

# 双腔光力系统中基于连续域束缚态的 超高分辨率质量传感<sup>\*</sup>

董耀勇<sup>1)</sup> 吴仪<sup>1)</sup> 郑学军<sup>1)†</sup> 王登龙<sup>2)</sup> 赵鹏<sup>3)</sup>

1) (广东工业大学机电工程学院, 广州 510006)

2) (湘潭大学物理与光电工程学院, 湘潭 411105)

3) (工业和信息化部电子第五研究所, 电子元器件可靠性物理及其应用技术重点实验室, 广州 511370)

(2025年1月15日收到; 2025年4月26日收到修改稿)

腔光力学质量传感器中分辨率是重要指标之一。本文提出了一个基于连续域束缚态 (bound states in the continuum, BIC) 的超高分辨率质量传感方案。该方案通过将光力学腔与辅助光学腔结合, 构建双腔光力系统, 利用 BIC 模式的高品质因子特性实现质量分辨率的显著提升。在蓝失谐情况下, 该系统展现出类双光力诱导透明的现象, 相应的中间窄峰则表现为增益峰, 其线宽在光力协同性等于双光腔协同性加 1 时变为 0, 对应形成 BIC。双腔光力系统中间透射峰的频率偏移量与振子频移成线性关系, 能实现对振子上吸附物的质量测量, 并且在 BIC 条件下其分辨率能达到 ag 量级。此外, 对中间透射峰本征值的虚部和实部及其灵敏度增加因子的研究表明振子的频移对中间透射峰本征值的影响很小, 从而揭示出基于 BIC 的超高分辨率质量传感方案在频移影响下仍保持超高分辨率和精确的质量测量。

**关键词:** 光力学, 光力诱导透明, 质量传感, 连续域束缚态

**PACS:** 42.50.Wk, 42.50.Gy, 42.50.Pq

**DOI:** [10.7498/aps.74.20250063](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250063)

**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250063](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250063)

## 1 引言

腔光力系统使得光与机械振子之间的相互作用成为可能, 为宏观量子系统的基础物理研究<sup>[1,2]</sup> 以及量子信息处理<sup>[3]</sup> 和精密传感<sup>[4-6]</sup> 的实际应用提供了一个平台。系统中机械振子的运动与光学模式相互作用, 使得光学响应可灵敏感知到机械振子在外界干扰下的变化, 从而能对包括位移<sup>[7,8]</sup>、质量<sup>[4,9,10]</sup>、力<sup>[11-13]</sup>、应变<sup>[14]</sup> 和温度<sup>[15]</sup> 等多种物理量进行灵敏感知。光力系统构造简单, 机械振子种类多样, 能灵活适用于多种物理场景, 且具有高的灵敏度, 因此基于光力系统的质量传感器在超灵敏检

测领域扮演了重要角色<sup>[4,9,10]</sup>。光力系统的质量传感器在生物分子或病毒的质量检测<sup>[9,16]</sup>, 以及纳米尺度物质或颗粒的检测<sup>[9,17,18]</sup> 中存在巨大潜力。

腔光力系统中质量传感的基本原理是通过光学响应中透射峰频率偏移量, 可以检测由于吸附物引起的机械振子频率偏移  $\delta f$ 。通常, 由于吸附物的质量  $\delta m$  与振子频率偏移  $\delta f$  之间存在线性关系, 满足  $\delta f = R\delta m$ <sup>[4,9]</sup>, 因此通过测量得到的振子频率偏移  $\delta f$  可实现对吸附物质量  $\delta m$  的测量。而灵敏度和分辨率 (最小可检测质量  $\delta m_{\min}$ ) 是腔光力系统质量传感器中的两个重要指标。系统分辨率的提高, 关键依赖于最小可测量的频率偏移量  $\delta f_{\min}$  和系统的灵敏度。灵敏度的提高可通过减小振子有效质

\* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2021YFB4000802) 和国家重点实验室稳定支持基金 (批准号: JBS242800180) 资助的课题。

† 通信作者。E-mail: [zhengxuejun@xtu.edu.cn](mailto:zhengxuejun@xtu.edu.cn)

量实现, 以及利用光力系统中异常点(exceptional points, EPs)<sup>[19,20]</sup>. 但是实现 EPs 需要腔光力系统为非厄米系统, 需要满足宇称-时间对称性或者反宇称-时间对称性, 因此在实验上实现相对复杂一些. 而最小可测量的频率偏移量  $\delta f_{\min}$  的提高, 可通过提高腔的品质因子  $Q$  和利用光力系统中线性或非线性的光学效应减小输出光谱中响应峰的线宽.

腔光力系统中腔模和机械模之间通过辐射压効耦合, 能够产生许多独特的光学现象, 如光力诱导透明(optomechanically induced transparency, OMIT)<sup>[21–24]</sup>、光力诱导的四波混频<sup>[25–27]</sup>和高阶边带光谱<sup>[28,29]</sup>等. 基于这些线性或非线性的光学效應, 可减小输出光谱的线宽, 提高基于光力系统的质量传感器的分辨率, 如基于四波混频<sup>[30–32]</sup>、光力诱导透明<sup>[25,33]</sup>和光力诱导吸收<sup>[34]</sup>的质量传感方案. 对于利用光力诱导透明效應的质量传感方案, 由于其透射峰对应光力系统的本征值, 因此透射峰的频率偏移量与振子频移的对应关系实质为系统本征值实部与振子频移的关系, 而本征值的虚部改变则对应与透射峰线宽的变化. 然而振子的频移对光力系统本征值的实部和虚部的影响仍缺少研究.

此外, 连续域束缚态(bound states in the continuum, BIC)<sup>[35]</sup>是一类特殊的奇点, 在该点有一个完全受限的模式, 线宽近似为零, 对应该模式的光波或者声波无法辐射出去. 其形成可以由辐射模式之间的破坏性干涉引起<sup>[36–38]</sup>, 也可以由结构对称性的失配引起<sup>[37,38]</sup>. BIC 不仅能减小能量损耗, 而且能实现很小的线宽, 并能提高光与物质的相互作用<sup>[39]</sup>. 这些特性使其对周围折射率或环境的微小变化都产生剧烈响应, 因此 BIC 传感器在折射率传感<sup>[40,41]</sup>、生物传感<sup>[38,42]</sup>和环境监测<sup>[39,43]</sup>等领域具重要的应用价值. 例如, 双 C 形金属超表面结构的太赫兹准 BIC 生物传感器<sup>[44]</sup>, 双矩形硅柱超表面结构的相位询问型 BIC 折射率传感器<sup>[45]</sup>以及成对硅半圆柱超表面结构的准 BIC 双参数(折射率和温度)传感器<sup>[46]</sup>, 这些利用超表面结构的 BIC 传感器实现了对生物分子、折射率和环境温度的灵敏检测. 而在光力学系统中利用 BIC 实现的质量传感仍鲜有研究, 如果将 BIC 技术应用于光力学质量传感方案, 使光力学系统响应光谱线宽变得极小, 则有望实现超高的质量分辨率.

