

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МАССЫ ОДИНОЧНЫХ ВИРУСОВ, ОСНОВАННЫЙ НА ОПТОМЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С МОДАМИ «ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ», С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКОЙ МЕТОДИКИ НАКАЧКИ–ЗОНДИРОВАНИЯ

*Хуа-Юн Чен**

*Школа механики и оптоэлектроники, Аньхойский научно-технологический университет
Хуайнань, Аньхой 232001, КНР*

Поступила в редакцию 20 ноября 2017 г.

(Перевод с английского)

MASS DETECTION OF SINGLE VIRUSES BASED ON WHISPERING GALLERY MODES OF OPTOMECHANICAL SYSTEMS VIA OPTICAL PUMP-PROBE TECHNIQUE

Hua-Jun Chen

Резонаторы с модами «шепчущей галереи» потенциально интересны для детектирования различных эффектов из-за их высокой добротности, малого занимаемого объема и простоты изготовления. В этой работе мы предлагаем теорию датчика для измерения малых масс, основанного на реалистичном опто-механическом резонаторе (аналогичном использованному в работе [1]) с использованием интенсивного лазерного пучка накачки и слабого лазерного пучка зондирования. Массы внешних биочастиц (таких как вирусы оспы или гриппа), помещенных на поверхность резонатора с модой шепчущей галереи, могут быть точно определены по спектру пропускания зондирующего пучка. Кроме того, на основе этой схемы можно определить даже массу одиночного вируса по наблюдению полуширины спектра пропускания зондирующего пучка. Определение массы вируса, в свою очередь, позволит определить тип вируса.

DOI: 10.7868/S0044451018060020

1. ВВЕДЕНИЕ

Микрорезонаторы с модой «шепчущей галереи» обладают очень высокой добротностью, высокими частотами механических колебаний и очень малыми объемами мод [2, 3]. Из-за этого они привлекают все возрастающее внимание как в фундаментальных исследованиях опто-механических систем [1, 4, 5], так и в миниатюрных измерительных схемах [3, 6–9]. В измерительных применениях заметный интерес вызвало измерение малых масс при помощи нанорезонаторов. Наномеханический резонатор может использоваться для измерения малой массы, так как

добавление массы приводит к сдвигу собственной частоты резонатора [10]. Основным методом измерения добавленной массы является измерение сдвига резонансной частоты.

Традиционный метод измерения масс частиц при помощи масс-спектроскопии требует использования ионизированных частиц [11]. Процесс ионизации может разрушить наночастицы и повлиять на возможность их дальнейшего изучения, если изучаемые частицы являются биомолекулами. Известны и другие методики измерения массы, основанные на электрических схемах с использованием наноразмерных электромеханических элементов [12–14], но прикладываемое в этих схемах напряжение может вызывать нагрев во время измерения [15, 16]. Помимо перечисленных выше методов измерения была предложена также методика детектирования

* E-mail: chenphysics@126.com

наночастиц с использованием единственного лазера [2, 17–20]. Недавно была предложена оптическая методика накачки–зондирования с использованием сильного лазерного пучка для накачки и слабого лазерного пучка для зондирования [21]. Возможность применения этой методики была экспериментально продемонстрирована в нескольких системах [1, 22, 23]. На основе этого была предложена чисто оптическая методика измерения малых масс с помощью связанных механических резонаторов [24]. В сравнении со схемой детектирования с использованием единственного лазера методика зондирования–накачки порождает волну биений, которая возбуждает механический резонатор, что может применяться как для высокочастотных, так и для низкочастотных механических резонаторов. С другой стороны, обнаружение вируса массой в несколько аттограмм ($1 \text{ ag} = 10^{-21} \text{ г}$) было продемонстрировано в недавней работе [25]. Для того чтобы сделать возможным более точное определение массы вируса, мы далее предлагаем способ определения массы с применением микрорезонатора с модой шепчущей галереи, использующий описанную методику накачки–зондирования.

В оптомеханических системах с резонаторами с модой шепчущей галереи световое поле, связанное с резонатором, из-за кривизны диэлектрического резонатора действует на стенки резонатора радиально направленной силой. Эта сила, называемая радиационным давлением, приводит к возникновению моды механических колебаний сжатия и расширения, которая называется радиальной дышащей модой [26]. Это приводит к возникновению связи между оптической резонансной модой и механическими степенями свободы. В оптомеханических системах с модами шепчущей галереи изучались основанные на этом явлении такие эффекты, как оптомеханически индуцированная прозрачность [1] и охлаждение механической моды в основное состояние [4, 26, 27]. Криогенное предохлаждение [28] и охлаждение механической моды с использованием радиационного давления могут эффективно подавить тепловое движение механического резонатора, что также благоприятно для измерений малых масс.

