

## КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ СУБДОПЛЕРОВСКИЙ СПЕКТРОМЕТР НА ОСНОВЕ ПРОВАЛА ЛЭМБА

*Р. А. Алексеев<sup>1</sup>, И. В. Лапкин<sup>1</sup>, А. В. Лапинов<sup>1,2\*</sup>, Т. А. Хабарова<sup>1</sup>,  
Г. Ю. Голубятников<sup>1</sup>, А. Ф. Андриянов<sup>1</sup>, А. П. Шкаев<sup>1</sup>, П. М. Землянуха<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН;

<sup>2</sup> Мининский университет, г. Нижний Новгород, Россия

Описан новый субдоплеровский спектрометр миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн с газовой ячейкой увеличенного диаметра, созданный в ИПФ РАН для высокоточных лабораторных измерений параметров молекулярных переходов в интересах радиоастрономии. Благодаря использованию большего диаметра при укороченной длине ячейки, калиброванного аттенуатора для регулирования мощности излучения и синтезаторов с более низким фазовым шумом удалось устранить ряд недостатков предыдущего спектрометра и не только измерить с высокой точностью частоты переходов ряда молекул с учётом сверхтонкого расщепления, но и исследовать их сдвиги за счёт как давления, так и мощности излучения. Полученная информация о прецизионных частотах будет использована, в частности, для изучения внутренней динамики областей звездообразования, а также для поиска вариаций фундаментальных постоянных. При проектировании оптической схемы спектрометра реализован принцип частотно-независимого облучения апертуры ячейки. В качестве примеров приведены измерения с использованием провала Лэмба сверхтонкой структуры линий в молекулах  $\text{CH}_3\text{CN}$  и  $\text{HNCO}$ .

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время благодаря значительному росту чувствительности радиоастрономических приёмников точность измерения центров линий молекул в межзвёздной среде, особенно в плотных холодных ядрах тёмных облаков на дозвёздной стадии, в доплеровской шкале скоростей составляет величины менее или порядка 1 м/с, т. е. относительная точность не превосходит  $3 \cdot 10^{-9}$ . Это с неизбежностью предъявляет высокие требования к лабораторной спектроскопии, которая должна обеспечивать измерения частот переходов не с меньшей, а желательно со значительно лучшей точностью (см., в частности, примеры использования высокоточных лабораторных измерений частот для анализа внутренних движений в тёмных облаках [1, 2] и уточнения лабораторных частот других молекул исходя из радиоастрономических измерений [3]). К сожалению, при традиционной доплеровской спектроскопии характерные лабораторные ошибки измерений центров линий в диапазоне от сантиметровых до субмиллиметровых длин волн составляют от десятков до сотен кГц, а нередко и единицы МГц [4].

На сегодня существует несколько способов повышения точности измерений, одним из которых является метод нелинейной субдоплеровской спектроскопии на основе провала Лэмба. Наиболее полно основы данного метода применительно к оптике изложены в монографии [5]. Его суть заключается в формировании узких провалов на широком доплеровском контуре при двухпроходном распространении излучения, когда в результате подбора мощности зондируемого излучения и давления газа в ячейке, отвечающих за радиационное поглощение и столкновительную релаксацию соответственно, удаётся насытить линии вблизи нулевой доплеровской скорости молекул и измерить за счёт модуляции частоты переходов на порядки точнее в сравнении с доплеровской спектроскопией. Поскольку при проходе излучения вдоль ячейки во встречных направлениях на

\* lapinov@ipfran.ru

любой отстройке частоты от центра линии всегда присутствуют две независимые группы молекул, находящиеся в резонансе с излучением и сдвинутые по Доплеру в противоположных направлениях, а на центральной частоте перехода это одна и та же группа молекул, то это и формирует провал в поглощении в условиях насыщения лишь вблизи центра линии. Поскольку ширина образующихся провалов прямо пропорциональна давлению газа в ячейке, уширению линий излучением, частоте столкновений молекул со стенками, обратно пропорциональна времени пролёта молекул поперёк луча, а на форме линии сильно сказываются все возможные нелинейные эффекты от взаимодействия гармоник при модуляции, влияние стоячих волн, параметры частотной модуляции, а также фазовые шумы генератора узкополосного зондирующего излучения, то данный метод довольно трудоёмок и относительно малопопулярен несмотря на колоссальный выигрыш в точности. Кроме нашей группы, проводящей такие измерения в ИПФ РАН на протяжении ряда лет в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн [6–9], многочисленные исследования в данной области выполняются Г. Казоли и К. Пузарини в Болонском университете (Италия), которые начинаются с работы [10], где детально изложены особенности измерений на второй гармонике частоты модуляции. Полный список их работ по данной тематике насчитывает десятки публикаций. Также подобные измерения проводились при участии сотрудников ИПФ РАН в Кёльнском университете (см., например, [11] и другие публикации) и Кильском университете [12] в Германии и ряде других мест. Кроме этого, стоит отметить аналогичные исследования украинской группы, выполнявшиеся до последнего времени как в Харькове, так и в Университете Лилль-I (Франция) [8, 9, 13, 14].

В данной работе нами описан разработанный и изготовленный субдоплеровский спектрометр на основе эффекта нелинейного насыщения спектральных переходов методом провала Лэмба с использованием газовой ячейки с диаметром 400 мм. Необходимость подобной разработки обусловлена предыдущим опытом. Ранее в ИПФ РАН был создан широкодиапазонный безрезонаторный субдоплеровский спектрометр миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн с газовой ячейкой с диаметром 113 мм и длиной 2000 мм [6]. Однако проведённые на нём измерения переходов в молекулах  $\text{HC}_3\text{N}$  и  $\text{OCS}$  [7] показали искажение формы линий для ряда частот из-за большой оптической толщины, а в ряде случаев существенные нелинейные искажения за счёт насыщения излучением. Также имело место влияние на ширину линий столкновений молекул со стенками и малое пролётное время поперёк луча из-за недостаточного диаметра ячейки. Чтобы уменьшить данные эффекты, и был изготовлен новый спектрометр с газовой ячейкой увеличенного диаметра. При этом в качестве ячейки была использована вакуумная камера, изготовленная первоначально для охлаждаемого радиоастрономического приёмника.