本文通过双腔光力系统在蓝失谐条件下实现了 BIC, 并利用该光力系统中的 BIC 奇点特性, 提

出一个具有超高分辨率的质量传感方案. 基于输入输出关系给出系统的光学响应和透射光谱, 证明系统在蓝失谐下能形成类似于红失谐情况下的双光力诱导透明(double-OMIT, DOMIT) 现象<sup>[47]</sup>. 不同于 DOMIT 的是, 系统的中间窄峰是一个增益峰. 而系统中出现的 3 个峰对应着 3 个本征值, 通过研究中间增益峰对应的本征值虚部和实部, 揭示 BIC 点的形成条件, 从而得到基于 BIC 点实现超高分辨率质量传感的条件. 在 BIC 形成的条件下, 通过透射光谱证明系统可实现超高分辨率的质量传感, 进一步地通过本征值虚部和实部及其灵敏度增加因子随振子频移的变化证明了该 BIC 质量传感方案在振子频移影响下具有较好的稳定性, 能保持超高的分辨率以及精确的质量测量.

## 2 双腔光力系统理论模型

如图 1 所示, 考虑一个由两个光腔组合的双腔光力系统, 其中一个光腔和机械振子耦合, 形成光力腔. 这样的双腔光力系统在实验上可以通过两个耦合的回音壁模式 (whispering-gallery-mode, WGM) 腔实现<sup>[48,49]</sup>. 该双腔光力系统中机械振子的本征频率为  $\omega_m$ , 并通过辐射压力与腔场相互作用, 而腔场的本征频率为  $\omega_a$ , 受到一个振幅和频率分别为  $\varepsilon_1$  和  $\omega_l$  的泵浦场驱动. 另外一个辅助光腔中输入弱

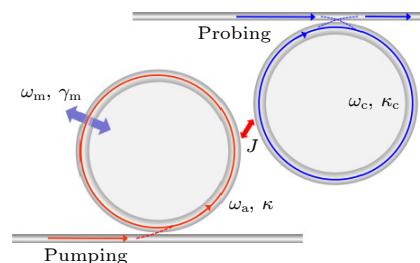


图 1 双腔耦合的光力系统示意图, 光力腔  $a$  由泵浦场驱动, 其本征频率和衰減率分别为  $\omega_a$  和  $\kappa$ , 通过光力作用与本征频率和衰減率分别为  $\omega_m$  和  $\gamma_m$  的机械振子耦合, 而辅助腔  $c$  与光力腔  $a$  耦合, 耦合强度为  $J$ , 其本征频率和衰減率分别为  $\omega_c$  和  $\kappa_c$ , 探测场输入辅助腔  $c$

Fig. 1. Schematic diagram of a dual-cavity coupled optomechanical system, where the optomechanical cavity with the frequency  $\omega_a$  and dissipation rate  $\kappa$  is driven by the pumping field and couples to the mechanical resonator with the frequency  $\omega_m$  and dissipation rate  $\gamma_m$  by the optomechanical interaction. The auxiliary cavity  $c$  with the frequency  $\omega_c$  and dissipation rate  $\kappa_c$  is coupled with the optomechanical cavity  $a$  with the coupling strength  $J$ , the probe field is input into the auxiliary cavity.

探测光, 其频率和振幅分为  $\omega_p$  和  $\varepsilon_p$ . 因此可以给出系统总的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H = & \hbar\omega_a a^\dagger a + \hbar\omega_m b^\dagger b + \hbar\omega_c c^\dagger c + \hbar g_m a^\dagger a(b^\dagger + b) \\ & + \hbar J(a^\dagger c + ac^\dagger) + i\hbar\varepsilon_l(a^\dagger e^{-i\omega_l t} - ae^{i\omega_l t}) \\ & + i\hbar\varepsilon_p(c^\dagger e^{-i\omega_p t} - c^\dagger e^{i\omega_p t}), \end{aligned} \quad (1)$$

其中, 等号右侧第 1 项、第 2 项和第 3 项分别表示腔场、机械振子和辅助腔的无相互作用的哈密顿量. 第 4 项和第 5 项表示腔模与机械模和辅助腔的相互作用, 相应的耦合强度分别为  $g_m$  和  $J$ .  $a$  和  $b$  分别是腔模和机械模的湮灭算符, 满足对易关系  $[n, n^\dagger] = 1$ , 其中  $n = a, b$ . 在  $U = \exp[i\omega_l(a^\dagger a + c^\dagger c)t]$  下, 利用变换  $\tilde{H} = UHU^\dagger - i\hbar U\partial U^\dagger/\partial t$ <sup>[50]</sup>, 可以得到在旋转坐标下的哈密顿量:

$$\begin{aligned} H = & \hbar\Delta a^\dagger a + \hbar\omega_m b^\dagger b + \hbar\Delta_c c^\dagger c + \hbar g_m a^\dagger a(b^\dagger + b) \\ & + \hbar J(a^\dagger c + ac^\dagger) + i\hbar\varepsilon_l(a^\dagger - a) \\ & + v + i\hbar\varepsilon_p(c^\dagger e^{-i\Delta_p t} - c^\dagger e^{i\Delta_p t}), \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $\Delta = \omega_a - \omega_l$ ,  $\Delta_c = \omega_c - \omega_l$  和  $\Delta_p = \omega_p - \omega_l$ . 利用 (2) 式的哈密顿量, 可得到海森伯-朗之万方程为

$$\begin{aligned} \dot{a} = & -\left(i\Delta + \frac{\kappa}{2}\right)a - ig_m a(b^\dagger + b) - iJc + \varepsilon_l + \sqrt{\kappa}a_{in}, \\ \dot{b} = & -\left(i\omega_m + \frac{\gamma_m}{2}\right)b - ig_m a^\dagger a + \sqrt{\gamma_m}b_{in}, \\ \dot{c} = & -\left(i\Delta_c + \frac{\kappa_c}{2}\right)c - iJa + \varepsilon_p e^{-i\Delta_p t} + \sqrt{\kappa_c}c_{in}. \end{aligned} \quad (3)$$

