

УДК 621.378.826.038.823

ТОЧНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТОКСОВЫХ СДВИГОВ В ВРМБ-АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВАХ С ПОМОЩЬЮ ПЕТЛЕВЫХ БРИЛЛЮЭНОВСКИХ ЛАЗЕРОВ, НАКАЧИВАЕМЫХ ГАУССОВЫМИ МОНОХРОМАТИЧЕСКИМИ ПУЧКАМИ

Д. А. Глазков, В. Ф. Ефимков, И. Г. Зубарев, С. И. Михайлов,
А. Р. Петрухин, В. Б. Соколов

Предложен и реализован метод определения стоксовых ВРМБ-сдвигов, основанный на скачкообразном поведении пространственной структуры генерируемого стоксова излучения при изменении длины петли в области $\Delta K_{MB}L = \pi(2n + 1)$, где ΔK_{MB} – бриллюэновский сдвиг, L – длина петли, n – целое число.

Развитие методов нелинейной оптики позволяет предложить нетрадиционные способы определения характеристик различных веществ. Так еще в [1] с помощью интерферометра с ОВФ-зеркалами нами был определен ВРМБ-сдвиг в сероуглероде на длине волны неодимового лазера $\Omega_{MB} = 0,125 \text{ см}^{-1}$ при температуре $t = 20^\circ\text{C}$, что достаточно хорошо согласуется с измерениями, проведенными методами активной лазерной спектроскопии [2]. Анализ возможностей значительного увеличения точности определения ВРМБ-сдвигов без соответствующего усложнения экспериментальной методики выявляет основные причины погрешностей подобных измерений: 1) синусоидальный характер интерференционной картины, который ввиду плавного изменения интенсивностей не позволяет с достаточной точностью определять положения максимумов (минимумов) интерференционной картины и 2) постоянное присутствие необращенной компоненты в анализируемом сигнале, величина которой произвольным образом меняется от одного лазерного импульса к другому. Уже в первой работе по исследованию петлевого ВРМБ-лазера [3] отмечался периодический характер изменения его свойств в зависимости от длины L петлевого резонатора, связанный с независимым набегом фазы в петле

из-за разности частот накачки и стоксова излучения: $\Delta\varphi = \Delta K_{MB}L$, откуда следует что характерный период $T = 2\pi/\Delta K_{MB} = 1/\Omega_{MB}$, где ΔK_{MB} – разность абсолютных величин волновых векторов накачки и стоксова сигнала, Ω_{MB} – частотный сдвиг в обратных сантиметрах, L – длина петли. Именно это обстоятельство можно использовать для определения соответствующих сдвигов в различных активных веществах, так как и характерный период $T \approx 10$ см для практически всех бриллиантово-активных жидкостей на длине волны неодимового лазера и длина петли $L \approx 0,5 - 1,5$ м являются легко измеряемыми величинами. Методика определения точного значения Ω_{MB} состоит в следующем: сначала экспериментально определяется период T по разнице между двумя соседними длинами петлевого резонатора L , соответствующими двум максимумам энергетической эффективности петлевого лазера или, что то же самое – двум максимумам качества ОВФ. Затем длина L делится на T , а результат округляется до ближайшего целого числа. Очевидно, что результат деления длины L на это число и есть уточненное значение периода T , а $\Omega_{MB} = 1/T = n/L$, где n – определенное выше число периодов. В [4] нами было проделано исследование подобного ВРМБ-лазера, причем было показано, что в излучении лазера наряду с центральной основной модой могут наблюдаться повернутые, наличие которых затрудняет точное определение характерного периода, а значит сдвига Ω_{MB} . В данной работе предложена и реализована методика измерения, позволяющая проводить подобные исследования с прецизионной точностью.