Формально коэффициент уменьшения удельной мощности излучения с новой ячейкой может достигать значения, определяемого отношением площадей поперечных сечений указанных ячеек. Фактическое же значение мощности сигнала, помимо размеров ячейки, зависит от эффективного радиуса распространяющегося пучка и определяется облучающей оптикой. Стандартный подход с минимизацией потерь сигнала по всей длине оптического тракта подразумевает выбор апертуры всех элементов, включая непосредственно ячейку, из условия  $D \geq 5w$ , где  $D$  — геометрический диаметр апертуры,  $w$  — радиус гауссова пучка для амплитуд электрического и магнитного полей по уровню  $1/e$ . Данное приближение используется, в частности, для расчёта квазиоптических трактов на обсерваториях ALMA [15] и APEX [16, 17]. Однако для нашей установки это условие, применимое за пределами газовой ячейки, несколько противоречит наиболее эффективному использованию её объёма. Поэтому в качестве одной из целей данного проекта была поставлена реализация частотной независимости тракта в рабочем диапазоне 75–115 ГГц с несколько увеличенным гауссовым пучком. При этом, чтобы избежать нежелательных отражений от металлического фланца ячейки и связанных с этим стоячих волн, был выбран вариант оптической

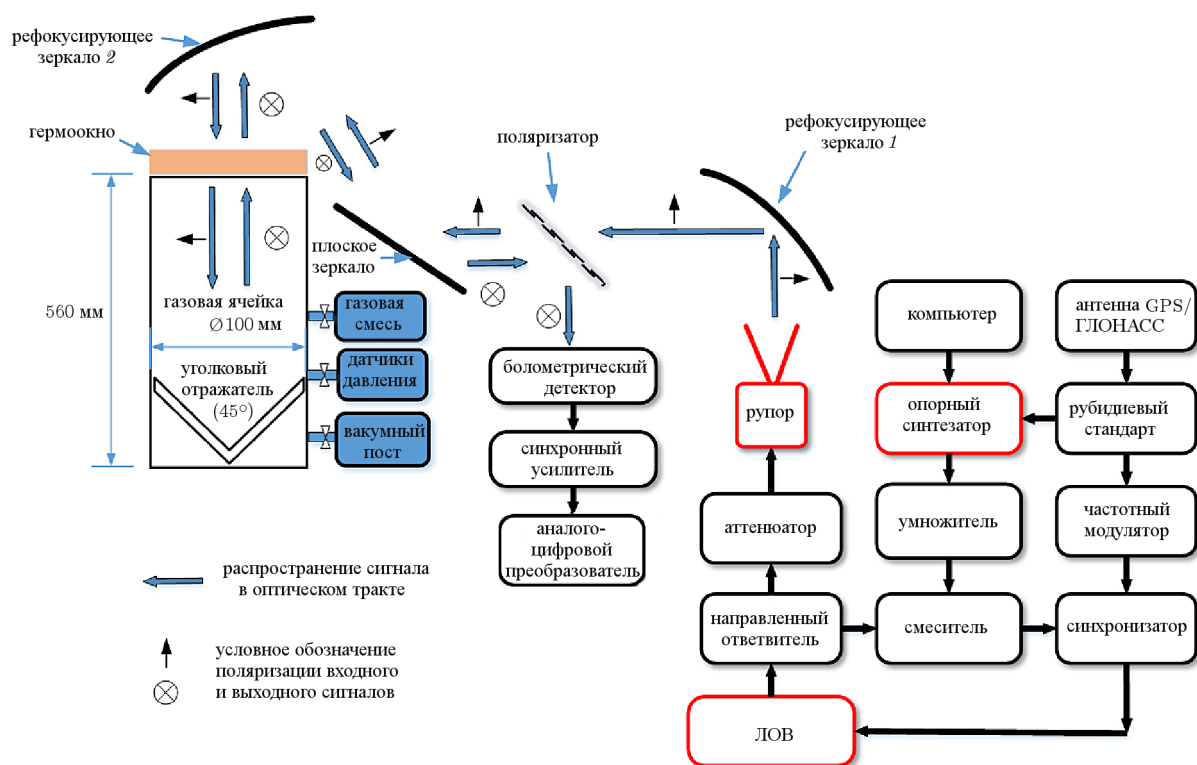


Рис. 1. Блок-схема субдоплеровского спектрометра

схемы в приближении фундаментальной гауссовой моды при облучении края ячейки на уровне  $-9$  дБ по мощности, что соответствует её диаметру  $4w$ . Что же касается апертуры зеркал квазиоптического тракта, их размеры рассчитывались из условия  $D \geq 5w$ , или облучения по уровню не выше  $-13,6$  дБ.

## 1. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА СПЕКТРОМЕТРА

На рис. 1 представлена блок-схема спектрометра с системами управления и сбора информации, фазовой стабилизацией лампы обратной волны (ЛОВ) и квазиоптической системой, изображённой на рис. 2. Принцип работы подобного спектрометра описан ранее в [6], поэтому далее речь пойдёт о квазиоптической системе.

Проектирование элементов системы и оптической трассы было выполнено в приближении гауссовой оптики [18]. Предположим, что базовой плоскостью является апертура рупора с гауссовым пучком, задаваемым параметром  $q$  посредством выражения [19, 20]

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi w^2}, \quad (1)$$

где  $R$  — радиус кривизны фазового фронта,  $w$  — радиус гауссова пучка, аппроксимирующего распределение поля, на уровне  $1/e$ ,  $\lambda$  — длина волны.

