



УДК 520.25+621.38

Лазерная локация спутников

Ю.С. Денищик, А.М. Дрюченко, И.В. Нагай

Государственный межвузовский центр «Орион», г. Алчевск, Украина

Рассмотрены история возникновения лазерной локации космических объектов, ее развитие в Украине, состав и важнейшие характеристики передающих и приемных устройств лазерных локационных станций. Показаны возможности оптимизации этих характеристик.

ЛАЗЕРНА ЛОКАЦІЯ СУПУТНИКІВ, Денищик Ю.С., Дрюченко О.М., Нагай І.В. — Розглянуті історія виникнення лазерної локації космічних об'єктів, її розвиток в Україні, склад і найбільш важливі характеристики передавальних і приймальних пристроїв лазерних локаційних станцій. Показані можливості оптимізації цих характеристик.

LASER LOCATION OF SATELLITES, by Denishchik Yu.S., Dryuchenko A.M., Nagay I.V. — History of beginnings of extraterrestrial objects laser location, its development in Ukraine, description of transmitting and receiving equipment of laser location stations are considered. Opportunities for their properties optimization are shown.

Лазерная локация космических объектов (КО) была предложена Плоткиным в США в начале 60-х годов XX века [14] вскоре после получения Мейманом генерации лазера на рубине [13].

В бывшем СССР первые эксперименты по лазерной локации КО (Луны) были проведены в 1963 году на Крымской научной станции Физического института им. П.Н. Лебедева Академии наук. В Украине лазерной локацией КО (ИСЗ) начали заниматься в 70-х годах (Главная астрономическая обсерватория Академии наук; Отдел космических исследований Ужгородского университета; ГНПО «Метрология», г. Харьков; ряд организаций Министерства обороны СССР и Лаборатория лазерно-оптических измерений Госстандарта СССР, преобразованная в Государственный межвузовский центр «Орион», г. Алчевск). В 80-х годах к этим организациям присоединилась Астрономическая обсерватория Львовского университета.

Лазерная локация отличается от радиолокации использованием электромагнитных волн со значительно укороченной длиной. Это позволяет посылать к КО зондирующие импульсы с существенно сокращенной длительностью (до десятых долей наносекунды) и уменьшить расходимость излучения после передающих антенн–телескопов до единиц угловых секунд. Такая концентрация энергии во времени и в пространстве позволяет резко увеличить разрешающую способность при определении координат КО и тем самым повысить точность их измерений.

Практически все применения лазерной локации КО базируются на двух предоставляемых ею возможностях: более точное по сравнению с другими методами определение координат КО при известных координатах пунктов наблюдений и определение с тем же преимуществом координат пунктов наблюдений при известных координатах КО. В соответствии с этими возможностями сформировались две основные области использования лазерной локации — космическая навигация и спутниковая геодезия. Обычно с помощью лазерной локации измеряют дальности КО из нескольких пунктов. Полные координаты в трехмерном пространстве определяются с помощью специальных методов, основой которых является геодезическая триангуляция.

Космическая навигация включает в себя наблюдения за положением КО в пространстве с целью измерения параметров орбит для прогнозирования местоположения КО через некоторый промежуток времени.

При использовании лазерной локации в спутниковой геодезии определяются координаты пунктов расположения лазерных локационных станций (ЛЛС) путем астрономических наблюдений КО, представляющих собой квазиприродные небесные тела с мало изменяющимися параметрами орбит в течение длительного времени. Примером могут служить ИСЗ типа «Lageos» и «Starlett», которые имеют форму шара с диаметром меньше 1 м и с массой соответственно 410 и 47 кг. Поверхности этих спутников покрыты уголковыми отражателями — световозвращателями. Спутниковая геодезия позволяет осуществлять абсолютные привязки пунктов размещения ЛЛС к центру масс Земли с точностью в единицы сантиметров. Это невозможно выполнить никакими другими методами. На базе таких пунктов создаются прецизионные геодезические сети. Наиболее известная из них глобальная сеть WGS-84, которая в настоящее время внедряется в Украине.

Аппаратурное обеспечение лазерной локации КО создавалось с учетом опыта, полученного при разработке радиолокационных станций (РЛС). Структурная схема ЛЛС, работающей в режиме измерения дальности КО, показана на рис. 1. Принцип действия ЛЛС заключается в следующем.

Импульсы излучения лазерного передатчика подаются в оптическую систему телескопа и дальше направляются к КО. Небольшая доля излучения лазера преобразуется в электрический сигнал, поступающий на стартовый вход измерителя временных интервалов (ИВИ) для запуска процесса измерения времени распространения излучения лазера к КО и обратно. Отраженное КО излучение поступает на телескоп и дальше — в оптический приемник, представляющий собой фотодетектор с усилителем. Полученный от оптического приемника электрический импульс поступает на селектор сигналов (обнаружитель), который выделяет их из шумов. Выделенный сигнал подается на стоповый вход ИВИ, и измерение времени распространения излучения к КО и обратно заканчивается. Результат этого измерения подается на регистратор. Вместе с ним фиксируется время излучения лазерного импульса по шкале всемирного времени с помощью соответствующей службы ЛЛС. Это позволяет использовать результаты работы всех ЛЛС для определения полных координат их расположения или координат КО. Дальность КО вычисляется путем умножения половины времени распространения излучения к лазерному отражателю и обратно на скорость света. При этом вносятся поправки на атмосферную рефракцию. Для этого с помощью метеостанции регистрируются параметры атмосферы: давление, влажность и температура.