Как уже указывалось выше, наличие конкуренции между основной и повернутыми модами в петлевом ВРМБ-лазере затрудняет точное определение величины T . Поэтому в отличие от [4] эксперименты проводились при длинах резонатора $L \sim 1,5$ м, а в качестве накачки использовался пучок, близкий к гауссовому с характерным размером $d \sim 2$ мм. Поперечный размер пучка накачки определяет размеры характерной апертурной диафрагмы. Число Френеля при этом ~ 1 , дифракционные потери для повернутых мод велики и они не наблюдаются. На рис. 1 приведена блок-схема эксперимента. Линейно поляризованный одночастотный ($\Delta\nu \leq 10^{-3}$ см⁻¹) пучок накачки, сформированный обратным телескопом и мягкой диафрагмой 2, вводился через поляризатор 3 и пластинку $\lambda/4$ в активный объем 5, который был термостатирован с точностью до 0,1°С. Петлевая схема замыкалась зеркалами 6. Угол схождения пучков накачки во всех экспериментах не превышал 10^{-2} рад. Для обеспечения неизменности геометрии экспериментов при изменении длины петли L , изменение длины производилось путем одновременного перемещения зеркал 6 в разные стороны на одну и ту же величину. Излучение генерации после обратного прохождения пластинки $\lambda/4$ выводилось из схемы поляризатором 3. В

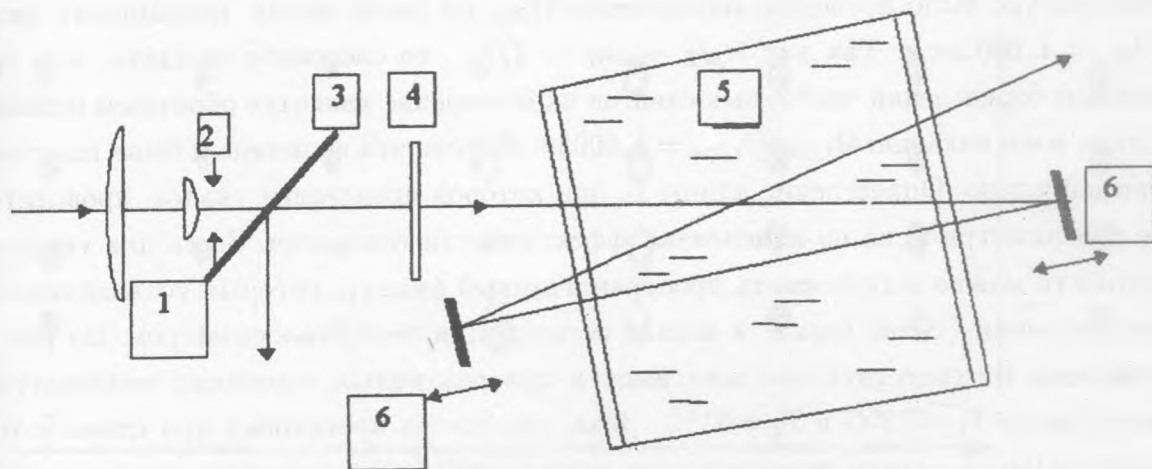


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – обратный телескоп, 2 – мягкая диафрагма, 3 – отражательный полярiseur, 4 – пластинка $\lambda/4$, 5 – кювета с активной жидкостью, 6 – зеркала с $R = 100\%$.

процессе экспериментов контролировались временные и энергетические характеристики падающих, прошедших и отраженных пучков, а также ближние зоны накачки и генерируемого излучения. На рис. 2 представлены фотографии поперечных распределений отраженных пучков, сделанные в точке, сопряженной с апертурной диафрагмой пучка накачки при различных длинах петли L . Активным веществом в данном случае служил сероуглерод. Хорошо видно, что при выполнении условия $\Delta K_{MB}L = 2\pi n$ структура отраженного поля наилучшим образом походит на накачку, затем при увеличении L размеры пучка уменьшаются. При $\Delta K_{MB}L = \pi(2n + 1)$ поперечные размеры пучка скачкообразно увеличиваются. Характерная неточность определения длины L , при которой происходит скачок, составляет величину ~ 3 мм при длине $L \sim 1,5$ м. На рис. 3 в качестве иллюстрации метода приведена зависимость поперечных размеров стока пучка от длины L . Ноль отсчета здесь совпадает с точкой перескока. Именно небольшая погрешность в определении положения скачка и позволяет в данном случае находить величину бриллюэновского сдвига с большой точностью: $\Omega_{MB} = \frac{(2n+1)}{2L} \left(1 + \frac{\Delta L}{L}\right)$, где n – число периодов, определяемое упомянутым выше способом, L – длина петли, при которой происходит скачок, а ΔL – погрешность определения места скачка. При 20°C на длине волны накачки $\lambda_H = 1,064$ мкм в сероуглероде согласно нашим измерениям величина $\Omega_{MB} = 0,12537$ см $^{-1}$ или 3761 МГц. Для проверки точности метода при той

