

Лазерный микрофотоакустический датчик следов аммиака в атмосфере

Д.В.Серебряков, И.В.Морозов, А.А.Костерев, **В.С.Летохов**

Рассмотрена практическая реализация микрофотоакустического высокоселективного детектора аммиака. Основное внимание уделено механизму функционирования акустического детектора на основе кварцевого камертона, определены оптимальные размеры и конфигурация акустического резонатора, что позволило увеличить чувствительность детектора в 2–3 раза по сравнению с чувствительностью существующих конструкций. Для аммиака чувствительность прибора составила 60 ppb (0.05 мг/м^3) при времени измерения 10 с и мощности лазерного пучка в акустическом резонаторе 25 мВт на длине волны 1.53 мкм.

Ключевые слова: фотоакустика, лазерная спектроскопия, кварцевый камертон, QEPAS.

1. Введение

Лазерная фотоакустическая спектроскопия [1, 2] – хорошо зарекомендовавший себя метод детектирования микроскопических количеств химических веществ в газах, в основе которого лежит детектирование звуковых волн, генерируемых средой при поглощении в ней оптического излучения. Важным преимуществом этого метода по сравнению с другими методами аналитической спектроскопии является отсутствие оптического приемника и спектральной селективности детектора (спектрофона). Однако этот метод имеет и существенные недостатки, препятствующие его использованию вне стен лабораторий. Основным недостатком метода является крайне высокая чувствительность к внешним акустическим помехам, что делает практически невозможным применение таких детекторов в производственных условиях.

В 2002 г. А.А.Костеревым с соавторами [3] была предложена конструкция фотоакустического детектора на основе кварцевого пьезоэлектрического камертона, применяемого в качестве частотозадающего элемента в электронных часах. (Эти камертоны имеют частоту собственных колебаний в вакууме, равную 32768 Гц, что однозначно определяет рабочую частоту прибора на их основе.) Методика измерений с помощью такого детектора была названа QEPAS (quartz-enhanced photoacoustic spectroscopy). Описанный датчик малочувствителен к внешним акустическим помехам, имеет малые габариты, его пороговая чувствительность опеределяется тепловыми шумами камертона. Кроме того, кварцевый камертон обладает огромным линейным динамическим диапазоном – более 10^6 , что позволяет измерять концентрации газов от пороговых значений до 100 % напрямую, без

изменения настроек лазера и применения оптических аттенуаторов. Развитие технологии полупроводниковых лазеров, в частности появление доступных по цене мощных диодных одночастотных лазеров с распределенной обратной связью (DFB) ближнего ИК диапазона, сняло проблемы стоимости, а также массогабаритных характеристик лазерных источников. Таким образом, методика QEPAS в сочетании с современными диодными лазерами позволяет создавать недорогие аналитические приборы для широкого применения в промышленности, медицине и других областях. Детальное описание этой методики и ее использования для химического анализа газов можно найти в [4].

В настоящей работе описывается прибор для детектирования следов аммиака в атмосфере с оптимизированной конфигурацией акустооптической ячейки, позволяющей значительно повысить чувствительность метода.

2. Описание прибора

Принципиальная схема прибора приведена на рис. 1. В качестве спектроскопического источника используется волоконный перестраиваемый лазерный DFB-модуль Furukawa FOL-15TCWB-A в корпусе типа butterfly. Мощность оптического излучения на выходе коллиматора детектора при использовании данного модуля составляет около 25 мВт. Для обеспечения настройки лазера на линию поглощения аммиака применяются две системы стабилизации – по температуре и по току. Стабилизация температуры осуществляется с относительной точностью и воспроизводимостью не хуже $5 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$, что обеспечивает попадание частоты лазерного излучения в окрестность линии поглощения при включении системы. Точную подстройку и удержание частоты на центре линии поглощения осуществляет петля регулирования, источником сигнала обратной связи для которой является InGaAs-фотодиод, находящийся за опорной кюветой с высокой концентрацией аммиака. Через кювету пропускается часть излучения лазера (около 1 %). Из сигнала фотодиода синхронным детектором выделяется третья гармоника частоты модуляции лазера. Величина

Д.В.Серебряков, И.В.Морозов, В.С.Летохов. Институт спектроскопии РАН, Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Физическая, 5; e-mail: serebr@isan.troitsk.ru
А.А.Костерев. Rice Quantum Institute, Rice University, Houston, Texas 77251-1892

Поступила в редакцию 30 апреля 2009 г., после доработки – 3 августа 2009 г.