Несмотря на сравнительную простоту структурной схемы ЛЛС, данные системы довольно сложны, и их разработка сталкивается со многими трудностями. Значительные расстояния, на которых находятся КО, приводят к большим «геометрическим» потерям энергии при прямом и обратном распространении излучения. Например, если спутник находится на расстоянии 10000 км, а характер-

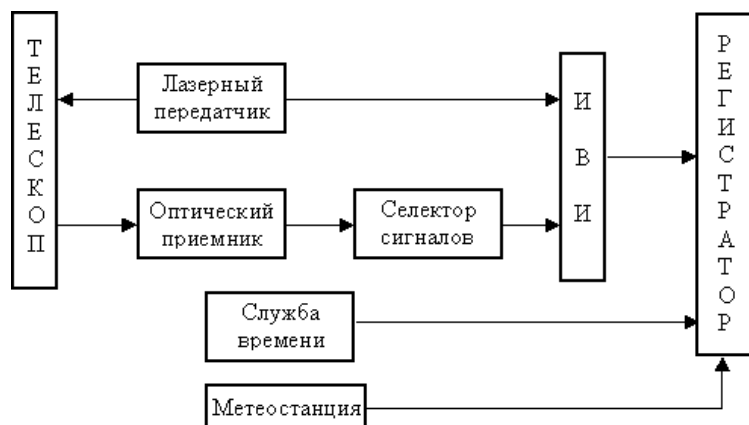


Рис. 1. Типовая структурная схема ЛЛС для астрономических наблюдений спутников, работающей в режиме измерения дальности объекта

ная минимальная ширина диаграммы направленности передающей антенны–телескопа составляет 10 угловых секунд при такой же ширине диаграммы направленности отражателя, установленного на КО, при метровых апертурах телескопа и отражателя возможен прием только 10^{-12} части излучения, посылаемого к объекту. Излучение лазера испытывает поглощение в атмосфере, которое в зависимости от длины волны приводит к потерям, достигающим одного порядка. Оптические приемники ЛЛС работают в режиме прямого детектирования, т.е. преобразуют поступающие импульсы света в электрические сигналы без промежуточных операций. Квантовая эффективность применяемых фотодетекторов – фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) или лавинных фотодиодов [12] – обычно существенно меньше единицы. Имеются также потери в оптике ЛЛС, обычно составляющие 5–20%. Таким образом, суммарные потери в тракте распространения излучения «лазер – КО – фотодетектор» значительны. И, наконец, надо учитывать тот факт, что прием лазерного излучения осуществляется на фоне интенсивных помех – шумов самого фотодетектора и внешних шумов, обусловленных излучением Солнца, Луны, звезд, рассеянным свечением атмосферы. В оптическом диапазоне следует учитывать статистическую природу лазерного излучения и излучения шумов. Поэтому возникает необходимость применения определенных стратегий обнаружения сигнала от КО и увеличения мощности передатчика по сравнению с идеализированным случаем – отсутствием помех.

Исходя из задач, решаемых в лазерной локации КО, можно выделить наиболее важные параметры ЛЛС: точность определения координат объекта (преимущественно дальности) и предельную дальность действия станции. Они составляют величины порядка единиц сантиметров и десятков тысяч километров соответственно. Второй параметр охарактеризован для ИСЗ; для Луны он еще на порядок больше. Достижение таких точностей и предельных дальностей требует использования зондирующих импульсов с субнаносекундными длительностями и с мощностями в десятки–сотни мегаватт. Это определяет соответствующие требования по параметрам выходных импульсов к используемым в ЛЛС лазерам, а также по чувствительности в требуемом спектральном диапазоне и по быстродействию – к оптическим приемникам. Здесь надо подчеркнуть, что в требованиях к лазерному импульсу оговаривается мощность, а не его энергия. О последней можно говорить только с указанием длительности импульса, что эквивалентно заданию мощности. Это вытекает из необходимости иметь как можно большую концентрацию фотонов во времени для получения высокой «яркости» лазерного импульса при одной и той же энергии. Можно привести аналогию с лампой накаливания, которая излучает свет при потреблении 10 Дж энергии за секунду (мощность 10 Вт), и с лампой-вспышкой для фотографирования, излучающей свет со значительно большей интенсивностью при той же потребляемой энергии и длительности импульса приблизительно 10 мс (мощность 1 кВт).

В оптическом диапазоне характеристики передатчика в большей степени определяют возможности ЛЛС, чем в радиодиапазоне – возможности РЛС, по указанной выше причине использования прямого фотодетектирования. Такие станции получили название некогерентных. Применяемый в когерентных РЛС гетеродинный способ приема не нашел широкого применения в лазерной локации из-за трудностей соблюдения необходимых требований по пространственной и временной когерентности лазерных импульсов. В некогерентных станциях оптические детекторы могут работать на квантовом пороге и обеспечивать такую же, как у когерентных детекторов, эффективность. Но прямое детектирование требует малой длительности зондирующего импульса передатчика, т.к. точность измерения дальности в этом случае практически не зависит от построения приемника при его достаточной широкополосности [1], если не применяются специальные методы обработки последетекторных электрических сигналов [5]. Поэтому выбор параметров лазера для передатчика ЛЛС из энергетических и точностных соображений всегда представлял интерес. Анализ применимости того или иного лазера затруднен множеством влияющих на его результаты факторов. Здесь могут быть использованы методы теории оптимизации [2] для облегчения этого анализа и придания его результатам наглядного вида.

Дальность действия некогерентной импульсной ЛЛС связана с импульсной мощностью P_t локационным уравнением [7]:

$$P_t = \frac{4\pi R^4 P_r \Theta_t^2}{A_e \sigma S_t S_r}, \quad (1)$$

где R — расстояние до объекта измерений; P_r — пороговая мощность принимаемого сигнала; Θ_t — угловая ширина луча передающего телескопа; A_e — площадь апертуры приемного телескопа; σ — эффективная площадь рассеивания (ЭПР) объекта измерений; S_t — коэффициент пропускания атмосферы; S_r — коэффициент пропускания оптических элементов ЛЛС.

