

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Е. М. Дианов, А. Я. Карасик, А. В. Лучников,
Связь временного масштаба амплитудной модуляции «бегущего» ВРМБ со спектром его излучения,
ЖТФ, 1987, том 57, выпуск 8, 1556–1561

<https://www.mathnet.ru/jtf843>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.80

15 мая 2025 г., 22:36:12



**СВЯЗЬ ВРЕМЕННОГО МАСШТАБА
АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ
«БЕГУЩЕГО» ВРМБ
СО СПЕКТРОМ ЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Е. М. Дианов, А. Я. Карасик, А. В. Лучников

Исследуется вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна в одномодовом световоде большой длины при импульсном возбуждении в режиме неистощенной накачки.

При ВРМБ в насыщении шумовой характер затравочных спонтанных шумов, усиливаемых в поле излучения накачки, проявляется в случайной фазовой модуляции внутри стоковского импульса [1-3]. В этом режиме амплитудной модуляции не наблюдается. Временная амплитудная модуляция пространственно-неоднородной спеклового структуры [1] имеет место в отсутствие явления обращения волнового фронта. Временный масштаб фазовой и амплитудной модуляций соответствует обратной ширине линии вынужденного рассеяния. В [4] реализован метод прямого наблюдения усиленных в поле неистощенной накачки спонтанных шумов — «бегущий» режим ВРМБ. Лазерный импульс с мощностью ниже пороговой (здесь и далее под условием порога подразумевается начало процесса ВРМБ, при котором происходит заметное истощение мощности накачки), пространственная длина которого меньше длины нелинейной среды, инициирует излучение ВРМБ с длительностью, намного превосходящей длительность импульса накачки. Сигнал вынужденного рассеяния в этом случае представляет собой случайно модулированное по интенсивности излучение, длительность которого может определяться длиной среды $\tau_c \approx 2Ln/c$ (L — длина среды, c — скорость света, n — показатель преломления). Случайный закон модуляции интенсивности ВРМБ как по времени, так и от одной реализации к другой связан со случайной природой усиливаемых спонтанных шумов.

В [4] было обращено внимание на то, что длительность выбросов вынужденного рассеяния, наблюдавшихся в одномодовом световоде, связана с длительностью случайно распределенных тепловых гиперзвуковых возмущений, служащих затравкой для ВРМБ. Выявление такой закономерности имеет большое значение, поскольку открывается возможность проследить связь между спектральными и временными характеристиками процесса ВРМБ, развивающегося из стохастических спонтанных шумов, отражающихся в случайной временной структуре огибающей интенсивности «бегущего» ВРМБ. Изучение статистики временных флуктуаций и их зависимости от длительности возбуждения открывает перспективу детального исследования перехода режима вынужденного рассеяния от стационарного к нестационарному.

В настоящей работе исследуется зависимость длительности случайных выбросов ВРМБ в «бегущем» режиме от длительности импульса накачки. Делается попытка связать длительность выбросов ВРМБ со спектром его излучения. Обсуждаются факторы, влияющие на ширину спектра ВРМБ в «бегущем» режиме.

В качестве источника возбуждения ВРМБ использовалось излучение первой и второй гармоник ИАГ: Nd^{3+} лазеров ($\lambda_n=1.06$ и 0.53 мкм), работающих в импульсно-периодическом режиме, как при непрерывной, так и импульсной на-

качках. В обоих лазерах пассивная модуляция добротности осуществлялась с помощью кристаллов LiF с F_2^- -центрами окраски, помещенных в резонатор. В зависимости от начального пропускания затвора LiF : F_2^- в лазере и от длины резонаторов лазеров длительность импульсов накачки варьировалась в пределах $\tau_n = 90 \div 1000$ нс для лазера с непрерывной накачкой и $\tau_n = 5 \div 25$ нс для лазера с импульсной накачкой. Одномодовое одночастотное излучение вводилось в одномодовый световод на основе плавленого кварца, сердцевина которого легиро-