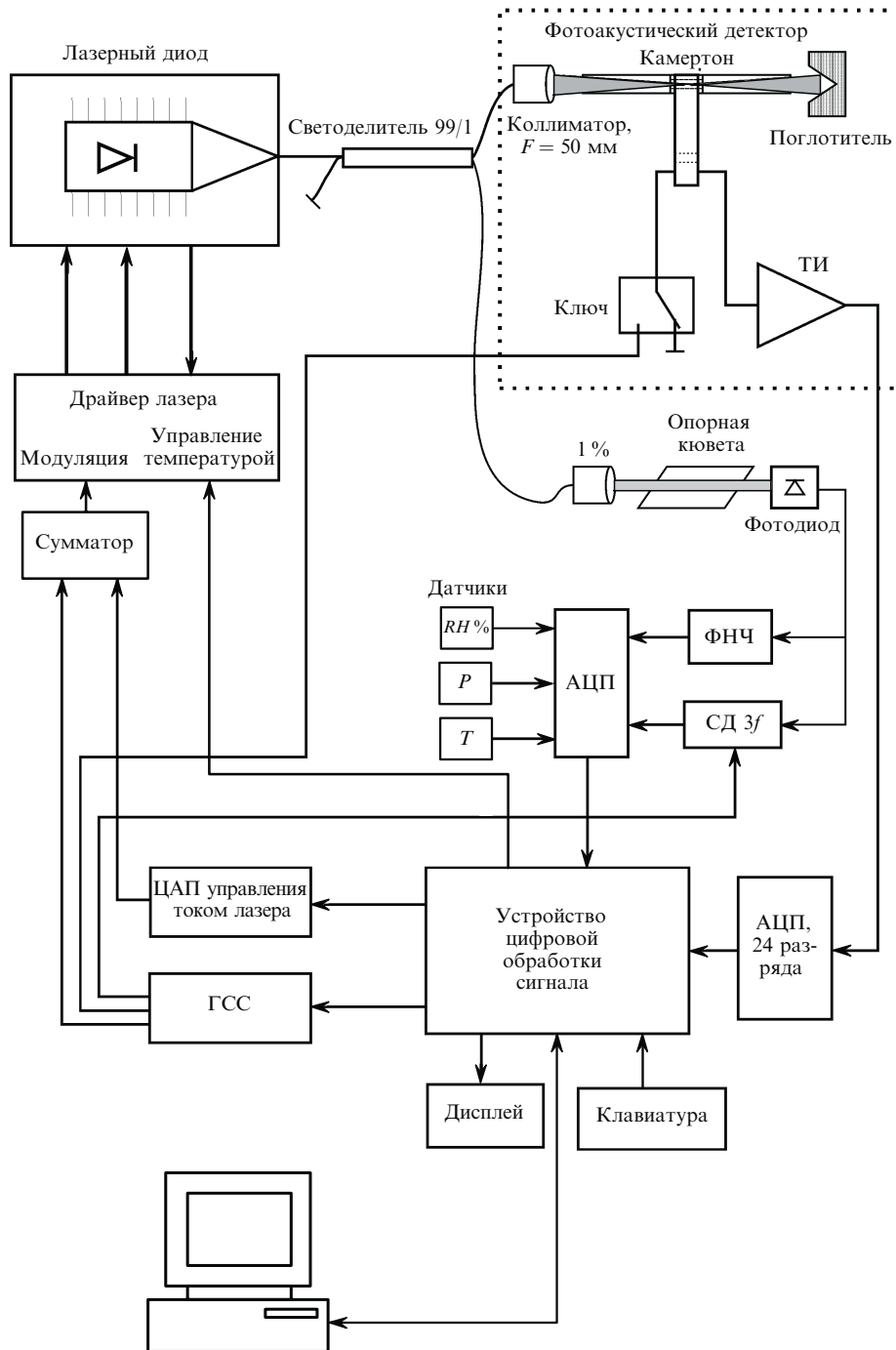


Рис.1. Схема прибора:

ГСС – генератор синусоидального сигнала; ФНЧ – фильтр низких частот; СД $3f$ – синхронный детектор третьей гармоники частоты модуляции; ТИ – трансимпедансный усилитель; $RH\%$, P , T – датчики влажности, давления и температуры газа.

этого сигнала становится равной нулю при точном совпадении частоты лазера с максимумом пика поглощения.