Существует также средняя мощность передатчика $P_a = P_t \tau_{\text{зи}} f_{\text{зи}}$, где $\tau_{\text{зи}}$ — длительность зондирующего импульса; $f_{\text{зи}}$ — частота следования зондирующих импульсов. Но P_a не может служить критерием для оценки предельной дальности действия ЛЛС, т.к. имеется неопределенность, которая заключается в том, что с увеличением $f_{\text{зи}}$ импульсная мощность P_t может уменьшаться при неизменной P_a , что соответствует уменьшению предельной дальности действия станции в соответствии с формулой (1). При этом уменьшается и требуемая энергия $E_{\text{зи}} = P_t \tau_{\text{зи}}$ зондирующего импульса, но она должна находиться в строгом соответствии с энергетическим порогом фотодетектора $P_r \tau_{\text{зи}}$. Если рассмотреть предельный случай, когда $f_{\text{зи}}$ увеличивается значительно, то $E_{\text{зи}} \rightarrow 0$, что противоречит физической сущности лазерной локации. При однофотозлектронном приеме (в режиме счета фотонов), когда регистрируются единичные фотозэлектроны на выходе фотодетектора, необходимо с учетом соответствующего значения P_r особо тщательно принимать во внимание потери излучения лазера, о которых говорилось выше, и шумовую обстановку во время работы ЛЛС в конкретных условиях, чтобы оценить эффективность применения станции.

Учитывая задачи, решаемые с помощью ЛЛС в космической навигации и спутниковой геодезии, выберем в соответствии с теорией оптимизации [2] для условной станции два показателя качества: предельную дальность действия R_{max} и погрешность измерений дальности ΔR .

Для первого показателя качества целевая функция может быть записана в соответствии с локационным уравнением (1) следующим образом:

$$R_{\text{max}} = \sqrt[4]{\frac{P_{t\text{max}} A_e \sigma S_t S_r}{4\pi P_r \Theta_t^2}}. \quad (2)$$

Для формулы (2) P_r определяется соотношением [7]

$$P_r = \frac{N_s h \nu}{\eta \tau_s}, \quad (3)$$

где N_s — минимальное количество сигнальных фотозэлектронов на выходе фотодетектора, достаточное для работы остальной части приемника, а $N_s h \nu$ — энергетический порог; h — постоянная Планка; ν — частота оптического сигнала; η — квантовая эффективность фотодетектора; τ_s — интервал наблюдения сигнала.

Можно принять $\tau_s = \tau_{\text{зи}}$ на основании того, что сигнальные фотоны могут поступать на фотодетектор только за время существования зондирующего импульса. Объединив выражения (2) и (3), получим:

$$R_{\text{max}} = \sqrt[4]{\frac{P_{t\text{max}} \tau_{\text{зи}}}{N_s h \nu / \eta} \cdot \frac{A_e \sigma S_t S_r}{4\pi \Theta_t^2}}. \quad (4)$$

Для одной и той же ЛЛС с разными лазерами $A_e = \text{const}$, и S_r мало изменяется в диапазоне используемых длин волн. При том же условии для неизменного объекта измерений можно принять, что σ и Θ_t зависят только от длины волны λ излучения лазера. Тогда получим для первого показателя качества и случая оснащения КО уголковыми отражателями, следующее выражение:

$$R_{\text{max УГО}} = K_1 K_2 K_3 \sqrt[4]{\frac{P_{t\text{max}} \tau_{\text{зи}}}{N_s} \cdot \frac{S_t \eta}{\lambda^3}}, \quad (5)$$

где K_1, K_2 — постоянные коэффициенты для σ и Θ_t соответственно, $K_3 = h^{-1/4}$.

Выполненные выше преобразования направлены на корректное упрощение целевой функции (2) для первого показателя качества. Такой же подход целесообразно применить и по отношению к другому показателю качества ΔR . Примем, что ЛЛС работает ночью с амплитудной дискриминацией однофотонных импульсов (ОФЭИ) от ФЭУ и со стробированием фотоприемного тракта по предвычисленной дальности таким образом, что вероятность поступления шумовых импульсов в подынтервале наблюдения, который определяется длительностью стробирующего импульса (временных ворот, открывающих на заданное время приемный тракт), пренебрежимо мала. Тогда среднее количество ОФЭИ шума $\overline{N}_{ш} \rightarrow 0$ в указанном подынтервале наблюдения, и среднеквадратическая погрешность измерений дальности может быть представлена следующей формулой [4]:

$$\Delta R = K_r \frac{\tau_{зи}}{\sqrt{\overline{N}_c}} \quad (6)$$

где $K_r = 0.5c$; c — скорость света; \overline{N}_c — среднее количество сигнальных ОФЭИ в том же подынтервале наблюдения.

В соответствии с методами теории оптимизации [2] выберем результирующий показатель качества в виде дроби $\frac{R_{\max}}{\Delta R/R_{\max}}$, прямо пропорциональный R_{\max} и обратно пропорциональный относительной погрешности измерений дальности $\Delta R/R_{\max}$. При этом предполагается, что объект измерений находится на расстоянии R_{\max} .

$$F = \frac{R_{\max \text{ УГО}}}{\Delta R/R_{\max \text{ УГО}}} = K \sqrt{\frac{P_{t_{\max}}}{\tau_{зи}} \cdot \frac{S_t \eta}{\lambda^3}}, \quad (7)$$

где $K = (K_1 K_2 K_3)^2 / K_r$, $\overline{N}_c = \overline{N}_s$.

Выражение (7) получено при условии $\overline{N}_c = \overline{N}_s$. Это означает, что от КО приходит такое количество фотонов, которому соответствует количество N_s фотоэлектронов на выходе ФЭУ, достаточное (и не более) для функционирования остальной части приемника. Таким образом выполняется приведенное выше условие о нахождении КО на предельном для ЛЛС расстоянии.