式中,  $\gamma_m$ ,  $\kappa$ ,  $\kappa_c$  分别代表机械振子, 光力腔  $a$  和辅助腔  $c$  的衰减率. 而  $b_{in}$ ,  $c_{in}$  和  $a_{in}$  分别表示相应的噪声算符, 其对应的平均值为零. 当量子涨落关联远小于平均值乘积时, 即  $\langle A \rangle \langle B \rangle \gg \langle (\delta A)(\delta B) \rangle$ , 可以采用平均场近似<sup>[51,52]</sup>. 在平均场近似 ( $\langle AB \rangle = \langle A \rangle \langle B \rangle$ ) 下<sup>[51-54]</sup>, 可以得到这些算符满足的运动方

程组:

$$\begin{aligned} \langle \dot{a} \rangle = & -\left(i\Delta + \frac{\kappa}{2}\right)\langle a \rangle - ig_m \langle a \rangle (\langle b \rangle^* + \langle b \rangle) \\ & - iJ \langle c \rangle + \varepsilon_l, \\ \langle \dot{b} \rangle = & -\left(i\omega_m + \frac{\gamma_m}{2}\right)\langle b \rangle - ig_m \langle a \rangle^* \langle a \rangle, \\ \langle \dot{c} \rangle = & -\left(i\Delta_c + \frac{\kappa_c}{2}\right)\langle c \rangle - iJ \langle a \rangle + \varepsilon_p e^{-i\Delta_p t}. \end{aligned} \quad (4)$$

上述方程在  $\varepsilon_l \gg \varepsilon_p$  情况下, 可对海森伯-朗之万方程进行线性化处理, (4) 式中的算符改写为其涨落和平均值的和<sup>[55]</sup>, 即  $\langle a \rangle = \alpha + \delta a$ ,  $\langle b \rangle = \beta + \delta b$  和  $\langle c \rangle = C + \delta c$ . 计算得到的平均值为

$$\begin{aligned} \alpha = & \frac{\varepsilon_l}{i\Delta' + \frac{\kappa}{2} + \frac{J^2}{i\Delta_c + \kappa_c/2}}, \\ \beta = & -\frac{ig_m |\alpha|^2}{i\omega_m + \gamma_m/2}, \\ C = & -\frac{iJ\alpha}{i\Delta_c + \kappa_c/2}. \end{aligned} \quad (5)$$

由此, 就可以得到线性化的海森伯-朗之万方程:

$$\begin{aligned} \delta\dot{a} = & -\left(i\Delta' + \frac{\kappa}{2}\right)\delta a - iG_m(\delta b^\dagger + \delta b) - iJ\delta c, \\ \delta\dot{b} = & -\left(i\omega_m + \frac{\gamma_m}{2}\right)\delta b - iG_m(\delta a^\dagger + \delta a), \\ \delta\dot{c} = & -\left(i\Delta_c + \frac{\kappa_c}{2}\right)\delta c - iJ\delta a + \varepsilon_p e^{-i\Delta_p t}. \end{aligned} \quad (6)$$

其中  $G_m = g_m |\alpha|$ . 采用拟解形式进行求解, 即代入

$$\begin{aligned} \delta a = & \delta a_+ e^{-i\Delta_p t} + \delta a_- e^{i\Delta_p t}, \\ \delta b = & \delta b_+ e^{-i\Delta_p t} + \delta b_- e^{i\Delta_p t}, \\ \delta c = & \delta c_+ e^{-i\Delta_p t} + \delta c_- e^{i\Delta_p t}, \end{aligned}$$

在 Stokes 边带情况下, 采用旋波近似, 可以忽略 (6) 式中的非旋波项  $iG_m\delta b$  和  $iG_m\delta a$ <sup>[55]</sup>, 可得

$$\delta c_+ = \frac{\varepsilon_p}{i(\Delta_c - \Delta_p) + \kappa_c/2 + J^2 / \left[ i(\Delta' - \Delta_p) + \kappa/2 + \frac{G_m^2}{i(\omega_m + \Delta_p) - \gamma_m/2} \right]}. \quad (7)$$

依据输入输出关系, 透射光满足:

$$c_{out} = c_{in} - \sqrt{\kappa_c/2}\delta c_+ = \frac{\varepsilon_p}{\sqrt{\kappa_c/2}} - \sqrt{\kappa_c/2}\delta c_+. \quad (8)$$

透射率可以由 (9) 式给出:

$$T = \left| 1 - \frac{\kappa_c \delta c_+}{2\varepsilon_p} \right|^2 = |1 - \varepsilon_T|^2, \quad (9)$$

其中,  $\varepsilon_T$  表示腔场对探测场的光学响应, 其表达式为

$$\varepsilon_T = \frac{-\kappa_c(4x^2 + 2i\kappa x + 2i\gamma_m x + 4G_m^2 - \kappa\gamma_m)}{ax^3 + bx^2 + cx + d}, \quad (10)$$

其中,

$$x = \Delta_p + \omega_m, \quad a = 8i,$$

$$\begin{aligned} b &= -(4\kappa + 4\kappa_c + 4\gamma_m), \\ c &= 8iG_m^2 - 8ig_1^2 - 2i\kappa_c\kappa - 2i\kappa\gamma_m - 2i\kappa_c\gamma_m, \\ d &= -(4G_m^2\kappa_c - 4g_1^2\gamma_m - \kappa\kappa_c\gamma_m). \end{aligned}$$

$\varepsilon_T$  的虚部  $\text{Im}(\varepsilon_T)$  表示色散, 实部  $\text{Re}(\varepsilon_T)$  表示吸收, 图 2 给出了  $\text{Re}(\varepsilon_T)$  随探测场失谐量的变化。显然, 在吸收光谱中存在 3 个峰值, 其中在  $\Delta_p + \omega_m \approx \pm 0.1\omega_m$  处出现两个宽的吸收峰, 在两宽峰中间  $\Delta_p + \omega_m = 0$  出现一个窄的增益峰。中间窄峰对应系统的双光子共振情况, 即  $\Delta = \Delta_c = \Delta_p$ , 这时多个量子跃迁通道之间的量子干涉引起中间窄峰的形成, 与多能级原子系统中的双电磁诱导透明形成中间窄峰一致<sup>[56,57]</sup>。为了进一步分析其中的量子干涉效应, 图 3(a) 给出了双腔光力学系统的能级结构, 探测光场与腔模  $c$  耦合能引起能级  $|0\rangle$  与  $|2\rangle$  之间的跃迁。在蓝失谐情况下, 光机械耦合引起能级  $|1\rangle$  和  $|3\rangle$  的相互作用。而两个光腔在耦合强度  $J$  下的相互作用对应能级  $|2\rangle$  和  $|3\rangle$  之间的相互作用。依据缀饰态理论, 能级  $|2\rangle$  和  $|3\rangle$  可以形成缀饰态  $|\pm\rangle = (|2\rangle \pm |3\rangle)/\sqrt{2}$ <sup>[58]</sup>。这时系统会形成两个不同的  $\Lambda$  型子系统, 分别对应两条量子跃迁通道  $|0\rangle \leftrightarrow |+\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  和  $|0\rangle \leftrightarrow |-\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ , 如图 3(b) 所示。依据四能级冷原子系统的研究报道<sup>[59,60]</sup>, 这两条量子跃迁通道形成双暗态共振的量子干涉效应, 引起中间窄峰的产生, 形成准 BIC。

