

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.3.4>

УДК: 537.876

## О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВИДЕОСИГНАЛА ЧЕРЕЗ МАЗЕРНЫЙ ИСТОЧНИК ОН, СВЯЗАННЫЙ С ИНФРАКРАСНОЙ ЗВЕЗДОЙ NML ЛЕБЕДЯ

Н.С. Бухман

Самарский государственный технический университет,  
443100, Самара, ул. Молодогвардейская, д.244

Статья поступила в редакцию 20 октября 2024 г.

**Аннотация.** Представлены результаты расчета «отклика» космического мазера на короткий видеосигнал. Приведены приближенные аналитические оценки в рамках «гауссова» приближения, пригодные для произвольного космического мазера. Также проведен численный расчет с использованием имеющихся в литературе экспериментальных данных о спектре излучения конкретного мазерного источника ОН, связанного с инфракрасной звездой NML Лебедя. Получена оценка как коэффициента усиления данным мазером видеосигнала по максимальной мгновенной интенсивности, так и коэффициента усиления видеосигнала по энергии. Показано, что при определенных условиях и тот, и другой коэффициент усиления может быть значителен. Так, коэффициент усиления видеосигнала по мгновенной интенсивности может достигать 30 Дб. Коэффициент усиления видеосигнала по энергии может достигать 80 Дб. Изученные эффекты могут представлять интерес при приеме слабых космических видеосигналов как естественного (голоморфные сигналы), так и искусственного (кусочно-голоморфные сигналы) происхождения.

**Ключевые слова:** видеосигнал, космический мазер, голоморфный сигнал, кусочно-голоморфный сигнал, передача информации, сигналы внеземных цивилизаций.

**Автор для переписки:** Бухман Николай Сергеевич, [nik3142@yandex.ru](mailto:nik3142@yandex.ru)

## Введение

В данной работе рассматривается распространение короткого видеосигнала (то есть сигнала с нулевой частотой несущей) через космический мазер [1-4]. Задача о распространении узкополосного кусочно-голоморфного (разрывного) сигнала через космический мазер рассматривалась и ранее. Так, например, в работах [5,6] показано, что любой космический мазер является природным «детектором» кусочно-голоморфных сигналов (в том числе – любых сигналов искусственного происхождения), который «реагирует» не только на сигналы, несущая частота которых близка к частоте линии усиления мазера, но и на сигналы, несущая частота которых отличается от частоты линии усиления на несколько порядков.

Как показано в [5,6], «реакция» мазера на кусочно-голоморфный сигнал заключается в появлении узкополосного сигнала на частоте спектральной линии усиления мазера. Временная зависимость этого сигнала, его продолжительность и время запаздывания (но не энергия, разумеется) не зависят от свойств исходного кусочно-голоморфного сигнала и определяются исключительно параметрами конкретного мазера, являясь его своего рода «персональной визитной карточкой». По существу, отклик мазера на любой кусочно-голоморфный сигнал, частота несущей которого далека от частоты усиления мазера, совпадает с его откликом на дельта-образный сигнал, то есть с его импульсной характеристикой как линейного фильтра.

В [5,6] показано также, что в случае разрывных кусочно-голоморфных сигналов, несущая частота которых ниже частоты линии усиления мазера, ограничение на несущую частоту исходного кусочно-голоморфного сигнала вовсе отсутствует, то есть возбуждение «отклика» мазера происходит в ответ на сигнал любой частоты, меньшей частоты мазера (вплоть до видеосигнала с нулевой частотой несущей). При этом энергия и интенсивность сигнала отклика мазера зависят только от одного параметра исходного сигнала – от интенсивности его спектра на частоте усиления мазера, которая в свою очередь определяется лишь величиной и рангом скачка его комплексной

амплитуды в точке старта. В результате энергия сигнала отклика мазера на кусочно-голономный сигнал ранга 0 (разрывный сигнал) не изменяется при неограниченном укорочении исходного сигнала и стремлении его энергии к нулю. Вместе с тем ясно, что неограниченное укорочение исходного сигнала в конце концов должно привести к его исчезновению, а исчезнувший сигнал никак не может вызвать отклик мазера. Поэтому возникает вопрос – до каких пор можно сокращать длительность исходного разрывного сигнала без изменения сигнала отклика мазера?

Для выяснения этого вопроса следует рассмотреть возбуждение отклика мазера видеосигналом, потому что при фиксированной частоте несущей, сокращение продолжительности исходного сигнала делает любой «бывший узкополосный» исходный сигнал видеосигналом. Именно эта задача и рассматривается в данной работе.

## **Основные результаты**

Рассмотрение проводится как аналитически – в «гауссовом» приближении, когда форм-фактор контура линии усиления мазера считается гауссовым, так и численно – с использованием приведенных в [1] экспериментальных данных о спектре излучения одного конкретного мазера, а именно – мазерного источника ОН, связанного с инфракрасной звездой NML Лебеда. В дальнейшем для краткости письма мы будем именовать этот источник «мазером Лебеда».

Обсуждение интерпретации приведенных в [1] экспериментальных данных приведено в [6]; в графической форме эти данные представлены на рис. 1.

