

# Спектр импульса, сжатого при ВРМБ в $\text{CCl}_4$ до наносекундных и субнаносекундных длительностей

А.И.Ерохин, С.Н.Даценко, Е.В.Логинов

*Экспериментально исследовано изменение формы спектра и стокового сдвига частоты излучения, сжатого в процессе ВРМБ, в зависимости от интенсивности падающего лазерного импульса. Показано, что при сокращении длительности импульса отраженного излучения до субнаносекундной его спектр монотонно сдвигается с увеличением интенсивности возбуждающего света, что приводит к уменьшению стокового сдвига. Затем спектр расщепляется и приобретает двугорбый вид, что объясняется наличием фазовой модуляции вблизи ВРМБ резонанса.*

**Ключевые слова:** ВРМБ, сжатие импульса, структура спектра.

## 1. Введение

Вопрос о форме спектральной линии, формирующейся при ВРМБ, до сих пор остается дискуссионным [1–4]. Это обусловлено рядом причин.

Во-первых, тем, что линия ВРМБ достаточно узкая и ее форму трудно исследовать с помощью стандартных спектральных приборов, таких как интерферометр Фабри–Перо (даже в таком веществе, как  $\text{CCl}_4$ , ширина линии менее  $3 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ).

Во-вторых, в экспериментах со сфокусированными лазерными пучками [5], одномодовыми световодами [2], ВРМБ-усилителями [6] или схемами четырехволновой спектроскопии [7, 8] интенсивности лазерного излучения, необходимые для получения ВРМБ или исследования формы его линии, могут отличаться на много порядков, поэтому трудно сравнивать результаты, полученные в различных условиях.

Третьим фактором, способным привести к деформации формы спектра, может стать обратная связь [4]. Под обратной связью здесь понимается образование ВРМБ-резонаторов (см., напр., [9]), отражающими элементами которых вследствие гигантских коэффициентов усиления могут быть поверхности кювет либо просто рассеивающие пылинки.

В-четвертых, спектр ВРМБ носит отпечаток вероятностного характера этого процесса, т.е. информация о форме ВРМБ-линии, так же как и в случае ВКР, формируется за несколько импульсов [1, 10]. Поэтому во избежание аппаратного сглаживания особенностей спектра необходимо либо стабилизировать частоту возбуждающего лазерного излучения, либо регистрировать спектральное распределение в каждом импульсе, а лишь затем его интегрировать, выбирая лазерную линию в качестве репера.

Сжатие импульса в процессе ВРМБ стоит в исследованиях по ВРМБ особняком, поскольку процесс является принципиально нестационарным [11, 12]. Длительность импульса стокова излучения значительно сокращается, что в соответствии с принципом неопределенности приводит к уширению спектра, которое делает возможным исследование спектрального распределения с помощью интерферометра Фабри–Перо. Укорочение импульса исключает возможность возникновения обратной связи, не успевающей развиться за время образования импульса стокова излучения. Разночтения, связанные с использованием различных схем, а значит, и различных лазерных интенсивностей, также устраняются, т.к. для осуществления эффективного сжатия используются лазерные пучки мегаваттной мощности, сфокусированные вполне определенным образом. Остаются вопросы, связанные со статистикой, иначе говоря, с воспроизводимостью спектра стокова излучения от импульса к импульсу в режиме сжатия.

Ранее спектр импульса, сжатого в процессе ВРМБ, экспериментально регистрировался в работах [13, 14] с помощью сканирующего интерферометра. Полученные таким образом спектры усреднялись по нескольким импульсам, и авторов интересовала лишь их полуширина.

В данной работе экспериментально исследуются спектры ВРМБ в режиме сжатия импульсов различных длительностей при различных мощностях лазерной накачки, а также процессы фазовой самомодуляции, связанной с ВРМБ-нелинейностью.

## 2. Первый этап сжатия

Принципиальная оптическая схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Сжатие импульса с помощью ВРМБ до единиц наносекунд мы осуществляли двумя методами: однокюветным, с использованием ВРМБ-генератора, и двухкюветным, на основе схемы, состоящей из ВРМБ-генератора и ВРМБ-усилителя (аналогично работам [13, 15]). Усиленный до энергии 50–100 мДж импульс излучения одномодового одночастотного лазера на неодимовом стекле ( $\lambda = 1.055 \text{ мкм}$ ) с модуляцией добротности проходил сквозь оптический поляри-

А.И.Ерохин, С.Н.Даценко, Е.В.Логинов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: aerokhin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 28 сентября 2009 г., после доработки – 2 марта 2010 г.