В настоящей работе резонатор одновременно возбуждается сильным лазерным пучком накачки и слабым зондирующим пучком, а резонансную частоту механического резонатора легко определить по спектру пропускания зондирующего пучка. В этом случае массы биомолекул, попавших на стенки резонатора с модой шепчущей галереи, могут быть эффективно определены по сдвигу частоты. Для оди-

ночной биомолекулы, помещенной на поверхность такого резонатора, этот сдвиг (т. е. расстояние между двумя пиками пропускания) мал, в то время как изменение полуширины спектра оказывается значительным. Таким образом, одиночную биомолекулу на поверхности микрорезонатора можно обнаружить с помощью измерения полуширины спектра.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Схема измерения массы биомолекулы при помощи оптической методики накачки–зондирования изображена на рис. 1. Распространяющийся вперед (слева направо на рис. 1) лазерный пучок в волноводе взаимодействует с резонатором с модой шепчущей галереи, возбуждая (настройкой фазы) моды, распространяющиеся против часовой стрелки. Циркулирующее в резонаторе световое поле создает радиационное давление, которое обеспечивает взаимодействие между оптической резонансной модой и механической резонансной модой. Биомолекулы помещаются на поверхность микрорезонатора. Лазерный пучок накачки на частоте ω_l имеет амплитуду поля E_l , связанную с мощностью P_{in}^l лазера накачки соотношением

$$|E_l| = \sqrt{P_{in}^l / \hbar \omega_l}.$$

Слабый зондирующий лазерный пучок с амплитудой

$$E_s = \sqrt{P_{in}^s / \hbar \omega_s},$$

где P_{in}^s — мощность пучка зондирующего лазера, а ω_s — его частота в оптоволокне, взаимодействует

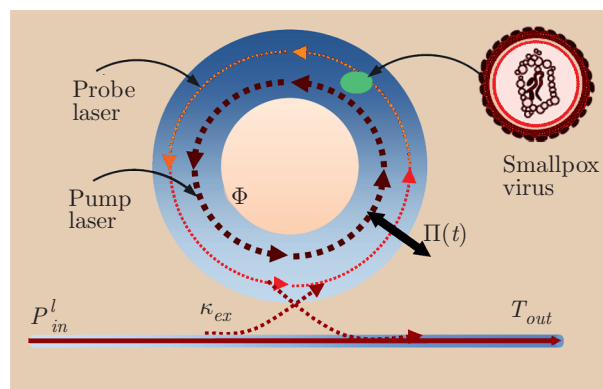


Рис. 1. (В цвете онлайн) Предлагаемое устройство датчика масс биомолекул на основе оптомеханической системы с резонатором с модой шепчущей галереи и с использованием оптической схемы накачка–зондирования. Биомолекулы (вирус оспы) помещаются на поверхность резонатора

с резонатором, имеющим коэффициент выхода фотонов κ_{ex} для внешнего взаимодействия. Мощность прошедшего пучка измеряется с помощью сбалансированной схемы синхронного детектирования. В адиабатическом пределе возбуждается только мода резонатора ω_c , а спектральный диапазон свободного резонатора $c/2R$ (c — скорость света в вакууме, а R — радиус резонатора с модой шепчущей галереи) гораздо больше частоты механических колебаний резонатора. Таким образом, рассеянием фотонов в другие резонансные моды можно пренебречь.

Световое поле в резонаторе за счет силы радиационного давления порождает радиальную дышащую моду, которая в свою очередь модулирует собственную частоту резонансной моды ω_c . Однофотонный коэффициент связи для резонатора с модой шепчущей галереи равен $g = g_0 x_0$, где $g_0 = \omega_c/R$, а $x_0 = \sqrt{\hbar/2M\omega_m}$ — координата нулевых колебаний для механического резонатора с эффективной массой M и частотой ω_m . Квантуя оптическую и механическую моды при помощи операторов рождения (уничтожения) соответственно фотонов Φ^\dagger (Φ) и фононов Ψ^\dagger (Ψ), можно записать гамильтониан взаимодействия оптической и механической мод колебаний [1, 23]:

$$H_{int} = \hbar g \Phi^\dagger \Phi (\Psi^\dagger + \Psi).$$

Используя методику накачки-зондирования, получаем полный гамильтониан оптомеханической системы в виде

$$H = \hbar \omega_c \Phi^\dagger \Phi + \hbar \omega_m \Psi^\dagger \Psi - \hbar g \Phi^\dagger \Phi (\Psi^\dagger + \Psi) + i \hbar \sqrt{\kappa_{ex}} [E_l \Phi^\dagger \exp(-i\omega_l t) - E_l^* \Phi \exp(i\omega_l t)] + i \hbar \sqrt{\kappa_{ex}} [E_s \Psi^\dagger \exp(-i\omega_s t) - E_s^* \Psi \exp(i\omega_s t)]. \quad (1)$$