Для трассировки излучения удобно воспользоваться методом лучевых  $ABCD$ -матриц [16, 17, 20], соответствующих распространению в свободном пространстве, а также отражению от эллиптических зеркал. На рис. 3 схематически показан путь гауссова пучка. Поскольку пучок отражается от второго рефокусирующего зеркала дважды, то в эквивалентной схеме данному

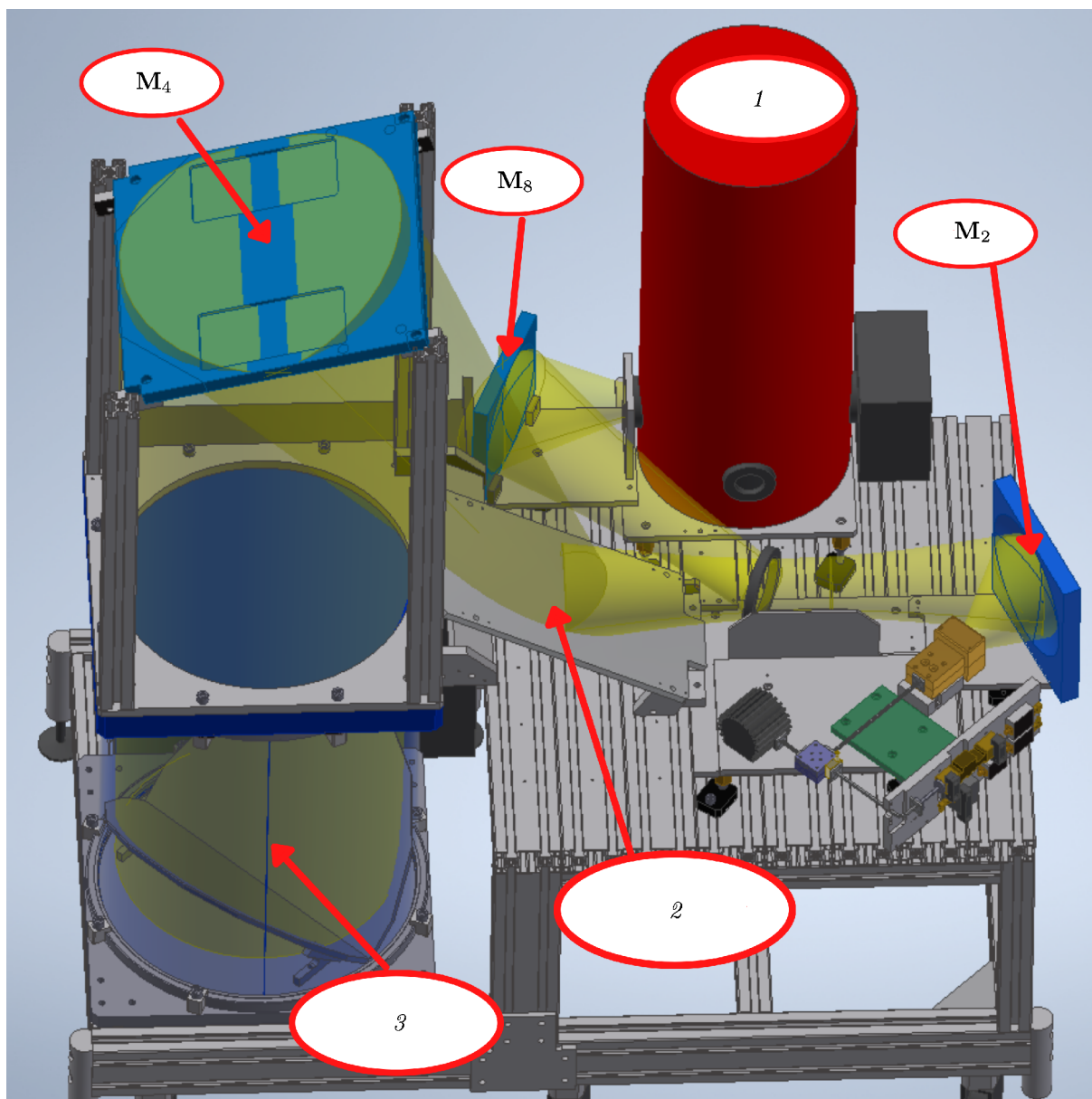


Рис. 2. Квазиоптический путь в миллиметровом спектрометре: 1 — болометр, 2 — плоское зеркало, 3 — угловой отражатель, матрицы  $M_2$ ,  $M_4$ ,  $M_8$  в тексте соответствуют указанным на рисунке эллипсоидальным отражателям

элементу будут ставиться в соответствие два оптических элемента на расстоянии, равном двойному прохождению пути от зеркала до углового отражателя на дне ячейки. Таким образом, данная схема состоит из четырёх эллипсоидальных отражателей, которые описываются с помощью лучевых матриц  $M_2$ ,  $M_4 = M_6$  и  $M_8$ . Преобразование параметра  $q$  может быть рассчитано с помощью закона  $ABCD$  [20]:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}. \quad (2)$$

Рассмотрим путь от рупора до второго рефокусирующего зеркала (см. рис. 3). В таком случае

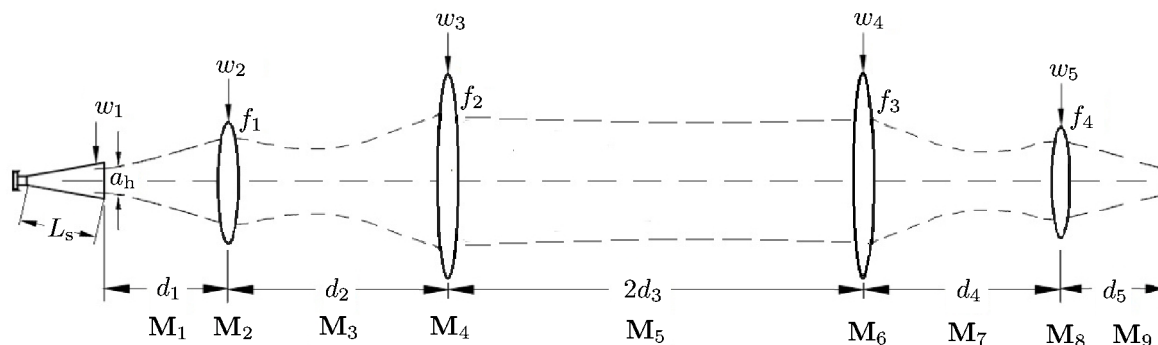


Рис. 3. Эквивалентная схема трассировки гауссова пучка.  $M_i$  — лучевые матрицы ( $M_2, M_4 = M_6$ ,  $M_8$  — эллипсоидальные зеркала, представленные здесь как линзы, с фокусными расстояниями  $f_1, f_2, f_4$ ),  $w_1, \dots, w_5$  — радиусы пучка на элементах оптической системы,  $d_1, \dots, d_5$  — расстояния до зеркал,  $L_s$  — длина рупора,  $a_h$  — радиус апертуры рупора