же температуре было проведено определение Ω_{MB} на длине волны неодимового лазера с $\lambda_H = 1,060$ мкм. Так как $\Omega_{MB} \sim \omega_H \sim 1/\lambda_H$, то следовало ожидать, что при правильном определении частотных сдвигов их отношение является обратным отношением длин волн накачки: $\Omega_{1,060}/\Omega_{1,064} = 1,00038$. Именно эта величина и была получена экспериментально. Определение длины L , при которой происходит скачок, проводится также калориметрически по изменению эффективности генерации. Здесь для увеличения точности можно использовать пространственный фильтр, который устанавливается в направлении "точно назад" в канале регистрации перед калориметром. На рис. 3 представлены соответствующие зависимости при различных значениях температуры активной среды $T_1 = 19^\circ\text{C}$ и $T_2 = 21^\circ\text{C}$. Зная, что скачок происходит при одном и том же значении $\Omega_{MB}L$, можно легко получить выражение для изменения частотного сдвига в зависимости от температуры: $\Delta\Omega_{MB} = -\frac{\Omega_{MB}\Delta L}{L} \Delta T$. Здесь $\Delta\Omega_{MB}$ – величина изменения частотного сдвига, ΔL – изменение длины петли, при которой происходит скачок, ΔT – изменение температуры. Используя данное выражение и результаты экспериментов, имеем: $\frac{d\Omega_{MB}}{dT} = -(10,15 \pm 0,3)$ МГц/град при $T = 20^\circ\text{C}$ для сероуглерода на длине волны накачки $\lambda_H = 1,064$ мкм. Аналогичные измерения были проведены и для другой жидкости – $TiCl_4$. Полученные при этом данные и их сравнение с литературными приведены в таблице.

Т а б л и ц а

Вещество	Температура	Ω_{MB} , МГц	$\frac{\partial\Omega_{MB}}{\partial T}$, МГц/град	Ω_{MB} , МГц Данные [2]	$\frac{\partial\Omega_{MB}}{\partial T}$ Данные [2]
CS_2	20°C	3761 ± 5	$-10,15 \pm 0,3$	3761 ± 3	$-9,9 \pm 0,2$
$TiCl_4$	20°C	3065 ± 5	$-13,80 \pm 0,3$	3070 ± 10	–

Как продемонстрировано на рис. 2, одномодовый характер генерации при использовании длинного резонатора сохраняется при любых значениях $\Delta K_{MB}L$, однако структура моды претерпевает изменения и при $\Delta K_{MB}L = \pi(2n+1)$ имеет место скачок. Качественное объяснение этому может состоять в следующем: при $\Delta K_{MB}L = 2\pi n$ условие баланса фаз, необходимое для осуществления генерации, выполняется на центре линии ВР и $\omega_C = \omega_H - \Omega_{MB}$. Когда $\Delta K_{MB}L$ становится большим $2\pi n$ из-за увеличения длины петли, то для выполнения условия баланса фаз соответственно уменьшается ΔK . При этом частота стоксова излучения увеличивается и $\omega_C = \omega_H - \Omega_{MB} + \Delta$, где $\Delta > 0$ – отстройка линии генерации относительно бриллюэновского резонанса. При