Как видно из формулы (7), лучшими будут ЛЛС, которые имеют как можно большие значения $P_{t_{\max}}$ при одинаковых или близких остальных параметрах, или минимальные значения $\tau_{зи}$ при том же условии. В первом случае обеспечивается максимальная дальность действия станции, во втором — максимальная точность измерений дальности КО. Возможна также одновременная максимизация числителя и минимизация знаменателя первой дроби под корнем, при этом F имеет еще большие значения.

По формуле (7) были рассчитаны и сведены в таблицу 1 значения показателя F для условной ЛЛС с лазерами, которые использовались Крымской научной станцией ФИАН СССР для локации Луны и с современными лазерами литовского предприятия «Эксма». Лазер 5 практически соответствует по параметрам передатчику одной из самых совершенных ЛЛС “Moblas” (США).

Значения коэффициента K принимались равными единице, поскольку этот множитель постоянный для F , размерности опущены, что соответствует правилам теории оптимизации [2]. Значения квантовой эффективности фотодетектора для длин волн 0,53; 0,7; 1,1 мкм принимались соответственно равными 0,3; 0,23; 0,04. Это характерные параметры совершенных быстродействующих ФЭУ. Вводились соответствующие коэффициенты пропускания атмосферы [6,10]. Лучшим системам соответствуют большие значения F .

Из таблицы 1 видно, что ранее применяемые лазеры на рубине с наносекундными длительностями зондирующих импульсов имели преимущество над такими же лазерами на гранате из-за больших значений P_t . При переходе к современным лазерам на гранате с укороченными импульсами излучения преимущество лазеров на рубине теряется. Чем короче импульсы излучения лазеров на гранате при близких энергиях излучения, тем выше эффективность их применения. В этом случае имеет место повышение предельной дальности действия станции из-за увеличения P_t и точности измерений дальности КО из-за уменьшения $\tau_{зи}$.

Из приведенного анализа ясны закономерности, лежащие в основе оптимизации передатчиков ЛЛС.

Таблица 1. Значения показателя F для условной ЛЛС с разными лазерами

Тип лазера	Длина волны излучения, мкм	Импульсная мощность, МВт	Длительность импульса излучения, нс	Энергия импульса излучения, Дж	F
1. КНС ФИАН, лазер на рубине	0,694	$1,3 \cdot 10^3$	2,0	2,6	14,7
2. КНС ФИАН, лазер на YAG: Nd	0,532	33,3	3,0	0,1	3,14
3. КНС ФИАН, лазер на YAG: Nd (для сравнения)	1,064	100	3,0	0,3	0,95
4. ЭКСМА, лазер на YAG: Nd	0,532	286	0,35	0,1	26,9
5. ЭКСМА, лазер на YAG: Nd	0,532	770	0,13	0,1	72,5

В части приемных устройств ЛЛС важнейшими характеристиками являются чувствительность и селективность — способность выделить полезные сигналы (далее просто «сигналы») из шумов. Для этого, при строгом подходе, должны использоваться статистические методы [8].

В космической лазерной локации прием сигналов характеризуется малым числом регистрируемых «сигнальных» фотонов. Для их обнаружения целесообразно применение стратегии, основанной на критерии Неймана–Пирсона, т.е. соблюдения условия: $P_D = P_{D \max}$ при $P_F = \text{const}$, где P_D — вероятность обнаружения сигнала — отраженного от КО излучения лазера и P_F — вероятность ложной тревоги — принятия шума за сигнал [8].

При сравнении по нескольким показателям качества двух основных видов приемных устройств, используемых в лазерной локации КО: дискретных, работающих в режиме счета фотонов, и аналоговых, реагирующих на огибающую принимаемого оптического импульса, очевидно следующее.

Для устройств первого вида оптимальный прием должен осуществляться путем выполнения определенных измерений и последующих вычислений с использованием весового коэффициента $\ln \frac{\bar{n}_{\text{сi}} + \bar{n}_{\text{ш}}}{\bar{n}_{\text{шi}}}$, где $\bar{n}_{\text{сi}}$ — среднее количество сигнальных ОФЭИ от ФЭУ на подынтервале τ_i ; $\bar{n}_{\text{шi}}$ — среднее количество шумовых ОФЭИ на подынтервале τ_i . Подынтервалы τ_i должны находиться внутри временного интервала наблюдения T , равного $\tau_{\text{зи}}$. Наносекундные и субнаносекундные длительности $\tau_{\text{зи}}$ препятствуют разбиению T на подынтервалы τ_i и определению весового коэффициента из-за инерционности электронных устройств. Поэтому интервал T расширяют до длительности «временных ворот», на протяжении которых вход приемника открыт, и осуществляют накопление ОФЭИ на подынтервалах τ_i (в ячейках дальности), приблизительно равных по длительности $\tau_{\text{зи}}$, за M лазерных посылок. Решение о наличии сигнала принимается в том случае, если в какой-либо ячейке количество ОФЭИ превысит пороговое. Этот метод является подоптимальным и часто единственно возможным при очень слабом сигнале от КО, например, при локации Луны [3]. Чувствительность приема здесь наивысшая среди других методов. Однако реализация описанного дискретного приема довольно сложна, и он находит применение в редких случаях.

Аналоговые приемные устройства ЛЛС, работающие с воспроизведением огибающей зондирующего импульса, при строгом подходе нельзя отнести к оптимальным, т.к. здесь не устанавливаются статистические критерии при обнаружении сигнала, учитывающие квантовую природу лазерного излучения [11]. Чувствительность приема в этом случае самая низкая, т.к. необходимо, чтобы электрический импульс от ФЭУ, обусловленный поступлением многофотонного оптического импульса с длительностью, равной $\tau_{\text{зи}}$, превысил по амплитуде порог, установленный в соответствии с заданным значением P_F . Но наряду с этим аналоговые приемные устройства наиболее оперативные, простые, надежные и сравнительно дешевые. Представляет большой интерес разработка метода

приема сигналов в лазерной локации, сочетающего в некоторой степени преимущества обоих упомянутых выше методов — высокую чувствительность дискретного приема с простотой и высокой оперативностью аналогового.