лучевая матрица  $ABCD$  представима в виде

$$M = \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d_2}{f_1} & d_2 + d_1 \left(1 - \frac{d_2}{f_1}\right) \\ -\frac{1}{f_1} & 1 - \frac{d_1}{f_1} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Зануляя элемент  $B$  в матрице для выполнения условия частотной независимости [21], получаем выражение для  $d_2$ :

$$d_2 = -\frac{f_1 d_1}{f_1 - d_1}. \quad (4)$$

Подставляя матричные элементы из выражения (3) с учётом (4) в (2), получаем значение комплексного параметра  $q_2$ , откуда можно найти радиус пучка  $w$  и радиус кривизны фазового фронта  $R$ :

$$w_2 = \frac{f_1}{f_1 - d_1} w_1, \quad (5)$$

$$R_2 = \frac{R_1 f_1^2}{(f_1 - R_1 - d_1)(f_1 - d_1)}. \quad (6)$$

Данные уравнения показывают, что параметры гауссова пучка (фазовая кривизна и радиус пучка) в плоскостях изображения оптической системы не зависят от частоты и совпадают с геометрическим решением, описывающим однолинзовое преобразование.

Путём решения системы уравнений (4)–(6) находятся выражения и параметры, используемые далее. Так, для системы рупор—второе рефокусирующее зеркало были подобраны свободные параметры  $w_3$ ,  $R_3$ ,  $w_1$  и  $r_1$ . Далее по ним были найдены значения  $f_1$ ,  $d_1$  и  $d_2$ . Аналогично рассчитывается система второе рефокусирующее зеркало—конус Уинстона на входе болометра.

Облучающий рупор является одним из ключевых элементов квазиоптической системы, определяющим её широкополосность и качество формируемого пучка, которое характеризуется коэффициентом его согласования с фундаментальной гауссовой модой (гауссовостью), уровнем боковых лепестков и кросс-поляризационной составляющей. Как известно, оптимальным решением для формирования гауссова пучка является использование гофрированного рупора, обладающего хорошей «гауссовостью» (около 98 %), низким уровнем кросс-поляризационной составляющей (лучше –20 дБ) и широкополосностью (с относительной полосой более 50 %) [16, 17, 22]. В то же

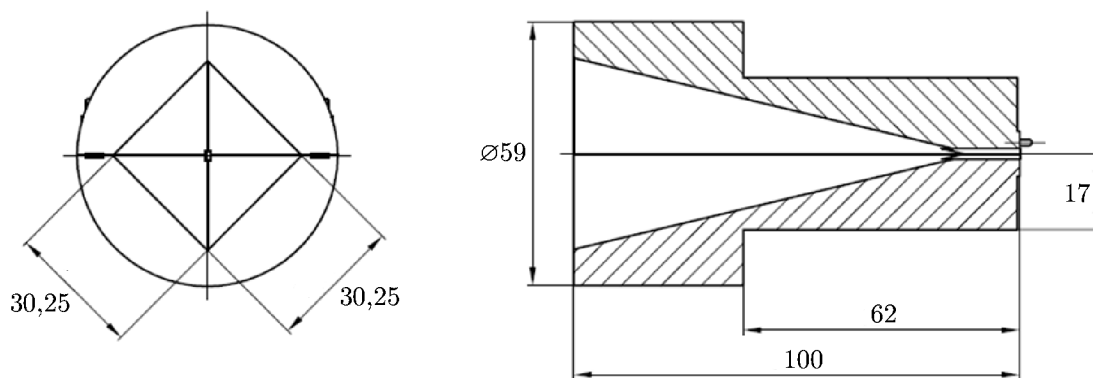


Рис. 4. Чертёж рупора в двух плоскостях (размеры даны в миллиметрах)

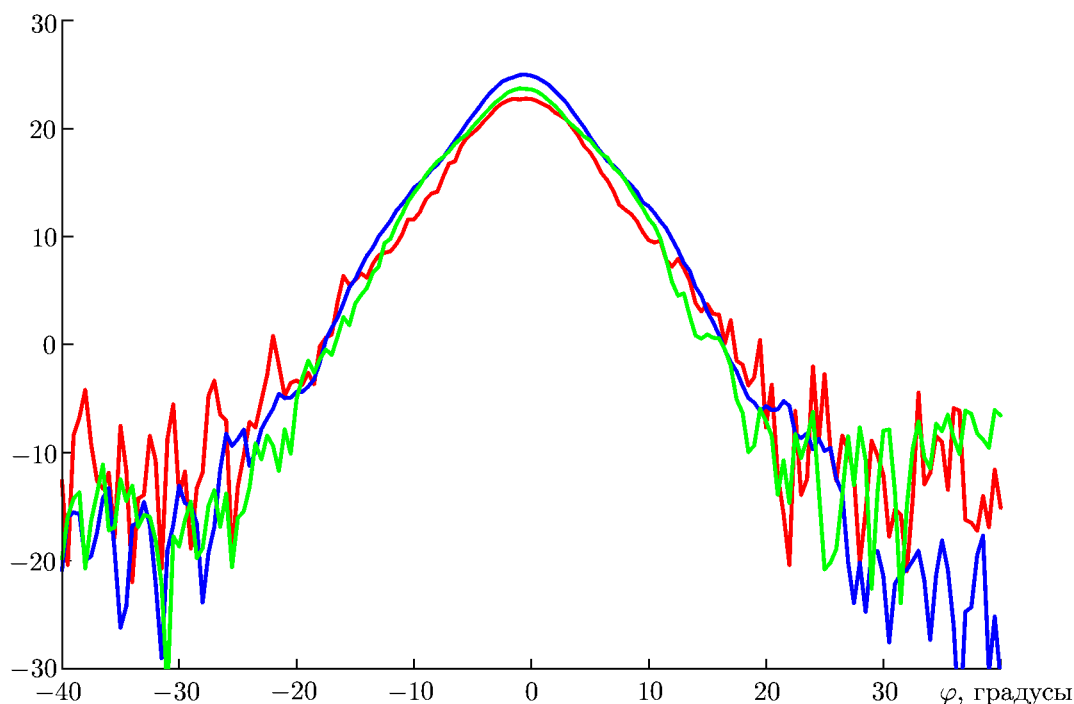


Рис. 5. Измеренная диаграмма направленности (в изотропных децибелах) рупора в  $E$ -плоскости на частотах 75 ГГц (красная кривая), 90 ГГц (синяя кривая) и 110 ГГц (зелёная кривая)

время это наиболее трудоёмкое и высокотехнологичное устройство с точки зрения проектирования и изготовления. Поэтому на данном этапе модернизации спектрометра было решено использовать диагональный рупор [22–25] для оценки эффекта от реализации заданного уровня облучения газовой ячейки. Относительно высокий уровень кросс-поляризационной составляющей (в районе 10 %) подавляет сеточный поляризатор в квазиоптическом тракте, предоставленный в безвозмездное пользование сотрудниками отдела субмиллиметровой спектроскопии под руководством И. Е. Спектора из Института общей физики им. А. М. Прохорова РАН. Оптимизация «гауссовости» пучка диагонального рупора, составляющей около 84 %, достигается при  $w = 0,43a_h$ , где  $a_h$  — длина стороны квадрата на раскрые рупора [24]. При этом радиус кривизны фазового фронта в первом приближении можно взять равным высоте рупора ( $R_1 = L_s$ ).