Ток лазерного диода модулируется синусоидальным сигналом на частоте, равной половине резонансной частоты камертона. Глубина модуляции не превышает 10 % среднего тока лазерного диода. Изменение тока, помимо изменения мощности, вызывает сдвиг длины волны излучения. Прямая модуляция мощности, вызванная изменением тока, практически не имеет высоких гармоник. В то же время модулированное по длине волны излучение, попадающее на спектрально-селективный поглотитель, порождает несинусоидальный периодический сигнал,

содержащий высокие гармоники. Этот эффект лежит в основе модуляционной спектроскопии и позволяет в нашем случае реализовать преимущества использования в качестве микрофона кварцевого камертона. Последний имеет высокую добротность (при практическом использовании в детекторе она в зависимости от давления газа и конфигурации камертона может составлять от 3000 до 20000), поэтому камертон оказывается практически нечувствительным к звуковым колебаниям на частоте модуляции, обусловленным нерезонансным поглощением лазерного излучения в газе и нагревом деталей ячейки в результате случайных отражений. Камертон детектирует

звуковые колебания, вызванные двукратным пересечением линией излучения линии поглощения за период модуляции, только на второй гармонике модулирующей частоты. Это также обеспечивает высокую селективность метода, поскольку для появления акустического сигнала необходимо совпадение линии поглощения с эталонной, к которой привязана средняя частота излучения лазера.

Сигнал с кварцевого камертона усиливается преобразователем ток – напряжение (усилителем с нулевым входным сопротивлением) и оцифровывается высокоскоростным 24-разрядным АЦП. Оцифрованный сигнал фильтруется, и из него выделяется вторая гармоника сигнала модуляции, синфазная с фотоакустическим сигналом. Сигнал второй гармоники нормируется на среднюю мощность лазера, которая определяется по среднему току фотодиода, измеряемого с помощью фильтра низких частот (ФНЧ), и на добротность кварцевого камертона, определяющую отклик датчика.

Прямая цифровая обработка сигнала, в отличие от аналогового синхронного детектирования, примененного ранее в [4], позволяет полностью устранить дрейф нуля, связанный с изменением температуры и режимов работы, а также со старением компонентов. Остается незначительное смещение, обусловленное проникновением гармоник сигнала модуляции лазера в канал измерения, однако электрические помехи, как показывает практика, могут быть подавлены до сколь угодно малого уровня. Применение 24-разрядного АЦП позволяет сохранить большой динамический диапазон прибора.

Во время калибровки камертон подключается к генератору синусоидального сигнала с помощью электронного ключа, частота излучения лазера отстраивается от частоты линии поглощения на заранее установленную величину и происходит измерение резонансной частоты, добротности, активного сопротивления камертона и компенсация смещения нуля как измерительного канала, так и канала подстройки частоты лазера. Подробно работа описываемого устройства рассмотрена в [4].

В данном приборе установлены датчики температуры, влажности и давления, регистрирующие условия проведения измерения, а также часы и энергонезависимая Flash-память, позволяющая записывать результаты в течение нескольких суток без использования внешнего ком-

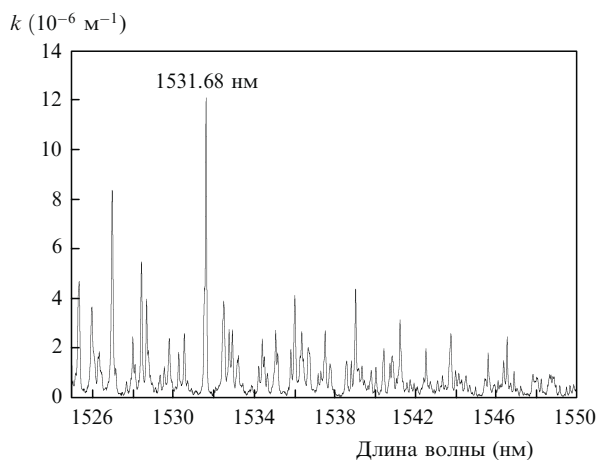


Рис.2. Спектр поглощения аммиака в телекоммуникационном диапазоне (по данным PNNL (США)) при его содержании в воздухе 1 ppm, длине оптического пути 1 м и температуре 296 К. Показатель поглощения k определяется из соотношения $k = \lg(1/T)/L$, где T – коэффициент пропускания.

пьютера. Оптическая схема прибора выполнена целиком на волоконно-оптических элементах аналогично [5].

Для работы выбрана длина волны излучения лазера 1531.68 нм. Вблизи этой длины волны находится группа из трех линий поглощения аммиака, которые перекрываются при атмосферном давлении и обеспечивают максимальное поглощение в доступном для телекоммуникационных лазеров диапазоне 1525 – 1610 нм (рис.2). Особенностью детектирования данной линии поглощения является сохранение чувствительности на примерно одинаковом уровне при значительных изменениях давления аммиака. Методика детектирования аммиака с помощью описываемого детектора подробно изложена в [6].