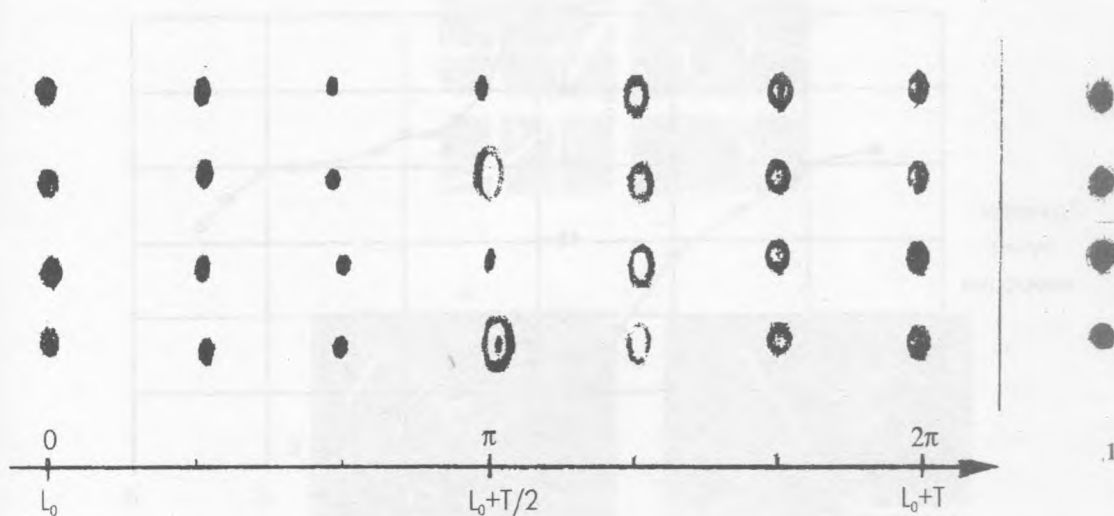


Рис. 2. Фотографии ближней зоны генерации петлевого лазера, полученные при различных длинах петли L . Начало отсчета соответствует длине, кратной периоду T . При каждом значении L проводились серии испытаний по 30 – 40 лазерных вспышек. На рисунке указаны по 2 – 3 реализации на каждой длине. Длина области перескока в точке $\pi \sim 3$ мм. 1 – ближняя зона излучения накачки.

положительной отстройке и гауссовом профиле пучка накачки нелинейная среда из-за аномальной дисперсии приобретает свойства положительной линзы, что и является причиной генерации сходящейся моды. Когда $\Delta K_{MB}L = \pi(2n + 1)$, одинаковыми добротностями обладают как мода с $\Delta > 0$, реализующая условие $\Delta KL = 2\pi n$, так и мода с $\Delta < 0$, для которой $\Delta KL = 2\pi(n + 1)$. Очевидно, что по указанным выше причинам при $\Delta < 0$ имеет место генерация расходящейся моды. Конкуренция между этими модами и является причиной перескока пространственной структуры излучения генерации. При $2\pi(n + 1) > \Delta K_{MB}L > \pi(2n + 1)$ добротность расходящейся моды больше добротности сходящейся из-за меньшей величины абсолютной расстройки и имеет место генерация расходящейся моды. Далее картина повторяется. Вид зависимости расстройки Δ от параметров петлевого лазера связан с их конкретной реализацией, но в приближении заданного поля накачки можно показать, что при достаточно общих условиях для Δ имеет место уравнение $F(\Delta)\Delta + 2\pi L\Delta \cdot c^{-1} + \Delta K_{MB}L = 2\pi n$, где $F(\Delta)$ – некоторая положительная четная функция Δ , а c – скорость света. При этом, приведенные выше рассуждения остаются справедливыми.

