

А.И. Жилиба

**ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ПРИЕМ НА ДВУХЧАСТОТНЫЙ ЛАЗЕР
ДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ**

Теоретически исследуется динамическая чувствительность двухчастотного лазерного приемника (ЛП), который одновременно используется и как источник зондирующего излучения. Показано, что динамическая чувствительность двухчастотного ЛП, при определенных в работе условиях, может значительно превосходить чувствительность одночастотного ЛП. На основе проведенного теоретического описания и экспериментальных данных работы [9] обоснована высокочувствительная схема лидара с двухчастотным ЛП: зондирование ведется мощной волной, а регистрируется сигнал слабой волны, генерируемой на связанном с зондирующей волной переходе. Определено, что в этом режиме зондирования и двухчастотного ЛП происходит нелинейная стабилизация интенсивности зондирующей волны. Отмечено, что наряду с высокочувствительным существует и такой режим генерации двухчастотного лазера, когда возникает сильное снижение чувствительности ЛП даже в сравнении с одночастотным ЛП.

Введение

Одним из основных направлений повышения функциональных возможностей лидарных систем, используемых для исследования параметров атмосферы, является применение новых высокочувствительных схем приема. Одна из таких схем базируется на лазерном приеме анализируемого оптического сигнала. Основы лазерного приема обсуждались в [1, 2], много внимания уделено изучению и использованию его в лидарной системе, названной ЛП-лидаром [3–7]. В ЛП-лидарах реализован один из вариантов приема, когда один и тот же лазер используется и как источник зондирующего излучения, и как элемент приемного устройства, нелинейно усиливающий эхо-сигнал. Отмечено, что достоинством ЛП-лидара является его высокая чувствительность и помехозащищенность [3]. В работе [8] отмечено, что в припороговой области генерации лазера существует аномально высокая чувствительность ЛП. Однако ясно, что в реальной лидарной системе, рассчитанной на значительную дальность зондирования, воспользоваться этим результатом неперспективно, т.к. в припороговом режиме генерируется излучение слабой интенсивности. Авторами статьи [9] предложен путь решения этой дилеммы — прием на двухчастотный лазер.

В настоящей статье дано теоретическое обоснование высокой динамической чувствительности схемы приема на двухчастотный лазер, генерирующий на связанных переходах. Исследованы два варианта: *А* — зондирование и регистрация осуществляются на одной длине волны. *Б* — зондирование ведется на одной длине волны, а регистрируется излучение лазера, генерируемое на смежном переходе. Определены условия, при которых возможно значительное превышение чувствительности двухчастотного ЛП в сравнении с одночастотным. В варианте *А* повышение чувствительности двухчастотного ЛП сопровождается уменьшением интенсивности зондирующей волны. Однако в варианте *В* высокочувствительный двухчастотный ЛП (в сравнении с одночастотным) реализуется, когда зондирование ведется мощной волной, а регистрируется сигнал слабой волны, генерируемой на связанном с зондирующей волной переходе. Существенным фактором улучшения основных характеристик рассматриваемой лидарной системы являются полученные нами данные о нелинейной стабилизации сильной зондирующей волны в процессе генерации на связанном переходе слабой волны. Выигрыш в динамической чувствительности двухчастотного ЛП в режиме генерации на связанных переходах в сравнении с одночастотным может достигать несколько порядков. Отмечено, что наряду с высокочувствительным существует и такой режим генерации двухчастотного лазера, когда возникает сильное уменьшение чувствительности в сравнении с одночастотным ЛП. В работе [12] представлены результаты экспериментального изучения чувствительности приема He—Ne-лазером, генерирующим на двух связанных переходах $3S_2-2P_4$ (0,63 мкм) и $3S_2-3P_4$ (3,39 мкм).

