\mu$  от минимального значения равного нулю принимаемая энергия сначала возрастает, затем уменьшается, и далее испытывает колебания, проходя нулевые и максимальные значения. С практической точки зрения интересна область значений  $\mu$ , заключенная в области первого, самого большого, максимума, то есть в интервале  $0 \leq \mu \leq 3,83/\rho$ . Значение аргумента функции Бесселя  $\mu\rho = x_0 \approx 3,83$  соответствует первому тёмному кольцу картины Эйри. С учётом сказанного и выражения  $\mu = \pi D_b / \lambda R$  формулу (5) удобнее представить в виде

$$E_r = E_0 J_1^2 \left( \frac{x_0}{\mathcal{G}_d / \mathcal{G}_\rho} \right) \quad (2.6)$$

где  $E_0 = E \frac{A_r}{\pi\rho^2}$  – энергия лазерного импульса, умноженная на отношение площади апертуры принимающего устройства к площади круга с радиусом  $\rho$ , равным, как уже говорилось, расстоянию приёмника от центра картины Эйри;

$$\mathcal{G}_\rho = \frac{2\rho}{R} \quad (2.7)$$

– угловой диаметр этого круга, а  $\mathcal{G}_d$  – дифракционный угол расходимости пучка, определяемый стандартным образом, а именно, как [46]

$$\vartheta_d = 2 \frac{x_0}{\pi} \frac{\lambda}{D_b} \approx \frac{2,44\lambda}{D_b}. \quad (2.8)$$

Такое определение дифракционного угла расходимости пучка соответствует тому, что пучок можно условно изобразить в виде конуса с углом раствора  $\vartheta_d$ , образующие которого направлены на первое тёмное кольцо картины Эйри, рис.1. Отметим, что доля энергии пучка, заключённой в этом конусе равна 83,8%.

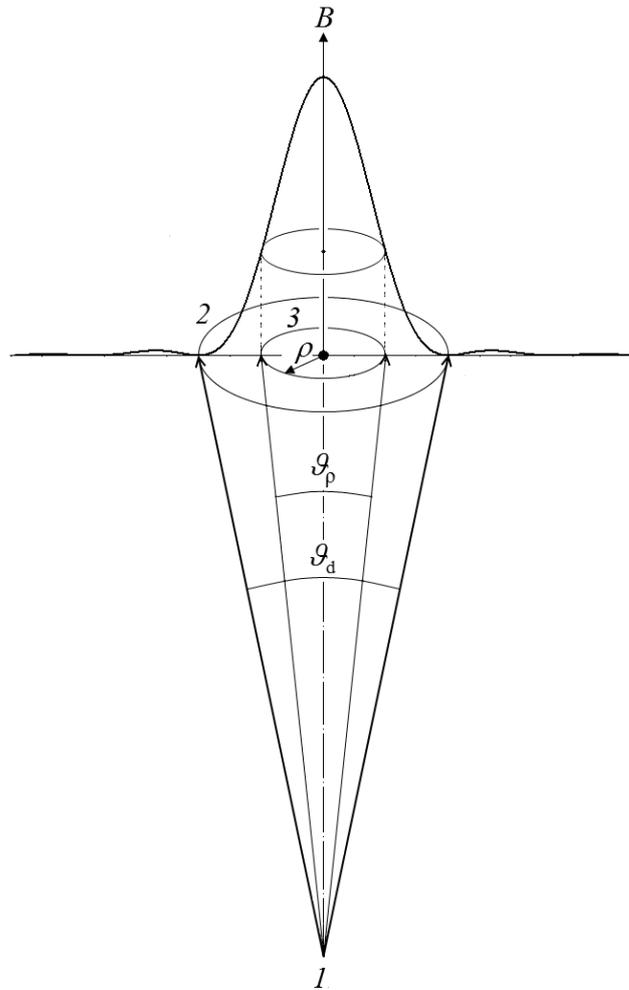


Рис.1. Стандартное определение расходимости  $\vartheta_d = 2,44\lambda / D_b$  пучка, излучаемого из точки  $I$ , соответствует тому, что пучок можно изобразить в виде конуса с углом раствора  $\vartheta_d$ , образующие которого направлены на первое тёмное кольцо 2 картины Эйри. Конус с раствором  $\vartheta_p$  иллюстрирует угловой диаметр круга 3 радиуса  $\rho$ . Отношение  $\vartheta_d / \vartheta_p$ , при котором достигается максимальная принимаемая энергия приёмником, удалённым на расстояние  $\rho$  от центра картины Эйри, соответствует отношению  $\vartheta_d / \vartheta_p \approx 2,08$ . При этом сам приёмник удалён от центра картины Эйри на расстояние  $\rho = \rho_m = x_m / \mu = 1,84 / \mu$ . Яркость излучения отсчитывается вдоль оси  $B$  в относительных единицах.

## 2. Оптимальная расходимость лазерного пучка и оптимальный диаметр передающего телескопа

Зависимость  $E_r / E_0$  от  $\mathcal{G}_d / \mathcal{G}_\rho$ , описываемая формулой (2.6), приведена на рис.2.

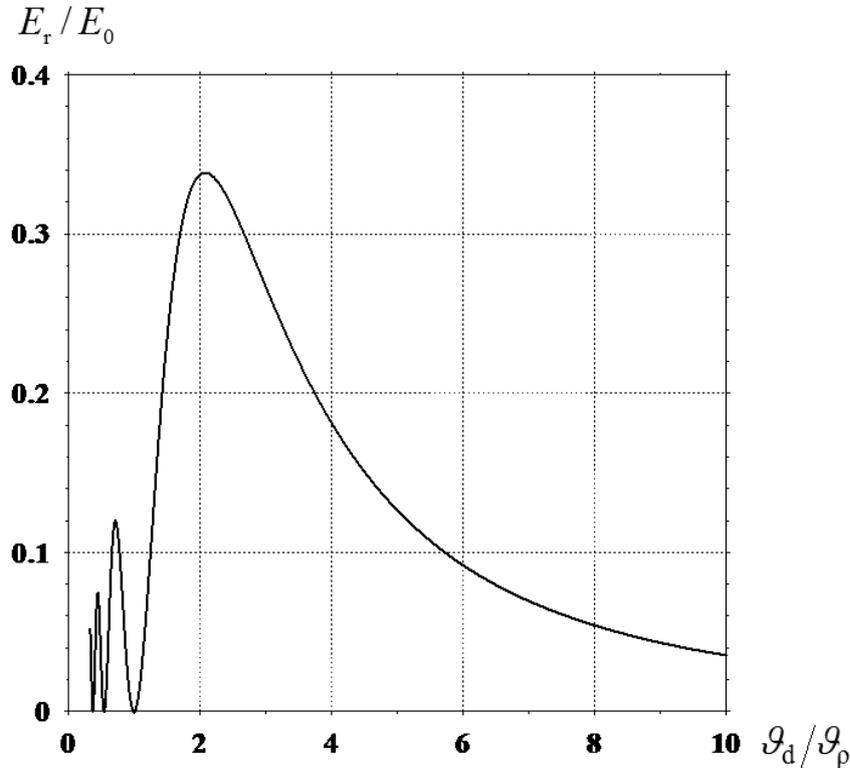


Рис.2. Зависимость отношения принимаемой энергии  $E_r$  к  $E_0$  от отношения дифракционного угла расходимости лазерного пучка  $\mathcal{G}_d$  к угловому диаметру  $\mathcal{G}_\rho$  круга радиуса  $\rho$ .

Мы видим, что самый большой максимум реализуется при значении аргумента функции Бесселя  $x_0 / (\mathcal{G}_d / \mathcal{G}_\rho) = x_m \cong 1,84$ . Отсюда получаем, что

$$\mathcal{G}_d / \mathcal{G}_\rho = x_0 / x_m \approx 2,08. \quad (3.1)$$

Это означает, что максимальная принимаемая энергия достигается в том случае, когда угол дифракционной расходимости лазерного пучка примерно в два раза больше углового диаметра круга, на котором находится приёмник.

В этом случае угол дифракционной расходимости будем называть оптимальным дифракционным углом, и обозначать как  $\mathcal{G}_d^{\text{opt}}$ . При этом сам приёмник, как это следует из соотношения  $x = \mu\rho = x_m$ , удалён от центра картины Эйри на расстояние

$$\rho = \rho_m = x_m / \mu. \quad (3.2)$$

Из формулы (2) с учётом выражения для  $\mu$ , либо же из (1) и (2.8) с учётом формулы (2.7), в которой полагаем  $\rho = \rho_m$ , получаем оптимальный диаметр посылаемого лазерного пучка, соответствующий его оптимальной дифракционной расходимости:

$$D_b^{\text{opt}} = \frac{x_m}{\pi} \frac{\lambda}{\rho_m} R = \frac{1,84}{\pi} \frac{\lambda}{\rho_m} R. \quad (3.3)$$

Таким образом, одна из задач межзвёздной связи состоит в отыскании оптимального угла дифракционной расходимости посылаемого излучения и соответствующего ему оптимального диаметра лазерного пучка. При использовании в качестве сигнала излучения йодного лазера в формуле (3) надо положить  $\lambda = 1,315$  мкм. Если  $\lambda$  выразить в метрах,  $R$  – в парсеках, а  $\rho_m$  – в астрономических единицах, то формула (3) для оптимального диаметра, выражаемого в метрах, запишется в виде

$$D_b^{\text{opt}} = 0,159 \frac{R}{\rho_m} \quad (3.4)$$

Поскольку в настоящее время мы не знаем другого способа формирования пучка света большого диаметра, как только с помощью телескопической системы, то величина  $D_b^{\text{opt}}$  определяет оптимальный диаметр главного зеркала передающего телескопа,  $D_t^{\text{opt}}$ . Графики зависимости оптимального диаметра передающего телескопа от расстояния до предполагаемой ВЦ при различных  $\rho_m$  приведены на рис.3.