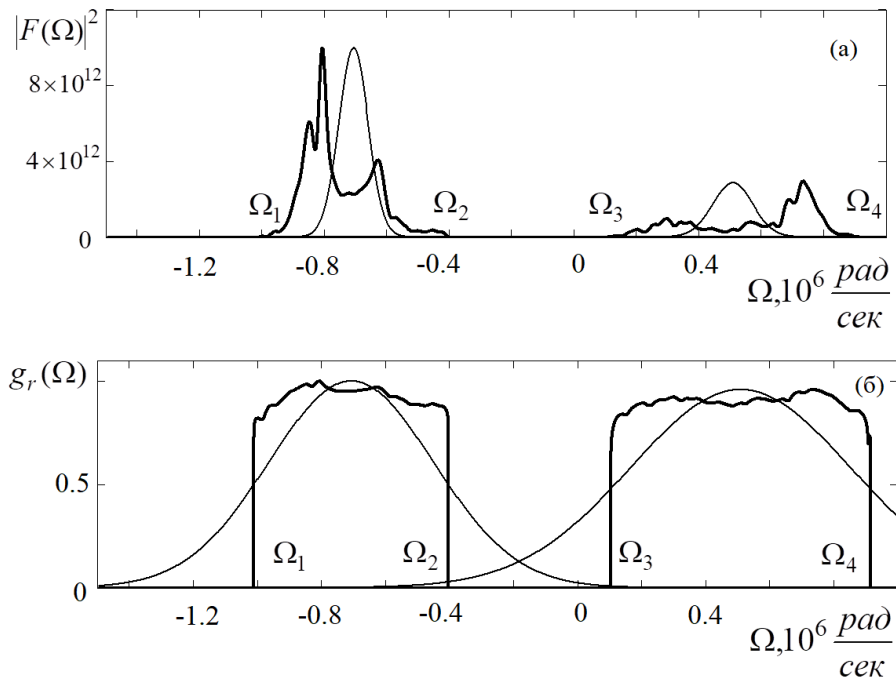


Рис. 1. Экспериментальная зависимость коэффициента усиления «мазера Лебеда» по интенсивности от частоты и ее гауссова аппроксимация (а), а также экспериментальные и «гауссовы» форм-факторы двух спектральных линий усиления этого мазера (б).

На этом рисунке показан экспериментальная зависимость коэффициента усиления мазера по интенсивности от частоты и ее гауссова аппроксимация (рис. 1а), а также экспериментальные и «гауссовы» форм-факторы двух спектральных линий усиления этого мазера (рис. 1б). Из графиков видно, что точность гауссова приближения не может быть велика. Тем не менее гауссово приближение позволяет быстро получить оценочные результаты для любого космического мазера даже в том случае, когда детальные экспериментальные данные о нем отсутствуют.

На рис. 1а приведена частотная зависимость коэффициента пропускания «мазера Лебеда» по интенсивности как линейного фильтра  $|F(\Omega)|^2$ , где  $\Omega$  – частотный сдвиг от центральной частоты мазера  $\omega_m$  ( $\omega = \omega_m + \Omega$ ),  $\omega_m = 2\pi \times 1612 \times 10^6 \text{ рад/сек} = 10128 \times 10^6 \text{ рад/сек}$ ;  $\Omega_1 = -1.013 \times 10^6 \text{ рад/сек}$ ,  $\Omega_2 = -0.405 \times 10^6 \text{ рад/сек}$ ,  $\Omega_3 = 0.101 \times 10^6 \text{ рад/сек}$  и  $\Omega_4 = 0.914 \times 10^6 \text{ рад/сек}$  – граничные частоты двух линий усиления данного мазера.

Комплексный коэффициент пропускания лазера  $F(\Omega)$  определен соотношением  $F(\Omega) = E_{\omega}(z, \omega_m + \Omega) / E_{\omega}(0, \omega_m + \Omega)$ , где  $E_{\omega}(z, \omega)$  – спектр сигнала в точке трассы  $z$  ( $z$  – толщина лазера по лучу зрения),  $E_{\omega}(0, \omega)$  – спектр сигнала в стартовой точке  $z = 0$ .

На рис. 1б приведена вещественная часть  $g_r(\Omega)$  комплексного форм-фактора  $g(\Omega)$  (дублетной) линии усиления «лазера Лебеда». Этот форм-фактор определяется соотношением  $F(\Omega) = \exp(\xi g(\Omega)) = \exp(\xi(g_r(\Omega) + i g_i(\Omega)))$ , где  $\xi = \alpha_0 z$  – оптическая толщина лазера по лучу зрения, с дополнительным условием нормировки ( $g_r(\Omega) = 1$  на частоте максимального усиления). Это условие позволяет определить оптическую толщину лазера  $\xi$  соотношением  $|F|_{\max}^2 = \exp(2\xi)$ , где  $|F|_{\max}^2$  – значение коэффициента усиления лазера по интенсивности на частоте максимального усиления. В [6] в качестве наиболее правдоподобного для «лазера Лебеда» значения принято  $\xi = 14.97$ . Мнимая часть комплексного форм-фактора спектральной линии легко восстанавливается с помощью соотношений Крамерса-Кронига [7].

Гауссово приближение (результаты которого на рис. 1 показаны тонкой линией) сводится к замене реального (экспериментального) вещественного форм-фактора линии усиления лазера двумя гауссовыми линиями усиления с теми же максимальными значениями и той же полной шириной на уровне половины максимума.