Очевидно, что свойства активной среды как нелинейной линзы наиболее ярко про-

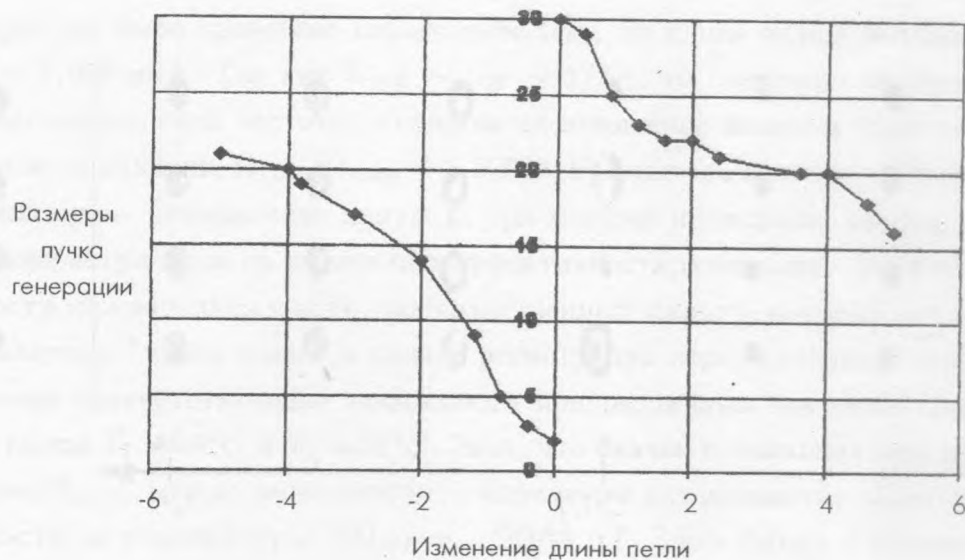


Рис. 3. Зависимость поперечных размеров стоковского пучка от длины петли. Ноль отсчета совпадает с точкой перескока. Размеры пучка указаны в десятых долях миллиметра, изменение длины – в сантиметрах.

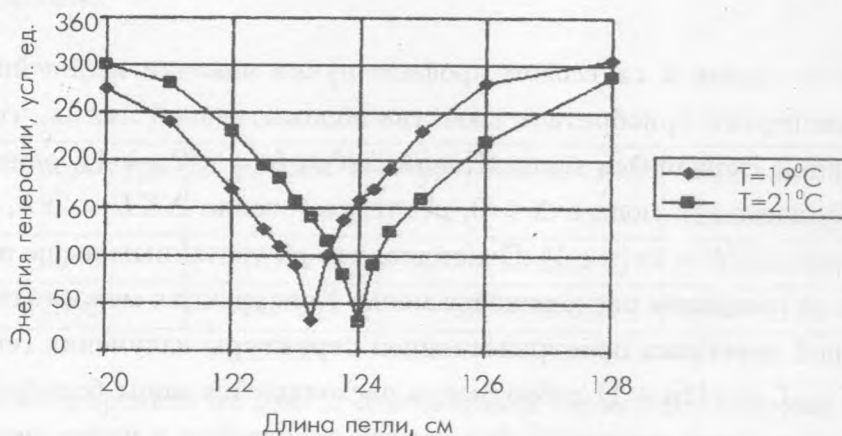


Рис. 4. Зависимости эффективности отражения "точно назад" при различных температурах сероуглерода (1) 19°C и (2) 21°C, полученные на одном периоде изменения длины петли.

являются, когда $|\Delta| \sim 1/T_2$, так как нелинейные добавки к волновому вектору стоковского излучения в этом случае максимальны. Отсюда достаточно просто получить выражение