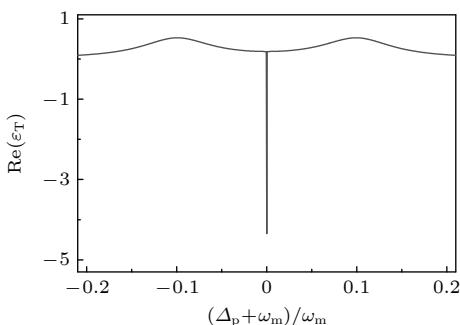


图 2  $\varepsilon_T$  的实部  $\text{Re}(\varepsilon_T)$  随探测场失谐量变化曲线, 其中  $\kappa = \kappa_c = 6.4 \text{ MHz}$ ,  $\omega_m = 2\pi \times 10.3 \text{ MHz}$ ,  $\gamma_m = 2\pi \times 0.83 \text{ kHz}$ ,  $m = 10 \text{ ng}$ ,  $G_m = 0.003 \omega_m$  和  $g_1 = 0.1 \omega_m$  [49,61]

Fig. 2. Real part  $\text{Re}(\varepsilon_T)$  of  $\varepsilon_T$  as a function of probe field detuning, where  $\kappa = \kappa_c = 6.4 \text{ MHz}$ ,  $\omega_m = 2\pi \times 10.3 \text{ MHz}$ ,  $\gamma_m = 2\pi \times 0.83 \text{ kHz}$ ,  $m = 10 \text{ ng}$ ,  $G_m = 0.003 \omega_m$ , and  $g_1 = 0.1 \omega_m$  [49,61].

图 2 吸收光谱中的 3 个峰对应着系统 3 个本征值  $\lambda_{0,\pm}$ , 本征值满足以下方程:

$$ax^3 + bx^2 + cx + d = 0. \quad (11)$$

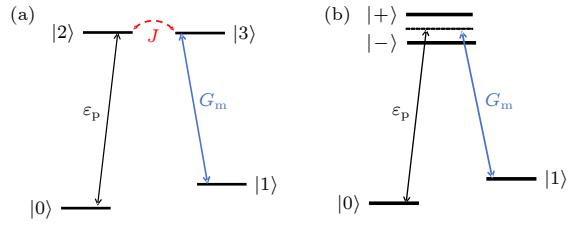


图 3 双腔光力学系统的能级结构示意图 (a) 及其缀饰态解释示意图 (b), 能级  $|0\rangle$ ,  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  和  $|3\rangle$  分别表示  $|n_a, n_c, m\rangle$ ,  $|n_a, n_c, m+1\rangle$ ,  $|n_a, n_c+1, m\rangle$  和  $|n_a+1, n_c, m\rangle$ , 缀饰态  $|\pm\rangle$  为  $(|2\rangle \pm |3\rangle)/\sqrt{2}$ , 其中  $n_a$  和  $n_c$  分别表示光力学腔中光模  $a$  和辅助腔中光模  $c$  的光子数,  $m$  表示机械模  $b$  的声子数

Fig. 3. Energy level structure diagram of the double-cavity optomechanical system (a) and the corresponding dressed-states explanation diagram (b), the energy level  $|0\rangle$ ,  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$ , and  $|3\rangle$  represent  $|n_a, n_c, m\rangle$ ,  $|n_a, n_c, m+1\rangle$ ,  $|n_a, n_c+1, m\rangle$ , and  $|n_a+1, n_c, m\rangle$ , respectively. The dressed-states  $|\pm\rangle$  are expressed as  $(|2\rangle \pm |3\rangle)/\sqrt{2}$ . Here,  $n_a$  and  $n_c$  represent the photon numbers of optical mode  $a$  in the optomechanical cavity and optical mode  $c$  in the auxiliary cavity, and  $m$  represents the phonon number of mechanical mode  $b$ .

图 4 为本征值  $\lambda_{0,\pm}$  的实部和虚部随光力耦合强度  $G_m$  的变化。可以看到  $\lambda_{\pm}$  的实部  $\text{Re}(\lambda_{\pm})$  近似在  $\pm 0.1\omega_m$ , 并且随光力耦合作用  $G_m$  变化很小, 说明这两个吸收峰由两腔耦合作用所决定 (当  $J \gg G_m$  时), 并且两个腔场在耦合作用  $J$  下形成的模式分裂, 对应的分裂峰位于  $\text{Re}(\lambda_{\pm}) \approx \pm J$ 。中间窄峰对应双光子共振条件, 其本征值的实部  $\text{Re}(\lambda_0)$  值为 0, 如图 4(a) 所示。并且从图 4(b) 可以看到,  $\lambda_0$  的虚部  $\text{Im}(\lambda_0)$  可达到  $10^{-5}\omega_m$  量级比机械振子的衰减率小, 意味着其对应形成的峰线宽很小, 正如图 2 所示。并且随着光力耦合强度  $G_m$  增大  $\lambda_0$  的虚部  $\text{Im}(\lambda_0)$  进一步减小, 当  $d = 0$  时, 即  $G_m = \sqrt{(4J^2\gamma_m - \kappa\kappa_c\gamma_m)/4\kappa_c}$ , 其虚部为零, 形成连续域束缚态 (BIC) 奇异点<sup>[35]</sup>, 中间峰的线宽变为 0。在这时候, 光力协同性  $C_m = 4G_m^2/\kappa\gamma_m$  与双光腔协同性  $C_1 = 4J^2/(\kappa\kappa_c)$  满足  $C_m = C_1 + 1$ , 这种条件下中间窄峰线宽变为零形成 BIC 奇点。

### 3 质量传感的分辨率及灵敏度增加因子

当  $\Delta_p = -\omega_m$  时, 光谱上出现中间窄峰, 可从中间峰的频率位置读取出机械振子的频率。因此可通过透射谱中峰的频率偏移量, 读取出由于外界影

响因素导致的振子频移  $\delta\omega_m$ . 同时, 由于在 BIC 点附近对应线宽非常小, 有望能实现超高的分辨率。机械振子可以近似考虑为一个简谐振子, 其有效质量为  $m$ , 弹性常数为  $k$ , 相应本征频率  $\omega_m = \sqrt{k/m}$  [4,9]. 显然当机械振子有效质量增加  $\delta m$  时, 机械振子的频率会减少变为  $\omega_m - \delta\omega_m$ , 相反, 当机械振子有效质量减少  $\delta m$  时, 机械振子的频率会增加变为  $\omega_m + \delta\omega_m$ . 因此,  $\delta\omega_m$  和  $\delta m$  的关系为 [4,9]

$$\delta\omega_m = R\delta m = \frac{\delta m\omega_m}{2m}, \quad (12)$$

其中,  $R = |R_1|$ ,  $R_1 = (\partial\omega_m/\partial m)^{-1} = -\omega_m/2m$  为质量响应度 [62].