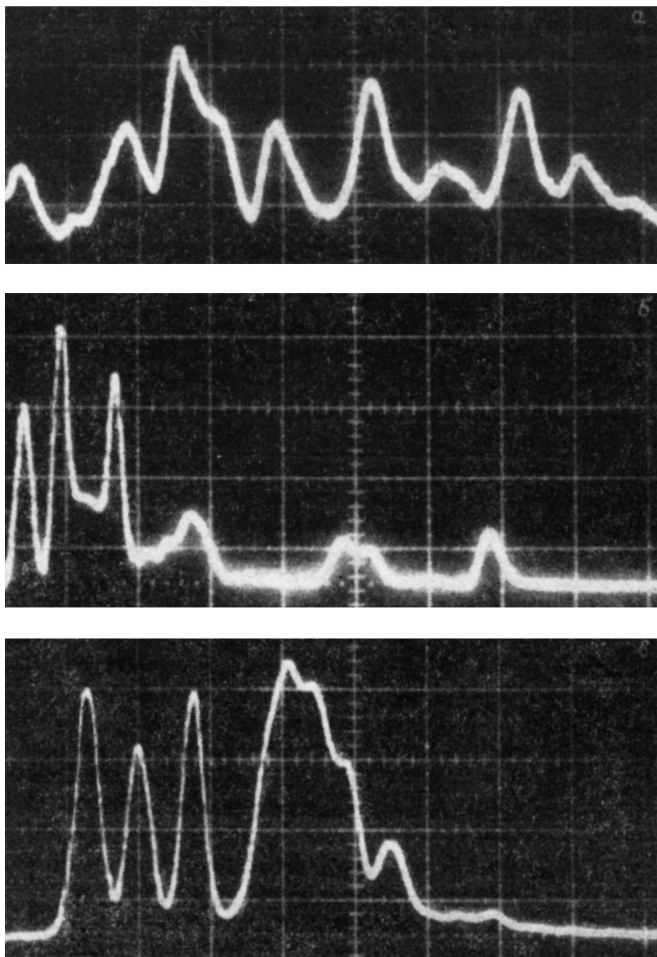


Рис. 1. Осциллограммы «бегущего» ВРМБ ($\lambda_n = 1.06$ мкм) в одномодовом световоде длиной 200 м при различных длительностях импульса накачки.

Масштаб, нс/дел.: а — 100, б — 50, в — 20.

вана двуокисью германия, длиной 200 м с потерями 2 дБ/км ($0.46 \cdot 10^{-5}$ см $^{-1}$) при $\lambda = 1.06$ мкм. Во избежание паразитного френелевского отражения передний конец световода помещался в кювету с глицерином, а входное окно ее сжималось под небольшим углом [5]. Временное разрешение схемы регистрации обратного рассеяния ≈ 0.7 нс.

На рис. 1 представлены осциллограммы «бегущего» ВРМБ при $\tau_n = 1000$ (а), 20 (б) и 13 нс (в) ($\lambda_n = 1.06$ мкм). «Бегущий» режим ВРМБ наблюдается при мощности накачки ниже пороговой (величина инкремента усиления $M \leq 16$ [6]). Излучение накачки, практически не ослабляясь, при распространении по световоду инициирует ВРМБ на длине, существенно превышающей пространственную длину лазерного импульса. При этом с уменьшением длительности импульса накачки, как видно из рис. 1, длительность флуктуационных выбро-

сов ВРМБ также уменьшается. Попытаемся найти связь между длительностью выбросов ВРМБ и спектром его излучения.

Огибающая интенсивности импульса ВРМБ $I_c(t)$, определяемая его спектральной зависимостью поля $E_c(\Omega)$, может быть вычислена с помощью преобразования Фурье

$$I_c(t) \sim \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_c(\Omega) \exp(-i\Omega t) d\Omega \right|^2, \quad (1)$$

где $\Omega = \omega - \omega_0$ — отклонение стоксовой частоты ω от центральной частоты линии вынужденного рассеяния ω_0 , определяемой условием волнового синхро-