В данной работе мы не занимаемся изучением временной зависимости сигнала отклика лазера по той причине, что эта временная зависимость уже приведена в [6]. Правда, в [6] речь идет об узкополосных сигналах, а в данной работе – о видеосигналах. Тем не менее, временная зависимость отклика лазера в любом случае совпадает с временной зависимостью его импульсной характеристики и поэтому в любом случае одна и та же. Причина этого состоит в том, что спектр исходного сигнала в пределах полосы усиления лазера практически постоянен и с точностью до не зависящего от частоты

коэффициента совпадает со спектром дельта-функции Дирака. Единственное, что зависит от исходного сигнала – это интенсивность его спектра на частоте усиления лазера. Поэтому исходной для дальнейшего рассмотрения является заимствованная из [6] аналитическая формула:

$$\frac{I_{1\max}}{|E_{\omega}(0, \omega_m)|^2} = \frac{\pi(\Omega_2 - \Omega_1)^2 \exp(2\xi)}{4 \ln(2)\xi} = 2.796 \times 10^{23} \left( \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \right)^2. \quad (1)$$

В этой формуле  $I_{1\max}$  – максимальная интенсивность сигнала отклика «низкочастотной» полосы усиления лазера в гауссовом приближении,  $|E_{\omega}(0, \omega_m)|^2$  – интенсивность спектра исходного сигнала на частоте усиления лазера. При необходимости отыскания реального отклика «лазера Лебеда» на любой конкретный сигнал с известной величиной интенсивности спектра исходного сигнала на частоте лазера  $|E_{\omega}(0, \omega_m)|^2$  достаточно найти параметр  $I_{1\max}$  из (1) и воспользоваться результатами численного счета на рис. 2в из [6], на котором приведена реальная временная зависимость отклика «лазера Лебеда» в единицах  $I_{1\max}$ .

Следует отметить, что в [6] под интенсивностью сигнала понимался квадрат модуля его комплексной амплитуды, который, как известно, в 4 раза меньше реальной максимальной интенсивности осциллирующего сигнала. В [6], когда и исходный сигнал, и отклик лазера были узкополосными сигналами, это обстоятельство было несущественно для расчета коэффициента усиления, но в нашем случае, когда исходный сигнал является видеосигналом, не имеющим комплексной амплитуды, приходится скорректировать формулу (1) и переписать ее в виде:

$$\frac{I_{1\max}}{|E_{\omega}(0, \omega_m)|^2} = \frac{\pi(\Omega_2 - \Omega_1)^2 \exp(2\xi)}{\ln(2)\xi} = 1.118 \times 10^{24} \left( \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \right)^2. \quad (2)$$

Формула (2) позволяет найти максимальную мгновенную вещественную интенсивность отклика лазера на видеосигнал в гауссовом приближении для любого лазера, если известны частоты границ полосы усиления лазера и его оптическая толщина (которая определяется максимальным коэффициентом усиления лазера как линейного фильтра). В нашем конкретном случае (для «лазера Лебеда»), можно учесть, что по данным численного счета [6] максимальная интенсивность сигнала отклика в 3.3 раза больше, чем в гауссовом приближении и заменить (2) на формулу:

$$\frac{I_{\text{Cygnus max}}}{|E_{\omega}(0, \omega_m)|^2} = 3.3 \times 1.118 \times 10^{24} \left( \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \right)^2 = 3.698 \times 10^{24} \left( \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \right)^2. \quad (3)$$

В данной работе мы рассмотрим четыре характерных стартовых видеосигнала – «экспоненциальный», «полугауссов», «горбообразный» и гауссов:

$$E_1(0, t) = \begin{cases} \exp(-t/T), t \geq 0 \\ 0, t < 0 \end{cases}, E_2(0, t) = \begin{cases} \exp(-t^2/T^2), t \geq 0 \\ 0, t < 0 \end{cases}, \quad (4)$$

$$E_3(0, t) = \begin{cases} (t/T) \exp(-t/T + 1), t \geq 0 \\ 0, t < 0 \end{cases}, E_4(0, t) = \exp(-t^2/T^2).$$

Все эти сигналы имеют характерную продолжительность  $T$  и значение в максимуме 1. Первые два относятся к кусочно-голоморфным сигналам ранга 0 (разрыв сигнала), третий – к кусочно-голоморфным сигналам ранга 1 (разрыв первой производной), а четвертый – к голоморфным сигналам (без разрывов) [5]. Спектры этих сигналов имеют вид

$$E_{\omega 1}(0, \omega) = \frac{T}{2\pi} \frac{1}{1 - i\omega T}, E_{\omega 2}(0, \omega) = \frac{T}{4\pi} \left( \sqrt{\pi} \exp\left(-\frac{\omega^2 T^2}{4}\right) + iF\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right),$$

$$E_{\omega 3}(0, \omega) = \frac{Te}{2\pi} \frac{1}{(1 - i\omega T)^2}, E_{\omega 4}(0, \omega) = \frac{T}{2\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\omega^2 T^2}{4}\right). \quad (5)$$

где  $F(x)$  - интеграл Досона [8], а их энергии ( $W = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(0,t)|^2 dt$ ) равны:

$$W_1 = T/2, W_2 = T\sqrt{\pi/8}, W_3 = Te^2/4, W_4 = T\sqrt{\pi/2}. \quad (6)$$

Видно, что асимптотика спектра этих сигналов (при  $\omega T \gg 1$ ) соответствует их рангу и величине их разрыва [9] –  $E_{\omega 1}(0, \omega) = E_{\omega 2}(0, \omega) = (2\pi)^{-1}(i/\omega)$ ,  $E_{\omega 3}(0, \omega) = -e(2\pi T\omega^2)^{-1}$ ,  $E_{\omega 4}(0, \omega) = 0$ . Для сигналов нулевого ранга (1 и 2) она совершенно не зависит от продолжительности сигнала, что и приводит к отмеченной в [6] независимости «сигнала отклика» лазера от продолжительности исходного кусочно-голоморфного сигнала ранга 0.