铬原子具有较高的吸附能, 容易吸附到物品表面上 [9], 以铬原子作为样品, 考虑测量吸附的铬原子总质量分别为 10 pg, 15 pg 和 20 pg. 同时依据参考的实际实验数据, 在系统中机械振子的有效质

量为  $m \approx 10 \text{ ng}$  [49,61]. 根据 (12) 式计算得到吸附的铬原子引起的频移  $\delta\omega_m$  分别为  $5 \times 10^{-4}\omega_m$ ,  $7.5 \times 10^{-5}\omega_m$  和  $1 \times 10^{-3}\omega_m$ . 取  $g_1 = 0.1\omega_m$ ,  $G_m = 0.001\omega_m$  和  $\Delta_c = \Delta' = -\omega_m$ , 在图 5(a) 作频移  $\delta\omega_m$  分别为 0,  $5 \times 10^{-4}\omega_m$ ,  $7.5 \times 10^{-5}\omega_m$  和  $1 \times 10^{-3}\omega_m$  时的透射光谱. 当没有振子频移时, 从透射光谱可以看到, 对应图 2 吸收光谱的中间窄峰的位置处形成一个透射峰, 并且随着频移  $\delta\omega_m$  增大透射峰向频率增大的方向移动, 并且透射峰的频率偏移量与频移  $\delta\omega_m$  一致, 说明该系统能通过透射光谱实现对机械振子频移的读取, 这时振子频移与探测光场的失谐量满足  $\delta\omega_m = -(\Delta_p + \omega_m)$ . 此外, 可以看到其透射光谱对应的透射峰大于等于 1, 说明输入的探测光经过光腔后没有变弱, 保证了输出信号的强度. 进一步考虑光力耦合强度对透射峰的影响, 在图 5(b) 中作不同光力耦合强度下系统的透射光谱图, 显然

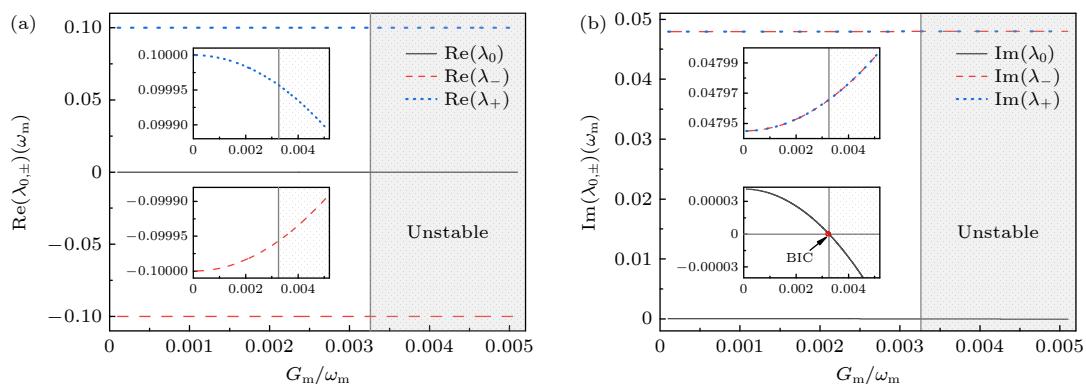


图 4 本征值  $\lambda_{0,\pm}$  的实部 (a) 和虚部 (b) 随光力耦合强度  $G_m$  变化, 其他参数与图 2 一致

Fig. 4. Real (a) and imaginary (b) parts of the eigenvalues  $\lambda_{0,\pm}$  as function of the optomechanical coupling strength  $G_m$ , and other parameters are the same as in Fig. 2.

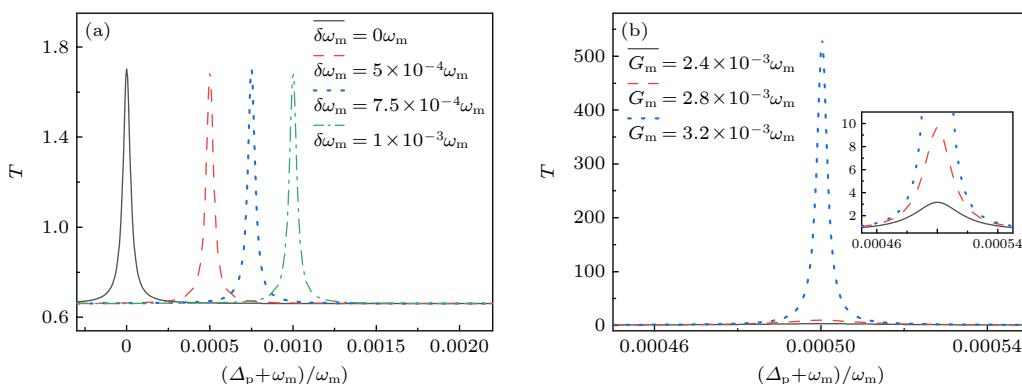


图 5 (a) 在吸附物的质量为 0 pg, 10 pg, 15 pg 和 20 pg 时, 系统的透射光谱图, 参数取  $G_m = 0.001\omega_m$ ; (b) 吸附物质量为 10 pg 时, 在不同光力耦合强度下的透射光谱, 其他参数与图 2 相同

Fig. 5. (a) Transmission spectrum of the system when the mass of the adsorbate is 0 pg, 10 pg, 15 pg, and 20 pg, with  $G_m = 0.001\omega_m$ ; (b) transmission spectrum for an adsorbate mass of 10 pg under different optomechanical coupling strengths, other parameters are the same as in Fig. 2.