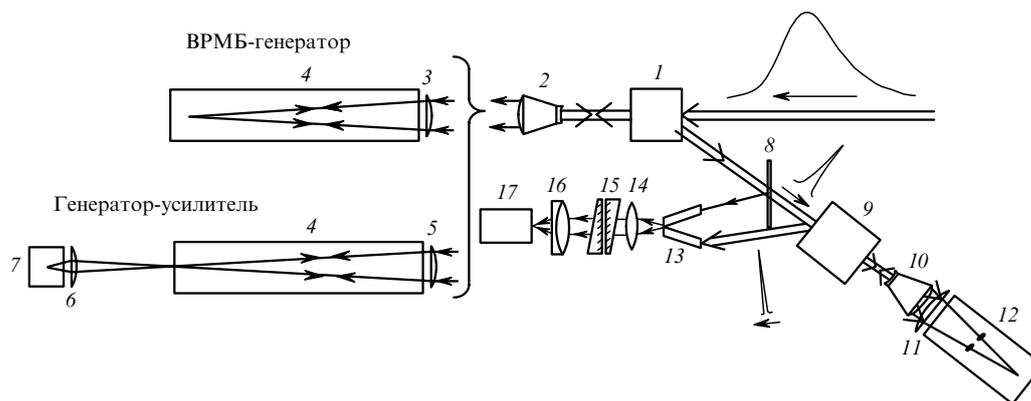


Рис.1. Принципиальная схема экспериментальной установки:

1 – оптическая развязка Фарадея на постоянных магнитах; 2 – четырехкратный коллиматор; 3, 5 – длиннофокусные линзы; 4 – двухметровая кювета первого ВРМБ-компрессора, заполненная  $\text{CCl}_4$ ; 6, 11 – фокусирующие линзы; 7 – термостатируемая кювета с гексаном; 8 – плоскопараллельная пластинка; 9 – поляризационная развязка на основе ромба Френеля; 10 – двукратный коллиматор; 12 – кювета повторного сжатия с  $\text{CCl}_4$  длиной 70 см; 13 – стеклянные световоды; 14 – отображающая линза; 15 – интерферометр Фабри – Перо; 16 – объектив; 17 – CCD-камера.

зационный изолятор Фарадея 1, магнитное поле в котором создавалось системой постоянных магнитов. Далее пучок излучения расширялся коллиматором 2 до диаметра 1.5–2 см и фокусировался длиннофокусной линзой 3 вблизи выходного торца кюветы 4 длиной  $L = 2$  м, наполненной  $\text{CCl}_4$ . В одном случае фокус находился внутри, а в другом – вне кюветы (в зависимости от выбранного метода).

Рассмотрим сначала вариант генератора, т. е. случай, когда лазерный пучок фокусировался внутри кюветы на расстоянии  $\sim 30$  см от выходного окна. Отраженный назад с обращением волнового фронта и сжатый в процессе ВРМБ импульс выводился с помощью поляризационной развязки 1. Осциллограммы падающего (рис.2,а) и сжатого (рис.2,б,в) импульсов регистрировались фотозлементом ФК-15 на осциллографе С7-19. Из рис.2 следует, что колоколообразный лазерный импульс с длительностью 25 нс по полувысоте преобразовывался в процессе сжатия в короткий импульс с субнаносекундным передним и более пологим задним фронтом. Длительность его менялась от 1.3 до 1.7 нс в зависимости от уровня накачки. Одновременно с временной формой импульса нами регистрировался и спектр отраженного излучения (по методике, описанной в [16]). Для этого пучки излучения накачки и отраженного назад при ВРМБ света порознь вводились в стеклянные световоды прямоугольного сечения 13. Световоды располагались под небольшим углом друг к другу, а их матированные выходные торцы соприкасались по одной из граней. Излучение, рассеянное торцами, собиралось линзой 14, пропускалось через интерферометр Фабри – Перо 15 с базой 15 см и отображалось объективом 16 на приемную площадку ПЗС-матрицы LCL-902С так, что спектры накачки и ВРМБ регистрировались разными частями матрицы. Динамический диапазон устройства по интенсивности превышал 200. Полученные в цифровом виде интерферограммы вводились в компьютер. Далее для определения спектра  $I(\nu_{st})$  находились центр интерферограммы и средние плотности энергии, соответствующие определенным расстояниям от центра  $I(r)$ , затем аргумент приводился к линейной зависимости от частоты стоксова сдвига  $I(r^2)$ . После этого осуществлялись сдвиг аргумента на значение, соответствующее одному из максимумов распределения накачки, и его нормировка.