Вместе с тем следует иметь в виду, что эта «высокочастотная» асимптотика справедлива только при выполнении условия  $T \gg 1/\omega$ , то есть при достаточно высоких частотах (при фиксированной длительности исходного сигнала) или (что то же самое) при достаточной продолжительности исходного сигнала (при фиксированной частоте). Для достаточно коротких сигналов (при  $T \ll 1/\omega$ ) она сменяется «низкочастотной» асимптотикой  $E_{\omega}(0, \omega) = E_{\omega}(0, 0) = (2\pi)^{-1} \int E(0, t) dt$ . При  $T \ll 1/\omega$  имеем  $E_{\omega 1,2}(0, 0) = (2\pi)^{-1} T$ ,  $E_{\omega 2}(0, 0) = (4\sqrt{\pi})^{-1} T$ ,  $E_{\omega 4}(0, 0) = (2\sqrt{\pi})^{-1} T$ . В общем случае  $E_{\omega}(0, 0)$  прямо пропорционально длительности сигнала  $T$  и потому стремится к нулю при дальнейшем сокращении длительности исходного сигнала. Вместе с ней стремится к нулю (по закону  $\sim T^2$ ) и интенсивность отклика лазера.

Теперь ясно, что приведенные в [6] результаты как о коэффициенте усиления лазера по максимальной интенсивности, так и о коэффициенте усиления лазера по энергии справедливы только для достаточно продолжительных исходных сигналов с характерной длительностью  $T \gg T_0 \equiv \pi / \omega_m = 3.102 \times 10^{-10}$  сек. При произвольной длительности исходного сигнала результаты [6] должны быть скорректированы с использованием (3),(5)



и (6). Для коротких сигналов ( $T \ll T_0$ ) можно пользоваться приведенной выше «низкочастотной» асимптотикой.

В результате формула для коэффициента усиления видеосигнала по максимальной интенсивности  $K_{\text{int}}$  (понимаемой в отличие от [6] не как отношение квадратов модулей соответствующих комплексных амплитуд, а как отношение максимальной мгновенной интенсивности сигнала отклика мазера к максимальной интенсивности исходного сигнала<sup>1)</sup>) выглядит следующим образом:

$$K_{\text{int}} = \frac{I_{\text{Cygnus max}}}{I_{0 \text{ max}}} = \frac{|E_{\omega}(0, \omega_m)|^2}{I_{0 \text{ max}}} \times 3.698 \times 10^{24} \left( \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \right)^2. \quad (7)$$

В (7)  $|E_{\omega}(0, \omega_m)|^2$  – интенсивность спектра исходного сигнала на частоте мазера (для наших сигналов 1-4 она приведена в (5)),  $3.698 \times 10^{24} \left( \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \right)^2$  – численно найденная в [6] (персонально для «мазера Лебедя») числовая константа (уже фигурировавшая в (3)), а  $I_{0 \text{ max}}$  – максимальная интенсивность стартового сигнала (для наших сигналов 1-4 это единица).

Результаты расчета по формуле (7) приведены на рис. 2а. На этом рисунке сплошными линиями показана зависимость десятичного логарифма коэффициента усиления по максимальной интенсивности сигнала от десятичного логарифма отношения длительности сигналов 1-4 к «оптимальной» длительности сигнала  $T_0 = \pi / \omega_m = 3.102 \times 10^{-10} \text{ сек}$  (сплошные линии, цифра у кривой – номер сигнала).

---

<sup>1</sup> В работе [6] рассматривались кусочно-голономные сигналы ранга 0, у которых максимальная интенсивность исходного сигнала и скачок его интенсивности – одно и то же. В данной же работе это справедливо только для сигналов 1 и 2, а сигналы 3 и 4 вообще не имеют скачка интенсивности.