Из этого рисунка видно, что если  $\rho_m = 1$  а.е., то при расстоянии до наблюдаемой звезды 63 пк, для оптимальной связи требуется передающий телескоп с диаметром главного зеркала 10 м.

Если диаметр главного зеркала передающего телескопа такой, что значение  $\mathcal{G}_d$  больше, чем требуемое для оптимальной связи, то меньшего значения расходимости пучка можно достичь лишь увеличением диаметра зеркала.

Если же диаметр передающего телескопа такой, что при использовании всей поверхности главного зеркала значение  $\mathcal{G}_d$  меньше, чем требуемое для оптимальной связи, то нужного значения можно достичь использованием части поверхности главного зеркала.

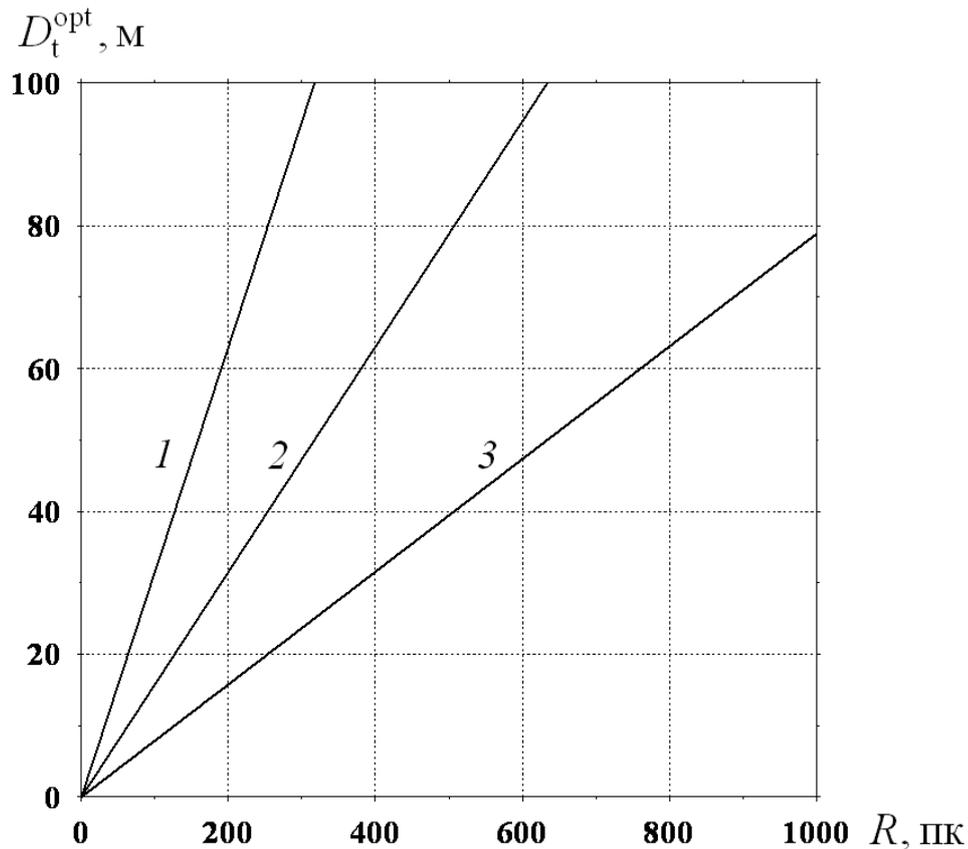


Рис.3. Графики зависимости оптимального диаметра передающего телескопа от расстояния до предполагаемой ВЦ для  $\rho_m = 0,5$  а.е. (1);  $\rho_m = 1$  а.е. (2);  $\rho_m = 2$  а.е. (3)

Из предыдущих рассуждений понятно, что для того, чтобы определить оптимальную дифракционную расходимость излучения и соответствующий ей оптимальный диаметр пучка для каждой конкретной экзопланеты необходимо определить то расстояние, на котором непредсказуемо может оказаться экзопланета от линии наблюдения, то есть от центра картины Эйри.

### 3. Неопределённость положения экзопланеты на орбите в момент прихода сигнала и оптимальный диаметр передающего телескопа

Поскольку параметры орбит экзопланет определяются весьма точно, то, в принципе, при достаточно большом диаметре главного зеркала телескопа можно направить излучение не только на звезду, вокруг которой обращается наблюдаемая планета, но и в любую точку её орбиты. Эта возможность связана с тем, что в фокусе телескопа возможно, в принципе, добиться взаимного расположения картины Эйри, образованной излучением звезды и картины Эйри, образованной излучением источника посылаемого нами сигнала, с точностью до одной сотой

доли радиуса первого тёмного кольца [47]. Это то и позволяет обеспечить направленность пучка много меньшую его расходимости и направить центр пучка с необходимой нам точностью либо на исследуемую звезду, либо же в заданную точку орбиты планеты.

Однако из-за погрешности определения межзвёздных расстояний не представляется возможным с достаточной точностью синхронизовать приход сигнала в данную точку орбиты и прохождение планетой этой точки. Оценим то расстояние, на котором может оказаться планета от центра картины Эйри в момент прихода сигнала. Рассмотрим два крайних случая ориентации орбиты планеты относительно линии наблюдения, которые включают в себя все остальные случаи.

1. плоскость орбиты планеты перпендикулярна линии наблюдения и тогда при эксцентриситете  $e < 0,44$  она выглядит практически как круг;
2. плоскость орбиты планеты ориентирована таким образом, что линия наблюдения лежит в её плоскости и тогда орбита планеты выглядит как отрезок прямой.

В первом случае имеет место только поперечный эффект Доплера. Поэтому с точки зрения согласования спектра излучения передатчика и спектральной полосы приёмника нет разницы, на какую точку орбиты планеты наводить телескоп. При этом удаление планеты от линии наблюдения при эксцентриситете орбиты  $e < 0,44$  с хорошей точностью происходит по закону  $2a \sin(\pi t / P)$ , где  $a$  – большая полуось орбиты планеты.

Во втором случае при  $e < 0,44$  целесообразно наводиться на центр упомянутого выше отрезка прямой, чтобы эффект Доплера стал поперечным. Тогда удаление планеты от линии наблюдения будет происходить по закону  $a \sin(2\pi t / P)$ .

Пусть расстояние до наблюдаемой звезды определено с погрешностью  $\delta R$ . Тогда, за время, определяемое этой погрешностью, равное  $\delta R / c$ , планета может оказаться в первом случае на расстоянии

$$\rho_{\text{ip}} = 2a \sin\left(\frac{\pi \delta R}{P c}\right), \quad (4.1)$$

от центра картины Эйри, а во втором случае – на расстоянии

$$\rho_{\text{ip}} = a \sin\left(\frac{2\pi \delta R}{P c}\right). \quad (4.2)$$

Величина  $\rho_{ip}$  характеризует неопределённость положения (indefiniteness of position) экзопланеты на орбите в момент прихода сигнала, иными словами неопределённость расстояния между приёмником, расположенным на экзопланете или вблизи неё, и центром картины Эйри. Для определения оптимальной дифракционной расходимости лазерного излучения и оптимального диаметра передающего телескопа эту неопределённость мы должны приравнять величине  $\rho_m$ , фигурирующей в формуле (3.3).

Неопределённость  $\rho_{ip}$  положения планеты на орбите в момент прихода лазерного импульса превысит  $a$ , когда в первом случае выполнится неравенство  $\frac{\delta R}{P} > \frac{c}{6}$ , а во втором – неравенство  $\frac{\delta R}{P} > \frac{c}{2\pi}$ . Если  $\delta R$  выразить в парсеках, а период  $P$  в земных днях, то эти неравенства принимают соответственно вид:

$$\frac{\delta R}{P} > 1,40 \times 10^{-4}, \quad \frac{\delta R}{P} > 1,34 \times 10^{-4} \quad (4.3)$$

При выполнении этих неравенств нет смысла наводиться на определённую точку орбиты планеты. Наиболее простым будет вариант наведения телескопа непосредственно на звезду. При этом  $\rho$  в формуле (2.7) надо положить равным  $\rho_{ip} = a$ , тогда угловой диаметр круга будет  $\mathcal{G}_\rho = 2a/R$ . Если же эти неравенства не выполняются, то наводиться надо на те точки орбиты планеты, о которых говорилось выше. Тогда  $\rho$ , и соответственно  $\mathcal{G}_\rho = 2\rho/R$ , будут определяться

формулами (1) и (2). Если  $\frac{2\pi}{P} \frac{\delta R}{c} \ll 1$ , то в обоих случаях

$$\rho_{ip} \cong \frac{2\pi a \delta R}{cP}. \quad (4.4)$$

Если погрешность  $\delta R$  выражена в парсеках, а  $P$  в земных днях, то формула (4) принимает вид

$$\rho_{ip} \cong 7480 \frac{a \delta R}{P}. \quad (4.5)$$

Выясним, выполняются или нарушаются эти условия для некоторых, широко обсуждаемых в литературе, экзопланет.