С помощью специализированного программного обеспечения, реализующего метод конечных элементов, было проведено трёхмерное электромагнитное моделирование рупора и дополнитель-

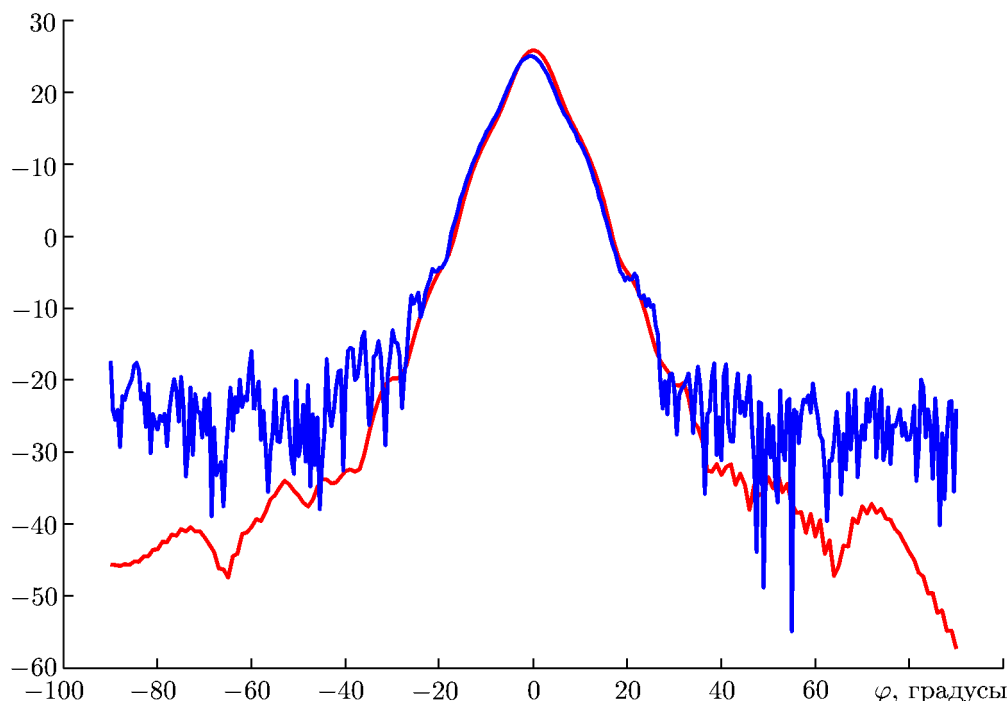


Рис. 6. Сравнительные результаты численных расчётов диаграммы направленности (в изотропных децибелах) рупора в  $E$ -плоскости в CST Microwave Studio (красная кривая) и измерений его характеристик в дальней зоне в безэховой камере на частоте 90 ГГц (синяя кривая)

ная оптимизация его конструкции. Чертёж рупора в двух плоскостях представлен на рис. 4. Диагональный рупор и направленный ответвитель были изготовлены по технологии сплит-блок из двух зеркальных половин. При изготовлении рупора, зеркал и направленного ответвителя использовался станок с числовым программным управлением Roeders TEC RXP 500 DS, входящий в станочный парк технологического отдела ИПФ РАН. Точность изготовления, измеренная с помощью координатно-измерительной машины CWB-450DV Chien Wei, составила  $\pm 3$  мкм. Плоскостность контактной зоны деталей составила 5 мкм.

Мы провели измерения характеристик рупора в дальней зоне в безэховой камере Научно-исследовательского института измерительных систем им. Ю. Е. Седакова во всём рабочем диапазоне частот. В результате измерений было найдено, что ширина основного лепестка диаграммы направленности и коэффициент усиления различаются в диапазоне от 75 до 110 ГГц менее чем на 2% (см. рис. 5).

На рис. 6 приведены сравнительные результаты численных расчётов диаграммы направленности рупора и измерений его характеристик в дальней зоне на частоте 90 ГГц. Максимум диаграммы направленности составил 25 дБ, уровень боковых лепестков  $-30$  дБ, ширина по уровню 3 дБ —  $9^\circ$ , что соответствует техническому заданию для квазиоптического тракта спектрометра.

Поскольку в нашей установке ячейка облучается сигналом от лампы обратной волны, то для синхронизации последней с опорным генератором используется система фазовой автоподстройки частоты на промежуточной частоте 395 МГц (см. рис. 1). В рамках создания нового квазиоптического спектрометра был спроектирован направленный ответвитель для частот  $67\div 116$  ГГц. Технология сплит-блок позволила сделать для него волноводные каналы с допуском 0,01 мм.