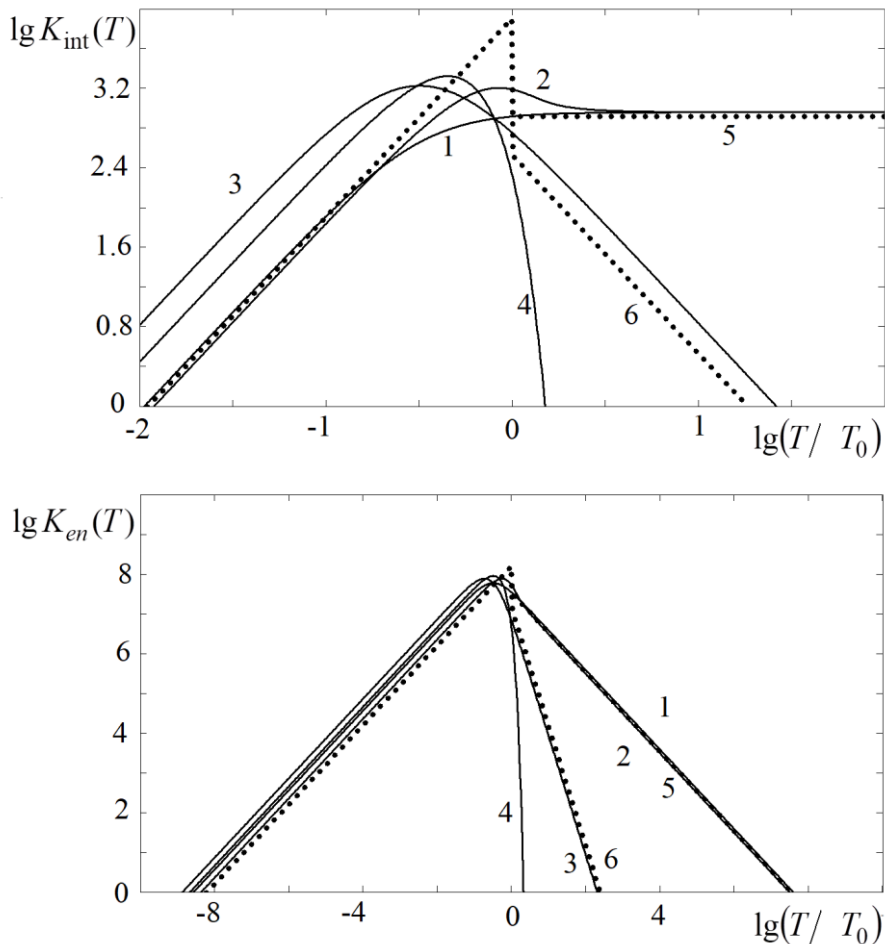


Рис. 2. Зависимость десятичного логарифма коэффициента усиления сигнала по максимальной интенсивности (а) и по энергии (б) от десятичного логарифма отношения длительности сигналов 1-4 к «оптимальной» длительности сигнала  $T_0 = \pi / \omega_m = 3.102 \times 10^{-10}$  сек (сплошные линии, цифра у кривой – номер сигнала). Жирным пунктиром показаны результаты применения оценочной формулы (8) (а) или (13) (б).

Для грубых (по порядку величины) оценок можно воспользоваться формулой:

$$K_{int} = I_{gaussummax} \times \begin{cases} \frac{T^2}{4\pi^2}, T < T_0 \\ \frac{2^{2k-2} k!}{\pi^2 T^{2k} \omega_m^{2k+2}}, T \geq T_0 \end{cases}, \quad (8)$$

где:

$$I_{gaussum\ max} = \frac{\pi}{\ln 2} \left( \frac{\exp(\xi)(\Omega_2 - \Omega_1)}{\sqrt{\xi}} + \frac{\exp(\xi_2)(\Omega_4 - \Omega_3)}{\sqrt{\xi_2}} \right)^2 =$$

$$= 3.348 \times 10^{24} \left( \frac{rad}{сек} \right)^2 - \tag{9}$$

аналитический «гауссов» аналог константы  $3.698 \times 10^{24} \left( \frac{rad}{сек} \right)^2$ , численно определенной для «мазера Лебеда» в [6],  $\xi_2 = 14.34$  – «персональная» оптическая толщина для правой (по рис. 1) линии усиления лазера [6],  $k$  – ранг разрыва сигнала ( $k = 0$  для сигналов 1 и 2,  $k = 1$  для сигнала 3; для голоморфного сигнала 4 при  $T \gg T_0$  спектр сигнала «не дотягивается» до частоты усиления лазера и асимптотически  $K_{int} = 0$  ). Разумеется, использование

в (8) «численной» константы  $3.698 \times 10^{24} \left( \frac{rad}{сек} \right)^2$  вместо «гауссовой»

$I_{gaussum\ max} = 3.348 \times 10^{24} \left( \frac{rad}{сек} \right)^2$  позволило бы несколько улучшить точность формулы (8) для «мазера Лебеда», но эта формула предназначена именно для тех ситуаций, когда детальной информации о лазере нет и вычислить константу  $3.698 \times 10^{24} \left( \frac{rad}{сек} \right)^2$  невозможно.

Формула (8) является полуколичественной не только потому, что при ее выводе использовалась асимптотика спектра сигналов вместо точной зависимости (5) и гауссово приближение для каждой из двух линий усиления лазера, но и потому, что при расчете соответствующих коэффициентов использовались полуколичественные соотношения типа  $\int E(0,t)dt = E_0T$ . Это неизбежно, если мы хотим получить универсальную формулу для «видеосигналов вообще», потому что общей формулы для них просто нет. Тем не менее, формула (8) правильно передает асимптотический характер

зависимости коэффициента усиления от стартовой длительности сигнала как при малых, так и при больших длительностях исходного сигнала. Результаты расчета по полуколичественной формуле (8) также приведены на рис. 2а (жирным пунктиром; кривая 5 для  $k = 0$  и кривая 6 для  $k = 1$ ; при  $T < T_0$  кривые 5 и 6 совпадают).