В табл.3 представлены характеристики этих экзопланет, некоторые из которых считаются потенциально обитаемыми. Там, где погрешность определения расстояния до звезды не указана, она полагается равной 10% [48].

Таблица 3.

Название экзопланеты	Расстояние от Солнца, $R$ (пк)	Большая полуось орбиты, $a$ (а.е.)	Эксцентриситет орбиты, $e$	Период обращения вокруг звезды, $P$ (д)
Karpetyn b	3,91±0,01	0,168 ±0,008	0,21 ± 0,11	48,616 ±0,036
Gliese 667 C c	6,2 ± 0,1	0,12	0	28,1 ±0,5
Gliese 581 d	6,2 ± 0,1	0,22	0	66,80 ± 0,14
Gliese 581 c	6,2 ± 0,1	0,07	0,17 ± 0,07	12,9292 ± 0,0047
Gliese 581 g	6,25 ± 0,09	0,146	0	36,6
Gliese 163 c	15	0,12536 ± 0,0001	0,1	25,63 ± 0,0235
Gliese 832 c	4,9	0,162 ± 0,017	0,03	35,68
Kepler-22 b	190	0,849	–	289,9
Kepler-69c	830	0,64 ± 0,15	0,14 ± 0,18	242,5 ± 0,006
61 Virginis b	8,52 ± 0,05	0,050201 ± 0,000005	0,12 ± 0,11	4,2150 ± 0,0006
HD 85512 b	11,1 ± 0,1	0,26 ± 0,005	0,11 ± 0,1	54,43 ± 0,13
tau Ceti e	3.650 ± 0.002	0.552 ± 0.03	0.05 ± 0.22	168.12 ± 2.0

Во втором столбце табл.4 представлены отношения  $\delta R/P$  для экзопланет при их наблюдении с Земли. В третьем столбце представлены неопределённости положений экзопланет относительно линии наблюдения. В четвёртом столбце для каждой экзопланеты представлены оптимальные диаметры передающих телескопов, установленных на Земле.

Таблица 4.

Название экзопланеты	Посыл сигнала с Земли (оптимальный режим)			Приём на экзопланете	
	$\delta R/P$ (пк/д)	$\rho_{ip}$ (а.е.)	$D_t^{opt}$ (м)	$D_r^{min}$ (м) при $E = 2$ кДж	$E$ (Дж) при $D_r = 10$ м
Karpetyn b	$2,0 \times 10^{-4}$	0,168 = $a$	3,7	1,6	53
Gliese 667 C c	$3,6 \times 10^{-3}$	0,12 = $a$	8,2	1,2	27
Gliese 581 d	$1,5 \times 10^{-3}$	0,22 = $a$	4,5	2,1	90
Gliese 581 c	$7,7 \times 10^{-3}$	0,07 = $a$	<b>14</b> > 10	0,68	9
Gliese 581 g	$2,5 \times 10^{-3}$	0,146 = $a$	6,8	1,4	40
Gliese 163 c	$5,8 \times 10^{-3}$	0,125 = $a$	<b>19</b> > 10	1,2	29
Gliese 832 c	$1,4 \times 10^{-2}$	0,162 = $a$	4,8	1,6	49
Kepler-22 b	$6,5 \times 10^{-2}$	0,849 = $a$	<b>36</b> > 10	8,2	1345
Kepler-69c	$3,4 \times 10^{-1}$	0,64 = $a$	<b>210</b> > 10	6,2	764
61 Virginis b	$1,2 \times 10^{-2}$	0,050 = $a$	<b>27</b> > 10	0,48	4,7
HD 85512 b	$1,8 \times 10^{-3}$	0,26 = $a$	6,8	2,5	126
tau Ceti e	$1,2 \times 10^{-5} < 1,34 \times 10^{-4}$	0,049 << $a$	<b>12</b> > 10	0,47	4,5

Из табл.4 видно, что для подавляющего большинства экзопланет неравенства (3) выполняются. Только для одной из этого списка экзопланет tau Ceti e

эти неравенства не выполняются. В будущем при уменьшении погрешности определения расстояний до звёзд эти неравенства возможно перестанут выполняться и для ряда других экзопланет. Тогда оптимальные значения, естественно, изменятся, поскольку возникнет возможность наведения телескопа на определённую точку орбиты планеты.

Из табл.4 видно, что для половины перечисленных в табл.3 и табл.4 экзопланет диаметр передающего телескопа меньше 10 метров, для половины планет он укладывается в диапазон диаметров существующих и проектируемых наземных оптических телескопов. Исключение составляет диаметр передающего телескопа для экзопланеты Kepler-69c, который превышает размер даже самого большого проектируемого оптического телескопа OWL (см. табл.2).

Рассмотрим теперь вопрос об оптимальном диаметре телескопа при его расположении на экзопланете для посылки сигналов на Землю. Если предположить, что с рассматриваемой экзопланеты погрешность определения расстояния до Солнца такая же, как и при определении расстояния от Земли до звезды, вокруг которой обращается экзопланета, то для отношения  $\delta R / P$  получаем значения, представленные во втором столбце табл.5.

Таблица 5.

Название экзопланеты	Посыл сигнала с экзопланеты (оптимальный режим)			Приём на Земле	
	$\delta R / P$ (пк/д)	$\rho_{ip}$ (а.е.)	$D_t^{opt}$ (м)	$D_r^{min}$ (м) при $E = 2$ кДж	$E$ (Дж) при $D_r = 10$ м
Kapetyn b	$2,7 \times 10^{-5} < 1,34 \times 10^{-4}$	$0,20 \ll a$	3,1	1,93	75
Gliese 667 C c	$2,7 \times 10^{-4}$	$1 = a$	0,99	9,7	1870
Gliese 581 d	$2,7 \times 10^{-4}$	$1 = a$	0,99	9,7	1870
Gliese 581 c	$2,7 \times 10^{-4}$	$1 = a$	0,99	9,7	1870
Gliese 581 g	$2,5 \times 10^{-4}$	$1 = a$	1	9,7	1870
Gliese 163 c	$4,1 \times 10^{-3}$	$1 = a$	2,4	9,7	1870
Gliese 832 c	$1,3 \times 10^{-3}$	$1 = a$	0,78	9,7	1870
Kepler-22 b	$5,2 \times 10^{-2}$	$1 = a$	<b>30</b> > 10	9,7	1870
Kepler-69c	$2,3 \times 10^{-1}$	$1 = a$	<b>130</b> > 10	9,7	1870
61 Virginis b	$1,4 \times 10^{-4}$	$1 = a$	1,35	9,7	1870
HD 85512 b	$2,7 \times 10^{-5} < 1,34 \times 10^{-4}$	$0,20 \ll a$	8,8	1,93	75
tau Ceti e	$5,5 \times 10^{-6} < 1,34 \times 10^{-4}$	$0,041 \ll a$	<b>14</b> > 10	0,4	3,1

Видим, что только для трёх экзопланет Kapetyn b, HD 85512 b и tau Ceti e неравенства (3) нарушаются.

Неопределённость положения Земли относительно линии наблюдения и оптимальные диаметры передающих телескопов при посыле сигналов с экзопланеты в сторону Солнца представлены соответственно в третьем и четвёртом столбцах табл.5. Мы видим, что опять за исключением экзопланеты Kepler-69c оптимальные диаметры телескопов укладываются в диапазон диаметров существующих и проектируемых наземных оптических телескопов. Видно так же, что за исключением двух экзопланет HD 85112 b и tau Ceti e требования к размерам передающих телескопов при посыле сигналов в сторону Солнца более слабые, чем при посыле сигналов с Земли в сторону звёзд, вокруг которых обращаются экзопланеты.

#### 4. Требования к размерам принимающих телескопов и энергии импульсов посылаемых сигналов

Итак, пусть посыл сигнала происходит оптимальным образом. Найдём теперь требования, предъявляемые к принимающему телескопу. Как известно [49], первый максимум функции Бесселя первого рода первого порядка  $\max_1(J_1) = 0,582$ . В случае круговой апертуры принимающего телескопа как следует из формулы (2.6) максимальное значение принимаемой энергии

$$E_r^{\max} = (\max_1(J_1))^2 \frac{D_r^2}{(2\rho_{ip})^2} E = 0,339 \left( \frac{D_r}{2\rho_{ip}} \right)^2 E. \quad (5.1)$$

Зададим отношение сигнал/шум равным  $m$ . Если для приёма используется лазерное приёмное устройство на атомарном йоде, чувствительность которого равна квантовому пределу, то для приёма сигнала с вероятностью не меньшей, чем  $1 - m^{-2}$  принимаемая энергия должна быть больше, чем  $m\hbar\omega$ , где  $\hbar\omega$  – энергия кванта лазерного излучения [20]. Тогда, используя формулу (16), получаем неравенство

$$\frac{D_r \sqrt{E}}{\rho_{ip}} \geq \frac{2\sqrt{m\hbar\omega}}{\max_1(J_1)} = \frac{\sqrt{m\hbar\omega}}{0,291}. \quad (5.2)$$

Оценим величину  $\frac{\sqrt{m\hbar\omega}}{0,291}$ . Для лазерного перехода атомарного йода