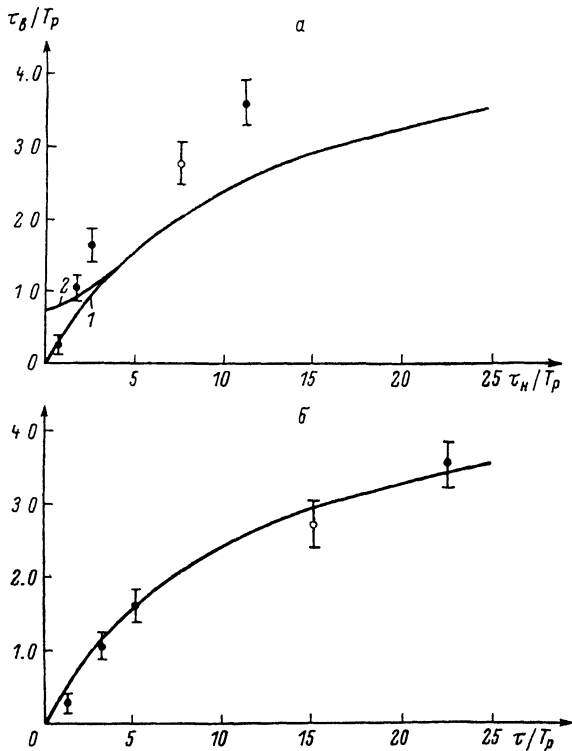


Рис. 2.

низма. Расчет спектральной зависимости $E_c(\Omega)$ в режиме усиления при разных τ_H может позволить установить связь между длительностями стоксова импульса и импульса накачки.

В приближении прямоугольного импульса накачки имеем выражение для инкремента усиления ВРМБ в случае, когда длина импульса накачки не превосходит длины взаимодействия (условие «бегущего» режима)

$$M = \ln \frac{E_c(L)}{E_c(0)} = \left(\sqrt{1 + \frac{g I_H c T_p}{n}} - 1 \right) \frac{\tau_H}{2T_p} [4, 7],$$

где $E_c(L)$, $E_c(0)$ — напряженности поля усиленной загравочной стоксовых волн, g — коэффициент усиления ВРМБ, I_H — интенсивность накачки, T_p — время релаксации гиперзвука.

Спектральные зависимости $M(\Omega)$ и напряженности поля усиленной стоксовой волны $E_c(\Omega)$ определяются следующими выражениями:

$$M(\Omega) = \left(\sqrt{(1 + i\Omega T_p)^2 + \frac{g I_H c T_p}{n}} - 1 \right) \frac{\tau_H}{2T_p}, \quad (2)$$

$$E_c(\Omega) = E_{cn}(\Omega) \exp M(\Omega), \quad (3)$$

где $E_{\text{сп}}(\Omega)$ — спектральная зависимость напряженности поля спонтанного рассеяния.

В «бегущем» режиме импульс накачки, распространяясь по среде, инициирует своим передним фронтом спонтанное рассеяние, которое затем экспоненциально усиливается. Поэтому на спектр спонтанного рассеяния, определяемого сверткой спектров гиперзвука и возбуждающего излучения, будет влиять в основном крутизна переднего фронта импульса накачки. Спектр переднего фронта лазерного импульса вычислялся с помощью аппроксимации

$$I_{\text{н}}(t) \sim \exp(4t/\tau_{\text{н}}),$$

хорошо отражающей реальную форму передних фронтов используемых лазерных импульсов. Операция свертки спектра части импульса накачки, возбуждающего затравочное спонтанное излучение с лоренцевой формой спектра гиперзвуковых колебаний $1/(1 + \Omega^2 T_p^2)$ проводилась на ЭВМ.

По формулам (1)–(3) нами рассчитана зависимость длительности импульса ВРМБ от длительности импульса накачки. Следует подчеркнуть, что учет крутизны переднего фронта импульса накачки производился только при вычислении спектра спонтанного излучения. Расчет инкремента усиления $M(\Omega)$ проводился в приближении прямоугольной формы импульса накачки.

На рис. 2, а представлены нормированные на время релаксации гиперзвука T_p зависимости длительности импульса ВРМБ от длительности импульса накачки, рассчитанные по формулам (1)–(3) (кривые 1, 2). Кривая 1 получена при условии, что спектр спонтанного излучения определяется сверткой спектров гиперзвука и переднего фронта излучения накачки. Для сравнения на этом рисунке кривой 2 показана зависимость длительности импульса ВРМБ от длительности импульса накачки в случае, если спектр спонтанного излучения определяется только спектром гиперзвука $1/(1 + \Omega^2 T_p^2)$. Как следует из сравнения кривых 1 и 2, влияние крутизны переднего фронта накачки на длительность выброса ВРМБ проявляется при $\tau_{\text{н}} \leq 4T_p$, а при $\tau_{\text{н}} > 4T_p$ кривые 1 и 2 совпадают. Таким образом, крутизна переднего фронта излучения накачки при $\tau_{\text{н}} > 4T_p$ не влияет на длительность импульса ВРМБ.