随着光力耦合强度变大,透射峰峰值增大,相应的线宽减小,与图 4(b) 中本征值  $\lambda_0$  的虚部随  $G_m$  减小趋势一致。并且  $G_m$  增大不会导致透射峰的偏移,保证了频率读取的精度。考虑最小可分辨频移  $\delta\omega_{m-min}$  为透射峰对应的半峰全宽 (full width at half maximum, FWHM)<sup>[18,63]</sup>, 即有  $\delta\omega_{m-min} = \text{Im}(\lambda_0)$ 。在  $\omega_m \gg \delta\omega_m$  时,可以认为机械振子对应的有效品质因子  $Q_{\text{eff}}$  满足  $Q_{\text{eff}} \approx \text{Im}(\lambda_0)/\omega_m$ , 即有  $Q_{\text{eff}} \approx \delta\omega_{m-min}/\omega_m$ , 依据频移与质量变化的关系 (12) 式,可以给出最小质量分辨率为

$$\delta m_{\min} = \frac{2m}{Q_{\text{eff}}} = \frac{2m\text{Im}(\lambda_0)}{\omega_m}. \quad (13)$$

可知随着线宽减小,系统可分辨的最小质量也随之越小。因此,基于 BIC 奇异点的质量传感方案能实现超高的分辨率。

对于理想情况下,系统中间峰对应的本征值保持不变,即  $\lambda_0 = 0$ , 这时总能保持  $\Delta_p = -(\omega_m - \delta\omega_m)$ , 测量的振子频移没有任何偏差,然而振子频移的引入会使 (11) 式出现额外的项从而改变本征值,影响透射峰的本征值。为了探究系统在测量吸附物质量时的稳定性和可靠性,考虑频移  $\delta\omega_m$  对本征值  $\lambda_0$  的影响。机械振子在吸附物影响下其振动频率从  $\omega_m$  变为  $\omega_m - \delta\omega_m$ , 这时本征值变化量为  $\lambda_{0,\pm}$  满足的方程为

$$ax_1^3 + (b + b')x_1^2 + (c + c')x_1 + d + d' = 0, \quad (14)$$

其中,

$$x_1 = \Delta_p + (\omega_m - \delta\omega_m), \quad b' = 16i\delta\omega_m,$$

$$c' = 8i\delta\omega_m^2 - 4\kappa\delta\omega_m - 4\kappa_c\delta\omega_m - 8\gamma_m\delta\omega_m,$$

$$d' = 8iG_m^2\delta\omega_m - 2i\kappa\gamma_m\delta\omega_m - 2i\kappa_c\gamma_m\delta\omega_m - 4\gamma_m\delta\omega_m^2.$$

通过 (14) 式,可以求出本征值  $\lambda'_0$ , 图 6(a), (b) 分别给出了本征值  $\lambda'_0$  的实部  $\text{Re}(\lambda'_0)$  和虚部  $\text{Im}(\lambda'_0)$  随频移的变化。显然本征值的实部  $\text{Re}(\lambda'_0)$  随频移  $\delta\omega_m$  呈线性变化,此时透射峰的位置为  $\Delta_p = -(\omega_m - \delta\omega_m) + \text{Re}(\lambda'_0)$ 。而虚部  $\text{Im}(\lambda'_0)$  虽然会随着频移  $\delta\omega_m^2$  的增大而增大,但是仍保持很小的值,这也意味着中间透射峰的线宽仍然很小在  $10^{-9}\delta\omega_m$  量级。例如,在频移  $\delta\omega_m = 0.001\omega_m$  时,对应透射峰的线宽为  $2\pi \times 0.078 \text{ Hz}$ , 约为机械振子衰减率的  $9 \times 10^{-5}$  倍, 最小质量分辨率  $\delta m_{\min}$  达到  $0.15 \text{ fg}$ 。在频移  $\delta\omega_m = 0.0001\omega_m$  时,对应透射峰的线宽为  $2\pi \times 7.8 \times 10^{-4} \text{ Hz}$ , 最小质量分辨率  $\delta m_{\min}$  达到  $1.5 \text{ ag}$ 。

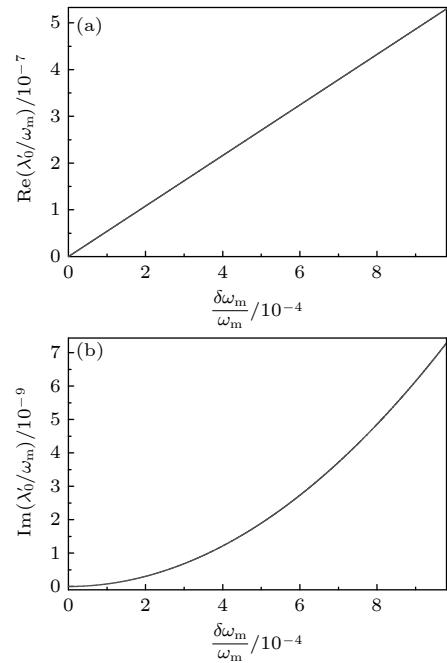


图 6 (a)  $\text{Re}(\lambda'_0)$  和 (b)  $\text{Im}(\lambda'_0)$  随频移  $\delta\omega_m$  的变化曲线, 参数取  $G_m = \sqrt{(4J^2\gamma_m - \kappa\kappa_c\gamma_m)/4\kappa_c}$ , 其余参数与图 2 一致  
Fig. 6. Curves of (a)  $\text{Re}(\lambda'_0)$  and (b)  $\text{Im}(\lambda'_0)$  as function of  $\delta\omega_m$  with  $G_m = \sqrt{(4J^2\gamma_m - \kappa\kappa_c\gamma_m)/4\kappa_c}$ , other parameters are the same as in Fig. 2.

此外,我们将基于 BIC 的光力学质量测量方案与一些经典的光力学质量测量方案进行对比,这些经典的光力学质量测量方案包括四波混频 [30–32]、光学分子 [62] 和等离子激元 [63, 64]。采用双腔结构的四波混频 [32] 以及光学分子 [62] 的质量测量方案都可以使机械振子的有效衰减率分别从  $2\pi \times 140 \text{ Hz}$  和  $2\pi \times 41 \text{ kHz}$  降为  $1.8 \text{ Hz}$  和  $2\pi \times 4.1 \text{ kHz}$ 。而基于 BIC 的光力学质量测量方案则可使机械振子的有效衰减率从  $2\pi \times 0.83 \text{ kHz}$  降到  $0.49 \text{ Hz}$ , 能更大提高机械振子的有效品质因子。因此, BIC 的光力学质量测量方案能实现比双腔结构的四波混频 [32] 和光学分子 [62] 方案 (fg 量级) 更低的质量分辨率,达到 ag 量级。而等离子激元方案 [63, 64], 其振子质量很小为 zg 量级且具有较大的本征频率为 GHz 量级,因此其质量分辨率能达到 yg 量级。但是其最小可分辨质量与振子有效质量的比值  $\delta m_{\min}/m$  约为  $10^{-3}$ , 而 BIC 光力学质量测量方案中该比值更小为  $10^{-6}$ , 从而降低了对振子质量的要求,能够以更大的振子质量实现对质量更小的吸附物的测量。