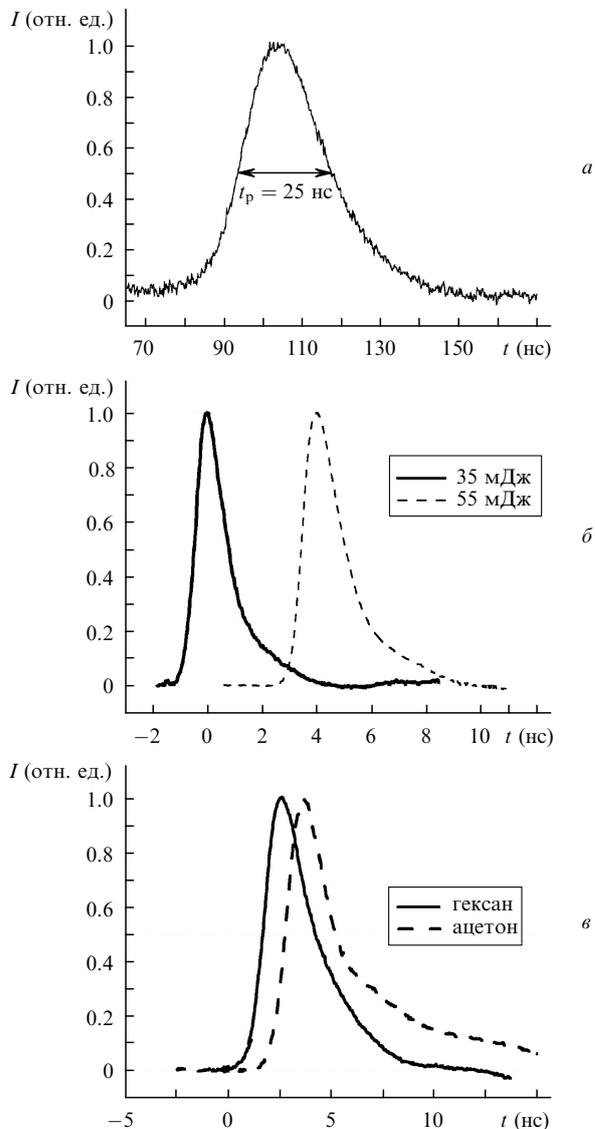


Рис.2. Осциллограммы импульса падающего излучения (а) и импульса, сжатого в процесс ВРМБ на начальном этапе излучения (б, в) в случае генерации при разных уровнях превышения накачки над порогом и  $W = 5$  и  $55$  мДж (б) и при усилении затравочных сигналов, генерируемых в гексане (сплошная кривая) или ацетоне (штриховая кривая) со стоксовым сдвигом 2860 и 2990 МГц соответственно (в).

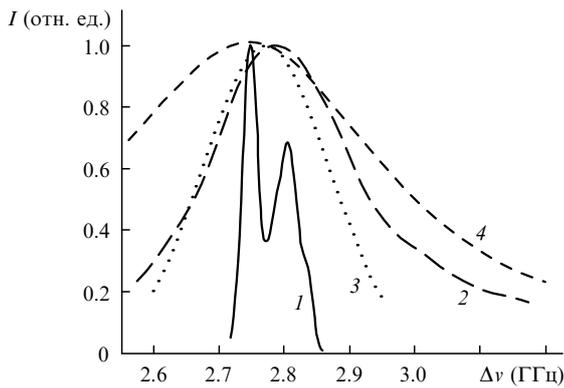


Рис.3. Спектральные характеристики стокова излучения, проявившиеся на первом этапе сжатия импульса, полученного в режиме генерации; 1 – вероятность положения максимума спектрального распределения; 2 – спектральное распределение стокова излучения, усредненного за 50 импульсов; 3 – модель спектра, учитывающая лишь амплитудную модуляцию сигнала; 4 – спектр линии спонтанного рассеяния в CCl<sub>4</sub>.