$\hbar\omega = 1,51 \cdot 10^{-19}$  Дж и чувствительность лазерного приёмного устройства с АКФ при отношении сигнал/шум равном трём составляет  $3\hbar\omega = 4,53 \cdot 10^{-19}$  Дж. Если при этом  $\rho_{ip}$  выразить в астрономических единицах, то (2) принимает вид

$$D_r \sqrt{E} / \rho_{ip} \geq 346. \quad (5.3)$$

Это неравенство справедливо для случая космического базирования приёмного телескопа. Если оптические телескопы ВЦ и нашей цивилизации размещены на поверхности экзопланеты и Земли, то формулы (1) и (2) принимают соответственно вид

$$E_r^{\max} = 0,339 (D_r / (2\rho_{ip}))^2 T_a T_e E, \quad (5.4)$$

$$\frac{D_r \sqrt{E}}{\rho_{ip}} \geq \frac{1}{0,291} \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{T_a T_e}}, \quad (5.5)$$

где  $T_a$  – как указывалось выше доля энергии сигнала прошедшего сквозь атмосферу Земли, а  $T_e$  – доля энергии сигнала прошедшего сквозь атмосферу экзопланеты. Если допустить, что поглощение в атмосфере обеих планет одинаковое, то, с учётом 20% поглощения лазерного излучения в атмосфере Земли получаем

$$D_r \sqrt{E} / \rho_{ip} \geq 432, \text{ Дж}^{1/2}. \quad (5.6)$$

В пятом столбце табл.4 представлены минимально допустимые диаметры принимающих телескопов, расположенных на поверхностях соответствующих экзопланет при приёме сигналов с энергией в импульсе излучения, равной двум килоджоулям (см. табл.1), посылаемых с Земли, а в шестом столбце – требуемая энергия в импульсе сигнала при диаметре принимающего телескопа 10 метров.

В пятом столбце табл.5 представлены минимально допустимые диаметры принимающих телескопов наземного базирования при приёме сигналов, посылаемых с экзопланет при той же энергии в импульсе, что и в предыдущем случае. В шестом столбце табл.5 – требуемая энергия в импульсе сигнала при диаметре принимающего телескопа 10 метров.

Обратим внимание на то, что в тех случаях, когда неопределённость положения Земли на орбите в момент прихода сигнала достигает значения, равного полуоси земной орбиты, а для посылки сигналов используются лазерные установки подобные приведённым в табл.1 (то есть  $E = 2$  кДж), то диаметр главного зеркала наземного принимающего телескопа должен удовлетворять условию  $D_r \geq 9,7$  м (результат, полученный ранее в [6, 8, 11] другими способами).

Сравнивая данные, приведённые в табл.4 и табл.5 мы приходим к выводу, что за исключением двух экзопланет HD 85512 b, tau Ceti e обнаружить сигналы,

посылаемые с Земли проще, чем сигналы, посылаемые с приведённых в таблицах экзопланет.

Графики зависимостей минимально допустимых диаметров принимающих телескопов от энергии импульса в посылаемом пучке при различных значениях  $\rho_{ip}$ , соответствующих значениям для экзопланет и для Земли, приведены на рис.4. Из рис.4 видно, что современный уровень технического развития земной цивилизации, а именно, создание йодного активного квантового фильтра, создание высокоэнергетических йодных лазеров с энергией в импульсе более двух килоджоулей с дифракционной расходимостью излучения и создание 10-метровых оптических телескопов позволяет, в принципе, осуществить поиск сигналов ВЦ для всех экзопланет, приведённых в табл.3, если бы на них существовали ВЦ хотя бы такого же уровня развития, как и земная цивилизация или же земной цивилизации удалось бы добраться до этих планет.

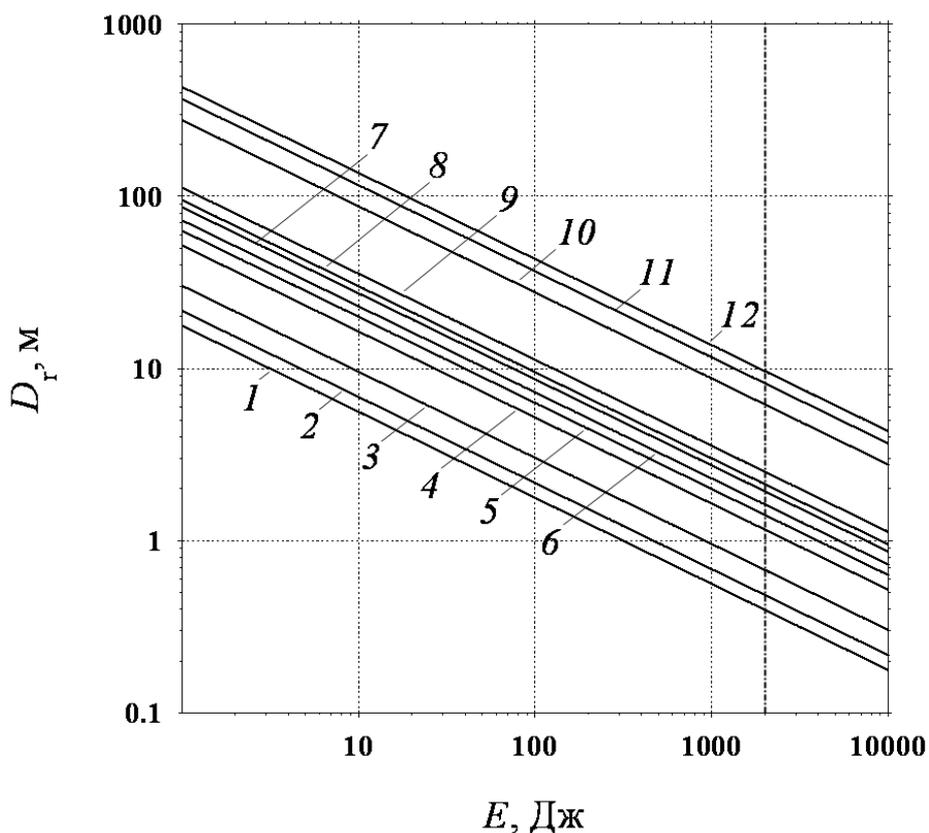


Рис.4. Оптимальный режим связи. Зависимости требуемого диаметра принимающего телескопа от энергии лазерного импульса при  $\rho_{ip} = 0,04$  (1); 0,05 (2); 0,07 (3); 0,12 (4); 0,15 (5); 0,17 (6); 0,20 (7); 22 (8); 0,26 (9); 0,64 (10); 0,85 (11); 1,0 (12) а.е. Расчёты сделаны в предположении, что  $T_e = T_a = 0,8$ . Вертикальная штрих пунктирная прямая соответствует энергии импульса 2 кДж.

## 5. Неоптимальный режим связи и её максимальная дальность с учётом неоднородности яркости излучения в картине Эйри

Из табл.4 и табл.5 видно, что обеспечить оптимальный режим посылы и приёма сигналов не всегда возможно. Получим теперь в самом общем виде зависимость максимальной дальности связи в произвольном случае, не обязательно оптимальном. Полагая в формуле (2.5)  $E_r = m\hbar\omega$ ,  $\rho = \rho_{ip}$  с учётом поглощения в атмосферах обеих планет имеем

$$\sqrt{\frac{m\hbar\omega}{ET_a T_e} \frac{2\rho_{ip}}{D_r}} = J_1\left(\frac{R_0}{R}\right). \quad (6.1)$$

где

$$R_0 = \pi\rho_{ip}D_t / \lambda. \quad (6.2)$$

Отметим, что при этом  $0 \leq \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{ET_a T_e} \frac{2\rho_{ip}}{D_r}} \leq 0,582$ . Для области значений

$x_m^{-1} \approx 0,543 \leq R/R_0 < \infty$  ( $0 \leq R_0/R \leq x_m \approx 1,84$ ) из (1) получаем

$$\frac{R}{R_0} \leq \left( J_1^{\text{inverse}} \left( \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{ET_a T_e} \frac{2\rho_{ip}}{D_r}} \right) \right)^{-1}, \quad (6.3)$$

где  $J_1^{\text{inverse}} \left( \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{ET_a T_e} \frac{2\rho_{ip}}{D_r}} \right)$  – функция обратная функции Бесселя в области зна-

чений её аргумента от нуля до 0,582. График зависимости  $\frac{R}{R_0}$  от  $\frac{2\rho_{ip}}{D_r} \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{ET_a T_e}}$

показан на рис.5.