3. Фотоакустический детектор

Фотография фотоакустического датчика и его характерные размеры представлены на рис.3. Диаметр трубки-усилителя (0.4 мм) выбирался из соображений его максимального совпадения с расстоянием между ветвями камертона. Зазоры между элементами трубки и камертоном составляют 0.05–0.1 мм. Уменьшение зазоров приводит к существенному увеличению потерь в камертоне из-за трения в так называемом приповерхностном слое, к снижению его добротности и, следовательно, к уменьшению чувствительности (отношение сигнал/шум при заданной концентрации детектируемого газа в воздухе) прибора. Увеличение зазоров (более 0.1 мм) приводит к уменьшению «коэффициента усиления» трубки.

Кварцевый камертон имеет максимальную чувствительность к внешней силе при приложении ее к верхнему краю ветвей. Этот вопрос был подробно рассмотрен, например, в [7]. Вопрос об оптимальном расположении перетяжки лазерного пучка (по высоте) в зазоре камертона для детектирования фотоакустического сигнала был рассмотрен в [8].

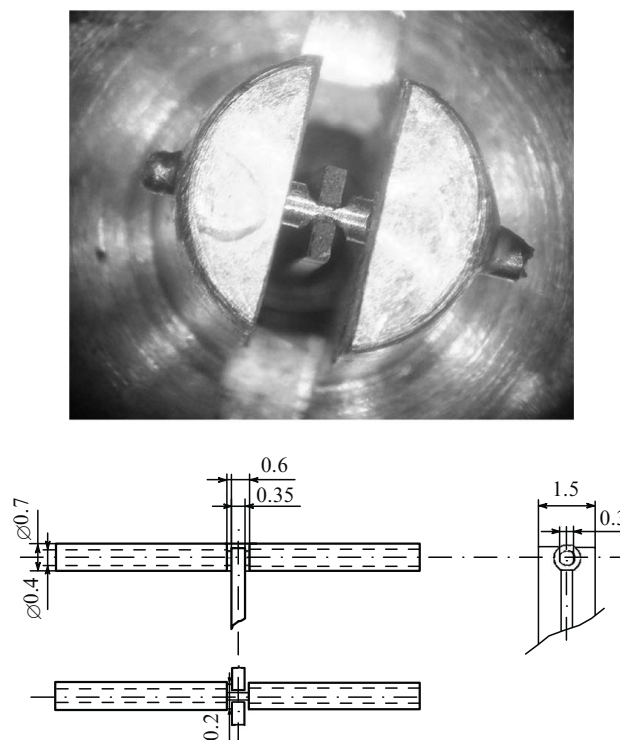


Рис.3. Фотоакустический датчик и его характерные размеры (в мм).

В работах [3–6] использовались трубки общей длиной около 5 мм. Такая конструкция давала усиление сигнала примерно в 10 раз по сравнению с использованием только камертона (рис.4,б). При этом отмечалось некоторое снижение добротности камертона: от 12000–14000 до 9500–10000. Наличие перемычек между двумя половинками трубки приводило к дальнейшему снижению добротности до ~ 8500 , однако давало выигрыш в чувствительности еще примерно в 1.3 раза.

Увеличение чувствительности объясняется ростом давления звуковой волны в результате уменьшения рассеяния энергии акустических колебаний из зазора между ветвями камертона, а не резонансным эффектом в трубке, как, например, в [9]. Явление резонанса при такой конфигурации трубки исключается в соответствии с классической теорией звуковых колебаний (см., напр., [10]), т. к. наличие в ней даже небольшого отверстия делает невозможным образование в этом месте пучности давления и, следовательно, «запрещает» резонансные колебания с длиной волны, вдвое большей длины трубки. В нашем случае отверстие отнюдь не является малым, суммарная площадь зазоров в месте установки камертона равна $\sim 0.31 \text{ мм}^2$, что примерно в 2.5 раза больше площади сечения трубки.

Для трубки с отверстием в середине разрешены свободные колебания с целым числом полувольт (см., напр., рис.4,а, в). Однако при наложении дополнительного граничного условия – нагрева газа лазерным пучком одновременно по всей длине трубки – мода колебаний, показанная на рис.4,в, не возбуждается (если пренебречь краевыми эффектами, которые могут вызвать существование такой колебательной моды, однако с амплитудой, меньшей той, что определяется простым нагревом газа в трубке), т. к. для ее существования необходимо наличие участков как повышенного давления, так и разрежения. Нагрев же газа лазерным пучком приводит к повышению давления вдоль всей трубки одновременно. В трубке на рис.4,а колебания могут возникать (нижняя кривая) при наличии сильной диссипации в центральном отверстии.