Из рисунка и (8) видно, что максимально возможное значение коэффициента усиления по мгновенной интенсивности для всех типов видеосигналов примерно одинаково и по порядку величины равно:

$$K_{\text{int max}} \approx 10(\Delta\omega_m/\omega_m)^2 \left( |F|_{\text{max}}^2 / \ln(|F|_{\text{max}}^2) \right), \quad (10)$$

где  $\omega_m$  и  $\Delta\omega_m$  – частота и ширина линии усиления лазера,  $|F|_{\text{max}}^2$  – максимальное значение коэффициента усиления лазера по интенсивности. Для нашего лазера оценка (10) дает примерно  $10^4$ , что не слишком сильно отличается от численных данных рис. 2а (от 900 для сигнала 1 до 2200 для сигнала 4). Условие достижения этого коэффициента усиления тоже примерно одинаковы для любых сигналов – стартовая продолжительность сигнала должна быть близка к  $T_0 = \pi/\omega_m$ . При сокращении стартовой длительности сигнала по сравнению с этой «оптимальной» величиной значение коэффициента усиления снижается по квадратичному закону для любых сигналов. Это приводит к тому, что говорить об усилении сигнала по максимальной интенсивности ( $\lg K_{\text{int}} > 0$ ) можно только при  $T > 0.01T_0 \approx 3 \times 10^{-12}$  сек .

Поведение коэффициента усиления по мгновенной интенсивности при увеличении стартовой длительности сигнала свыше «оптимального» значения  $T_0 = \pi/\omega_m$  для разных типов сигналов существенно отличается. Так, например, для кусочно-голоморфных сигналов ранга 0 (сигналы 1 и 2) величина коэффициента усиления по интенсивности не зависит от временной зависимости и стартовой продолжительности сигнала и совпадает с данными [6]. Для кусочно-голоморфных сигналов ранга 1 (сигнал 3) коэффициент усиления

по интенсивности с ростом стартовой длительности сигнала снижается по закону обратных квадратов. Для голоморфных сигналов (сигнал 4) с ростом стартовой продолжительности сигнала коэффициент усиления резко падает. Это не удивительно – спектр голоморфного сигнала не имеет «дальнодействующей» гиперболической части и потому при достаточной длительности сигнала просто «не дотягивается» до частоты усиления мазера.

Для коэффициента усиления видеосигнала по энергии, очевидно, имеем:

$$\begin{aligned}
 K_{en}(z) &= \int |E_{\omega}(z, \omega)|^2 d\omega / \int |E_{\omega}(0, \omega)|^2 d\omega = \\
 &= \int |E_{\omega}(0, \omega)|^2 \exp(2\xi g_r(\omega)) d\omega / \int |E_{\omega}(0, \omega)|^2 d\omega = \\
 &= |E_{\omega}(0, \omega_m)|^2 \int \exp(2\xi g_r(\omega)) d\omega / \int |E_{\omega}(0, \omega)|^2 d\omega = \\
 &= 4\pi |E_{\omega}(0, \omega_m)|^2 I_{en} / W,
 \end{aligned} \tag{11}$$

где  $I_{en} \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(2\xi g_r(\Omega)) d\Omega = 0.5 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(2\xi g_r(\omega)) d\omega$  – уже возникавший и

вычисленный для «мазера Лебеда» в [6] интеграл  $I_{Cygus\ en} = 1.877 \times 10^{18}$  (рад/сек),

$W = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(0, t)|^2 dt$  – стартовая энергия сигнала. Фактор 0.5 связан с тем,

что  $g_r(\Omega)$  как функция  $\Omega$  имеет один максимум (вблизи  $\Omega = 0$ ), а  $g_r(\omega)$  как функция  $\omega$  – два (вблизи  $\omega = \pm\omega_m$ ). В гауссовом приближении для того же интеграла нетрудно получить:

$$\begin{aligned}
 I_{gauss\ en} &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \left( \frac{\exp(2\xi)(\Omega_2 - \Omega_1)}{\sqrt{2\xi}} + \frac{\exp(2\xi_2)(\Omega_4 - \Omega_3)}{\sqrt{2\xi_2}} \right) = \\
 &= 1.645 \times 10^{18} \text{ (рад/сек)}.
 \end{aligned} \tag{12}$$

Наличие в (12) двух слагаемых связано с «дублетным» характером «мазера Лебеда». Для «синглетных» мазеров второе слагаемое отсутствует. Результаты расчета по формуле (11) приведены на рис. 2б. На этом рисунке сплошными линиями показана зависимость десятичного логарифма коэффициента усиления

по энергии от десятичного логарифма отношения длительности сигналов 1-4 к «оптимальной» длительности сигнала  $T_0 = \pi / \omega_m = 3.102 \times 10^{-10}$  сек (сплошные линии, цифра у кривой – номер сигнала). Сравнив рис. 2а и 2б, нетрудно заметить, что для коротких видеосигналов коэффициент усиления по энергии, равно как и интервал длительностей исходного сигнала, при которых происходит увеличение его энергии, существенно выше коэффициента усиления по максимальной интенсивности. Это связано с тем, что отклик мазера имеет фиксированную длительность, не зависящую от параметров исходного сигнала, и эта длительность (для «мазера Лебеда» – около 50 мксек) на несколько порядков (в нашем случае – на пять порядков) больше «оптимальной» длительности исходного сигнала

Для грубых (по порядку величины) оценок можно воспользоваться формулой:

$$K_{en} = I_{gauss\ en} \times \begin{cases} \frac{T}{\pi}, T < T_0 \\ \frac{2^{2k+1} k!}{\pi T^{2k+1} \omega_m^{2k+2}}, T \geq T_0 \end{cases}, \quad (13)$$

где смысл параметров совпадает с их смыслом в (8). Формула (13), как и (8), является полуколичественной. Результаты расчета по формуле (13) также приведены на рис. 2б (жирным пунктиром; кривая 5 для  $k = 0$  и кривая 6 для  $k = 1$ ; при  $T < T_0$  кривые 5 и 6 совпадают).