Динамическое описание ЛП на двухчастотный лазер

Суть ЛП заключается в том, что анализируемый слабый сигнал заводится в резонатор лазера, где происходит его смешение с полем внутри резонатора и нелинейное усиление результирующего сигнала. Это в определенных условиях позволяет при фоторегистрации довольно существенно поднятись над шумами фотоприемного тракта. Принципиальным фактором, лимитирующим чувствительность фоторегистрации, остается лазерный шум и приобретенные флуктуации амплитуды и фазы эхо-сигнала в процессе распространения через атмосферу. Вопрос о нелинейном преобразовании флуктуаций эхо-сигнала внутри резонатора лазера и их последующее влияние на чувствительность фо-

торегистрации требует статистического описания приема на двухчастотный лазер и будет рассмотрен отдельно. Для получения системы уравнений, описывающих динамику приема на двухчастотный лазер, будем следовать стандартной схеме, которая использовалась для описания динамики ЛП лидара, например в [6]. Разложим в уравнении Максвелла для квазиплоской волны поляризацию активной лазерной среды в ряд по амплитуде результирующего поля $E = E_1 + E_2 + E_r$, где $E_{1,2}$ — напряженности полей, генерируемых лазером, E_r — амплитуда отраженного от выносного зеркала и заведенного в резонатор лазера эхо-сигнала. Зависимость поляризации P от поля внутри резонатора E при описании динамики лазера моделью Лэмба известна [10]. Разложим P в ряд по E и ограничимся кубическими членами. Далее перейдем к медленным амплитудам. Воспользуемся граничными условиями на зеркале резонатора лазера R_1 , считая, что за время $t = 2L/c$ фаза зондирующей волны меняется мало, т. е. $\Phi_r(0, t - 2L/c) - \Phi_r(0, t) \approx 0$. Это позволяет перейти к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для медленных амплитуд и на их основе для интенсивностей.

$$\begin{aligned} \dot{I}_1 &= A_1 I_1 - \beta_{11} I_1^2 - \beta_{12} I_1 I_2; \\ \dot{I}_2 &= A_2 I_2 - \beta_{22} I_2^2 - \beta_{21} I_1 I_2, \end{aligned} \quad (1)$$

$I_{1,2} = |E_{1,2}|^2$ — интенсивности генерируемых волн в резонаторе лазера R_0, R_1 , несущие информацию об условиях распространения зондирующего сигнала во внешнем резонаторе R_1, R_2 . При получении (1) считалось, что генерация на обоих переходах является одночастотной, а настройка частоты — центральной. Коэффициенты в уравнении (1) β_{12}, β_{21} характеризуют связь генерируемых мод через населенность общего уровня; β_{11}, β_{22} — коэффициенты насыщения активной лазерной среды; $A_{1,2}$ определяет превышение накачки $k_{1,2}$ (линейного усиления) над суммарными линейными потерями $\kappa_{1,2}$

$$A_{1,2} = k_{1,2} - \kappa_{1,2}, \quad (2)$$

где $\kappa_{1,2} = \rho_{1,2} - \frac{1}{2L} \ln(R_0 R_1')^{-1}$; $\rho_{1,2}$ — линейные потери в резонаторе лазера; I — оптическая длина резонатора лазера; $R_1' = R_1(1 + \delta)$; R_0, R_1 — коэффициенты отражения зеркал резонатора лазера; δ характеризует наличие обратной связи за счет прохождения зондирующего сигнала до выносного зеркала (или естественной мишени) с коэффициентом отражения R_2 . Для когерентного приема ($r > r_0, \tau > \frac{2L}{c}$; r, τ — радиусы пространственной и временной когерентности принимаемого сигнала в плоскости приемной апертуры; L — длина оптического пути между зеркалом R_1 и мишенью R_2 ; c — скорость света; r_0 — радиус приемной апертуры) и некогерентного ($r > r_0, \tau < \frac{2L}{c}$) δ имеет вид [4]

$$\delta^{\text{к}} = B_c \frac{2(1 - R_1) \sqrt{R_2}}{\sqrt{R_1}} \exp(-2\alpha L); \quad (3)$$

$$\delta^{\text{нк}} = \left(\frac{r_0}{2L}\right)^2 \frac{(1 - R_1') R_2}{R_1} \exp(-2\alpha L), \quad (4)$$