В соответствии с гейзенберговскими уравнениями движения и с учетом соответствующих слагаемых, описывающих шум и затухание, в системе отсчета, вращающейся с частотой ω_l лазерного пучка накачки, можно получить квантовые уравнения Ланжевена в виде

$$\dot{\Phi}(t) = -(i\Delta_0 + \kappa)\Phi(t) + ig\Phi(t)\Pi(t) + \sqrt{\kappa_{ex}}E_l + \sqrt{\kappa_{ex}}E_s e^{-i\delta t} + \hat{a}_{in}(t), \quad (2)$$

$$\ddot{\Pi}(t) + \gamma_m \dot{\Pi}(t) + \omega_m^2 \Pi(t) = 2g\omega_m \Phi^\dagger(t)\Phi(t) + \hat{\xi}(t), \quad (3)$$

где оператор координаты равен $\Pi = \Psi^\dagger + \Psi$, γ_m — коэффициент затухания резонатора, а коэффициент затухания резонансной моды равен $\kappa = \kappa_{ex} + \kappa_0$ с собственным коэффициентом потери фотонов κ_0 . Для простоты мы рассмотрим здесь только случай

[1] $\kappa_{ex} = \kappa_0$. Кроме того, $\Delta_0 = \omega_c - \omega_l$ — отстройка частоты лазерного пучка накачки от резонансной частоты резонатора, а $\delta = \omega_s - \omega_l$ — отстройка частоты лазерного пучка зондирования от резонансной частоты резонатора. Оператор $\hat{a}_{in}(t)$ — δ -коррелированный ланжевенский оператор шума, который имеет нулевое среднее $\langle \hat{a}_{in}(t) \rangle = 0$ и корреляционную функцию $\langle \hat{a}_{in}(t) \hat{a}_{in}^\dagger(t') \rangle \sim \delta(t - t')$. Мода резонатора подвержена влиянию броуновской стохастической силы с нулевым средним значением, а $\hat{\xi}(t)$ имеет корреляционную функцию

$$\langle \hat{\xi}^\dagger(t) \hat{\xi}(t') \rangle = \frac{\gamma_m}{\omega_m} \int \frac{d\omega}{2\pi} \omega \exp[-i\omega(t - t')] \times \left(1 + \text{cth} \frac{\hbar\omega}{2\kappa_B T} \right),$$

где k_B и T — соответственно постоянная Больцмана и температура термостата.

Чтобы выйти за пределы приближения слабой связи, оператор можно переписать как сумму его стационарного среднего значения и малой флуктуации с нулевым средним:

$$\Phi \rightarrow \Phi_0 + \delta\Phi, \quad \Pi \rightarrow \Pi_0 + \delta\Pi.$$

Предполагая, что возбуждающие поля являются слабыми, но классическими когерентными полями, мы можем все операторы заменить их средними значениями, а слагаемые, описывающие тепловой и квантовый шум, опустить [1]. Вводя эти операторы в уравнения Ланжевена (2), (3) и пренебрегая нелинейными слагаемыми, мы получаем две системы уравнений для стационарного среднего и малой флуктуации. Система уравнений для равновесного среднего,

$$\Phi_0 = \frac{\sqrt{\kappa_{ex}} E_l}{i(\Delta_0 - g\Pi_0) + \kappa},$$

$$\Pi_0 = 2g|\Phi_0|^2/\omega_m,$$

связана с числом фотонов внутри резонатора ($n_0 = |\Phi_0|^2$), которое определяется соотношением

$$n_0[\kappa^2 + (\Delta_0 - g\Pi_0)^2] = \kappa_{ex} |E_l|^2.$$

Для системы уравнений, описывающих малые флуктуации, мы используем подход к решению, предложенный в работе [21]:

$$\langle \delta\Phi \rangle = \Phi_+ e^{-i\delta t} + \Phi_- e^{i\delta t},$$

$$\langle \delta\Pi \rangle = \Pi_+ e^{-i\delta t} + \Pi_- e^{i\delta t}.$$

Решая систему уравнений и ограничиваясь только младшим порядком по E_s (но учитывая все порядки по E_l), получаем

$$\Phi_+ = \frac{(\Gamma_2 + ig\eta n_0)\sqrt{\kappa_{ex}}E_s}{\Gamma_1\Gamma_2 + ig\eta n_0(\Gamma_1 - \Gamma_2)}, \quad (4)$$