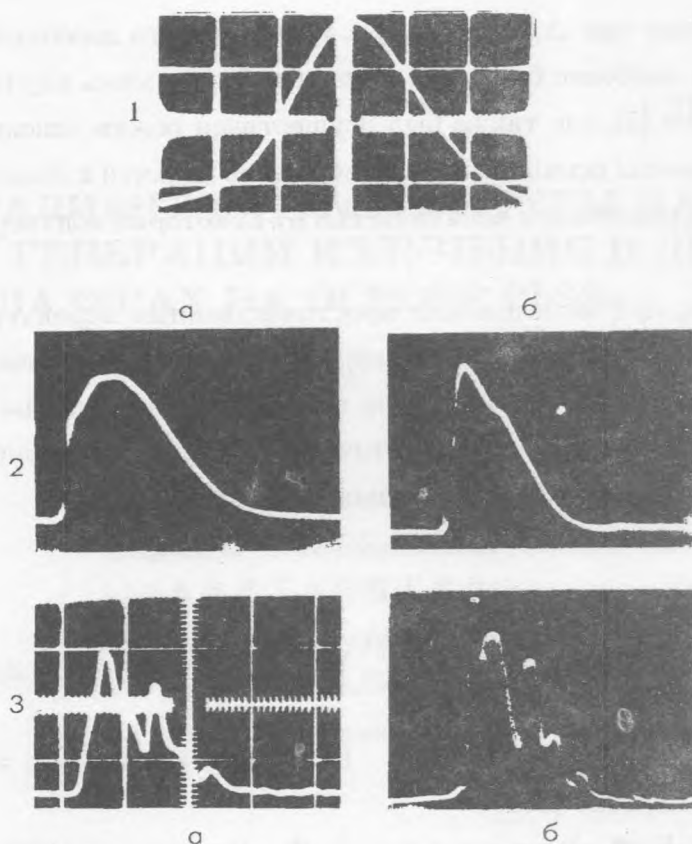


Рис. 5. Осциллограммы импульсов накачки (1) и петлевого лазера (2 и 3). 2а – активное вещество – сероуглерод, длина петли кратна периоду; 2б – активное вещество – четыреххлористый титан, длина петли кратна периоду; 3а – активное вещество – сероуглерод, длина петли соответствует точке перескока; 3б – то же, что и 3а, но для четыреххлористого титана. Цена деления – 20 нс.

для характерной длины петли, при которой данные эффекты являются хорошо наблюдаемыми: $L \leq \pi c T_2$, где c – скорость света, а T_2 – время жизни акустических фононов. Действительно, при использовании в качестве активной среды четыреххлористого титана с $T_2 \sim 2$ нс эффект перескока был гораздо менее заметен, чем в сероуглероде, где $T_2 \sim 7$ нс, и практически не виден в четыреххлористом углероде с $T_2 \sim 1$ нс. Важной особенностью реализации различных режимов работы петлевого лазера является то обстоятельство, что при $|\Delta| \neq 0$ условие баланса фаз, выполненное в приближении заданного поля накачки, может нарушиться в режиме насыщения. Это может приводить к срыву режима стационарной генерации и, как следствие этого, наблюдению временных

пульсаций излучения при $\Delta K_{MB}L \neq 2\pi n$. Отметим, что подобный режим наблюдался нами в [4], однако наиболее близкими к описываемому здесь случаю относятся результаты, полученные в [5], где также был осуществлен режим селекции повернутых мод. На рис. 5 представлены осциллограммы импульсов накачки и стоксова сигнала для различных вариантов реализации величины $\Delta K_{MB}L$, которые подтверждают высказанные соображения.

Таким образом, при исследовании пространственных характеристик петлевых лазеров найдены конфигурации резонаторов, обеспечивающие скачкообразное изменение пространственных характеристик лазера в зависимости от длины петли. Это позволило разработать и применить методику точного определения бриллюэновских сдвигов и их зависимости от температуры активных веществ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Басов Н. Г., Зубарев И. Г., Миронов А. Б. и др., ЖЭТФ, **77**, 1679 (1980).
- [2] Ерохин А. И., Ковалев В. И., Файзуллов Ф. С. Квантовая электроника, **13**, 1328 (1986).
- [3] Одинцов В. И., Рогачева Л. Ф. Письма в ЖЭТФ, **36**, 281 (1982).
- [4] Аникеев И. Ю., Глазков Д. А., Зубарев И. Г., Михайлов С. И. Квантовая электроника, **19**, 237 (1992).
- [5] Scott A. M., Whotney W. T., Dvignan M. T. J. Opt. Soc. Am. B **11**, 2079 (1994).

Поступила в редакцию 17 февраля 1997 г.