Предлагаемый нами метод приема заключается в следующем.

За время прохождения объектом какого-либо отрезка орбиты вблизи каждого ОФЭИ «просматриваются» временные интервалы, начала которых совпадают с фронтами этих ОФЭИ, а протяженности близки к длительности $\tau_{\text{зи}}$. Так, например, как показано на рис. 2, передатчиком ЛЛС излучаются зондирующие импульсы в моменты времени $t_1, t_2, t_3, \dots, t_M$. Временной интервал T , на протяжении которого излучается M импульсов, является для приемника интервалом наблюдения.

Временные интервалы T' , которые «просматриваются» вблизи каждого ОФЭИ, являются подынтервалами наблюдения. Если в интервале T' появится пороговое количество импульсов n_0 или большее, то такую реализацию от ФЭУ относят к сигнальной, другие реализации считают шумовыми. Реализация — это любое количество сигнальных или шумовых ОФЭИ или их смесь в принимаемом сигнале. На рис. 2б при $n_0 = 2$ реализации 1, 2, 4 — шумовые, а 3, 5 — сигнальные. Такая стратегия обнаружения сигнала отличается от принятой при упомянутом выше дискретном приеме тем, что подынтервалы наблюдения T' привязаны ко всем ОФЭИ, приходящим от ФЭУ, а не расположены вплотную друг за другом, как при дискретном приеме. В большинстве — это ОФЭИ шума, которые приходят от ФЭУ значительно чаще сигнальных.

Предложенная стратегия может быть описана с использованием критерия «хотя бы один из N », который является частным случаем метода бинарного квантования с последующим накоплением [11]. При этом вероятности обнаружения и ложной тревоги соответственно определяются следующими выражениями:

$$P_D = 1 - (1 - P_{\text{сш}})^N, \quad (8)$$

$$P_F = 1 - (1 - P_{\text{ш}})^N, \quad (9)$$

где $P_{\text{сш}}$ и $P_{\text{ш}}$ — вероятности превышения порога по числу ОФЭИ при наличии сигнальной реализации от ФЭУ и соответственно — шумовой; $N < 10$.

Примем $N = M$. За интервал наблюдения T примем промежуток времени, на протяжении которого излучается M лазерных посылок, а подынтервалы T' «привяжем» ко всем ОФЭИ, которые

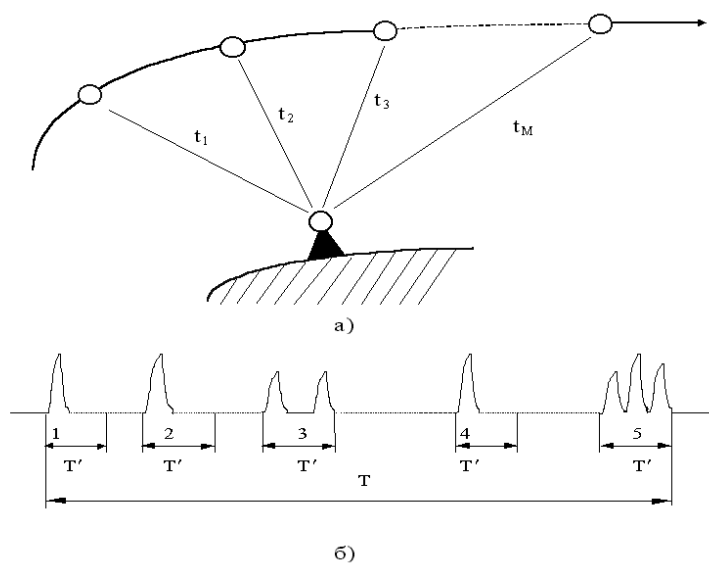


Рис. 2. Предложенный метод приема сигналов от космического объекта

приходят от фотодетектора (рис. 2б). Эти условия отнесем к какому-либо отрезку орбиты КО, который облучается в моменты времени $t_1, t_2, t_3, \dots, t_M$ (рис. 2а). Тогда каждый обнаруженный сигнал будет приходиться на новое положение КО на орбите, и для M посылок зондирующего импульса будет иметь место определенная вероятность обнаружения его хотя бы в одном из этих положений. При $M = 1$ можно рассчитать характеристики приема для однократного режима работы ЛЛС. Длительность подынтервала наблюдения T' примем равной $\tau_{3н}$.

Рассмотрим прием отраженных от объекта сигналов для двух условий работы ЛЛС, которые в определенном ниже смысле можно считать граничными. В первом случае примем, что распределение ОФЭИ сигнала и шума на интервале T пуассоновские. Тогда источником сигнала является одномодовый одночастотный лазер, а шумов — ФЭУ, который находится в таких условиях приема излучения, когда внешними источниками шума можно пренебречь. Во втором случае рассмотрим ситуацию, когда распределения сигнала и шума подчиняются закону Бозе–Эйнштейна, что соответствует работе ЛЛС с многомодовым лазером при преимущественном влиянии излучения упомянутого выше ансамбля некогерентных макроскопических источников внешних шумов. Все другие условия работы ЛЛС можно считать промежуточными.

После подстановок выражений, которые соответствуют выбранным распределениям, в формулы (8) и (9) получим следующее.