где

$$\eta = \frac{2g\omega_m}{\omega_m^2 - \delta^2 - i\delta\gamma_m},$$

$$\Gamma_1 = i(\Delta_0 - \delta - g\Pi_0) + \kappa, \quad \Gamma_2 = -i(\Delta_0 + \delta - g\Pi_0) + \kappa.$$

Используя стандартное соотношение входа-выхода [29]

$$\Phi_{out}(t) = \Phi_{in}(t) - \sqrt{\kappa_{ex}}\Phi(t),$$

получаем

$$\langle \Phi_{out}(t) \rangle = (E_l - \sqrt{\kappa_{ex}}\Phi_0) \exp(-i\omega_l t) + (E_s - \sqrt{\kappa_{ex}}\Phi_+) \exp[-i(\delta + \omega_l)t] - \sqrt{\kappa_{ex}}\Phi_- \exp[-i(\delta - \omega_l)t], \quad (5)$$

где $\Phi_{out}(t)$ — оператор поля на выходе. Спектр пропускания зондирующего поля определяется отношением амплитуд входящего и выходящего полей на частоте зондирующего пучка, что приводит к выражению

$$T_{out} = \frac{E_s - \sqrt{\kappa_{ex}}\Phi_+}{E_s} = 1 - \frac{\kappa_{ex}(\Gamma_2 + ig\eta n_0)}{\Gamma_1\Gamma_2 + ig\eta n_0(\Gamma_1 - \Gamma_2)}. \quad (6)$$

Несмотря на то что основанная на таком подходе методика измерения малой массы содержит много технических сложностей, основной принцип измерения прост. Частица с массой δm (эту массу нужно определить) помещается на стенку резонатора с модой шепчущей галереи, в результате чего исходная резонансная частота ω_m изменяется: $\omega_m + \Delta f_0$. Измеряя сдвиг частоты Δf_0 , можно определить массу частицы. В этом процессе есть два важных момента: необходимо, во-первых, определить исходную частоту механических колебаний резонатора; во-вторых, измерить собственную частоту резонатора с помещенной на него частицей и определить сдвиг частоты Δf_0 . Сдвиг частоты можно найти из уравнения

$$\delta m = \frac{\partial M}{\partial \omega_m} \Delta f_0, \quad (7)$$

где $\partial M / \partial \omega_m = -2M / \omega_m$ — массовая чувствительность прибора [10]. С использованием этого соотношения мы можем с высокой точностью определить сдвиг частоты, применяя описанную выше методику спектроскопии накачки-зондирования для оптомеханической системы с резонатором с модой шепчущей галереи.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В этом разделе мы покажем, что для реалистичных параметров оптомеханической системы предложенная методика измерения малой массы работоспособна. Приняты следующие параметры, используемые в численном моделировании [1, 4]:

$$(g_0, \gamma_m, \omega_m, \kappa) / 2\pi = (12 \text{ ГГц/нм}, 41 \text{ кГц}, 51.8 \text{ МГц}, 15 \text{ МГц}),$$

$$(M, \lambda, Q, P_{in}^l) = (5 \text{ нг}, 750 \text{ нм}, 1500, 0.5 \text{ мВт}).$$

Выше на рис. 1 показана схема датчика измерения малых масс, основанного на оптомеханическом резонаторе с модой шепчущей галереи. Ниже мы покажем, как можно измерить массу попавшей на стенку резонатора биомолекулы при помощи описанной выше методики накачки-сканирования.

Для применения методики измерения массы, основанной на использовании резонатора с модой шепчущей галереи, первым шагом является определение исходной (без биомолекул на стенках) собственной частоты механических колебаний резонатора. Опишем сначала, как эту исходную частоту можно определить из спектра пропускания. На рис. 2 показан