Результаты обработки экспериментальных данных представлены на рис.3. Форма спектра стокова излучения воспроизводилась от импульса к импульсу, и лишь положение максимума распределения менялось в диапазоне  $\sim 100$  МГц. Плотность вероятности нахождения максимума спектра в данном спектральном диапазоне, определенная по 50 измерениям, представлена кривой 1. Она имеет двугорбый вид, а ее пики соответствуют компонентам тонкой структуры ВРМБ, полученным в CCl<sub>4</sub> в совершенно других экспериментальных условиях [1]. Если рассмотреть спектр стокова излучения даже в единичном импульсе, то тонкой структуры мы не обнаружим; отсутствует она и в усредненном спектре (см. кривую 2). На наш взгляд, это можно объяснить следующим образом. По-видимому, уже на начальном этапе частота мощного гиперзвука, генерируемого вблизи фокуса, с большой вероятностью относится к одной из линий дублета, обнаруженного в [1]. На этапе сжатия импульса, который занимает подавляющую часть области взаимодействия, исходно узкополосный стоков сигнал, имеющий соответствующий сдвиг частоты, сжимается во времени, оставаясь фурье-ограниченным. Спектральное распределение такого сигнала дается выражением  $I(\omega) \propto \left| \int \sqrt{I(t)} \exp(i\omega t) dt \right|^2$ , а максимум соответствует частоте узкополосной затравки. Кривая 3 получена из этого выражения с учетом временной формы сжатого импульса  $I(t)$ . Сопоставление этой кривой с интегральным спектром 2 показывает, что имеет место и незначительная фазовая модуляция, уширяющая спектр в стокову сторону. Оценки величины фазовой модуляции можно получить из выражения для амплитуды поля, экспоненциально усиливаемого с инкрементом  $gI(t)L$  вблизи резонансной линии с относительной отстройкой от резонанса на величину  $\delta = (\Omega_S - \Omega_{MB})/\Gamma$  ( $g$ ,  $\Omega_S$ ,  $\Omega_{MB}$ ,  $\Gamma$  – коэффициент усиления, стоков сдвиг, резонансная частота Мандельштама – Бриллюэна (МБ) и полуширина линии соответственно):

$$e_S(\delta) \propto \exp \frac{gIL}{1 - i\delta}. \quad (1)$$

Полагая, что  $I(t)$  имеет гладкий колоколообразный вид с характерным временем  $t_p$ , оценим уширение спектра линии из выражения

$$\Delta\omega_S \propto \frac{gIL}{t_p} \frac{\delta}{1 + \delta^2}.$$

Такая оценка дает уширение  $\sim 100$  МГц при  $gIL = 25$ ,  $\delta \sim 0.5$  и  $t_p \sim 12$  нс.

Спектр импульса, сжатого в процессе ВРМБ, на данном этапе сжатия (от 30 до 2 нс) заключен внутри линии спонтанного рассеяния 4, взятой из работы [7]. Этот спектр, регистрируемый в каждом импульсе, содержит информацию о структуре, характерной для стационарного ВРМБ, а по форме лишь незначительно отличается от спектра Фурье ограниченного импульса.

Известно (см., напр., [17]), что ВРМБ-сжатие импульсов в режиме генератора характеризуется заметными флуктуациями энергии сжатого импульса. Это, как нам кажется, в большей степени связано с нестабильностью стокового сдвига частоты. Чтобы сделать процесс ВРМБ-сжатия импульса более стабильным, мы использовали двухкюветную схему сжатия (см. рис.1). Идентичная схема была предложена для обращения волнового фронта мощных лазерных импульсов [6], а в дальнейшем использовалась в работе [15] и для сжатия импульсов. В такой схеме могут использоваться кюветы с одинаковым веществом. В нашем случае кюветы генератора заполнялись веществами, стоковы сдвиги которых были близки к резонансной частоте усилителя. В тех случаях, когда рабочим веществом являлся гексан или ацетон, длительность сжатого импульса была практически одинаковой (рис.2,б) и составляла  $\sim 2.5$  нс по полувысоте. Как видно из этого рисунка, в одном из случаев имело место затягивание хвоста импульса, которое можно объяснить наличием поглощения излучения в ацетоне  $\sim 0.05$  см<sup>-1</sup>. В дальнейшем в качестве генератора мы использовали кювету с гексаном, помещенную в термостат. Температура термостата увеличивалась от 15 до 35 °С, при этом стоков сдвиг затравочного сигнала менялся так, что мы могли выбрать для работы любой участок центральной части спектра ВРМБ-усилителя, заполненного CCl<sub>4</sub> и находящегося при комнатной температуре ( $20 \pm 1$  °С).