Из рисунка 2б и (13) видно, что максимально возможное значение коэффициента усиления по энергии для всех типов видеосигналов примерно одинаково и по порядку величины равно:

$$K_{en\ max} \approx (\Delta\omega_m / \omega_m) \left( |F|_{\max}^2 / \sqrt{\ln(|F|_{\max}^2)} \right), \quad (14)$$

где  $\omega_m$  и  $\Delta\omega_m$  – частота и ширина линии усиления мазера,  $|F|_{\max}^2$  – максимальное значение коэффициента усиления мазера по интенсивности ( $|F|_{\max}^2 \approx T_{ярк} / T_{фон}$ ).

Для «мазера Лебеда» оценка (14) дает примерно  $10^8$ , что не слишком сильно отличается от численных данных рис. 2б (от  $0.6 \times 10^8$  для сигнала 1 до  $0.9 \times 10^8$  для сигнала 4). Условие достижения этого коэффициента усиления тоже примерно одинаковы для любых сигналов – стартовая продолжительность сигнала должна быть близка к «оптимальной»  $T_0 = \pi/\omega_m$ . При сокращении стартовой длительности сигнала по сравнению с «оптимальной» значение коэффициента усиления снижается по линейному закону для любых сигналов.

Поведение коэффициента усиления по энергии при увеличении стартовой длительности сигнала для разных типов сигналов существенно отличается. Так, например, для кусочно-голоморфных сигналов ранга 0 (сигналы 1 и 2) величина коэффициента усиления по энергии снижается по гиперболическому закону первой степени. Для кусочно-голоморфных сигналов ранга 1 (сигнал 3) коэффициент усиления по энергии снижается по закону обратных кубов. Для голоморфных сигналов (сигнал 4) с ростом стартовой продолжительности сигнала коэффициент усиления по энергии резко падает.

Следует отметить одно существенное отличие видеосигналов от узкополосных сигналов [5,6] – если для узкополосных сигналов отклик мазера возникал только на кусочно-голоморфные (=искусственные) сигналы, то для достаточно коротких видеосигналов примерно одинаковый отклик возникает на любые достаточно короткие сигналы.

Все рассмотренные выше видеосигналы были униполярными ( $E_\omega(0,0) = (2\pi)^{-1} \int E(0,t)dt \neq 0$ ). Ясно, что в случае биполярных сигналов ( $E_\omega(0,0) = (2\pi)^{-1} \int E(0,t)dt = 0$ ) изменится только темп снижения коэффициентов усиления с уменьшением стартовой длительности сигнала по сравнению с «оптимальной», но оценки (10) и (14) для максимально достижимых значений коэффициентов усиления (равно как и оптимальная длительность сигнала) не изменятся.

## Заключение

Резюмируя, можно заключить, что космические мазеры являются «природными детекторами» не только узкополосных кусочно-голоморфных сигналов, но и видеосигналов (с нулевой частотой несущей), причем не только кусочно-голоморфных (разрывных), но и голоморфных (непрерывных).

При этом (для «мазера Лебеда» и, возможно, для других «похожих» космических мазеров) максимальный коэффициент усиления видеосигналов по энергии может достигать около 80 Дб, а максимальный коэффициент усиления по мгновенной интенсивности – около 30 Дб при «оптимальной» длительности сигнала порядка  $T_0 = 3 \times 10^{-10}$  сек. Такое значительное отличие двух коэффициентов усиления связано с тем, что временная зависимость и продолжительность «сигнала отклика» мазера фиксирована (для «мазера Лебеда» – около 50 мксек), не зависит от стартовой продолжительности исходного сигнала и существенно больше оптимальной стартовой продолжительности сигнала  $T_0 = 3 \times 10^{-10}$  сек.

Следует отметить, что «предварительное» (до мазера) дисперсионное искажение исходного сигнала вряд ли способно радикально изменить приведенные выше результаты для отклика мазера. Дело в том, что искажение сигнала при распространении в диспергирующей среде связано с двумя факторами.

Первый из этих факторов – искажение фазы спектра сигнала. Именно с этим фактором связано, например, образование «предвестника» при распространении кусочно-голоморфного сигнала в диспергирующей среде без поглощения [10-21].

Этот фактор в данном случае абсолютно не влияет на «сигнал отклика» мазера, потому что сигнал отклика зависит исключительно от интенсивности спектра исходного сигнала, причем только на частоте усиления мазера – никакие «фазовые сдвиги» на него не влияют.