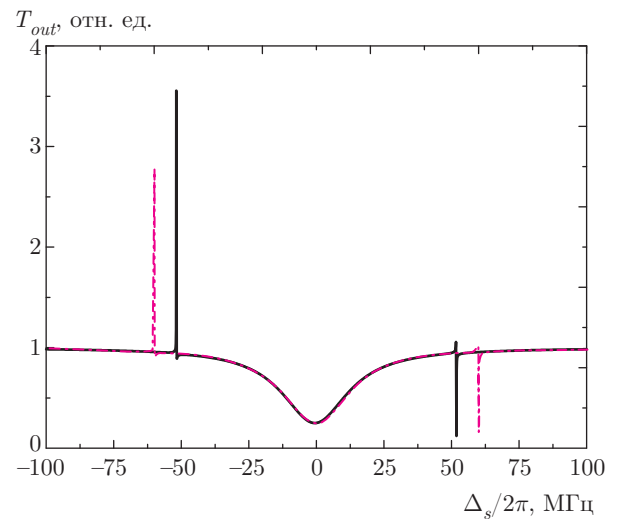


Рис. 2. (В цвете онлайн) Модельные спектры пропускания зондирующего лазерного пучка как функция отстройки частоты пучка от собственной частоты резонатора ($\Delta_s = \omega_s - \omega_c$) для двух частот вибрационных мод резонатора с модой шепчущей галереи: $\omega_m = 2\pi \cdot 51.8$ МГц (черная сплошная кривая) и $\omega_m = 2\pi \cdot 60.0$ МГц (красная штрихпунктирная кривая). Спектры рассчитаны для параметров $P_{in}^l = 0.5$ мВт, $\Delta_0 = 0$, $\gamma_m = 2\pi \times 41$ кГц, $\kappa = 2\pi \cdot 15$ МГц и $g = 2\pi \cdot 1.2$ кГц

спектр пропускания зондирующего лазерного пучка как функция отстройки частоты пучка от резонансной частоты резонатора $\Delta_s = \omega_s - \omega_c$ при условии, что поле накачки находится точно в резонансе с оптической модой шепчущей галереи при мощности накачки $P_{in}^l = 0.5$ мВт. Очевидно, что два узких пика (на сплошной кривой) отстоят от резонансной частоты резонатора ровно на частоту резонанса, вызванного механическими колебаниями резонатора, т. е. находятся на частотах $\Delta_s = \pm\omega_m = \pm 2\pi \cdot 51.8$ МГц. Широкий минимум в окрестности $\Delta_s = 0$ представляет собой обычную резонансную кривую оптического резонатора. Физическую природу этого результата можно объяснить в модели «одетого» состояния [24].

Чтобы продемонстрировать справедливость такой интерпретации спектра, предположим, что резонатор с модой шепчущей галереи имеет другую механическую резонансную частоту $\omega_m = 2\pi \cdot 60.0$ МГц, и повторим моделирование. Результат показывает, что два острых пика теперь смещены в точности на $\Delta_s = \pm 2\pi \cdot 60.0$ МГц (соответствующая штрихпунктирная кривая показана на рис. 2). Таким образом, рис. 2 дает нам прямой метод измерения резонансной частоты механических колебаний резонатора с модой шепчущей галереи: настроив пучок накачки точно в резонанс ($\Delta_0 = 0$) и сканируя частоту зондирующего пучка в окрестности резонансной частоты, можно легко определить резонансную частоту механических колебаний резонатора по спектру пропускания зондирующего пучка.

После того как исходная частота резонатора определена, к спектру пропускания зондирующего пучка можно применить нашу методику измерения малой массы, основанную на оптомеханической системе с резонатором с модой шепчущей галереи. Для примера рассмотрим взвешивание вируса оспы. Чтобы поместить вирус на поверхность оптомеханического резонатора, с помощью газовой форсунки создается контролируемый поток биомолекул или других молекул. Этот поток может прерываться механической заслонкой для обеспечения калиброванного импульсного поступления массы на резонатор. Такой подход был экспериментально реализован в работах [30, 31]. Предположим, что вирусы распределены равномерно по резонатору, а добавленная масса вирусов не влияет на параметры упругости резонатора. Как только вирусы оспы помещены на поверхность резонатора, нужно измерить новую частоту механических колебаний резонатора и определить сдвиг частоты.

При помощи уравнения (7) массу помещенных на резонатор вирусов можно определить по спектру пропускания зондирующего пучка. Две кривые на рис. 3а показывают смоделированные результаты для чистого резонатора и для резонатора с нанесенными на него частицами вирусами. Сплошная кривая 1 соответствует спектру пропускания чистого (без вирусных частиц) резонатора с частотой $\omega_m = 2\pi \cdot 51.8$ МГц. После помещения на поверхность резонатора 20 вирусов оспы ($\delta m = 190$ фг) ($1 \text{ фг} = 10^{-15} \text{ г}$) возникает сдвиг частоты $\Delta f_0 = 0.195$ МГц. Максимум штриховой кривой 2 оказывается на частоте $\omega_m - \Delta f_0$. Из уравнения (7) массу 20 вирусов оспы можно точно измерить непосредственно из спектра пропускания зондирующего пучка. Отсюда мы можем определить массу одного вируса оспы как $m_{sv} = 9.5$ фг. Вставка на рис. 3а показывает линейную зависимость между сдвигом резонансной частоты и числом помещенных на поверхность резонатора вирусов оспы. Наклон этой прямой определяет массовую чувствительность резонатора. После определения собственной частоты резонатора его масса также может быть получена из этого наклона.