为了进一步考虑本征值实部和虚部随频移的变化,引入灵敏度增加因子 [19,20]:

$$\eta_{\text{real}} = |\text{Re}(\delta\lambda_0)/\delta\omega|, \quad (15)$$

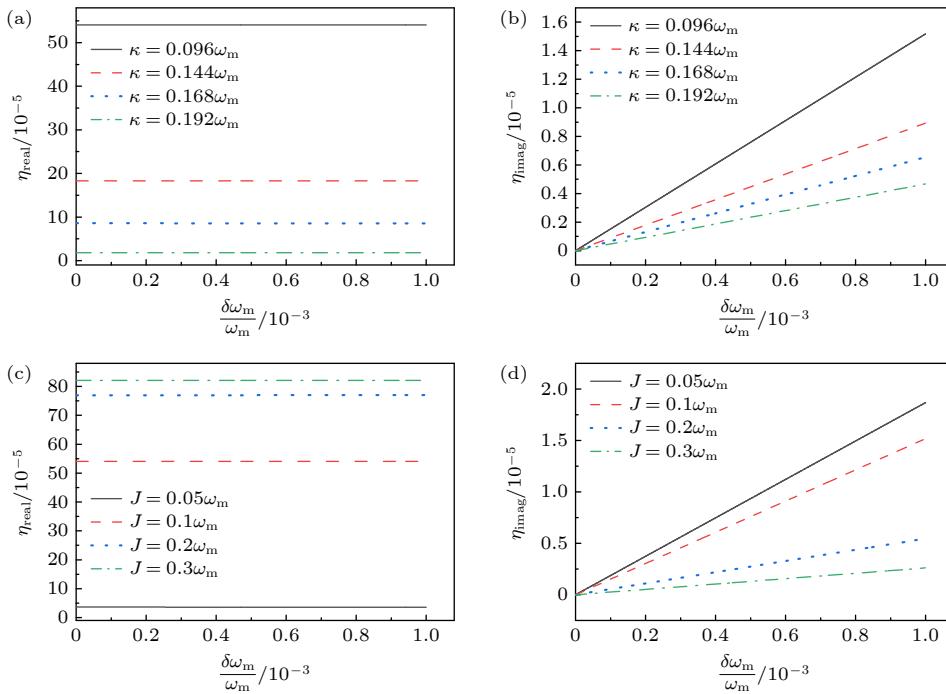


图 7 在不同的腔衰减率下灵敏度增加因子 (a)  $\eta_{\text{real}}$  和 (b)  $\eta_{\text{imag}}$  以及不同的腔耦合强度下灵敏度增加因子 (c)  $\eta_{\text{real}}$  和 (d)  $\eta_{\text{imag}}$  随频移  $\delta\omega_m$  的变化曲线, 参数取  $G_m = \sqrt{(4J^2\gamma_m - \kappa\kappa_c\gamma_m)/4\kappa_c}$ , 其余参数与图 2 一致

Fig. 7. Curves of sensitivity enhancement factor (a)  $\eta_{\text{real}}$  and (b)  $\eta_{\text{imag}}$  as a function of  $\delta\omega_m$  under different cavity decay rates, and curves of sensitivity enhancement factor (c)  $\eta_{\text{real}}$  and (d)  $\eta_{\text{imag}}$  as a function of  $\delta\omega_m$  under different cavity coupling strengths with  $G_m = \sqrt{(4J^2\gamma_m - \kappa\kappa_c\gamma_m)/4\kappa_c}$ . Other parameters are the same as in Fig. 2.

$$\eta_{\text{imag}} = |\text{Im}(\delta\lambda_0)/\delta\omega|, \quad (16)$$

其中  $\delta\lambda_0 = \lambda'_0 - \lambda_0$ . 图 7 给出了在不同的腔耗散率和腔耦合强度下灵敏度增加因子  $\eta_{\text{real}}$  和  $\eta_{\text{imag}}$  随频移  $\delta\omega_m$  的变化曲线. 从图 7(a), (b) 可以看出,  $\eta_{\text{real}}$  和  $\eta_{\text{imag}}$  随腔耗散率  $\kappa$  的增大而减小, 而  $\eta_{\text{real}}$  随腔耦合强度  $J$  的增大而增大, 相反  $\eta_{\text{imag}}$  随腔耦合强度  $J$  的增大而减少, 如图 7(c), (d) 所示. 因此, 通过腔的衰减率  $\kappa$  和光力耦合强度  $G_m$  能够调控系统的灵敏度增加因子  $\eta_{\text{real}}$  和  $\eta_{\text{imag}}$ , 并且当腔耗散较大时能使灵敏度增加因子  $\eta_{\text{real}}$  和  $\eta_{\text{imag}}$  更小. 此外, 灵敏度增加因子  $\eta_{\text{real}}$  基本不随  $\delta\omega_m$  变化, 表明本征值的实部的偏移量与  $\delta\omega_m$  呈线性关系, 而灵敏度增加因子  $\eta_{\text{imag}}$  随  $\delta\omega_m$  呈线性变化, 表明本征值虚部的变化量与  $\delta\omega_m^2$  呈线性关系, 如图 7 所示. 但是灵敏度增加因子  $\eta_{\text{real}}$  和  $\eta_{\text{imag}}$  非常小, 在  $10^{-5}$  量级, 说明本征值实部和虚部的偏移量随  $\delta\omega_m$  变化很小. 因此在频移  $\delta\omega_m$  的影响下, 系统本征值  $\lambda_0$  的实部保持与频移  $\delta\omega_m$  呈线性关系, 保证透射峰频率偏移量与频移  $\delta\omega_m$  的线性关系, 并且即使频移为  $0.001\omega_m$ , 从图 6(b) 可知, 其线宽仍能保持  $10^{-9}\delta\omega_m$ , 说明系统仍保持超高的分辨率. 综上所述, 我们认为该质

量传感方案在振子频移下仍能保持超高的分辨率以及精确的质量测量.