При малых значениях  $\sqrt{\frac{m\hbar\omega}{ET_a T_e} \frac{2\rho_{ip}}{D_r}}$ , разлагая в ряд Тейлора

$J_1^{\text{inverse}} \left( \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{ET_a T_e} \frac{2\rho_{ip}}{D_r}} \right)$ , получаем соотношение

$$\frac{R}{R_0} \leq \frac{1}{2} \left( \frac{2\rho_{ip}}{D_r} \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{ET_a T_e}} \right)^{-1}, \quad (6.4)$$

из которого с учётом (2) следует ограничение на дальность связи в случае, если диаметр первого тёмного кольца картины Эйри во много раз превышает неопределённость положения планеты на её орбите в момент прихода сигнала [6 – 11]:

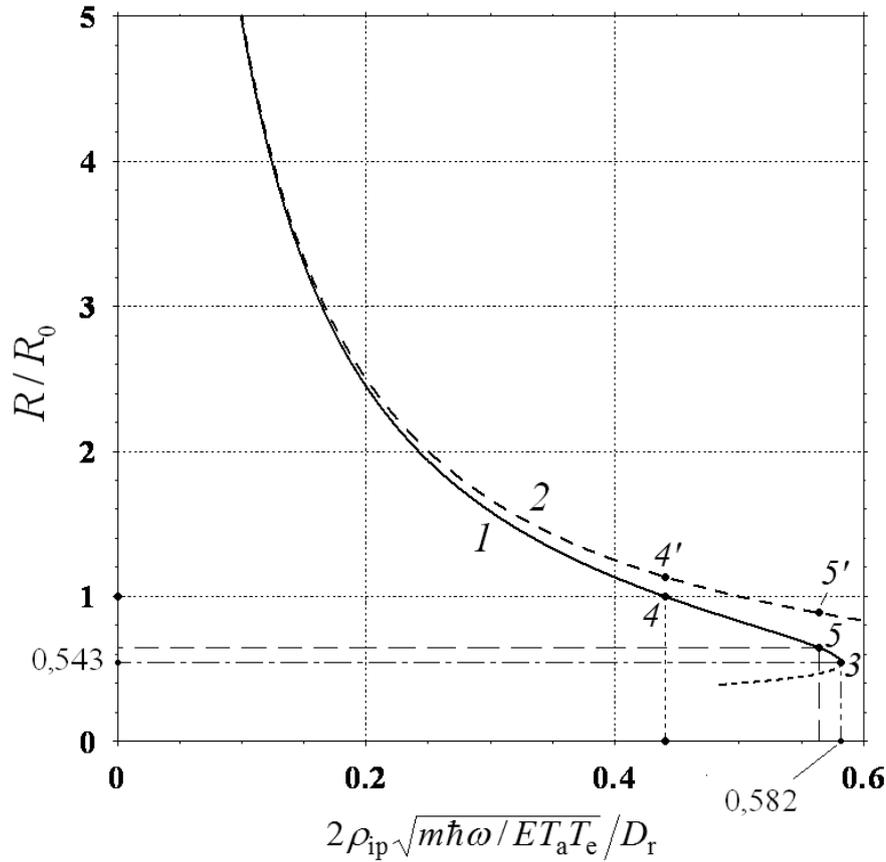


Рис.5. Зависимость нормированной на  $R_0 = \pi\rho_{ip}D_t/\lambda$  максимальной дальности связи от величины, определяемой неопределённостью положения планеты на её орбите в момент прихода сигнала, отношением сигнал/шум, излучаемой энергии, её кванта и диаметра принимающего телескопа в случае учёта неоднородности яркости излучения в картине Эйри 1 и в приближении однородной яркости 2. Точка 3 – точка оптимальной связи. Точки 4 и 4' соответствуют разнице в ординатах кривых 1 и 2, равной приблизительно 12%.

$$R \leq \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{ET_aT_e}{m\hbar\omega}} \frac{D_t D_r}{\lambda}. \quad (6.5)$$

Зависимость  $\frac{R}{R_0}$  от  $\frac{2\rho_{ip}}{D_r} \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{ET_aT_e}}$  в этом приближении показана на том же

рис.5, кривая 2. Видно, что разница в дальностях связи, полученных по формулам (3) и (5), увеличивается при увеличении  $\frac{2\rho_{ip}}{D_r} \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{ET_aT_e}}$ , то есть при уменьше-

нии передаваемой энергии, диаметра принимающего телескопа и увеличения неопределённости положения планеты на её орбите в момент прихода сигнала. Из рисунка видно, что уменьшение ординат точек кривой 1 по сравнению с ординатами соответствующих точек кривой 2 не превышает 12%, если

$2\sqrt{m\hbar\omega/ET_aT_e\rho_{ip}}/D_r \leq 0,44$ , и значит с точностью до 12% можно пользоваться приближением однородной яркости. Значению  $2\sqrt{m\hbar\omega/ET_aT_e\rho_{ip}}/D_r = 0,44$  соответствует значение  $R/R_0 = 1$  (ордината точки 4 на кривой 1 на рис.5).

В области значений  $0,44 \leq 2\sqrt{m\hbar\omega/ET_aT_e\rho_{ip}}/D_r \leq 0,582$  погрешность становится больше. Так если  $E = 2$  кДж,  $D_t = D_r = 10$  м,  $T_e = T_a = 0,8$ ,  $\hbar\omega = 1,5 \cdot 10^{-19}$  Дж, то при  $\rho_{ip} = 1$  а.е.  $2\sqrt{m\hbar\omega/ET_aT_e\rho_{ip}}/D_r \approx 0,563$ ,  $R/R_0 \approx 0,648$  и дальность обнаружения сигнала ВЦ с вероятностью превышающей 0,9 ( $m \geq 3$ ) составляет 75,2 пк, что примерно на 27% меньше по сравнению с  $R \approx 103$  пк в случае указанного выше приближения однородной яркости (точки 5 и 5', соответственно, на рис.5). В точке 3 на кривой 1 на рис.5 отвечающей оптимальному режиму связи эта погрешность достигает почти 37%, и справа от точки 3 приближение однородной яркости теряет физический смысл.

## 6. Требования к передающим и принимающим телескопам при связи с экзопланетами в неоптимальном режиме

В табл.6 и табл.7 представлены экзопланеты для обеспечения оптимальной связи с которыми даже при энергии в импульсе  $E = 2$  кДж требуются телескопы с размерами главного зеркала, превышающими созданные к настоящему времени на Земле. Следовательно, с этими экзопланетами установить оптимальный режим связи пока не представляется возможным. Поэтому найдём связь между энергией сигнальных лазерных импульсов и диаметром главных зеркал приёмных телескопов для этих экзопланет при использовании современных наземных 10-метровых оптических телескопов (см. табл.2). Для этого из формулы (6.1) получаем, что чтобы принять сигналы с помощью приёмного устройства с йодным АКФ с вероятностью превышающей  $1 - m^{-2}$ , необходимо, чтобы выполнялось неравенство

$$\sqrt{ET_aT_e}D_r \geq \frac{2\rho_{ip}\sqrt{m\hbar\omega}}{J_1(R_0/R)}, \quad (7.1)$$

где  $R/R_0$  с учётом (6.2) определяется по формуле

$$\frac{R}{R_0} = \frac{\lambda}{\pi D_t} \frac{R}{\rho_{ip}}. \quad (7.2)$$

Если в (1) подставить указанные выше значения  $m = 3$  и  $\hbar\omega = 1,51 \times 10^{-19}$  Дж, а  $\rho_{ip}$  выразить в астрономических единицах, то (1) и (2) соответственно примут вид

$$D_r \sqrt{E_e} \geq \frac{201 \rho_{ip}}{J_1(R_0/R) \sqrt{T_a T_e}} = \frac{251 \rho_{ip}}{J_1(R_0/R)}, \quad (7.3)$$

при  $T_e = T_a = 0,8$ ;

$$\frac{R}{R_0} = 8,63 \times 10^{-3} \frac{R}{\rho_{ip}}. \quad (7.4)$$

Рассчитав по формуле (4)  $R/R_0$ , находим  $J_1(R_0/R)$ . Можно с этой же целью воспользоваться графиком на рис.5. Значения  $J_1(R_0/R)$  для случая, когда сигнал посылается с Земли с помощью 10-метрового оптического телескопа, приведены в четвёртом столбце табл.6.

Таблица 6.

Название экзопланеты	Посыл сигнала с Земли, $D_t = 10$ м (неоптимальный режим)				Приём сигнала на экзопланете	
	$\rho_{ip}$ (а.е.)	$R/R_0$	$J_1(R_0/R)$	$D_r \sqrt{E}$ (м×Дж <sup>1/2</sup> ) $T_e = T_a = 0,8$	$D_r^{\min}$ (м) при $E = 2$ кДж	$E$ (Дж) при $D_r = 10$ м
Gliese 581 c	0,070	0,740	0,531	33,1	0,74	11
Gliese 163 c	0,125	1,03	0,430	73,1	1,64	53
Kepler-22 b	0,849	1,93	0,251	851	<b>19 &gt; 10</b>	<b>7200</b>
Kepler-69c	0,640	11,2	0,0446	3612	<b>81 &gt; 10</b>	<b>130000</b>
61 Virginis b	0,050	1,38	0,340	37	0,83	14
tau Ceti e	0,049	0,528	0,581	21,2	0,47	4,5

После этого рассчитываем правую часть формулы (7.3), значения которой для соответствующих экзопланет приведены в пятом столбце табл.6. Полученные значения позволяют рассчитывать необходимый диаметр главного зеркала принимающего телескопа. В шестом столбце табл.6 приведены диаметры принимающих телескопов при энергии посылаемого лазерного импульса, равной двум килоджоулям. В этом случае зависимости требуемого диаметра принимающих телескопов от энергии импульса сигнала показаны на рис.6. Вертикальная прерывистая прямая соответствует энергии импульса, равной двум килоджоулям.