Для распределений сигнала и шума по Пуассону:

$$P_{D(\Pi)} = 1 - \left\{ \sum_{n=0}^{n_0-1} \frac{(\bar{n}_C + \bar{n}_{ш})^n}{n!} \cdot e^{-(n_C + \bar{n}_{ш})} \right\}^N, \quad (10)$$

$$P_{F(\Pi)} = 1 - \left\{ \sum_{n=0}^{n_0-1} \frac{\bar{n}_{ш}^n}{n!} \cdot e^{-\bar{n}_{ш}} \right\}^N. \quad (11)$$

Для распределений сигнала и шума по Бозе–Эйнштейну:

$$P_{D(Б-Э)} = 1 - \left[1 - \left(\frac{\bar{n}_C - \bar{n}_{ш}}{1 + \bar{n}_C + \bar{n}_{ш}} \right)^{n_0} \right]^N, \quad (12)$$

$$P_{F(Б-Э)} = 1 - \left[1 - \left(\frac{\bar{n}_{ш}}{1 + \bar{n}_{ш}} \right)^{n_0} \right]^N. \quad (13)$$

Обозначим \bar{I}_c (имп/с), $\bar{I}_{ш}$ (имп/с) — средние интенсивности сигнала и шума на интервале T ; $\bar{I}_c/\bar{I}_{ш} = S$. Тогда средние количества ОФЭИ на подынтервале T' соответственно при наличии и отсутствии сигнала следующие:

$$\bar{n}_C + \bar{n}_{ш} = \bar{I}_{ш} T' (S + 1), \quad (14)$$

$$\bar{n}_{ш} = \bar{I}_{ш} T'. \quad (15)$$

Перепишем выражения (10)–(13) в следующем виде:

$$P_{D(\Pi)} = 1 - \left\{ \sum_{n=0}^{n_0-1} \frac{[\bar{I}_{ш} T' (S + 1)]^n}{n!} e^{-\bar{I}_{ш} T' (S + 1)} \right\}^N, \quad (16)$$

$$P_{F(\Pi)} = 1 - \left\{ \sum_{n=0}^{n_0-1} \frac{[\bar{I}_{ш} T']^n}{n!} e^{-\bar{I}_{ш} T'} \right\}^N, \quad (17)$$

$$P_{D(Б-Э)} = 1 - \left\{ 1 - \left[\frac{\bar{I}_{ш} T' (S + 1)}{1 + \bar{I}_{ш} T' (S + 1)} \right]^{n_0} \right\}^N, \quad (18)$$

$$P_{F(Б-Э)} = 1 - \left\{ 1 - \left[\frac{\bar{I}_{ш} T'}{1 + \bar{I}_{ш} T'} \right]^{n_0} \right\}^N. \quad (19)$$

Примем пороговое количество ОФЭИ в реализации от ФЭУ равное двум — $n_0 = 2$. Здесь и да-

лее, где размерности при n опущены, подразумевается количество ОФЭИ. Тогда в пределах подынтервала T' могут регистрироваться как сигнальные три вида реализаций: 1 ОФЭИ шума + 1 ОФЭИ сигнала; 2 ОФЭИ шума; 2 ОФЭИ сигнала. Примем $T' = \tau_{\text{эи}} = 20$ нс для обеспечения возможности сравнения характеристик метода аналогового приема с предложенным методом. Последний будем сравнивать также с методом дискретного приема. Для более совершенных ЛЛС следует выбирать $T' = \tau_{\text{эи}} \leq 1$ нс для получения точности измерений дальности ИСЗ, приемлемой для международных служб обработки результатов лазерной локации. При этом должны использоваться сверхбыстродействующие ФЭУ, с длительностью ОФЭИ меньше 1 нс. В работе [9] описан такой ФЭУ, выпускаемый в России, с термоэлектрическим охлаждением для уменьшения интенсивности внутренних шумов, что не является обязательным для предложенного метода приема из-за имеющих место весьма малых значений P_F , как это будет показано ниже.

На рис. 3 и рис. 4 соответственно для распределений Пуассона и Бозе–Эйнштейна приведены графики зависимостей P_D и P_F от \bar{n}_C при количествах посылок зондирующего импульса $M = 1; 2; 4$. $I_{\text{ш}} = 10^4$ имп/с, что близко к реальным ночным условиям.

Видно, что в первом случае (для распределений Пуассона) в одноразовом режиме работы ЛЛС ($M = 1$) сигнал, который соответствует среднему количеству ОФЭИ $\bar{n}_C = 2$ на подынтервале T' , обнаруживается с вероятностью $P_D = 0,6$; при $\bar{n}_C = 4$ $P_D = 0,96$; при $\bar{n}_C = 8$ $P_D = 0,99$. В случае распределений Бозе–Эйнштейна в том же режиме ($M = 1$) при $\bar{n}_C = 2$ $P_D = 0,45$; при $\bar{n}_C = 4$ $P_D = 0,64$; при $\bar{n}_C = 8$ $P_D = 0,8$. В первом случае $P_F = 0,02 \cdot 10^{-6}$, во втором — $P_F = 0,05 \cdot 10^{-6}$, что является исключительно малыми величинами. В многократном режиме ($M = 2$ и $M = 4$) для распределений Пуассона при $\bar{n}_C = 2$ $P_D = 0,84$ и $P_D = 0,98$ соответственно в зависимости от значения M , а для распределений Бозе–Эйнштейна при том же $\bar{n}_C = 2$ $P_D = 0,7$ и $P_D = 0,9$. Значения P_F не превышают $0,2 \cdot 10^{-6}$ для распределений обоих видов. Если учесть, что при аналоговом приеме необходимо наличие в сигнале от ФЭУ около 100 ОФЭИ для удовлетворительного воспроизведения