Второй фактор искажения сигнала при распространении в диспергирующей среде – искажение амплитуды его спектра, связанное с поглощением сигнала (возможно, селективным по частоте). Этот фактор действительно способен повлиять на амплитуду сигнала отклика мазера, но только в том случае, когда «предварительное» поглощение исходного сигнала будет происходить на частоте усиления мазера. Такая ситуация представляется фантастической, потому что для этого необходимо было бы обеспечить достаточную населенность вполне конкретного нижнего мазерного уровня при существенно меньшей населенности верхнего. Поскольку оба этих уровня являются возбужденными и достаточно близки друг к другу, причем успешная мазерная генерация на этой паре уровней обычно свидетельствует о «метастабильности» верхнего и «легкой опустошаемости» нижнего, вряд ли это возможно.

Вместе с тем следует отметить, что в данной работе рассмотрение ограничено одномерным случаем, то есть «геометрическое» ослабление сигнала полностью игнорируется и это «геометрическое» ослабление действительно может внести серьезные коррективы в изложенные выше результаты.

Так, например, предполагая, что уровень искусственного сигнала достаточен для уверенного приема этого сигнала на расстоянии порядка 20 а.е. от передатчика, нетрудно заметить, что усиление сигнала в  $10^8$  раз способно привести к росту расстояния уверенного приема до 200000 а.е., то есть всего лишь до 1 парсека, что по космическим меркам совсем немного. С другой стороны, «стандартность» временной зависимости отклика мазера, то есть независимость этой временной зависимости от параметров исходного сигнала, в принципе позволяет повысить «помехозащищенность» этого «канала связи» (разумеется, за счет снижения его пропускной способности).

## Литература

1. Стрельницкий В.С. Космические мазеры //Успехи физических наук. – 1974. – Т. 113. – №. 7. – С. 463-502. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0113.197407c.0463>

2. Таунс Ч.Х. Космические мазеры и лазеры //Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24. – №. 12. – С. 1063-1066.
3. Варшалович Д.А. Мазерный эффект в космосе // Физика космоса: Маленькая энциклопедия / Под ред. Р.А. Сюняева, Ю.Н. Дрожжина-Лабинского, Я.Б. Зельдовича и др.. – 2-е изд. – М.: Советская энциклопедия, 1986. – С. 376–378.
4. Дикинсон Д. Космические мазеры //Успехи физических наук. – 1979. – Т. 128. – №. 6. – С. 345-362.
5. Бухман Н.С. О распространении кусочно-голоморфных сигналов через космический мазер. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.11.25>
6. Бухман Н.С. О распространении кусочно-голоморфного сигнала через мазерный источник ОН, связанный с инфракрасной звездой NML Лебедя. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. –№ 3. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.3.2>
7. Бухман Н.С., Куликова А.В. О характере дисперсии показателя преломления вблизи уединенной спектральной линии //Радиотехника и электроника. – 2015. – Т. 60. – №. 5. – С. 535-535. <https://doi.org/10.7868/S0033849415030080>
8. Абрамовиц М. и др. Справочник по специальным функциям. – 1979.
9. Бухман Н. С. Об искажении переднего фронта сигнала без несущей //Радиотехника и электроника. – 2016. – Т. 61. – №. 12. – С. 1148-1158. <https://doi.org/10.7868/S0033849416120056>
10. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – 1979.
11. Вайнштейн Л.А. Распространение импульсов //Успехи физических наук. – 1976. – Т. 118. – №. 2. – С. 339-367. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0118.197602h.0339>
12. Macke B., Ségard B. Optical precursors with self-induced transparency //Physical Review A–Atomic, Molecular, and Optical Physics. – 2010. – Т. 81. – №. 1. – С. 015803.
13. Macke B., Ségard B. Optical precursors in transparent media //Physical Review A–Atomic, Molecular, and Optical Physics. – 2009. – Т. 80. – №. 1. – С. 011803.

14. Boyd and R.W., Gauthier D.J. «Slow"and» fasf'light // Progress in Optics. – 2002. – V. 43. – P. 497.
15. Macke B., Ségard B. Simple asymptotic forms for Sommerfeld and Brillouin precursors //Physical Review A–Atomic, Molecular, and Optical Physics. – 2012. – T. 86. – №. 1. – C. 013837. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.013837>
16. Sommerfeld A. Über die Fortpflanzung des Lichtes in dispergierenden Medien //Annalen der Physik. – 1914. – T. 349. – №. 10. – C. 177-202.
17. Brillouin L. Über die Fortpflanzung des Lichtes in dispergierenden Medien //Annalen der Physik. – 1914. – T. 349. – №. 10. – C. 203-240.
18. Aaviksoo J., Kuhl J., Ploog K. Observation of optical precursors at pulse propagation in GaAs //Physical Review A. – 1991. – T. 44. – №. 9. – C. R5353. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.44.R5353>
19. Österberg U., Andersson D., Lisak M. On precursor propagation in linear dielectrics //Optics communications. – 2007. – T. 277. – №. 1. – C. 5-13. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2007.04.050>
20. Du S. et al. Observation of optical precursors at the biphoton level //Optics letters. – 2008. – T. 33. – №. 18. – C. 2149-2151. <https://doi.org/10.1364/OL.33.002149>
21. Macke B., Ségard B. Brillouin precursors in Debye media //Physical Review A. – 2015. – T. 91. – №. 5. – C. 053814. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.91.053814>

**Для цитирования:**

Бухман Н.С. О распространении видеосигнала через мазерный источник ОН, связанный с инфракрасной звездой NML Лебедя. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. –№ 3. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.3.4>