На рис.4 представлена зависимость коэффициента усиления  $R_{\text{comp}}$  от частоты затравочного стокова сигнала, поступающего из кюветы с гексаном. Определим  $R_{\text{comp}}$  как пиковую мощность импульса при ВРМБ-сжатии, нормированную на пиковую мощность импульса накачки. В наших экспериментах эта величина заметно больше единицы. Видно, что эффективная и устойчивая

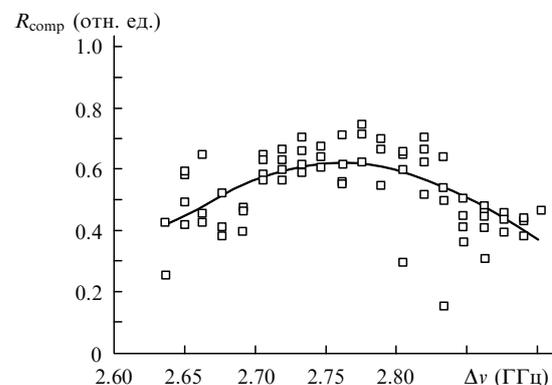


Рис.4. Зависимость эффективности ВРМБ-преобразования на первом этапе сжатия импульса от частоты затравочного излучения; квадраты – эксперимент, кривая – аппроксимация гауссовым распределением.

работа ВРМБ-компрессора осуществляется в диапазоне частот затравочной стоксовой волны 2.7–2.8 ГГц. В эксперименте это соответствует температуре гексана  $25 \pm 3$  °С, при которой и проводились все дальнейшие опыты.

### 3. Повторное сжатие импульса

Для преобразования энергии мощного лазерного импульса длительностью несколько десятков наносекунд в субнаносекундный диапазон необходимо двукратное ВРМБ-сжатие. Это обусловлено рядом причин. Во-первых, эффективное преобразование энергии в стоксову волну происходит лишь при коэффициентах сжатия не более 10. Во-вторых, мощность, необходимая для генерации ВРМБ, экспоненциально растет в тех случаях, когда длительность импульса накачки приближается к  $\tau = 1/\Gamma$  [18] и начинают играть роль конкурирующие процессы типа ВКР [19]. Поэтому для получения импульса длительностью меньше  $\tau$  мы первоначально сжали его до длительности в несколько  $\tau$ , а затем осуществили повторное сжатие.

Оптическая схема второго этапа сжатия представлена в правой части рис.1. Стабилизированный по частоте и интенсивности лазерный импульс, сжатый до  $\sim 2.5$  нс в двухкюветной схеме, выводился при обратном проходе через фарадеевскую развязку 1. Далее импульс проходил через дельтаевскую пластинку 8 и поляризационную развязку на основе ромба Френеля 9. После этого пучок, осуществляющий накачку, расширялся коллиматором 10 до диаметра  $\sim 1$  см и фокусировался в дальнюю от входного окна часть 70-сантиметровой кюветы, также заполненной  $\text{CCl}_4$ . Отраженное назад сжатое стоксово излучение отклонялось поляризационной развязкой 9 в систему регистрации спектра и временной формы. Последняя регистрировалась с помощью осциллографа С7-19 приемником ФК-15. Осциллограммы сжатых импульсов показаны на рис.5, а, б. На рис.5, в для сравнения представлена аппаратная функция приемника, полученная с помощью лазерного импульса субпикосекундной длительности. Оценку длительности сжатого импульса можно получить, считая, что квадрат длительности на осциллограмме по попу высоте складывается из суммы квадратов длительности самого импульса и ширины аппаратной функции. Эта оценка строго справедлива лишь для импульсов гауссовой формы, но дает удовлетворительные результаты и для других гладких импульсов. Руководствуясь такими соображениями, получим, что на рис.5, а длительность сжатого импульса  $t_p = 400 \pm 50$  пс. В случае же, когда интенсивность накачки в несколько раз превышала порог ВРМБ, длительность сжатого импульса (рис.5, б) была менее 300 пс, и описанный выше метод учета аппаратной функции оказался неприменимым, т. к. ошибки определения  $t_p$  были сравнимы с результатом. Нижняя оценка значения  $t_p$  (рис.5, б) была получена в предположении о спектральной ограниченности импульса (в соответствии с методикой, описанной в работе [13]) и составила 250–300 пс.