где $\alpha = \alpha_1(\omega) + \alpha_2$ — сумма коэффициентов селективных $\alpha_1(\omega)$ и неселективных α_2 потерь в атмосфере; B_c — характеризует степень пространственной и временной когерентности. Если существует модуляция эхо-сигнала, то $\delta = \delta^{\text{к(нк)}}(t)$. нас будет интересовать модуляция с периодом много больше, чем характерное время установления генерации лазера. Введем новые переменные $x = \frac{\beta_{11}}{A_1} I_1, y = \frac{\beta_{22}}{A_2} I_2$ и обозначим $\eta_{12} = \frac{\beta_{12} A_2}{\beta_{22} A_1}, \eta_{21} = \frac{\beta_{21} A_1}{\beta_{11} A_2}$. С учетом этого система уравнений (1) примет удобный для дальнейшего анализа вид

$$\begin{aligned} \dot{x} &= A_1 x (1 - x - \eta_{12} y); \\ \dot{y} &= A_2 y (1 - y - \eta_{21} x). \end{aligned} \quad (5)$$

В зависимости от обобщенных коэффициентов связи η_{12}, η_{21} волн x и y , т.е. I_1 и I_2 , в анализируемой схеме ЛП возможны три стационарных и один нестационарный режимы генерации лазера: 1) $\eta_{21} > 1, \eta_{12} < 1$. В этих условиях ЛП устойчивым является только одночастотный режим генерации лазера со стационарными значениями: $I_0^1 = \frac{A_1}{\beta_{11}} (x = 1), I_2^0 = 0 (y = 0)$. 2) $\eta_{12} > 1, \eta_{21} < 1$ — приводит к простой

инверсии устойчивого одночастотного режима: $I_1^0 = 0 (x = 0)$, $I_2^0 = \frac{A_2}{\beta_{22}} (y = 1)$. 3) $\eta_{12} > 1$, $\eta_{21} > 1$ — в

этих условиях двухчастотная генерация является неустойчивой. Это режим конкурирующих переходов. В зависимости от соотношений η_{12} и η_{21} между собой, а также начальных условий, стационарная генерация „выживает” только на одном из переходов. 4) Практический интерес для нас представляют условия ЛП, когда $\eta_{12} < 1$, $\eta_{21} < 1$. Тогда в системе ЛП имеется устойчивый режим генерации на связанных переходах со стационарными значениями интенсивностей x^0 и y^0

$$x^0 = \frac{1 - \eta_{12}}{1 - \eta_{12}\eta_{21}}; \quad (6)$$

$$y^0 = \frac{1 - \eta_{21}}{1 - \eta_{12}\eta_{21}}. \quad (7)$$

На основе (6) и (7) найдем выражения для динамической чувствительности двухчастотного ЛП, т.е.

$$m_{11}^{1,2} = \frac{\delta I_{1,2}}{I_{1,2}}, \text{ где } \delta I = I(A + \Delta A) - I(A).$$

$$m_{11}^1 = (1 - \eta_{12})^{-1} \frac{\delta A_1}{A_1}; \quad (8)$$

$$m_{11}^2 = (1 - \eta_{21})^{-1} \frac{\delta A_2}{A_2}. \quad (9)$$

В случае слабой связи между I_1 и I_2 , когда $\eta_{12} \rightarrow 0$, $\eta_{21} \rightarrow 0$, (8) и (9) переходят в выражения для динамической чувствительности двухчастотного ЛП с независимой генерацией I_1 и I_2 , что эквивалентно динамической чувствительности варианта одночастотного ЛП m_1