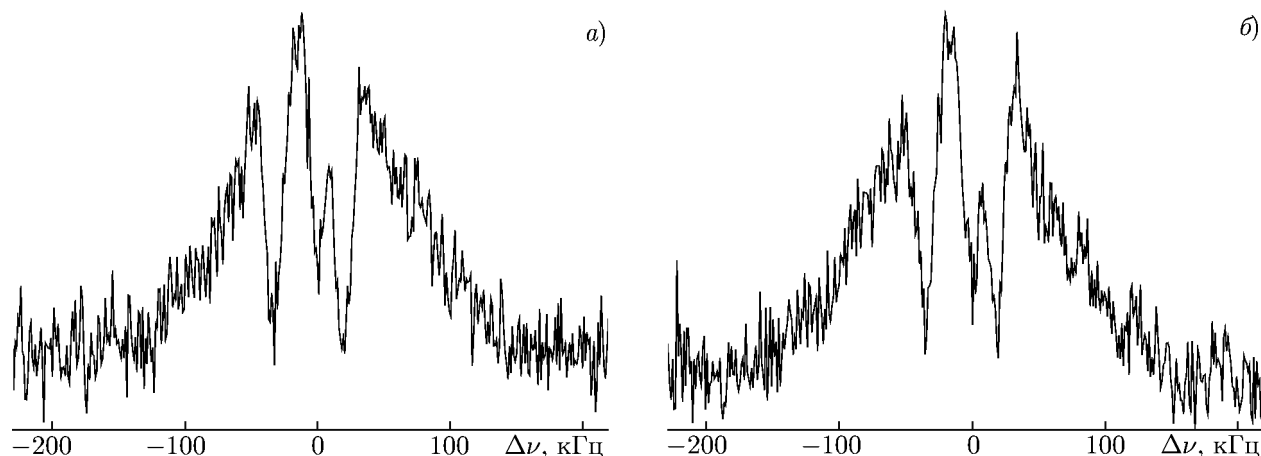


Рис. 7. (а) Сверхтонкая структура перехода  $\text{CH}_3\text{CN } J_K = 6_0 - 5_0$  на частоте 110 ГГц, измеренная непосредственно на 18-й гармонике генератора SMA100B компании Rohde & Schwarz без использования ЛОВ при среднем давлении газа в ячейке 0,4 мторр. (б) Та же линия, измеренная при облучении ячейки излучением ЛОВ ОВ-71, стабилизированной по 18-й гармонике генератора E8257D компании Keysight Technologies, при давлении 0,5 мторр. Обе записи приведены к одинаковому масштабу, ослабление излучения составляет 6 дБ (а) и 21 дБ (б)

## 2. ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ МОЛЕКУЛ

Для исследования возможностей созданного спектрометра нами были проведены измерения в линиях чисто вращательных и торсионно-вращательных переходов молекул  $\text{CH}_3\text{OH}$ , а также сверхтонкорасщеплённых вращательных переходов молекул  $\text{CH}_3\text{CN}$  и  $\text{HNCO}$ . Все измерения проводились в диапазоне 85–111 ГГц. При этом спектры  $\text{CH}_3\text{CN}$  измерялись не только в основном, но также в изотопологах  $^{13}\text{C}$  и  $^{15}\text{N}$  в нескольких колебательно-возбуждённых состояниях. Главными целями данных измерений, помимо уточнения частот переходов и параметров сверхтонкого расщепления, были исследования уширения и сдвигов линий за счёт как давления, так и интенсивности излучения. С этой целью измерения проводились в довольно широком интервале давлений (от десятков до десятых долей миллиторр) при интенсивности излучения, изменявшейся более чем на три порядка. Что же касается чисто субдоплеровского режима, среди прочих параметров, характеризующих качество таких измерений, основным является спектральное разрешение. Так, на рис. 3 в работе Г. Казоли и К. Пузарини [26] для демонстрации возможностей их спектрометра была приведена запись сверхтонкорасщеплённого перехода в  $\text{CH}_3\text{CN } J_K = 6_0 - 5_0$  на частоте 110 ГГц.

На рис. 7а приведён спектр данного перехода, измеренный нами в режиме, когда облучение ячейки проводилось на 18-й гармонике частоты генератора SMA100B, любезно предоставленного для тестовых измерений компанией Rohde & Schwarz. Диапазон перестройки генератора составляет от 8 кГц до 20 ГГц. Используемая частота на входе усилительно-умножительной цепочки производства нижегородского филиала Научно-производственного объединения «Техноякс» (г. Москва) сканировалась для приведённого перехода вблизи частоты 6,132 ГГц. При этом для уменьшения уширения линий излучением его мощность перед рупором ослаблялась калиброванным аттенюатором в 4 раза. Детектирование сигнала проводилось на 2-й гармонике частоты модуляции. В нашем случае использовалась внутренняя модуляция генератора с частотой 1,5 кГц при девиации на частоте линии в 9 кГц. Давление газа в ячейке во время измерений менялось от 0,35 до 0,42 мторр. Кроме этого, измерения той же линии (см. рис. 7б) были проведены по схеме, когда облучение ячейки проводилось при помощи ЛОВ ОВ-71 производства АО



Научно-производственное предприятие «Исток» им. А. И. Шокина, стабилизированной по 18-й гармонике синтезатора E8257D, любезно предоставленного для тестовых измерений компанией Keysight Technologies. В данном случае частотная модуляция с теми же параметрами подавалась на синхронизатор, изготовленный в ИПФ РАН, с промежуточной частотой 395 МГц и формировалась генератором HMF2550 компании Rohde & Schwarz. Поскольку паспортная мощность ЛОВ была близка к 30 мВт, её мощность ослаблялась более чем на 2 порядка. Обе схемы показали практически идентичные результаты.

Из приведённых рисунков наглядно видно, что наши возможности по разрешению не уступают спектрометру Г. Казоли и К. Пузарини, хотя длина ячейки в два раза меньше. Что касается чувствительности к слабым линиям, нужно сказать, что мы измерили с провалом Лэмба данный переход в естественном содержании изотопологов не только в  $\text{CH}_3^{13}\text{CN}$ , но и в  $\text{CH}_3^{15}\text{N}$ . Соответствующее обилие изотопов  $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$  и  $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$  составляет примерно 1/90 и 1/270 [27].

На рис. 8 приведена сверхтонкая структура вращательного перехода  $J_{K_a, K_c} = 4_{0,4} - 3_{0,3}$  в молекуле HNCO на частоте 88 ГГц при давлении газа в ячейке около 0,6 мторр. В качестве исходной частоты вращательного перехода мы использовали наше же значение, измеренное спектрометром, основанным на принципе радиоакустического детектирования [28]. Как и в случае  $\text{CH}_3\text{CN}$   $J_K = 6_0 - 5_0$ , приведена лишь центральная группа компонент на фоне широкого доплеровского контура, обусловленного тепловыми скоростями молекул. Частота модуляции также равна 1,5 кГц, девиация составляет 5 кГц. Поскольку в данном случае облучение ячейки осуществлялось при помощи ЛОВ ОВ-71, стабилизированной по 18-й гармонике генератора SMA100B, для уменьшения уширения линий излучением нам приходилось вводить дополнительное ослабление калиброванным аттенюатором. Наглядно видно, что максимальное разрешение по частоте наблюдается при ослаблении ЛОВ примерно на два порядка, и при этом отношение уровня шума к амплитуде сигнала на линии остаётся почти неизменным в широком диапазоне аттенюации. Несмотря на крайне малую частоту девиации, характерное время измерения одной записи с учётом регулировки давления довольно мало и составляло около 15 мин. Также видно, что отношение сигнал/шум на записях уменьшается не только при очень малой мощности излучения, но также и при большой мощности, что обусловлено особенностями частотной модуляции с ростом ширины линий за счёт насыщения излучением.