Анализ уравнений для «бегущего» ВРМБ [4] показывает, что при $\tau_{\text{н}} \gg T_p$ инкремент усиления M пропорционален энергии, а спектр усиления не зависит от формы импульса накачки. Этот факт позволяет при $\tau_{\text{н}} \gg T_p$ наиболее корректно сравнить экспериментальные результаты с теоретическими расчетами, полученными для прямоугольного импульса накачки (формулы (1)–(3)), и на основании этого оценить время релаксации гиперзвука T_p . Оценка времени релаксации гиперзвука проводилась нами при $\tau_{\text{н}} = 1000$ нс, что существенно превышает значение $T_p \approx 10$ нс для плавного кварца [8]. Экспериментально измеренная в результате усреднения по нескольким реализациям при $\tau_{\text{н}} = 1000$ нс ($\lambda_{\text{н}} = 1.06$ мкм) длительность флуктуационных выбросов равна $\tau_{\text{в}} = 41 \pm 4$ нс. Оценка времени релаксации гиперзвука на основании вышеизложенного дает величину $T_p = 8 \pm 1$ нс, что хорошо согласуется с литературными данными [8].

На рис. 2, а отмечены результаты экспериментальных измерений средней длительности выбросов ВРМБ при $\tau_{\text{н}} = 5, 13, 20$ и 90 гс на $\lambda_{\text{н}} = 1.06$ мкм, величина которых равняется $\tau_{\text{в}} = 2, 8.5, 13$ и 29 нс соответственно. Несколько заниженное значение вычисленных по формулам (1)–(3) величин $\tau_{\text{в}}$ по сравнению с экспериментальным связано, по-видимому, с непрямоугольностью формы лазерного импульса. Следует отметить, что для длительности $\tau_{\text{н}} = 5$ нс ($0.625 T_p$), при которой линия усиления существенно шире линии спонтанного рассеяния и длительность импульса ВРМБ определяется главным образом шириной спонтанного спектра, наблюдается хорошее согласие расчетного и экспериментального значений $\tau_{\text{в}}$.

Отклонение огибающей лазерного импульса от прямоугольной формы затрудняет сравнение эксперимента с теорией, развитой для прямоугольного импульса накачки. Реальный нескачкообразный закон изменения интенсивности $I_{\text{н}}(t)$ вносит неопределенность в выбор уровня интенсивности, по которому определяется длительность лазерного импульса, и в сопоставление этой длительности с теоретическим значением $\tau_{\text{н}}$. Как видно из рис. 2, б, при выборе

значения длительности лазерного импульса $\tau = 2\tau_n$ экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую кривую.

На рис. 3 показана осциллограмма «бегущего» ВРМБ при $\tau_n = 15$ нс ($\lambda_n = 0.53$ мкм). Усредненное по нескольким реализациям значение длительности выбросов ВРМБ равняется $\tau_n = 5.5$ нс. Как известно, при комнатной температуре время релаксации гиперзвука T_p зависит от λ_n по квадратичному закону [9], полученному нами на $\lambda_n = 1.06$ мкм значению $T_p = 8$ нс при длине волны излучения $\lambda_n = 0.53$ мкм соответственно $T_p(0.53 \text{ мкм}) = 2$ нс. Результат экспериментальных измерений нормированной на T_p длительности выброса ВРМБ τ_n отложен на графике (рис. 2, а) и отмечен кружком. Данная точка не выпадает из экспериментальной зависимости τ_n от τ_n при $\lambda_n = 1.06$ мкм, нормированной на T_p и нанесенной на том же графике. При $\tau = 2\tau_n$ значение длительности флук-