$$m_1 = \frac{\delta A}{A}. \quad (10)$$

Для сильной связи, когда, например, $\eta_{12} \rightarrow 1$, $\eta_{21} \ll 1$ (т.е. сохраняется условие $\eta_{12}\eta_{21} \ll 1$), I_1 и I_2 соотносятся между собой согласно (6) и (7): I_1 — слабая, а I_2 по отношению к I_1 — сильная волна. В этой ситуации определяющую роль в выражении (8) начинает играть резонансный знаменатель $(1 - \eta_{12})^{-1}$. Это обуславливает значительное, на несколько порядков, увеличение динамической чувствительности двухчастотного ЛП в сравнении с одночастотным. Что касается регистрации на второй волне, то согласно (9) $\frac{\delta I_2}{I_2} \rightarrow \frac{\delta A_2}{A_2}$, т.к. $\eta_{21} \rightarrow 0$. Этот результат симметричен по отношению к инверсии условий:

$\eta_{12} \rightarrow 0$, $\eta_{21} \rightarrow 1$. Таким образом, прием на лазер со связанными переходами, когда зондирование и регистрация ведется на одной и той же частоте, имеет заметное преимущество в динамической чувствительности в сравнении с одночастотным ЛП только при зондировании волной слабой интенсивности. Поэтому для зондирования на значительном расстоянии более перспективна схема перекрестного ЛП: зондирование ведется на одной длине волны, а регистрируется излучение, генерируемое на связанном с ней переходе. На основе, например (7), получим

$$\frac{\delta I_2}{I_2} = \frac{-\eta_{21}}{1 - \eta_{21}} \frac{\delta A_1}{A_1}. \quad (11)$$

При $\eta_{21} \rightarrow 0$ (случай слабой связи I_2 с I_1), как следует из (11), $\frac{\delta I_2}{I_2} \rightarrow 0$. Отметим далее, что для

$\eta_{21} < 0,5$, т.е. когда $I_2 > I_1$ коэффициент при $\frac{\delta A_1}{A_1}$ меньше единицы. Регистрация сильной волной изменений условий генерации лазера на частоте слабой волны, как и слабое воздействие I_1 на I_2 ($\eta_{21} \rightarrow 0$), приводит к понижению чувствительности двухчастотного ЛП по сравнению с одночастотным. Этот теоретический вывод согласуется с экспериментальными данными, приведенными в работе [11], в которой зарегистрировано значительное уменьшение (в $10^2 - 10^3$ раз) зависимости колебаний интенсивности гелий-неонового лазера на длине волны 0,63 мкм, вызванных колебаниями разрядного тока, при одновременной генерации на длине волны 3,39 мкм. Существованию режима генерации He—Ne-лазера на связанных переходах, в котором происходит значительное увеличение чувствительности, авторы этой работы не придали значения.

Рассмотрим обратную ситуацию: $\eta_{21} > 0,5$ ($\eta_{21}\eta_{12} \ll 1$), когда согласно (6) и (7) $I_1 > I_2$. Как следует из (11), при $\eta_{21} \rightarrow 1$ определяющую роль играет резонансный знаменатель $(1 - \eta_{21})^{-1}$, что приводит к значительному, на несколько порядков, увеличению динамической чувствительности двухчастотного ЛП в сравнении с одночастотным. Отсюда делаем вывод, что самый выигрышный в чувствительности вариант двухчастотного ЛП следующий: зондирование ведется мощной волной, а регистрируется интенсивность слабого излучения, генерируемого на связанном с зондирующей волной переходе. Приведенные в [9] экспериментальные результаты по двухчастотному приему на CO₂-лазер, генерирующий на связанных переходах, приводят к такому же выводу. Разумеется, увеличение (уменьшение) динамической чувствительности не может быть бесконечно большим, как формально следует из полученных выражений (8), (9), (11), а ограничивается шумами. Так, например, в схеме перекрестного двухчастотного ЛП слабая волна, во-первых, более шумящая, во-вторых, в большей степени, чем сильная, отслеживает случайные модуляции, которые приобретает зондирующая волна в процессе распространения через атмосферу. Принципиальным ограничивающим фактором является неустойчивое поведение рассматриваемой нелинейной системы (1) вблизи границы неравновесного перехода из одного устойчивого состояния в другое. Условия $\eta_{12}\eta_{21} = 1$; $\eta_{12} = 1$, $\eta_{21} = 1$ или $\eta_{12} = 1$, $\eta_{21} \lesssim 1$; $\eta_{21} = 1$, $\eta_{12} \lesssim 1$ приводят систему, описывающую динамику двухчастотного ЛП, в метастабильное состояние. Высота потенциального барьера, отделяющая три устойчивых и одно неустойчивое состояния друг от друга, так же как и среднее время перехода между ними, зависят как от динамических и статистических характеристик генерируемых лазером волн, так и от условий распространения зондирующей волны в атмосфере. Расчет этих характеристик есть предмет отдельного рассмотрения. Таким образом, вопрос о количественных границах предельного повышения (понижения) чувствительности двухчастотного ЛП должен решаться с учетом этого замечания в рамках статистического описания двухчастотного ЛП и схемы фоторегистрации.