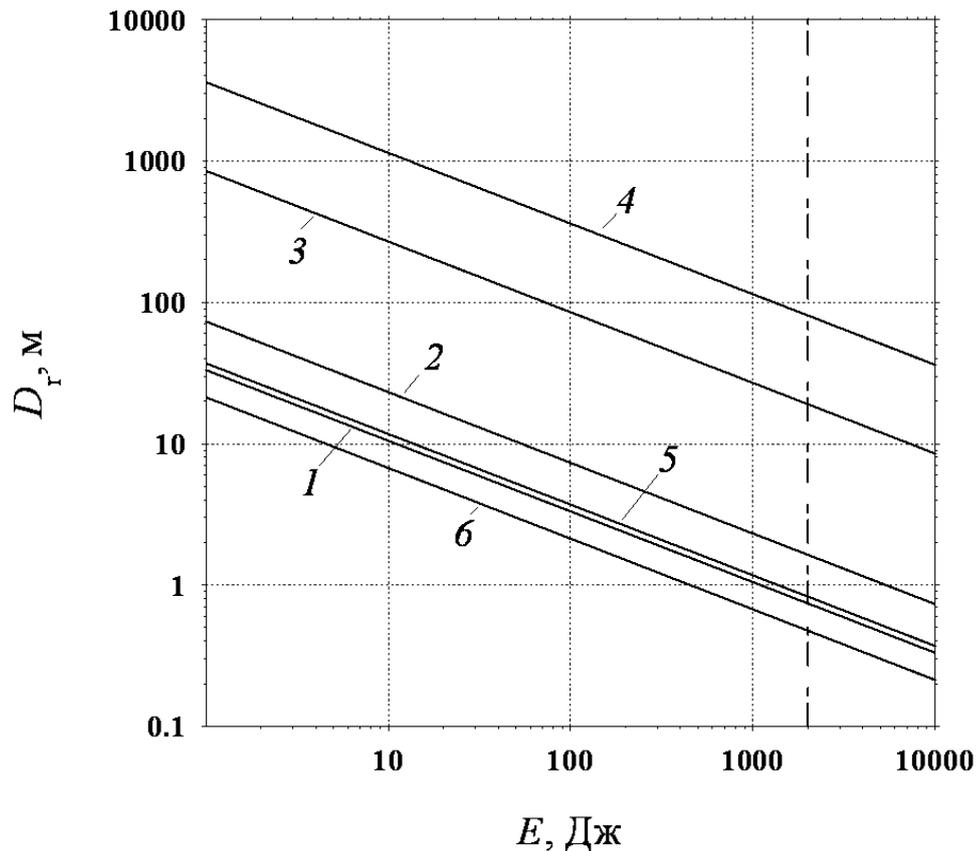


Рис.6. Требуемые при неоптимальном режиме связи диаметры принимающих телескопов при их базировании на поверхностях экзопланет в зависимости от энергии импульса сигнала, посылаемого 10-метровым передающим телескопом, установленным на поверхности Земли. Условно принято, что  $T_e = T_a = 0,8$ . Нумерация графиков соответствует порядку расположения экзопланет в табл.6.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда такие же сигналы как в предыдущем случае посылаются со стороны экзопланет в сторону Солнечной системы с помощью 10-метровых оптических телескопов и принимаются земными телескопами. Требуемые диаметры принимающих телескопов при базировании на поверхностях планет приведены в шестом столбце табл.7.

Мы видим, что произведения  $D_r \sqrt{E}$ , а также диаметры принимающих телескопов для указанных планет практически такие же, как и в случае посылки сигналов с Земли, поэтому графики зависимости требуемого диаметра принимающих телескопов от энергии импульса сигнала, приведённые на рис.6 годятся и для данного случая.

Таблица 7.

Название экзопланеты	Посыл сигнала с экзопланеты, $D_t = 10$ м (неоптимальный режим)				Приём сигнала на Земле	
	$\rho_{ip}$ (а.е.)	$R/R_0$	$J_1(R_0/R)$	$D_r \sqrt{E}$ (м×Дж <sup>1/2</sup> ) $T_e = T_a = 0,8$	$D_r^{\min}$ (м) при $E = 2$ кДж	$E$ (Дж) при $D_r = 10$ м
Kepler-22 b	1,00	1,64	0,291	865	<b>19</b> > 10	<b>7500</b>
Kepler-69c	1,00	7,16	0,0698	3606	<b>81</b> > 10	<b>130000</b>
tau Ceti e	0,041	0,768	0,521	19,7	0,44	3,9

Рассмотрим теперь случай, когда диаметр принимающего телескопа на Земле ограничен размерами существующих на данный момент телескопов и рассчитаем, какие при этом требуются диаметры передающих телескопов, расположенных на поверхностях экзопланет, при заданной энергии импульса сигнала. Из формулы (6.1) имеем

$$J_1(R_0/R) \geq \frac{2\rho_{ip} \sqrt{m\hbar\omega}}{D_r \sqrt{E} \sqrt{T_a T_e}}. \quad (7.5)$$

Полагая, как и раньше  $m\hbar\omega = 4,53 \times 10^{-19}$  Дж и, выражая  $\rho_{ip}$  в астрономических единицах, при  $D_r = 10$  м и  $E = 2$  кДж, получаем условие

$$J_1(R_0/R) \geq 0,451 \rho_{ip} / \sqrt{T_a T_e} = 0,563 \rho_{ip}, \quad (7.6)$$

при  $T_e = T_a = 0,8$ .

Значения  $0,563 \rho_{ip}$  для тех же экзопланет, что и в табл.7 представлены в третьем столбце табл.8.

Таблица 8.

Название экзопланеты	Приём сигнала на Земле, $D_r = 10$ м (неоптимальный режим)			Посыл сигнала с экзопланеты, $E = 2$ кДж
	$\rho_{ip}$ (а.е.)	$0,563 \rho_{ip}$ при $T_e = T_a = 0,8$	$R/R_0$	Требуемый $D_t$ (м)
Kepler-22 b	1,00	0,563	0,634	<b>259</b> > 10
Kepler-69c	1,00	0,563	0,634	<b>1130</b> > 10
tau Ceti e	0,041	0,0231	48	0,16

Используя эти значения, с помощью функции обратной функции Бесселя или же с помощью графика  $I$  на рис.5 находим отношение  $R/R_0$  для телескопов, расположенных на поверхностях планет. Заметим, что, как видно из рис.5, для

экзопланет, у которых  $\frac{2\rho_{ip}\sqrt{m\hbar\omega}}{D_r\sqrt{E}\sqrt{T_aT_e}} < 0,15$  вычисления  $R/R_0$  целесообразно проводить с помощью приближённой формулы (6.4)

$$\frac{R}{R_0} \leq \frac{1}{2} \left( \frac{2\rho_{ip}}{D_r} \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{ET_aT_e}} \right)^{-1} \cong \frac{D_r\sqrt{ET_aT_e}}{4\rho_{ip}\sqrt{m\hbar\omega}} = \frac{\sqrt{T_aT_e}}{0,902\rho_{ip}}.$$

Полученные отношения  $R/R_0$  представлены в четвёртом столбце табл.8.

После того, как найдены отношения  $R/R_0$ , используя формулу (2), находим требуемые диаметры передающих телескопов по формуле

$$D_t = \frac{\lambda R}{\pi\rho_{ip}} \frac{1}{(R/R_0)}, \quad (7.7)$$

которая, если  $\rho_{ip}$  выразить в астрономических единицах, а  $R$  – в парсеках, принимает вид

$$D_t = 0,0863 \frac{R}{\rho_{ip}} \frac{1}{(R/R_0)}. \quad (7.8)$$

Полученные значения требуемых диаметров передающих телескопов приведены в пятом столбце табл.8.

Наконец, рассмотрим случай, когда приём сигнала на экзопланете осуществляется 10-метровым оптическим телескопом. Выясним, какие требуются передающие телескопы на Земле? Так же как и в предыдущем случае находим величину  $\frac{2\rho_{ip}\sqrt{m\hbar\omega}}{D_r\sqrt{E}\sqrt{T_aT_e}}$ , которая при  $D_r = 10$  м,  $E = 2$  кДж,  $T_e = T_a = 0,8$  и неопределённости  $\rho_{ip}$ , выраженной в астрономических единицах, имеет такой же вид, что и в предыдущем примере, то есть  $0,563\rho_{ip}$  (см. третий столбец табл.9).

Таблица 9.

Название экзопланеты	Приём сигнала на экзопланете, $D_r = 10$ м (неоптимальный режим)			Посыл сигнала с Земли, $E = 2$ кДж
	$\rho_{ip}$ (а.е.)	$0,563\rho_{ip}$ при $T_e = T_a = 0,8$	$R/R_0$	Требуемый $D_t$ (м)
Gliese 581 c	0,070	0,039	12,8	0,60
Gliese 163 c	0,125	0,070	7,14	1,45
Kepler-22 b	0,849	0,479	0,879	<b>22 &gt; 10</b>
Kepler-69c	0,640	0,361	1,28	<b>87 &gt; 10</b>
61 Virginis b	0,050	0,0281	17,8	0,83
tau Ceti e	0,049	0,0280	17,9	0,44

Затем находим отношения  $R/R_0$  и требуемые диаметры передающих телескопов, расположенных на поверхности Земли (пятый столбец).

## 7. Обсуждение полученных результатов

Проведённый анализ и расчёты показывают, что со многими экзопланетами, которые считаются «потенциально обитаемыми», может быть установлена двусторонняя связь на длине волны лазерного перехода атомарного йода с помощью технических средств, реализованных на Земле. Выводы о возможности двусторонней связи для каждой из рассмотренных экзопланет представлены в табл.10.

Таблица 10.