В дополнение нужно отметить, что наш чисто оптический метод измерения массы может быть применен к определению массы одиночной биомолекулы (или малого числа молекул), вызывающих смещение резонансной частоты. К сожалению, сдвиг частоты (т. е. расстояние между двумя пиками) становится для выбранных параметров резонатора с модой шепчущей галереи наблюдать трудно, если на поверхность резонатора помещено всего одна или несколько биомолекул. В работе [19] был предложен механизм детектирования посредством наблюдения за уширением моды шепчущей галереи в микрорезонаторе, что позволяет обнаруживать присутствие одиночных наночастиц. Применяя аналогичный подход, мы действительно можем определить изменение ширины спектра пропускания зондирующего пучка на половине высоты для измерения массы одиночной биомолекулы или нескольких биомолекул (рис. 3б), когда сдвиг резонансной кривой оказывается трудно разрешить. Обнаружению частиц малых масс, таких как вирус гриппа, благоприятствуют меньшая масса и более высокая частота резонатора.

Для оценки чувствительности резонатора при определении малых масс вводится параметр отклика $\mathcal{R} = \omega_m/2M$. Очевидно, что чем меньше масса, чем выше частота колебаний и чем выше добротность резонатора, тем выше чувствительность

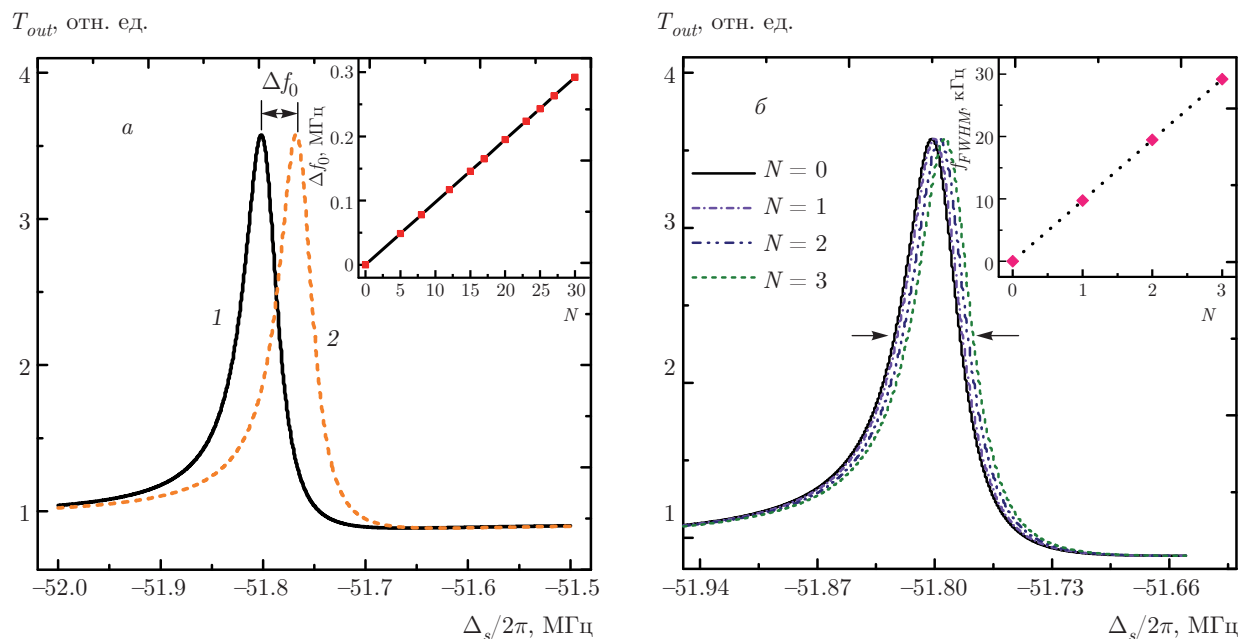


Рис. 3. (В цвете онлайн) Модельные спектры пропускания зондирующего лазерного пучка для чистого резонатора и для резонатора, на поверхность которого помещены вирусы оспы. *а)* Кривая 1 — исходная резонансная кривая резонатора с модой шепчущей галереи, кривая 2 — резонансная кривая после помещения 20 вирусов оспы на поверхность резонатора; на вставке — зависимость сдвига частоты резонатора от числа N помещенных на его поверхность вирусов оспы. *б)* Моделирование изменения спектра пропускания при помещении на поверхность резонатора единственного вируса или нескольких вирусов оспы (остальные параметры моделирования такие же, как в случае рис. 2); на вставке — зависимость от числа вирусов ширины кривой на половине ее максимума