На основе полученных теоретических результатов сделаем следующие выводы: 1. Лидар с двухчастотным ЛН наиболее эффективен, когда зондирование ведется сильной волной, а регистрируется связанная с ней в процессе генерации на смежном переходе менее интенсивная волна. 2. При генерации на связанных переходах возможна эффективная нелинейная стабилизация интенсивности сильной волны.

Автор благодарит Е.П. Гордова, В.Н. Горбачева, А.З. Фазлиева за полезное обсуждение работы.

1. Берштейн И.Л. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 4. С. 522.
2. Берштейн И.Л., Степанов Д.П. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 3. С. 631.
3. Годлевский А.П., Иванов А.К., Копытин Ю.Д. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 9. С. 2007.
4. Годлевский А.П., Зуев В.Е., Иванов А.К., Копытин Ю.Д. // ДАН. 1982. Т. 267. № 2. С. 343.
5. Годлевский А.П., Гордов Е.П., Понуровский Я.Я., Фазлиев А.З., Шарин П.И. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 4. С. 863.
6. Гордов Е.П., Понуровский Я.Я., Фазлиев А.З. К теории лазера с модулированной добротностью, связанного с дополнительным зеркалом. Томск. 1985. 16 с. Деп. в ВИНТИ. 06.06.85. № 4569-85.
7. Godlevskii A.P., Gordov E.P., Ponurovskii Ya.Ya., Fazliev A.Z., Sharin P.P. // Appl. Opt. 1987. V. 26. № 9. P. 1607.
8. Churnside Yames H. // Appl. Opt. 1984. V. 23. № 1. P. 61.
9. Бураков С.Д., Годлевский А.П., Шарин П.П. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 7. С. 64.
10. Lamb W.E., Jr. // Phys. Rev. 1964. V. 134A. P. 1429.
11. Борисова М.С., Яковлев А.И. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 2. С. 320.
12. Жилиба А.И., Шарин П.П. // Оптика атмосферы. 1990 (в печати).

Институт оптики атмосферы, СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
29 ноября 1989 г.

A. I. Zhiliba. Highly Sensitive Radiation Detection with a Two-Frequency Laser. Dynamic Description.

Theoretical investigation of the dynamic sensitivity of a two-frequency laser detector, in which the laser is also used as a source of sounding radiation, is presented. It is shown that, under the conditions determined in the paper, the dynamic sensitivity of the two-frequency laser detector can essentially exceed the sensitivity of a single-frequency one. Based on the theoretical analysis made and on the experimental results presented in [9] a highly sensitive scheme of a lidar facility with the two-frequency laser detector is proposed. The sensing is performed in this scheme with a high power wave while the signal is detected with a weak wave generated at the transition related to the sounding wave. It was found that in this regime of sounding and two-frequency laser detector operation there occurs the non-linear stabilization of the sounding wave intensity. It is also noted in the paper that there can occur such a regime of the two-frequency laser emission, along with the highly sensitive one, when the laser detector sensitivity can decrease even below the sensitivity of a single-frequency laser detection.