Для проверки данной гипотезы нужно было провести экспериментальное исследование зависимости чувствительности прибора от длины трубки. При этом было не-

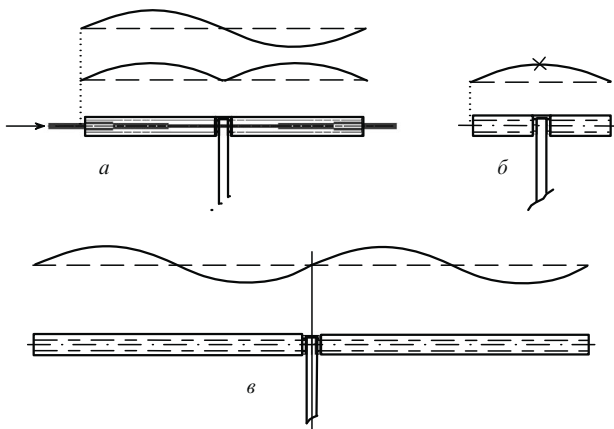


Рис.4. Распределение давления собственных колебаний в трубках с отверстием в середине при длине трубки, равной длине звуковой волны λ (а, верхняя кривая), при длине $\lambda/2$ (в случае отверстия в центре трубки пучность давления в этом месте невозможна, что отмечено на рисунке) (б) и при длине 2λ (в), а также распределение давления при возбуждении колебаний нагревом газа лазерным пучком (а, нижняя кривая).

обходимо учитывать достаточно значительный исходный разброс параметров различных фотоакустических датчиков, обусловленный различным положением камертона в зазоре трубки и формами самого центрального отверстия, а также трудоемкость изготовления каждого экземпляра датчика. В связи с этим была разработана технология сошлифовки торцов трубки одного экземпляра датчика с помощью алмазного инструмента, использование которого не приводило к смещению камертона, а значит, и к изменению параметров устройства, не связанных с длиной трубки.

Результаты измерений зависимости добротности камертона от длины трубки представлены на рис.5.

Скорость звука в трубке в общем случае отличается от таковой в свободной среде. Кроме того, существуют так называемые рэлеевские (концевые) удлиняющие поправки [10] для эффективной длины трубки при резонансе, равные 0.6 радиуса трубки для каждого ее конца. Нельзя также исключить и влияние нахождения камертона в центре трубки на ее эффективную длину.

Поскольку нам известно точное положение минимумов на рис.5 (максимальные потери в камертоне соответствуют совпадению резонанса трубки с собственной частотой камертона, равной 32758 Гц), мы получим два линейных уравнения (по одному для второй и четвертой моды колебаний) с двумя неизвестными – скоростью звука и разностью между фактической и эффективной длинами трубки. Из решения этих уравнений следует, что скорость звука в трубке составляет 331 м/с, а ее эффективная длина больше фактической на 0.82 мм. Рэлеевские концевые поправки составляют 0.24 мм для трубки с простым окончанием и 0.33 мм для трубки с фланцами. Поскольку имеется существенно расхождение результатов расчета и эксперимента, был проведен контрольный эксперимент с надеванием на торцы трубки пластинок (фланцев). При этом эффективная длина увеличилась примерно на 0.1 мм, что соответствует разности между рэлеевскими поправками. Таким образом, можно сделать вывод о том, что необходимость дополнительного укорочения трубки на 0.58 мм объясняется влиянием центрального отверстия и характеристиками режима передачи колебаний камертону.

Можно также оценить потери энергии, вызванные вязким трением газа о стенки трубки и излучением из ее концов. Они рассчитываются по формулам [10]

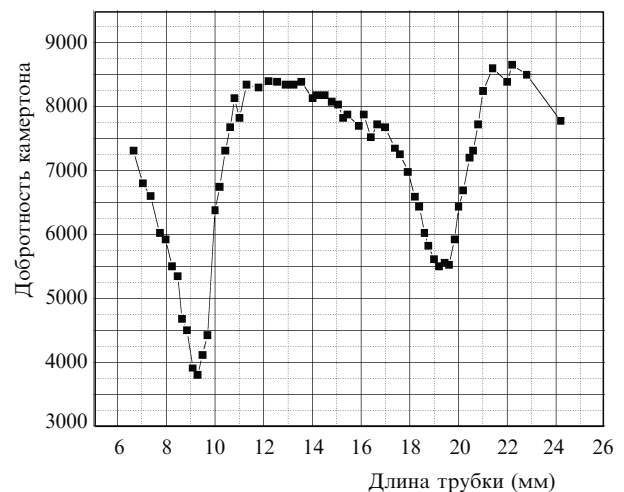


Рис.5. Зависимость добротности камертона от длины трубки.