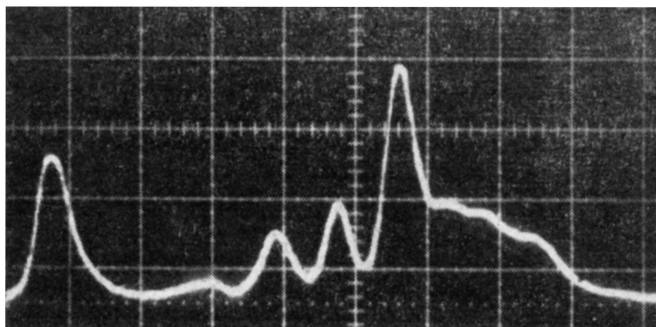


Рис. 3. Осциллограмма ВРМБ в «бегущем» режиме ($\lambda_n = 0.53$ мкм) в одномодовом световоде длиной 200 м при $\tau_n = 15$ нс. Масштаб — 10 нс/дел.

туационного выброса ВРМБ в «бегущем» режиме при $\lambda_n = 0.53$ мкм, как и на длине волны излучения 1.06 мкм, хорошо ложится на теоретическую зависимость (рис. 2, б).

Хорошее совпадение вышеприведенных экспериментальных и теоретических результатов свидетельствует о том, что длительность флуктуационных выбросов интенсивности ВРМБ в «бегущем» режиме непосредственно связана с шириной спектра излучения ВРМБ.

Как уже отмечалось выше, в «бегущем» режиме импульс накачки, практически не ослабляясь, распространяется по среде, что должно приводить к отклику ВРМБ со всей длины взаимодействия и длительности стоксова сигнала $\tau_c = 2Ln/c$. Однако, как видно из рис. 1, а—в, с уменьшением длительности импульса накачки длительность временного отклика «бегущего» ВРМБ также уменьшается. Если при $\tau_n = 90$ нс ($\lambda_n = 1.06$ мкм) длительность ВРМБ сигнала определяется длиной световода и равняется $\tau_c = 2$ мкс, то при $\tau_n = 13$ нс длительность $\tau_c \approx 150$ нс. При длительности импульса накачки $\tau_n = 5$ нс длительность сигнала ВРМБ уменьшается до $\tau_c \approx 20$ нс. К уменьшению длительности отклика ВРМБ в «бегущем» режиме приводит, по всей видимости, явление фазовой самомодуляции излучения накачки, обусловленное нелинейной зависимостью показателя преломления от интенсивности. Распространяясь по световоду, излучение накачки приобретает дополнительный набег фазы

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_n} n_2 I_n(t) L.$$

При этом происходит уширение спектра излучения на величину

$$\delta\omega = \frac{\partial\delta\varphi}{\partial t} = -\frac{2\pi}{\lambda_n} n_2 \frac{\partial I_n(t)}{\partial t} L. \quad (4)$$

Уширение спектра излучения накачки до величины, сравнимой с шириной спектра ВРМБ, приводит к снижению коэффициента усиления и срыву генера-

ции вынужденного рассеяния. При уменьшении длительности импульса накачки вследствие нестационарности усиления и уменьшения длины взаимодействия, связанной с длительностью излучения накачки возрастает величина пороговой мощности ВРМБ. При укорочении импульса к тому же крутизна фронтов также увеличивается. Отсюда, как видно из (4), уширение спектра импульса накачки вследствие фазовой самомодуляции, необходимое для срыва генерации ВРМБ при меньших τ_n , происходит на меньшей длине световода L , что и подтверждается экспериментально.

Литература

- [1] Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А., Шилов А. А. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 11, с. 668—672.
- [2] Васильев М. В., Гюламерян А. Л., Мамеев А. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 11, с. 673—677.
- [3] Басов Н. Г., Зубарев И. Г., Миронов А. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 11, с. 685—689.
- [4] Бененсон Э. М., Бункин Ф. В., Власов Д. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, № 4, с. 164—167.
- [5] Басиев Т. Т., Дуанов Е. М., Карасик А. Я. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, № 3, с. 85—87.
- [6] Smith R. G. Appl. Opt., 1972, v. 11, N 11, p. 2489—2494.
- [7] Пасманик Г. А. Препринт ИРЭАН, № 36/408. М., 1984, с. 77.
- [8] Heiman D., Hamilton D. S., Hellwarth R. W. Phys. Rev. B., 1979, v. 19, N 12, p. 6583—6592.
- [9] Pelous J., Vacher R. Solid State Comm., 1975, v. 16, N 3, p. 279—283.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
21 апреля 1986 г.