Более детально результаты выполненных измерений будут представлены нами в последующих публикациях.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан новый субдоплеровский спектрометр миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн с газовой ячейкой с диаметром 40 см для высокоточных лабораторных измерений молекулярных переходов методом провала Лэмба. При изготовлении оптической схемы спектрометра реализован принцип частотно-независимого облучения ячейки. В результате выполненных исследований найдено, что спектральное разрешение спектрометра соответствует лучшим лабораторным измерениям в миллиметровой области частот, требуемым для радиоастрономии, молекулярной спектроскопии, а также для фундаментальных астрофизических исследований. Благодаря уменьшению оптической длины ячейки при одновременном увеличении её диаметра для линий молекул с большими дипольными моментами устранены искажения формы профилей поглощения за счёт оптической толщины. Благодаря уменьшению частоты модуляции при использовании генераторов с более низкими фазовыми шумами и более короткой длине ячейки устранены искажения на профилях поглощения, обусловленные фазовыми задержками при распространении излучения.

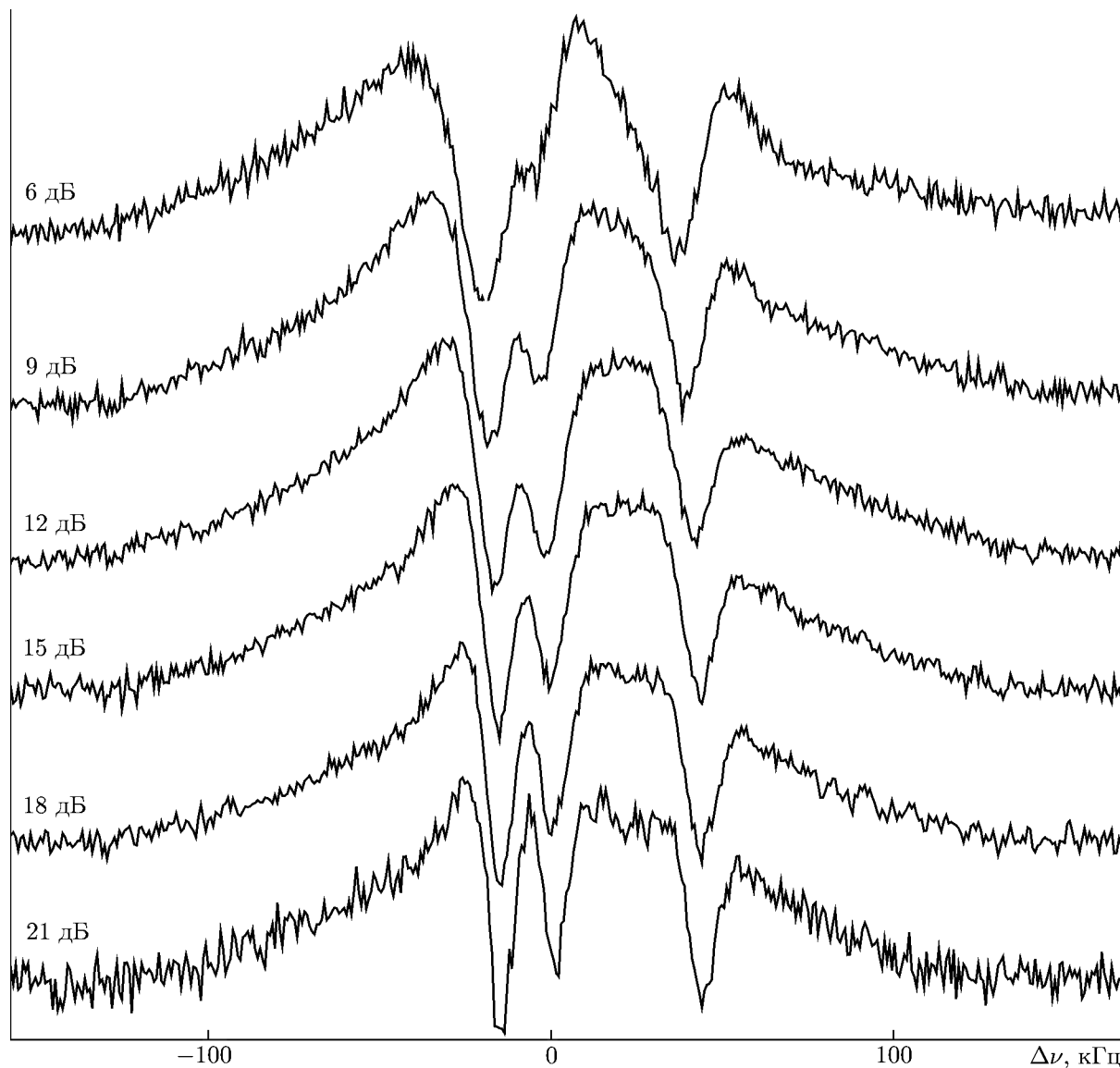


Рис. 8. Пример субдоплеровских измерений с провалом Лэмба сверхтонкого расщепления вращательного перехода  $\text{HNCO } J_{K_a, K_c} = 4_{0,4} - 3_{0,3}$  на частоте 87925 МГц при давлении около 0,6 мторр. Измерения записаны на второй гармонике частоты модуляции в 1,5 кГц с девиацией 5 кГц. Наглядно виден рост спектрального разрешения по мере ослабления мощности ЛОВ от 6 до 21 дБ за счёт уменьшения уширения линий излучением. Все записи приведены к одному масштабу