Спектральные распределения излучения накачки и стоксова сигнала (рис.6) были получены на интерферометре Фабри–Перо с базой 7.5 см, поэтому спектр ВРМБ в  $\text{CCl}_4$  (где  $\Delta\nu \sim 2.75$  ГГц) наблюдался при двукратном перекрытии порядков. Однако поскольку поля стоксова сигнала (верхняя часть спектрограмм) и накачки (нижняя часть) разделены, то это перекрытие существенно не вли-

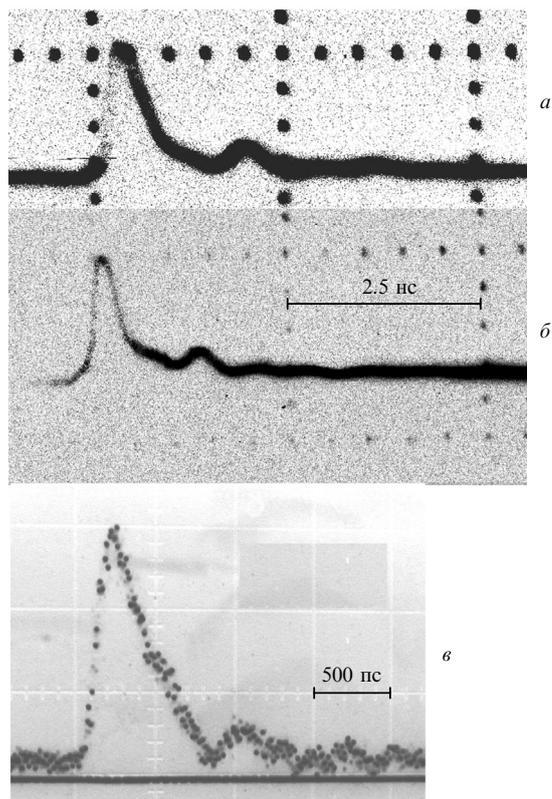


Рис.5. Осциллограммы импульсов, сжатых с помощью ВРМБ до субнаносекундных длительностей, при уровнях накачки, в 1.5–2 раза (а) и в пять раз (б) превышающих порог генерации; в – аппаратная функция регистрирующего фотодиода ФК-15.

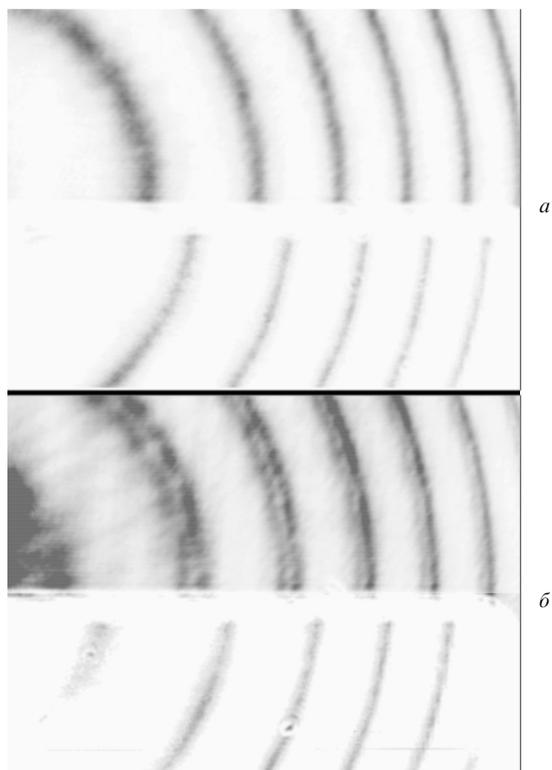


Рис.6. Спектры стоксова излучения, сжатого до субнаносекундной длительности, вблизи порога генерации (а) и при пятикратном превышении порога (б). Верхняя часть спектрограмм соответствует стоксову излучению, нижняя – накачке.

яло на качество регистрируемых спектров. Вблизи порога наблюдения ВРМБ (рис.6,*а*) спектр сжатого света имел колоколообразный вид. При большом превышении уровня накачки над порогом спектр стокового излучения сильно уширялся и становился двугорбым (рис.6,*б*).

Рост накачки от порогового значения до уровня, более чем в восемь раз его превышающего, позволил проследить тенденцию изменения спектра излучения, сжатого до субнаносекундной длительности. Для наглядности пиковое значение спектрального распределения в каждом случае было нормировано на единицу. Массив полученных таким образом значений спектра был представлен в виде трехмерного графика, третьей координатой которого являлась энергия накачки  $W$ . Представленные спектральной зависимости массива экспериментальных точек  $I(\Delta\nu, W)$ , изображенное на рис.7, осуществлялось пакетом MatLab. Не следует удивляться тому, что энергия накачки, отложенная по одной из осей, не превышает 20 мДж, т. к. необходимо помнить, что длительность импульсов накачки составляет  $\sim 2.5$  нс, а интенсивность в фокусе линзы при этих значениях энергии близка к интенсивности, при которой происходит оптический пробой в жидкости. На рис.7 (в силу усреднений, производимых программой MatLab) показана лишь общая тенденция изменения спектра ВРМБ в нестационарном случае до почти десятикратного превышения над порогом. Опишем эти экспериментальные результаты более подробно.