$$Q = \left(\frac{3 \omega \rho}{2 \eta} \right)^{1/2} r \approx 29, \quad (1)$$

$$\Delta P = \frac{4k^2 S}{\Omega} \approx 0.015, \quad (2)$$

где Q – добротность акустического резонатора, определяемая потерями на стенках; $\omega \approx 2 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ – круговая частота акустических колебаний; $r = 0.2 \text{ мм}$ – радиус трубки; $\rho = 1.2 \text{ кг/м}^3$ – плотность воздуха; $\eta = 1.722 \times 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$ – коэффициент вязкости воздуха; $k \approx 620 \text{ м}^{-1}$ – волновое число; $S = 7 \times 10^{-8} \text{ м}^2$ – площадь сечения трубки; $\Omega = 4\pi$ – телесный угол излучения; ΔP – коэффициент потери мощности при отражении волны от конца трубки. Потери в 1.5 % соответствуют $Q = 400$ для трубки длиной λ и $Q = 800$ при ее длине 2λ . Таким образом, результирующая добротность трубок без отверстий в середине с учетом этих основных факторов будет составлять 27.3 и 28.2 соответственно.

Для определения реальной добротности необходимо пересчитать зависимость добротности от длины (рис.5) в зависимость вносимого затухания от частоты резонанса трубки (рис.6). Поскольку при изменении длины трубки эквивалентное волновое сопротивление резонатора Z ($Z_{\text{eq}} = \rho v/S$, где v – скорость звука [10]), а также активные потери и коэффициент связи между камертоном и резонатором на частоте измерения (частота резонанса камертона) сохраняются, то кривые на рис.6 эквивалентны зависимости активных потерь от частоты при постоянной длине трубки. Можно пояснить это на примере классического колебательного контура, перестраиваемого по частоте (для чего необходимо изменять емкость и индуктивность контура пропорционально отстройке частоты f от f_0) при сохранении добротности и волнового сопротивления; для такого контура полное сопротивление

$$Z = R + 1/[j\omega f(C_0/f_0)] + j\omega f(L_0/f_0), \quad (3)$$

где ω – частота, на которой измеряется Z ; R – активное сопротивление контура; f – текущая частота резонанса контура; C_0 и L_0 – емкость и индуктивность контура на резонансной частоте f_0 . Очевидно, что зависимости Z от ω и от f эквивалентны. То же справедливо и для нашего случая: в уравнениях, описывающих эквивалентную схему акустического резонатора, все сопротивления реактивных элементов будут зависеть от произведения ωf .

Резонансные кривые на рис.6 имеют явно выраженную асимметрию, поэтому измерение добротности просто по полуширине пика даст очень большую погрешность. Однако такую же зависимость активной составляющей сопротивления от частоты имеет эквивалентная электрическая схема на рис.7. Дополнительный элемент C_2 ответстен за асимметрию резонансной характеристики. Можно провести аппроксимацию кривых рис.6 по формуле

$$R_{\text{акт}} = \left\{ \frac{\left[\frac{j\omega L(1/j\omega C_1)}{j\omega L + 1/j\omega C_1} + 1/j\omega C_2 \right] R}{\frac{j\omega L(1/j\omega C_1)}{j\omega L + 1/j\omega C_1} + 1/j\omega C_2 + R} \right\} \quad (4)$$

и, исходя из полученных значений параметров элементов эквивалентной схемы, вычислить добротность. Результаты аппроксимации показаны на рис.6,а, б штриховыми кривыми. Добротности при этом составили 7.25 и 11.1 соответственно.

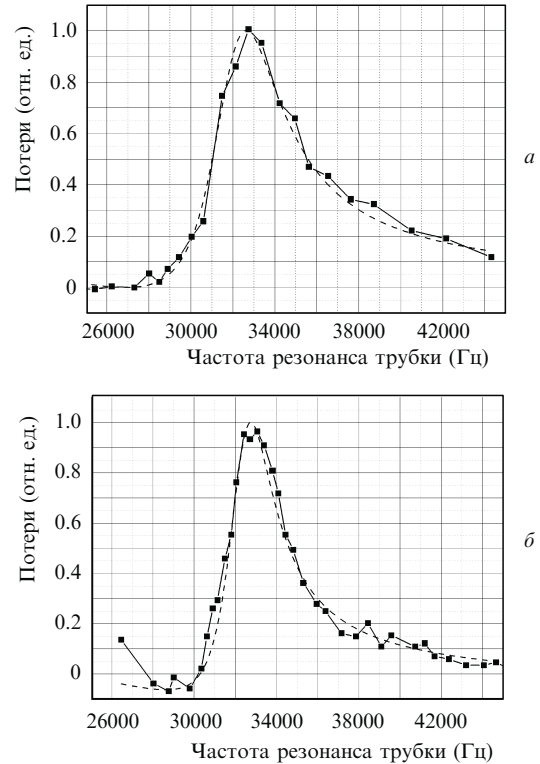


Рис.6. Зависимости потерь в камертоне от частоты резонанса трубки для второй (а) и четвертой (б) мод колебаний: результаты эксперимента (точки) и моделирования (штриховые линии) при $Q = 7.25$ (а) и 11.1 (б).