датчика. Также необходимо отметить, что различные источники шума, включая внешние и внутренние шумы [10, 32, 33], влияют на работу датчика массы, основанного на оптомеханической системе с резонатором с модой шепчущей галереи. Обычно внутренний термомеханический шум механических степеней свободы оказывается доминирующим источником шума, влияющим на полную чувствительность. Этот источник шума можно существенно ослабить, проводя измерения при низких температурах. С другой стороны, пределы чувствительности по массе, налагаемые внутренним термомеханическим шумом, можно оценить выражением

$$\delta m \sim (M/Q) \cdot 10^{-DR/20},$$

где символ DR обозначает динамический диапазон. Эта оценка показывает, что малая эффективная масса M и высокая добротность Q резонатора являются необходимыми для улучшения массовой чувствительности [10].

Ранее описанные наномеханические датчики масс биомолекул в основном использовали электрические измерительные схемы и одну схему оптического считывания [34, 35]. В электрических

измерительных схемах механические сигналы должны быть преобразованы в электрические сигналы для измерения сдвига частоты. В этом случае тепловой эффект и потери энергии в электрической цепи приводят к уширению спектра отклика электрической системы, что в результате влияет на чувствительность определения частоты [15, 16]. В оптической схеме с одним пучком излучения лазера фокусируется на свободный конец резонатора и отраженный луч фиксируется позиционно-чувствительным фотодиодом [34, 35], так как изготовление приборов с пьезорезистивным снятием сигнала оказывается более трудоемким. В нашей схеме, основанной на оптомеханической системе с резонатором с модой шепчущей галереи и с применением методики накачки-зондирования, такой датчик масс биомолекул легко можно реализовать в эксперименте благодаря простоте изготовления и малому уровню шумов. Механизмы считывания с систем с модами шепчущая галерея были продемонстрированы экспериментально [1, 20], что показывает достижимость экспериментальных условий для реализации такого измерения массы. Кроме того, уже было показано экспериментально,

что в тороидальном микрорезонаторе [36] может существовать сильная внутренняя связь между высокодобротной ($Q > 10^8$) оптической модой шепчущей галереи и механической радиальной дышащей модой с высокой частотой (62–122 МГц) [26] и эффективными массами 1–10 нг [37]. Более того, добротность резонатора с модой шепчущей галереи может достигать 10^6 даже при комнатной температуре, в то время как другие датчики малой массы, основанные на наноразмерных механических системах, с трудом могут быть реализованы при этих условиях. При достигнутом сейчас уровне экспериментальных методик оптический датчик малой массы, предложенный в настоящей работе, может быть реализован в эксперименте.

4. ВЫВОДЫ

Мы предложили датчик масс биомолекул, основанный на оптомеханической системе с резонатором с модой шепчущей галереи, с применением оптической методики накачки–зондирования. Механическую резонансную частоту можно определить по спектру пропускания зондирующего лазерного пучка при условии точной настройки пучка накачки на резонансную частоту резонатора, что может быть полезно для измерения частотных характеристик механического резонатора. Помещенную на поверхность резонатора массу можно точно и достаточно легко измерить по сдвигу частоты в спектре пропускания зондирующего пучка. Этот оптический датчик малых масс может также использоваться для обнаружения одиночных биомолекул при наблюдении за полушириной спектра пропускания зондирующего пучка. Мы надеемся, что предложенная нами схема работы датчика может быть реализована в экспериментах в ближайшее время.

Автор выражает благодарность за поддержку Национальному естественно-научному фонду КНР (грант 11647001) и Естественно-научному фонду провинции Аньхой (гранты 1708085QA11, 1508085QF140).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Weis, R. Rivière, S. Deléglisey, E. Gavartin, O. Arcizet, A. Schliesser, and T. J. Kippenberg, *Science* **330**, 1520 (2010).