Вблизи порога спектр стокового излучения имеет гауссову форму с полушириной  $335 \pm 10$  МГц. Это заведомо больше стационарного значения, оцениваемого как  $\Delta\nu_{sp}/\sqrt{G} \sim 100$  МГц (для  $G = gIL \sim 25$ ), где  $\Delta\nu_{sp}$  – ширина спонтанной МБ-линии на полувисоте, а  $G$  – инкремент усиления. Следует отметить, что положение максимума спектра при одинаковых интенсивностях накачки является стабильным с точностью до 20 МГц, т. е. из спонтанных шумов развивается лишь излучение, спектр которого находится вблизи центра ВРМБ-резонанса. При увеличении интенсивности накачки до трехкратного превышения над порогом наблюдается монотонное смещение максимума стоковой линии в антистоксову сторону примерно на 150 МГц, при этом форма линии остается гауссовой.

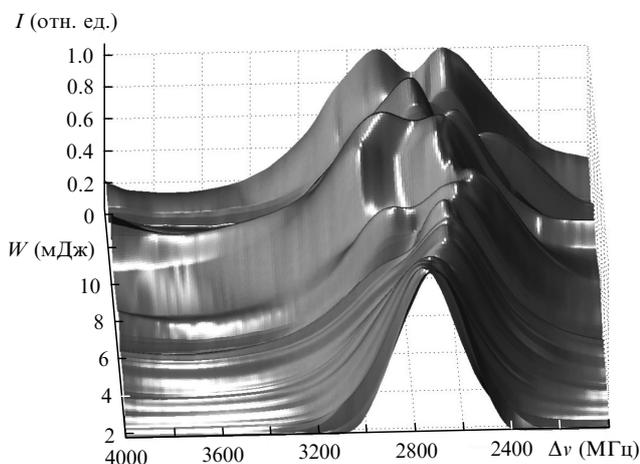


Рис.7. Спектральное распределение интенсивности стокового излучения субнаносекундной длительности  $I(\Delta\nu, W)$ , нормированное на единицу, и его зависимость от энергии накачки длительностью 2.5 нс.

В том случае, когда порог превышен в 3–3.5 раза, спектр ВРМБ неоднозначен по положению максимума и далек от гауссова по форме. Если максимум спектра сдвинут от ВРМБ-резонанса (что чаще всего и происходит), то в направлении к резонансу наблюдается пологое крыло линии, имеющее слабо выраженный максимум в тех случаях, когда это крыло достаточно интенсивное. При четырех-восьмикратном превышении порога спектр ВРМБ устойчиво имеет вид дублета. Расстояние между максимумами дублета остается постоянным ( $300 \pm 20$  МГц), а полуширина всей линии составляет  $\sim 800$  МГц, т. е. заметно превышает ширину линии спонтанного МБ-рассеяния ( $\sim 530$  МГц). Максимумы дублета расположены по разные стороны от центра линии. Положение максимумов меняется на 100–150 МГц, т. е. если регистрировать спектр ВРМБ интегрально (за несколько импульсов), то дублет в спектре не проявится (видимо, это имеет место в работе [14]). Следует обратить внимание на то, что наблюдаемый нами дублет состоит из широких линий и не содержит узкополосных составляющих, которые свидетельствовали бы о наличии пусть не очень интенсивного, но протяженного во времени хвоста стокового импульса.

#### 4. Обсуждение результатов. Выводы

Интегральные по времени измерения спектра стокового излучения при ВРМБ-сжатии лазерного импульса от 25 до 1.5–2.5 нс показали, что на этом этапе спектр ВРМБ является гладким, амплитудно-модулированным и спектрально-ограниченным. Максимум спектрального распределения в каждой реализации находится на той собственной частоте стокового сдвига, с которой зарождается процесс ВРМБ-сжатия. Статистика положения максимумов совпадает со структурой спектра ВРМБ, обнаруженной нами ранее.

Таким образом, экспериментально определено, что фазовая модуляция при ВРМБ-сжатии импульса спектрально не проявляется до тех пор, пока длительность стокового импульса меньше времени жизни гиперзвуковых фононов ( $t_p > \tau$ ). Это объясняется тем, что усиление стокового излучения будет практически однородно по частоте вблизи пика МБ-линии.