Для проверки полученных результатов можно сравнить два отношения – вычисленных добротностей и минимумов добротностей камертона (см. рис.5). Эти отношения должны быть одинаковыми, т. к. кроме длины трубки в системе ничего не меняется, и изменение добротности камертона должно соответствовать изменению суммарных потерь в колебательной системе. Отношения добротностей составляют 1.54 для вычисленных значений и 1.45 – для камертона. Расхождение составляет около 6 %, что позволяет сделать вывод о правильности вычисления добротности акустических резонаторов.

Теперь можно вычислить потери энергии в трубке, связанные с отверстием в ее центре. Вклад этих потерь в общие потери в случае колебаний второго порядка есть $\Gamma_2 = 7.25^{-1} - 27.3^{-1} \approx 0.101$, в случае колебаний четвертого порядка – $\Gamma_4 = 11.1^{-1} - 28.2^{-1} \approx 0.054$ (потери обратно пропорциональны добротности) и является определяющим. Теоретически отношение этих потерь должно различаться ровно в два раза (отношение эффективных длин трубок). В данном случае оно равно 1.87, т. е. всего на 7 % меньше теоретического. Таким образом, можно ожидать, что наибольшая чувствительность дат-

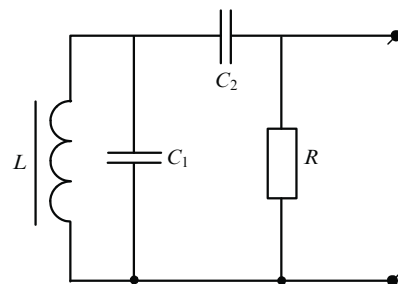


Рис.7. Эквивалентная схема колебательной системы.

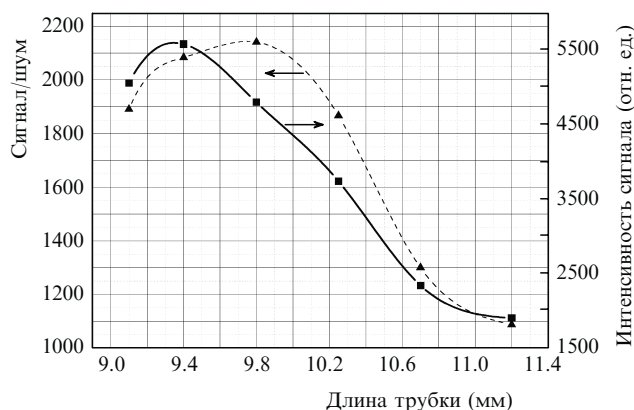


Рис. 8. Зависимости интенсивности сигнала датчика и результирующего отношения сигнал/шум при времени усреднения 10 с от длины трубки. Содержание аммиака 100 мг/м³.

чика будет наблюдаться при длине трубки, чуть меньшей λ . Это и происходит на практике (рис. 8): максимальный сигнал наблюдается при длине трубки 9.3–9.4 мм. (Измерение проводилось с помощью генератора аммиака ГЕА-01 производства ЗАО «Хромдет-экология», предназначенного для калибровки промышленных детекторов аммиака.) Исходя из этого дальнейшее увеличение чувствительности за счет оптимизации размеров трубки вряд ли возможно, поскольку форма отверстия для камертона, как было отмечено выше, диктуется необходимостью избежать потерь в приповерхностном слое воздуха и не может быть меньше 30 мкм.

4. Заключение

Применение трубки «резонансной» длины позволяет выиграть в чувствительности датчика примерно в два раза, однако имеет и обратную сторону: падение добротности камертона и пропорциональный этому рост активного сопротивления камертона приводят к уменьшению отношения сигнал/шум как $\sqrt{Q_{\text{тф}}}$ при одинаковых значениях звукового давления. (Амплитуда колебаний камертона, а значит и генерируемый им ток, снижается линейно с уменьшением $Q_{\text{тф}}$, при этом шумовой ток тоже снижается, но как $\sqrt{Q_{\text{тф}}}$ [7].) В связи с этим рост чувствительности не столь значителен. Кроме того, низкая добротность камертона расширяет его полосу пропускания, делая камертон более чувствительным к внешним акустическим помехам.