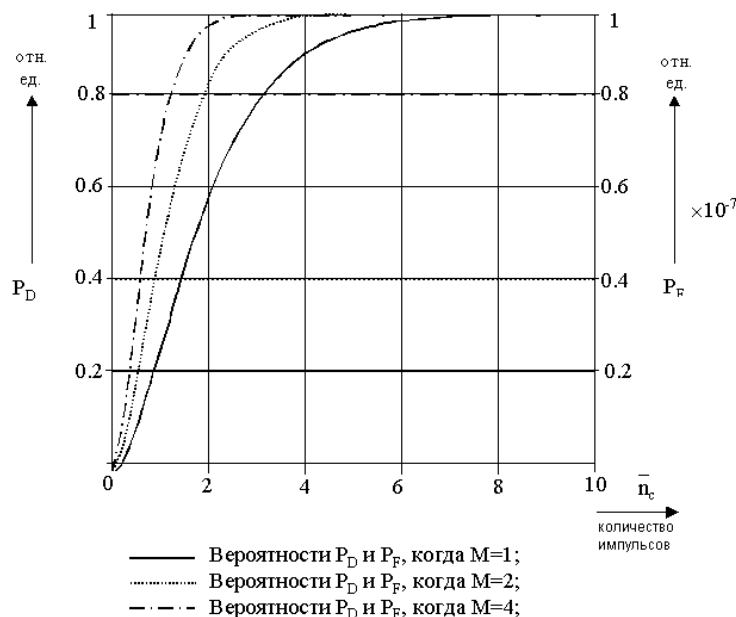


Рис. 3. Зависимости вероятности обнаружения P_D и вероятности ложной тревоги P_F от среднего количества \bar{n}_C сигнальных ОФЭИ на подынтервале T' при различных M ; $I_{\text{ш}} = 10^4$ имп/с; $n_0 = 2$; $T' = 10$ нс; распределение сигнальных и шумовых ОФЭИ на интервале T пуассоновское

формы зондирующего импульса [1], то предложенный метод имеет, как минимум, на порядок большую чувствительность в одноразовом режиме. При этом максимальная дальность действия ЛЛС увеличивается примерно в два раза.

Множественный режим работы приемника (при $M > 1$; $\bar{n}_C = 2$) может быть интерпретирован следующим образом. При локации быстро перемещающихся спутников и прохождении объекта по какому-нибудь отрезку орбиты (рис. 1а) ответный сигнал будет обнаружен после каждых двух посылок зондирующего импульса с вероятностями 0,84 и 0,7 соответственно для распределений первого и второго видов и после каждых четырех посылок — с вероятностями 0,98 и 0,9 для тех же распределений. Чувствительность приема в сравнении с аналоговым методом теперь выше приблизительно в 50 раз, а максимальная дальность действия ЛЛС увеличивается примерно в 3 раза при тех же параметрах телескопа и передатчика — лазера. При этом, благодаря весьма малым значениям P_F , принятие одного ошибочного решения по принадлежности реализации, полученной от ФЭУ к сигнальной или шумовой может приходиться приблизительно на сотни тысяч посылок зондирующего импульса.

Для сравнения предложенного метода с дискретным приемом, описанным выше, можно использовать данные, приведенные в работе [3], которые характеризуют работу ЛЛС при локации Луны. Средняя интенсивность сигнала, которая приходилась на одну лазерную посылку, составляла $\bar{n}_C = (0,02 \dots 0,2)$ ОФЭИ при $I_{\text{ш}} = 1 \cdot 10^4$ имп/с, т.е. при такой же интенсивности шумов, какая была выбрана при расчетах. Отсюда можно сделать вывод, что чувствительность приемника при использовании предложенного метода в сравнении с методом счета фотонов на $1 \dots 2$ порядка ниже ($\bar{n}_C = 2$), но оперативность получения информации значительно выше, если сравнить $M = 100 \dots 200$ в работе [3] и $M = 2 \dots 4$ в нашем случае. Можно повысить чувствительность путем увеличения M , но формулы (8) и (9) применимы при $N < 10$, здесь требуется эксперимент. Отметим, что по при-

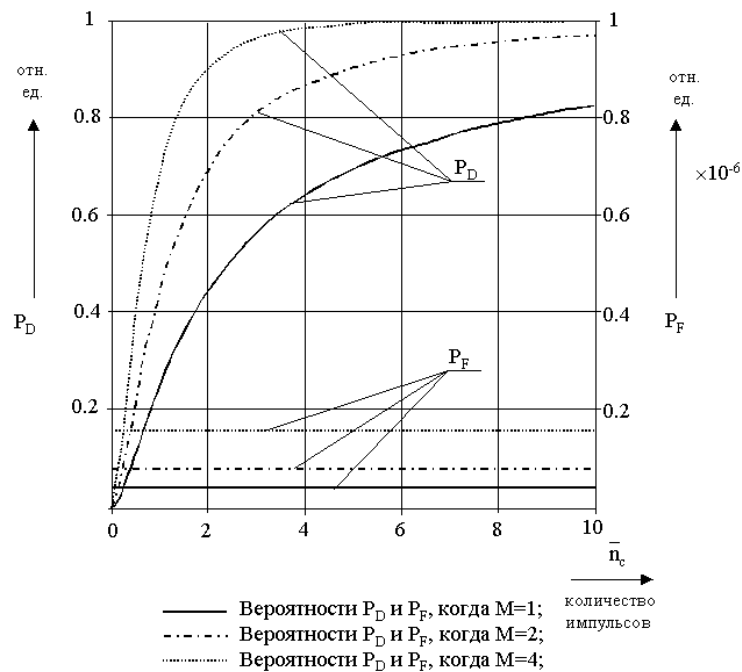


Рис. 4. Те же зависимости, что и на рис. 3 при тех же условиях приема, но сигнальные и шумовые ОФЭИ распределены на интервале T по Бозе–Энштейну

веденным литературным данным исходная чувствительность при дискретном приеме больше, чем та же в аналоговом в 500...5000 раз.