На следующем этапе сжатия (с 2.5 до 0.5–0.3 нс) излучение претерпевает фазовую модуляцию. Это проявляется сначала в уменьшении стокового сдвига вблизи порога наблюдения ВРМБ. При росте интенсивности накачки спектр становится неустойчивым, уширяясь в направлении МБ-резонанса в виде крыла. Дальнейшее повышение интенсивности накачки приводит к стабилизации спектра, он становится двугорбым, симметричным относительно положения ВРМБ-резонанса исследуемой жидкости (в данном случае –  $\text{CCl}_4$ ).

При укорочении импульса до значений, меньших  $\tau$ , происходит спектральное уширение излучения, и процесс усиления становится в этом случае неоднородным по частоте. Более того, в силу несимметричности МБ-резонанса [20] наибольшее усиление будет испытывать спектральная часть стокового излучения, имеющая меньший частотный сдвиг. Следствием этого на начальном этапе станет уменьшение стокового сдвига линии. При более сильном взаимодействии большая часть энергии уже в начале импульса окажется с антистоксовой стороны от резонанса с характерным смещением на величину  $\Delta\Omega$ , которая в на-

шем случае (см. рис.7) составляет  $\sim 2\pi \cdot 150$  МГц. В этом случае за время  $t$ , такое, что  $t\Delta\Omega \sim \pi$ , произойдет фазовый сдвиг акустической волны, приводящий к ее подавлению, а следовательно, произойдет подавление антистоксовой части линии и одновременная генерация ее стоксовой части, сопровождающаяся насыщением накачки. При многократном превышении порога ВРМБ процесс может повторяться.

Асимметрия МБ-линии зависит от отношения ее полуширины к величине стоксова сдвига. Это отношение (для  $\text{CCl}_4$  оно составляет  $\sim 0.1$ ) определяет динамику фазовой модуляции. Величина расщепления должна быть соизмерима с шириной линии, что и наблюдается в эксперименте. Настоящие исследования свойств фазовой модуляции при ВРМБ-компрессии могут служить основой для выбора теоретической модели процесса, количественное же описание явления фазовой модуляции при ВРМБ является самостоятельной задачей и будет осуществлено в другой работе.

Авторы выражают признательность Ю.В.Митягину за предоставление элементов регистрирующей техники, а также В.И.Ерохиной и А.В.Масалову за поддержку данной работы.

1. Ерохин А.И., Олейников В.В., Путилин А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **61**, 873 (1995).
2. Kovalev V.I., Harrison R.G. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1879 (2000).
3. Stéprien L., Randoux S., Zemmouri J. *Phys. Rev. A*, **65**, 053812-1 (2002).
4. Ерохин А.И., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г. и др. *Квантовая электроника*, **26**, 144 (1999).
5. Dane C. B., Hackel L.A., in 'Phase Conjugate Laser Optics' (New York: John Wiley and Sons, 2004, Chap. 5).
6. Basov N., Zubarev I. *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 261 (1979).
7. Ерохин А.И., Ковалев В.И., Файзуллоев Ф.С. *Квантовая электроника*, **13**, 1328 (1986).
8. Faris G.W., Dyer, M. J., Hickman A.P. *Opt. Lett.*, **17**, 1049 (1992).
9. Одинцов В.И., Рогачева Л.Ф. *Письма в ЖЭТФ*, **36**, 281 (1982).
10. Mc Person D.S., Swanson R.S., Carlsten J.I. *Phys. Rev. A*, **32**, 3487 (1989).
11. Hon D.T. *Opt. Lett.*, **5**, 516 (1980).
12. Горбунов В.А., Иванов В.Б., Паперный С.Б. и др. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **48**, 1580 (1984).
13. Schiemann S., Hogervorst W., Ubachs W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 407 (1998).
14. Kmetik V., Yoshida H., Fujita H., et. al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3889**, 818 (2000).
15. Dane C.B., Newman W.A., Hackel L.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1907 (1994).
16. Рагульский В.В. *Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света* (М.: Наука, 1990).
17. Velchev I., Ubachs W. *Phys. Rev. A*, **71**, 043810 (2005).
18. Hagenlocker E.E., Minck R.W., Rado W.G. *Phys. Rev.*, **154**, 226 (1967).
19. Бузялис Р.Р., Гирдаускас В.В., Дементьев А.С. и др. *Квантовая электроника*, **14**, 2266 (1987).
20. Фабелинский И.Л. *Молекулярное рассеяние света* (М.: Наука, 1965).