Экспериментально измеренная чувствительность к аммиаку в случае оптимальной геометрии акустического резонатора (длина 9.4 мм, диаметр 0.4 мм) составляет 0.047 мг/м³, или 0.062 ppm, при времени усреднения сигнала 10 с и отношении сигнал/шум, равном единице, что можно пересчитать к $\text{NNEA} = 3.3 \times 10^{-9} \text{ см}^{-1} \cdot \text{Вт} \times \text{Гц}^{-1/2}$ (NNEA – normalized noise equivalent absorption coefficient – эквивалентный шуму нормализованный коэффициент поглощения). Это значение всего в 1.5 раза хуже полученного при использовании «классической» фотоакустической методики детектирования аммиака на частоте 1800 Гц [11], равного $2.2 \times 10^{-9} \text{ см}^{-1} \cdot \text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$; при этом оптический путь в оптоакустической ячейке составлял 184 мм, что почти в 20 раз больше, чем в описанном в настоящей работе приборе.

При использовании методики измерения концентраций по затуханию излучения в оптическом резонаторе (cavity ring down (CRD)), чувствительность оказывается выше. Например, при измерении концентрации аммиака на той же длине волны при длине резонатора 650 мм и его диаметре 25 мм [12] достигается чувствительность $1.06 \times 10^{-9} \text{ см}^{-1} \cdot \text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$. В случае использования многопроходной методики при длине оптического пути 36 м чувствительность составляет только $40 \times 10^{-9} \text{ см}^{-1} \cdot \text{Вт} \times \text{Гц}^{-1/2}$ [13].

Системы, описанные в [11–13] и аналогичные им, имеют характерные размеры измерительных элементов (десятки сантиметров) и высокочувствительны к акустическим и вибрационным воздействиям, а в методиках, описанных в [12, 13], предъявляются высочайшие требования к качеству используемых зеркал и его сохранению в течение всего срока эксплуатации прибора. Все это существенно затрудняет создание на базе упомянутых методик серийных образцов измерительных приборов с чувствительностью, приближающейся к полученной в экспериментальных работах. Измерительный элемент, описываемый в настоящей работе, имеет характерные размеры около 50 мм, слабочувствителен к акустическим помехам, обладает достаточно высокой химической стойкостью, большим сроком службы и при этом не требует юстировки в течение всего срока эксплуатации.

Чувствительность кварцевого микрофотоакустического датчика, отнесенная на единицу длины оптического пути, в десятки раз больше достигнутой при использовании других известных методов детектирования следов газа. Это позволяет создавать приборы, имеющие такую же по порядку величины чувствительность, как и при применении других высокочувствительных методов детектирования с использованием диодных лазеров ближнего ИК диапазона. При этом микрофотоакустический датчик свободен от присущих перечисленным методикам недостатков, препятствующих построению систем, адаптированных к реальным условиям эксплуатации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-08055) и программы Президиума РАН «Поддержка инноваций».

- Zharov V.P., Letokhov V.S. *Laser Optoacoustic Spectroscopy, Springer Series in Optical Sciences* (Berlin, Springer, 1986, Vol. 37).
- Sigrist M.W. *Rev. Sci. Instrum.*, **74** (1), 486 (2003).
- Kosterev A.A., Bakhirkin Yu.A., Curl R.F., Tittel F.K. *Opt. Lett.*, **27**, 1902 (2002).
- Kosterev A.A., Tittel F.K., Serebryakov D.V., Malinovsky A.L., Morozov I.V. *Rev. Sci. Instrum.*, **76** (4), 043105 (2005).
- Kosterev A.A., Mosely T.S., Tittel F.K. *Appl. Phys. B*, **85**, 295 (2006).
- Kosterev A.A., Tittel F.K. *Appl. Opt.*, **43**, 6213 (2004).
- Serebryakov D.V., Cherkun A.P., Loginov B.A., Letokhov V.S. *Rev. Sci. Instrum.*, **73**, 1795 (2002).
- Petra N., Zweck J., Kosterev A.A., Minkoff S.E., Thomazy D. *Appl. Phys. B*, **94**, 673 (2009).
- Bijnen F.G.C., Reuss J., Harren F.J.M. *Rev. Sci. Instrum.*, **67** (8), 2914 (1996).
- Pippard A.B. *The Physics of Vibration* (London: Cambridge University Press, 1978).
- Webber M.E., Pushkarsky M., Kumar C., Patel N. *Appl. Opt.*, **42**, 2119 (2003).
- Peeters R., Berden G., Apituley A., Meijer G. *Appl. Phys. B*, **71**, 231 (2000).
- Claps R., English F.V., Leleux D.P., Richter D., Tittel F.K., Curl R.F. *Appl. Opt.*, **40**, 4387 (2001).