Авторы выражают глубокую признательность А. А. Дитятеву, Ю. Ф. Авдееву и А. И. Торгованову из компании Rohde & Schwarz Rus, а также А. С. Данилову из Keysight Technologies за предоставленные генераторы частот на время тестовых испытаний и консультации при проведении измерений. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание по теме 0030–2021–0005) и Российского научного фонда (проект 17–12–01256).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cazzoli G., Puzzarini C., Lapinov A.V. // *Astrophys. J.* 2003. V.592. P.L95–L98. <https://doi.org/10.1086/377527>
2. Cazzoli G., Puzzarini C., Lapinov A.V. // *Astrophys. J.* 2004. V.611. P.615–620. <https://doi.org/10.1086/421992>
3. Lapinov A.V. // *Proc. SPIE.* 2006. V.6580. Art. no. 658001. <https://doi.org/10.1117/12.724761>
4. Lovas F.J. // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 2004. V.33. P.177–355. <https://doi.org/10.1063/1.1633275>
5. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения.* М. : Наука, 1990. 512 с.
6. Голубятников Г.Ю., Белов С.П., Леонов И.И. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2013. Т. 56, № 8–9. С.666–677.
7. Голубятников Г.Ю., Белов С.П., Лапинов А.В. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2015. Т. 58, № 8. С.691–701.
8. Belov S.P., Golubiatnikov G.Yu., Lapinov A.V., et al. // *J. Chem. Phys.* 2016. V.145, No. 2. Art. no. 024307. <https://doi.org/10.1063/1.4954941>
9. Xu L.-H., Hougen J.T., Golubiatnikov G.Yu., et al. // *J. Mol. Spectrosc.* 2019. V.357. P.11–23. <https://doi.org/10.1016/j.jms.2018.12.003>
10. Cazzoli G., Dore L. // *J. Mol. Spectrosc.* 1990. V.141. P.49–58. [https://doi.org/10.1016/0022-2852\(90\)90277-W](https://doi.org/10.1016/0022-2852(90)90277-W)
11. Winnewisser G., Belov S.P., Klaus Th., Schieder R. // *J. Mol. Spectrosc.* 1997. V.184. P.468–472. <https://doi.org/10.1006/jmsp.1997.7341>
12. Golubiatnikov G.Yu., Lapinov A.V., Guarnieri A., Knöchel R. // *J. Mol. Spectrosc.* 2005. V.234. P.190–194. <https://doi.org/10.1016/j.jms.2005.08.012>
13. Алексеев Е.А., Илюшин В.В., Мещеряков А.А. // *Радиофизика и радиоастрономия.* 2014. Т. 19, № 4. С.364–374. <https://doi.org/10.15407/rpra19.04.364>
14. Xu L.-H., Reid E.M., Guislain B., et al. // *J. Mol. Spectrosc.* 2017. V.342. P.116–124. <https://doi.org/10.1016/j.jms.2017.06.008>
15. Lamb J. Optical study for ALMA receivers. ALMA Memo 359. Charlottesville : North American ALMA Science Center, 2001. 14 p.
16. Lapkin I., Nyström O., Desmaris V., et al. // *Proc. 19th Int. Symp. Space Terahertz Technology.* 28–30 April 2008, Groningen, Netherlands. P.351–357.
17. Nyström O., Lapkin I., Desmaris V., et al. // *J. Infrared Millim. Terahertz Waves.* 2009. V.30. P.746–761. <https://doi.org/10.1007/s10762-009-9493-7>
18. Goldsmith P.F. // *Infrared and Millimeter Waves.* V.6 / ed. by K.J. Button. New York : Academic Press, 1982. P.277–344.
19. Goldsmith P.F. *Quasioptical Systems: Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications.* New York : IEEE Press, 1998. 430 p.
20. Звелто О. *Принципы лазеров.* М. : Мир, 1990. 560 с.
21. Chu T.-S. // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1983. V.AP-31, No. 4. P.614–619. <https://doi.org/10.1109/TAP.1983.1143090>
22. Wang G.-Q., Shi S.-C. // *Proc. Global Symp. Millimeter Waves.* 21–24 April 2008, Nanjing, China. Art. no. 4534598. <https://doi.org/10.1109/GSMM.2008.4534598>
23. Love A.W. // *Microwave J.* 1962. V.5. P.117–122.
24. Johansson J.F., Whyborn N., Acharya P.R., et al. // *Proc. 2nd Int. Symp. Space Terahertz Tech.* 26–28 February 1991, Pasadena, USA. P.63–69.

25. Withington S., Murphy J. A. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1992. V. 40. P. 198–206.  
<https://doi.org/10.1109/8.127404>
26. Cazzoli G., Puzzarini C. // J. Mol. Spectrosc. 2006. V. 240. P. 153–163.  
<https://doi.org/10.1016/j.jms.2006.09.013>
27. Эмсли Дж. Элементы. М. : Мир, 1993. 256 с.
28. Лапинов А. В., Голубятников Г. Ю., Марков В. Н., Гварнери А. // Письма в Астрон. журн. 2007. Т. 33, № 2. С. 143–152.

Поступила в редакцию 8 февраля 2022 г.; принята в печать 28 февраля 2022 г.

### QUASI-OPTICAL SUB-DOPPLER LAMB-DIP SPECTROMETER

*R. A. Alekseev, I. V. Lapkin, A. V. Lapinov, T. A. Khabarova, G. Yu. Golubyatnikov, A. F. Andriyanov,  
A. P. Schkaev, P. M. Zemlyanukha*

We describe a new sub-Doppler spectrometer with an oversized gas cell, which was created at the IAP RAS for high-precision laboratory measurements of molecular transitions at millimeter and sub-millimeter wavelengths in the interests of radio astronomy. By using a larger diameter with a shortened cell length, a calibrated attenuator for radiation power adjustment, and synthesizers with lower phase noise, it was possible to eliminate a number of shortcomings of the previous spectrometer and not only to measure with high accuracy the transition frequencies of a number of molecules taking into account hyperfine splitting, but also to study their shifts due to both pressure and radiation power. In particular, information about precise frequencies will be used to examine the inner dynamics in the star-forming regions, and also to search for variations of fundamental constants. The principle of frequency-independent cell-aperture irradiation was employed when the optical scheme of the spectrometer was designed. The examples show Lamb-dip measurements of the hyperfine structure in the CH<sub>3</sub>CN and HNCO molecular lines.