2. J. Zhu, S. K. Ozdemir, Y. F. Xiao, L. Li, L. He, D. R. Chen, and L. Yang, *Nature Photonics* **4**, 46 (2010).
3. Y. F. Xiao, C. L. Zou, B. B. Li, Y. Li, C. H. Dong, Z. F. Han, and Q. Gong, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 153902 (2010).
4. R. Rivière, S. Deléglisey, S. Weis, E. Gavartin, O. Arcizet, A. Schliesser, and T. J. Kippenberg, *Phys. Rev. A* **83**, 063835 (2011).
5. Y. Liu, M. Davanço, V. Aksyuk, and K. Srinivasan, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 223603 (2013).
6. I. M. White, H. Oveys, and X. Fan, *Opt. Lett.* **31**, 1319 (2006).
7. A. M. Armani, R. P. Kulkarni, S. E. Fraser, R. C. Flagan, and K. J. Vahala, *Science* **317**, 783 (2007).
8. E. Gavartin, P. Verlot, and T. J. Kippenberg, *Nature Comm.* **4**, 2860 (2013).
9. V. T. K. Sauer, Z. Diao, M. R. Freeman, and W. K. Hiebert, *Nanotechnol.* **25**, 055202 (2014).
10. K. L. Ekinci, Y. T. Yang, and M. L. Roukes, *J. Appl. Phys.* **95**, 2682 (2004).
11. A. Boisen, *Nature Nanotechnol.* **4**, 404 (2009).
12. Y. T. Yang, C. Callegari, X. L. Feng, K. L. Ekinci, and M. L. Roukes, *Nano Lett.* **6**, 583 (2006).
13. K. Jensen, K. Kim, and A. Zettl, *Nature Nanotechnol.* **3**, 533 (2008).
14. A. K. Naik, M. S. Hanay, W. K. Hiebert, X. L. Feng, and M. L. Roukes, *Nature Nanotechnol.* **4**, 445 (2009).
15. K. L. Ekinci and M. L. Roukes, *Rev. Sci. Instrum.* **76**, 061101 (2005).
16. K. C. Schwab and M. L. Roukes, *Phys. Today* **58**, 36 (2005).
17. F. Vollmer and S. Arnold, *Nature Meth.* **5**, 591 (2008).
18. S. Arnold, D. Keng, S. I. Shopova, S. Holler, M. Zurawsky, and F. Vollmer, *Opt. Express* **17**, 6230 (2009).
19. L. Shao, X. F. Jiang, X. C. Yu, B. B. Li, W. R. Clements, F. Vollmer, W. Wang, Y. F. Xiao, and Q. Gong, *Adv. Mater.* **25**, 5616 (2013).
20. F. Liu, S. Alaie, Z. C. Leseman, and M. Hossein-Zadeh, *Opt. Express* **21**, 19555 (2013).

21. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, San Diego, California (1992).
22. X. Xu, B. Sun, R. P. Berman, D. G. Steel, A. S. Bracker, D. Gammon, and L. J. Sham, *Science* **317**, 929 (2007).
23. J. D. Teufel, D. Li, M. S. Allman, K. Cicak, A. J. Sirois, J. D. Whittaker, and R. W. Simmonds, *Nature* **471**, 204 (2011).
24. J. J. Li and K. D. Zhu, *Phys. Rep.* **525**, 223 (2013).
25. V. R. Dantham, S. Holler, V. Kolchenko, Z. Wan, and S. Arnold, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 043704 (2012).
26. A. Schliesser, O. Arcizet, R. Rivière, G. Anetsberger, and T. J. Kippenberg, *Nature Phys.* **5**, 509 (2009).
27. G. Anetsberger, O. Arcizet, Q. P. Unterreithmeier, R. Rivière, A. Schliesser, E. M. Weig, J. P. Kotthaus, and T. J. Kippenberg, *Nature Phys.* **5**, 909 (2009).
28. Y. S. Park and H. L. Wang, *Nature Phys.* **5**, 489 (2009).
29. C. W. Gardiner and P. Zoller, *Quantum Noise*, Springer, Berlin (2004).
30. Y. T. Yang, C. Callegari, X. L. Feng, K. L. Ekinci, and M. L. Roukes, *Nano Lett.* **6**, 583 (2006).
31. Y. T. Yang, C. Callegari, X. L. Feng, and M. L. Roukes, *Nano Lett.* **11**, 1753 (2011).
32. Z. Yie, M. A. Zielke, C. B. Burgner, and K. L. Turner, *J. Micromech. Microengin.* **21**, 025027 (2011).
33. K. L. Turner, C. B. Burgner, Z. Yie, S. W. Shaw, and N. Miller, *AIP Conf. Proc.* **1339**, 111 (2011).
34. A. Boisen, S. Dohn, S. S. Keller, S. Schmid, and M. Tenje, *Rep. Progr. Phys.* **74**, 036101 (2011).
35. J. Tamayo, P. M. Kosaka, J. J. Ruz, A. S. Paulo, and M. Calleja, *Chem. Soc. Rev.* **42**, 1287 (2013).
36. D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, *Nature* **421**, 925 (2003).
37. M. Pinard, Y. Hadjar, and A. Heimann, *Eur. Phys. J. D* **7**, 107 (1999).