Итог анализа возможности межзвёздной связи с некоторыми экзопланетами при условии использования обеими цивилизациями телескопов, не превышающих размеры существующих на данный момент земных телескопов и йодных лазеров с энергией в импульсе излучения до 2 кДж						
Название экзопланеты	Возможность оптимального режима		Возможность работы в неоптимальном режиме с использованием 10-метрового телескопа			
	посыл сигнала с Земли, табл.4	посыл сигнала с экзопланеты, табл.5	посыл сигнала с Земли, табл.6	посыл сигнала с экзопланеты, табл.7	приём сигнала на Земле, табл.8	приём сигнала на экзопланете, табл.9
Kepler-22 b	Да	Да				
Gliese 667C c	Да	Да				
Gliese 581 d	Да	Да				
Gliese 581 c	Нет	Да	Да			Да
Gliese 581 g	Да	Да				
Gliese 163 c	Нет	Да	Да			Да
Gliese 832 c	Да	Да				
Kepler-22 b	Нет	Нет	Нет	Нет	Нет	Нет
Kepler-69c	Нет	Нет	Нет	Нет	Нет	Нет
61 Virginis b	Нет	Да	Да			Да
HD 85512 b	Да	Да				
tau Ceti e	Нет	Нет	Да	Да	Да	Да

Из этой таблицы видно, что для некоторых экзопланет, для которых во втором и третьем столбцах таблицы стоит слово «Да», возможна двусторонняя связь в оптимальном режиме. Для других в оптимальном режиме возможен только посыл сигнала с Земли, а посыл сигнала с экзопланеты на Землю в опти-

мальном режиме невозможен, либо же наоборот. Например, посыл сигнала с Земли в сторону экзопланет Gliese 581 c, Gliese 163 c, 61 Virginis b в оптимальном режиме невозможен (во втором столбце стоит слово «Нет»). Однако, посыл сигнала с этих экзопланет в сторону Земли в оптимальном режиме возможен (слово «Да» в третьем столбце). Посыл же сигнала с Земли при этом может быть осуществлён (в четвёртом столбце слово «Да»), но не в оптимальном режиме.

В случае такой экзопланеты как tau Ceti e ни послать сигнал с Земли, ни с самой планеты в сторону Земли с помощью существующих технических средств в оптимальном режиме невозможно. Тем не менее, как видно из последней строки табл.10 двусторонняя связь возможна в неоптимальном режиме (в третьем, четвёртом, пятом и шестом столбцах стоит слово «Да»). При этом если для передачи и приёма сигналов используются 10-метровые телескопы, то, как видно из табл.6 и табл.7, необходимая для установления двусторонней связи энергия в импульсе не превышает 4,5 Дж

Что касается таких экзопланет как Kepler-22 b и Kepler-69c, то из табл.10 видно, что существующими техническими средствами невозможно пока осуществить поиск сигналов, посылаемых с этих планет, а также невозможно послать сигнал, который бы мог быть принят на этих экзопланетах. Для этого, как видно из табл.4, табл.5, табл.6, табл.7, табл.8 и табл.9 требуются оптические телескопы существенно больших размеров, чем существующие 10-метровые телескопы, либо же требуется энергия лазерного импульса, существенно превосходящая 2 кДж. В последние десятилетия стало ясно, что увеличение размеров телескопов более привлекательная задача, чем увеличение энергии импульса света, излучаемого в одном пучке.

## **8. Время наблюдения, необходимое для обнаружения сигналов ВЦ**

Итак, мы видим, что если гипотетические ВЦ на указанных выше экзопланетах обладают таким же уровнем технического развития, как и наша цивилизация, то задача поиска сигналов этих ВЦ, а также задача посылки этим ВЦ сигналов может быть решена с помощью йодных фотодиссоционных лазеров и имеющихся в наличии, а также разрабатываемых оптических телескопов.

Однако при этом возникает вопрос: если импульсы с энергией 1 – 2 кДж в настоящее время могут посылаться один раз в 10 минут (см. табл.1), то, за какое же время они могут быть обнаружены с вероятностью близкой к единице? Оценка времени наблюдения  $T_{obs}$ , за которое вероятность регистрации сигналов

ВЦ,  $p_{\text{rec}}$ , проходящих через интервалы времени  $T_{\text{sig}}$ , достигнет значения, превышающего заданный уровень, дана в [11].

Обозначим время жизни возбуждённых атомов йода в активной среде АКФ через  $\tau$ . Поскольку режим работы активного квантового фильтра импульсно-периодический, определяемый периодом импульсов накачки  $T_p$ , то вероятность того, что сигнал ВЦ попадёт в отрезок времени жизни инверсии  $p = \tau / T_p = \mathcal{f}_p$ , где  $f_p = 1 / T_p$  – частота следования импульсов накачки АКФ. Число проходящих импульсов ВЦ за время наблюдения  $N = T_{\text{obs}} / T_{\text{sig}}$ . Так как  $p \ll 1$ , то вероятность того, что за время наблюдения будет зарегистрирован хотя бы один импульс ВЦ хорошо аппроксимируется выражением  $p_{\text{rec}} = 1 - \exp(-pN)$ . Отсюда находим, что требуемое время наблюдения:  $T_{\text{obs}} = -(T_{\text{sig}} / p) \ln(1 - p_{\text{rec}}) = -(T_{\text{sig}} / \mathcal{f}_p) \ln(1 - p_{\text{rec}})$ . Если потребовать, чтобы вероятность обнаружения сигналов ВЦ отличалась от единицы в  $n$ -ом десятичном знаке, то есть  $p_{\text{rec}} = 1 - 10^{-n}$ , то  $T_{\text{obs}} = n(T_{\text{sig}} / \mathcal{f}_p) \ln 10$ .

Из результатов экспериментов, приведённых на рис.12 работы [50], следует, что коэффициент усиления АКФ уменьшается в два раза за время  $\tau \approx 300$  мкс. Если частота импульсов накачки АКФ  $f_p = 25$  Гц, то  $p \approx 7,5 \times 10^{-3}$ . Полагая  $T_{\text{sig}} \approx 10$  мин, что соответствует промежутку времени между импульсами излучения, которое может быть реализовано, например, на установке типа “Asterix IV” [19, с. 46, 129], получим  $T_{\text{sig}} / p = 80000$  с или  $\approx 0,93$  суток. Соответственно  $T_{\text{obs}} \approx 2n$  суток. Итак, если мы хотим, например, чтобы вероятность обнаружения сигналов ВЦ отличалась от единицы не более чем во втором десятичном знаке, то есть превысила бы 0,99, то время наблюдения должно составлять примерно 4 суток. При наблюдении в течении 10 суток вероятность обнаружения превысит 0,99999, то есть станет практически равной единице.

При уменьшении энергии импульсов они могут посылаться с большей частотой. Так если энергия импульсов составляет 10 Дж, то реально сделать лазер, работающий в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения импульсов равной 10 Гц, то есть  $T_{\text{sig}} = 0,1$  с [51, 52]. В этом случае  $T_{\text{sig}} / p \approx 13$  с и требуемое время наблюдения  $T_{\text{obs}} \approx 30n$  с. При вероятности, отличающейся от единицы в пятом знаке, это составляет примерно 150 с, то есть 2,5 минуты.

## 9. Заключение

В настоящей работе рассмотрены некоторые вопросы, связанные с оптимизацией поиска и посылы лазерных сигналов межзвёздной связи. Рассмотрение проведёно с учётом возможностей, которые появились после создания больших оптических телескопов, лазерного приёмного устройства с йодным активным квантовым фильтром, мощных высокоэнергетических йодных лазеров с дифракционной расходимостью излучения и открытия экзопланет земного типа, в том числе и таких, которые находятся сравнительно недалеко от Солнца.

Проведён анализ случаев, когда размер дифракционной картины, образованной лазерным излучением в месте приёма, может быть сделан сравнимым с размерами орбиты планеты или даже меньше её вплоть до размеров неопределённости положения экзопланеты на её орбите в момент прихода сигнала. Эта неопределённость обусловлена невозможностью обеспечить синхронность прихода сигнала и планеты в заданную точку орбиты из-за погрешности определения расстояния до планеты. Она задаёт расходимость лазерного пучка.

Показано, что максимум принимаемой энергии лазерного сигнала, посланного в сторону экзопланеты, достигается при дифракционной расходимости лазерного пучка примерно вдвое большей углового размера неопределённости положения экзопланеты на её орбите. Для достоверного же приёма этих сигналов произведение диаметра принимающего телескопа на квадратный корень из энергии лазерных импульсов деленное на неопределённость положения экзопланеты должно превышать  $432 \text{ Дж}^{1/2}$ .

Проведены расчёты диаметров передающих и принимающих телескопов и графически проиллюстрированы зависимости диаметров принимающих телескопов от энергии посылаемых лазерных импульсов для экзопланет Kapetyn b, Gliese 667C c, Gliese 581 d, Gliese 581 c, Gliese 581 g, Gliese 163 c, Gliese 832 c, Kepler-22 b, Kepler-69 c, 61 Virginis b, HD 85512 b и tau Ceti e, удалённых от Солнца на расстояние от 3,65 до 830 пк.

Показано, что действующие на Земле 10-метровые оптические телескопы при посыле сигналов к таким экзопланетам, как Gliese 581 c, Gliese 163 c, Kepler-22 b, Kepler-69 c, tau Ceti e не могут обеспечить максимум принимаемой энергии. Для таких случаев разработан метод расчёта соотношения между энергией лазерных импульсов и диаметрами передающих и принимающих телескопов, обеспечивающего возможность установления связи.

Проведённые расчёты показали, что с указанными экзопланетами может быть установлена связь с помощью имеющихся на Земле средств, за исключением экзопланет Kepler-22 b и Kepler-69 c, для поиска сигналов с которых требуются оптические телескопы существенно больших размеров, чем существующие 10-метровые телескопы, либо же требуется энергия лазерного импульса, существенно превосходящая 2 кДж.