На рис. 5 показаны графики зависимостей отношения P_D/P_F и P_D от средней интенсивности шумов $\bar{I}_{ш}$ для пуассоновского распределения и однократного режима работы.

Видно, что при увеличении интенсивности шумов на 3 порядка по сравнению с предыдущим значением (до $2 \cdot 10^7$ имп/с) значение отношения P_D/P_F составляет величины, не меньшие 20, при $P_D \geq 0,66$ и $P_F \leq 0,033$. Интересной особенностью предложенного метода приема является увеличение P_D с возрастанием $\bar{I}_{ш}$, как это видно на рис. 5. Данное свойство объясняется увеличением вероятности примыкания ОФЭИ сигнала к какому-либо ОФЭИ шума в пределах подынтервала наблюдения T' (график зависимости $P_D = f(\bar{I}_{ш})$ при $\bar{n}_C = 1$) и достижению порога $n_0 = 2$ ОФЭИ.

Таким образом, предложенный метод приема обеспечивает значительно большую энергетическую чувствительность по сравнению с аналоговым методом и имеет высокую помехозащищенность, что позволяет ЛЛС работать в условиях интенсивных внешних шумов. При этом с запасом обеспечивается допустимая вероятность ложной тревоги. Он значительно проще дискретного приема в отношении аппаратного обеспечения [3]. К тому же оперативность измерений дальности КО у предложенного метода значительно выше по сравнению с дискретным. Она практически такая же, как при аналоговом приеме.

Данный пример предложенного метода приема сигналов от КО может быть показательным в части оптимизации приемных устройств ЛЛС с позиций статистической теории.

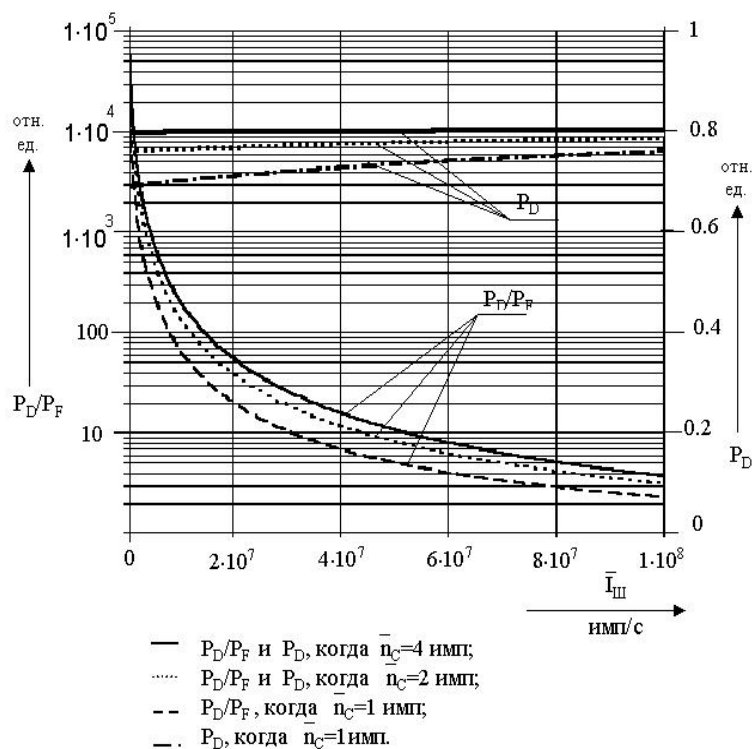


Рис. 5. Зависимость отношения P_D/P_F и P_D от средней интенсивности шумов $\bar{I}_{ш}$, когда значения \bar{n}_C различны; режим однократный ($M = 1$); $n_0 = 2$; $T' = 20$ нс; распределение ОФЭИ на интервале T пуассоновское

1. *Гамал К.* Состояние и перспективы исследований техники лазерной локации ИСЗ // Квантовая электроника. — 1978. — **5**, №10. — С. 2428–2435.
2. *Гуткин Л.С.* Оптимизация радиоэлектронных устройств по совокупности показателей качества. — М.: Советское радио, 1975. — 368 с.
3. *Кокурин Ю.Л.* Лазерная локация Луны // Труды ФИАН СССР имени П.Н. Лебедева. — 1977. — **91**. — С. 139–225.
4. Лазерные измерительные системы / А.С.Батраков, М.М.Бутусов, Г.П.Гречка и др.; под ред. Д.П.Лукьянова. — М.: Радио и связь, 1981. — 456 с.
5. *Малашин М.С., Каминский Р.П., Борисов Ю.Б.* Основы проектирования лазерных локационных станций. — М.: Высшая школа, 1983. — 203 с.
6. Справочник по лазерам / Пер. с англ. под ред. А.М.Прохорова. — **1**. - М.: Советское радио, 1978. — 503 с.
7. Справочник по радиолокации / Под ред. М.Сколника. — **4**. - М.: Советское радио, 1978. — 376 с.
8. *Коростылев А.А., Клюев Н.Ф., Мельник Ю.А.* Теоретические основы радиолокации — М.: Советское радио. — 1978. — 608 с.
9. Охлаждаемые сверхбыстродействующие оптические детекторы. — http://www.cryo.ru/detector_ru.htm.
10. *Унгер Г.Г.* Оптическая связь. — М.: Связь, 1979. — 383 с.
11. *Шереметьев А.Г.* Статистическая теория лазерной связи. — М.: Связь, 1974. — 264 с.
12. *Hamal K.* Single photon solid state detector for ranging at room temperature // Report on the Sixth International Workshop on Laser Ranging Instrumentation. — Françoise Beaumont, 22–26 September, 1986.
13. *Maiman T.H.* // Nature. — 1960. — **187**, № 4739. — P. 493.
14. *Plotkin H.H.* // Quantum Electronics III, Dunod, Paris. — 1964. — P. 1319–1324.

Поступила в редакцию 18.10.2002