Проведённое исследование показывает также, что обнаружить сигналы, приходящие к нам с рассмотренных в данной работе потенциально обитаемых экзопланет существенно труднее, чем обнаружить сигналы, приходящие на эти экзопланеты с Земли.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. <http://exoplanet.eu/catalog.php>, сайт SETI
2. Гиндилис Л.М. Поиск Внеземного Разума. Физматлит, 2004. 648 с.
3. <http://edu.zelenogorsk.ru/astron/meti/zaitsev.htm>
4. [www.krugozor.ru/krupnejshie-telescopy-mira.html](http://www.krugozor.ru/krupnejshie-telescopy-mira.html);  
<http://ziv.telescopes.ru>
5. <http://remrovinsky.com/books/laser/lasery.pdf>;  
[http://www.softmixer.com/2012/05/blog-post\\_3168.html](http://www.softmixer.com/2012/05/blog-post_3168.html); П.В.Зарубин “Академик Басов, мощные лазеры и проблема противоракетной обороны”, Квантовая электроника, том.32, No 12, 2002; П.В.Зарубин, Н.В.Чебуркин, Е.М.Сухарев “Пионерские крупномасштабные программы работ по высокоэнергетическим лазерам в СССР (1963-1976)” Доклад на XVIII конференции “Лазеры в науке, технике, медицине”, Адлер, 2007; П.В.Зарубин, Н.В.Чебуркин, Е.М.Сухарев «Терра и Омега – крупномасштабные пионерские советские программы высокоэнергетических лазеров» – Труды конференции LAT 2007, Минск, Proc. SPIE, v.6337, 2007
6. 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. Москва, 2006. 24 с.
7. 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. Квантовая электроника. 2007. Т. 37, № 7, С. 685 –690.

8. 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.
9. Kutaev Yu.F., Mankevich S.K., Nosach O.Yu., Orlov E.P. Laser transition in atomic iodine for passive and active SETI. Acta Astronautica. 2010. V.67. Numbers 11-12. P.1384-1390.
10. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Помехоустойчивые лазерные приёмопередающие устройства с квантовым пределом чувствительности. Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 11, С. 1008 –1017.
11. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Лазерная локация, космическая связь и поиск сигналов внеземных цивилизаций на длине волны излучения йодного фотодиссоционного лазера – 1,315 мкм. Оптический журнал 2011. Т. 78, № 2, С. 14-25.
12. Шварц Р., Таунс К. Межзвездная и межпланетная связь при помощи оптических мазеров. – В сб. «Межзвездная связь» под ред. А.Камерона. М.: Мир, 1965, С.247-256. Schwartz R.N., Townes C.H. – Nature, 1961, V.190, P.205.
13. Нартов С.С., Носач О.Ю. Исследование шумов узкополосного квантового усилителя слабых сигналов на базе йодного фотодиссоционного лазера. – Препринт ФИАН № 21. Москва, 1994.
14. 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 20, Москва, ФИАН, 1994. 24 с.
15. Земсков Е.М., Казанский В.М., Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю. Патент РФ № 2133533 от 30.09.1997 г. Способ спектральной фильтрации оптических сигналов и устройство для его осуществления - активный квантовый фильтр. – Изобретения, 1999, №20, С. 480.
16. 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, Вып.5, 1673-1680.
17. 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. – Квантовая электроника, 1975, Т.2, № 6, С.1282-1295.
18. Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А., Михеев Л.Д., Николаев Ф.А., Носач В.Ю., Носач О.Ю., Розанов В.Б. Сильноточные излучающие разряды и га-

- зовые лазеры с оптической накачкой. – В кн. Радиотехника (Итоги науки и техники). – М.: ВИНТИ, 1978, Т.15. – 300 с.
19. Бредерлов Г., Филл Э., Витте К. Мощный йодный лазер. // Перевод с англ. под ред. В.С.Зуева. - М.: Энергоатомиздат, 1985. - 160 с.
  20. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Лазерное приемное устройство с квантовым пределом чувствительности в ближнем ИК диапазоне. – Квантовая электроника, 2000, Т. 30, № 9, С. 833-838.
  21. Зуев В.С., Корольков К.С., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Экспериментальное исследование внутренних потерь в йодных лазерах с накачкой УФ излучением открытого сильноточного разряда. – Квантовая электроника, 1980, Т.7, №12, С.2604-2613.
  22. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Применение йодного активного квантового фильтра для усиления яркости изображений. – Квантовая электроника, 2001, Т.31, №5, С.419-420.
  23. Басов Н.Г., Грасюк А.З., Зубарев И.Г. Чувствительность оптического квантового усилителя на неодимовом стекле. – ЖПС, 1965, Т. 3, Вып. 1, С.26-31.
  24. Басов Н.Г., Грасюк А.З., Зубарев И.Г., Жевелев Л.В. Регенеративные оптические квантовые усилители. – Труды ФИАН, 1965, Т. 3, С. 74-95.
  25. Клышко Д.Н. Физические основы квантовой электроники. М.: Наука, 1986. 296 с.
  26. Орлов Е.П., Сизова И.М. О подобии статистических характеристик спонтанного излучения квантового усилителя при различных коэффициентах усиления. *Препринт ФИАН № 28*. Москва, 2001. 44 с.
  27. 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, No.4, P.299.
  28. Орлов Е.П., Сизова И.М. О времени корреляции квантового шума оптического усилителя с точки зрения свойства подобия его статистических характеристик. *Препринт ФИАН № 29*. Москва, 2002. 112 с.
  29. 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*. Москва 2001. 27 с.
  30. 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, No.3, P.235.

31. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Влияние мощной фоновой засветки на чувствительность ЛПУ с йодным активным квантовым фильтром. – Квантовая электроника, 2002, Т. 32, № 4, С. 349-356.
32. Физические величины. Справочник под ред. И.С.Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991, С.767, 791.
33. <http://www.vniitf.ru/rig/konfer/5zst/sectsiya4/4-01.pdf>.
34. <http://nauka.relis.ru/05/0302/05302002.html>.
35. 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, No.3, P. 272-276.
36. 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. – Applied Physics B, 1995, V.61, Issue 4, P.325-332.
37. Белоусова И.М., Бобров Б.Д., Киселёв 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.
38. Бобров Б.Д., Киселёв В.М., Гренишин А.С. Усиление активной среды фотодиссоционного йодного квантового генератора в магнитном поле. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 3. С. 619 – 628.
39. Fill E.E., Thieme W.H., Volk R. A tunable iodine laser // J. Phys. D: Appl. Phys. 1979. V. 12. P. L41 – L45.
40. Зуев В.С., Корольков К.С., Крылов А.Ю., Носач О.Ю., Поскачеев А.Ю. Интерферометрическое измерение поглощения излучения йодного лазера в атмосфере. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 10. С. 1959 – 1966.
41. Коккони Дж., Моррисон Ф. «Поиски межзвездных сигналов» - В сб. «Межзвездная связь» под ред. А.Камерона. М.: Мир, 1965, С.177-182. Cocconi G., Morrison P. – Nature, 1959, V.184. P. 844.
42. «Внеземные цивилизации» - Сб. под ред. С.А.Каплан. М.: Наука, 1969, 439 с
43. «Внеземные цивилизации» - Тр.совещания. Бюранан, 1964. Изд. АН АРМ. ССР, 1965.
44. Гиндилис Л.М. Возможность радиосвязи с внеземными цивилизациями // Внеземные цивилизации / Под ред. Каплан С.А. М.: Наука, 1969. С. 116 – 221.
45. [senja.narod.ru alexandr teise](http://senja.narod.ru/alexandr_teise) - мой сайт
46. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.

47. Бекетова А.К., Белозёров А.Ф., Березин А.Н. и др. Голографическая интерферометрия фазовых объектов. Л.: Наука, 1979.
48. Псковский Ю.П. "Физика Космоса", 1986. [www.astronet.ru/db/msg/1188617](http://www.astronet.ru/db/msg/1188617); Расторгуев А.С.. Шкала расстояний во вселенной. [www.astronet.ru/db/msg/1168006](http://www.astronet.ru/db/msg/1168006).
49. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике (для научных работников и инженеров).// Пер. со второго американского переработанного издания И.Г.Арамановича, А.М.Березмана, И.А.Вайнштейна, Л.З.Румшицкого, Л.Я.Цлафа под общ. редакцией И.Г.Арамановича. М.: Наука, 1973.
50. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Идеальная приёмопередающая пара на основе йодного фотодиссоционного лазера // Сб. «Лазерно-оптические системы и технологии». М.: ФГУП «НПО АСТРОФИЗИКА», 2009. С. 114 – 128.
51. Grenishin A.S., Gryaznov N.G., Kiselev V.M. Repetitively pulsed iodine laser with passive Q-switch and controlled spectrum radiation // Proc. SPIE. 1994. V. 2095. P. 171 – 179.
52. Artemov A.A., Danilov O.B., Grenishin A.S., Gryaznov N.G., 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 Witteman W.J. and Ochkin V.N. Dordrecht, Boston, London, Moscow: Cluwer Academic Publishers, 1966. P. 205 – 220.

Евгений Прохорович ОРЛОВ  
Сергей Константинович МАНКЕВИЧ  
**Вопросы оптимизации поиска и посылы  
лазерных сигналов межзвёздной связи**

Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Печать офсетная. Тираж 140 экз. Заказ №19  
Отпечатано с оригинал-макета заказчика в типографии РИИС ФИАН  
119991 Москва, Ленинский проспект 53