## 4 总 结

本文在理论上提出了一个基于 BIC 奇点的具有超高分辨率的质量传感方案. 通过求解线性化海森伯-朗之万方程, 给出双腔光力系统的光学响应系数和透射光谱, 证明了在蓝失谐情况下在系统满足双光子共振条件时能形成一个狭窄的增益峰, 并给出了增益峰对应的本征值. 基于增益峰本征值的虚部随光力耦合强度的变化, 给出了系统形成 BIC 奇异点的条件为  $G_m = \sqrt{(4J^2\gamma_m - \kappa\kappa_c\gamma_m)/4\kappa_c}$ , 对应光力协同性  $C_m$  等于双光腔协同性  $C_1 + 1$ . 由于 BIC 点处对应线宽为零, 并且透射峰位于探测场失谐量与机械振子本征频率之和为零处, 因此透射光谱中峰的频率偏移量等于机械振子频移量从而能实现超高分辨率的质量传感. 最后, 研究了机械振子吸附物导致的振子频移对增益峰的本征值及相应的灵敏度增加因子的影响, 证明了在  $G_m = \sqrt{(4J^2\gamma_m - \kappa\kappa_c\gamma_m)/4\kappa_c}$  条件下, 本征值在机械振子频移影响下变化很小. 透射峰频谱位置保持与机械

振子频移的一一对应关系, 线宽同样能保持较小的值可小于 1 Hz, 说明在振子平移影响下基于 BIC 的质量传感方案能保持超高的分辨率以及精确的质量测量。在较大机械振子频移下 ( $\delta\omega_m = 0.001\omega_m$ ), 系统的最小质量分辨率仍可达到 0.15 fg, 小的机械振子频移下 ( $\delta\omega_m = 0.0001\omega_m$ ), 最小质量分辨率达到 1.5 ag。本工作方案为光力系统实现 BIC 提供了一种路径, 为提高腔光力系统质量传感器的分辨率提供了新方法。

## 参考文献

- [1] Kanari-Naish L A, Clarke J, Qvarfort S, Vanner M R 2022 *Quantum Sci. Technol.* **7** 035012
- [2] Barzanjeh S, Xuereb A, Gröblacher S, Paternostro M, Regal C A, Weig E M 2022 *Nat. Phys.* **18** 15
- [3] Guo J K, Wu J L, Cao J, Zhang S, Su S L 2024 *Phys. Rev. A* **110** 043510
- [4] Li B B, Ou L, Lei Y, Liu Y C 2021 *Nanophotonics* **10** 2799
- [5] Pujol-Vila F, Güell-Grau P, Nogués J, Alvarez M, Sepúlveda B 2023 *Adv. Funct. Mater.* **33** 2213109
- [6] Zhang S D, Wang J, Zhang Q, Jiao Y F, Zuo Y L, Özdemir S K, Qiu C W, Nori F, Jing H 2024 *Opt. Quantum* **2** 222
- [7] Zhang Y, Hines A, Wilson D J, Guzman F 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 054004
- [8] Clarke J, Neveu P, Khosla K E, Verhagen E, Vanner M R 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 053601
- [9] Li J J, Zhu K D 2013 *Phys. Rep.* **525** 223
- [10] Xia J, Qiao Q F, Zhou G C, Chau F S, Zhou G Y 2020 *Appl. Sci.* **10** 7080
- [11] He Y T, Feng Z J, Jing Y W, Xiong W, Chen X L, Kuang T F, Xiao G Z, Tan Z Q, Luo H 2023 *Opt. Express* **31** 37507
- [12] Subhash S, Das S, Dey T N, Li Y, Davuluri S 2023 *Opt. Express* **31** 177
- [13] He Q, Bai Y F, Badshah F, Li L P, Qi H Q 2024 *Opt. Quantum Electron.* **56** 1140
- [14] Zhang Q, Du S M, Yang S W, Wang Q S, Zhang J, Wang D D, Li Y M 2024 *Opt. Express* **32** 13873
- [15] Liu Y Z, Jiang J F, Liu K, Wang S, Niu P P, Wang T, Xu T H, Zhang X Z, Liu T G 2024 *J. Lightwave Technol.* **42** 5753
- [16] Loyez M, Adolphson M, Liao J, Yang L 2023 *ACS Sens.* **8** 2440
- [17] Liu F, Alaie S, Leseman Z C, Hosseini-Zadeh M 2013 *Opt. Express* **21** 19555
- [18] Grau A, Mercadé L, Ortiz R, Martínez A 2025 *Opt. Express* **33** 1458
- [19] Li T, Wang W, Yi X X 2021 *Phys. Rev. A* **104** 013521
- [20] He Y, Chen Q 2024 *Laser Phys.* **34** 055206
- [21] Safavi-Naeini A H, Mayer Alegre T P, Chan J, et al. 2011 *Nature* **472** 69
- [22] Yan X B, Yang L, Tian X D, Liu Y M, Zhang Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 204201 (in Chinese) [潘晓波, 杨柳, 田雪冬, 刘一谋, 张岩 2014 物理学报 **63** 204201]
- [23] Xiong H, Wu Y 2018 *Appl. Phys. Rev.* **5** 031305
- [24] Xie B H, Chen H J, Sun Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 154203 (in Chinese) [谢宝豪, 陈华俊, 孙轶 2023 物理学报 **72** 154203]
- [25] Wang Q, Li W J 2017 *Int. J. Theor. Phys.* **56** 1346
- [26] Li Z Y, You X, Li Y M, Liu Y C, Peng K C 2018 *Phys. Rev. A* **97** 033806
- [27] Shang L, Chen B, Xing L L, Chen J B, Xue H B, Guo K X 2021 *Chin. Phys. B* **30** 054209
- [28] Liu J H, Yu Y F, Wu Q, Wang J D, Zhang Z M 2021 *Opt. Express* **29** 12266
- [29] Zhang W, Shen H Z 2024 *Phys. Rev. A* **109** 033701
- [30] Li J J, Zhu K D 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 141905
- [31] Jiang C, Cui Y, Zhu K D 2014 *Opt. Express* **22** 13773
- [32] He Y 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 121905
- [33] Chen H J, Chen C Z, Li Y, Fang X W, Tang X D 2017 *Opt. Commun.* **382** 73
- [34] Liu S P, Liu B, Wang J F, Zhao L L, Yang W X 2021 *J. Appl. Phys.* **129** 084504
- [35] Yang Y, Wang Y P, Rao J W, Gui Y S, Yao B M, Lu W, Hu C M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 147202
- [36] Friedrich H, Wintgen D 1985 *Phys. Rev. A* **32** 3231
- [37] Bi Q H, Peng Y J, Chen R, Wang S M 2023 *Acta Opt. Sin.* **43** 1623008 (in Chinese) [毕千惠, 彭于娟, 陈润, 王漱明 2023 光学学报 **43** 1623008]
- [38] Dell’Olio F 2025 *Photonics* **12** 48
- [39] Thapa D K, Biswas S 2025 *Mater. Horiz.* published online, doi: [10.1039/D5MH00413F](https://doi.org/10.1039/D5MH00413F)
- [40] Wang Y Q, Qi Y P, Zhou Z H, Li Z X, Wang X X 2024 *Phys. Scr.* **99** 105533
- [41] Yang S, Zhang X, Liu J, Feng H L, Meng H Y, Jia Y, Gao Y C 2025 *Phys. Lett. A* **547** 130540
- [42] Li J S, Xue Y Y, Guo F L 2024 *Opt. Commun.* **554** 130225
- [43] Du X, Xie S X, Nan H X, Sun S Y, Shen W W, Yang J C, Guan X 2023 *Photonics* **10** 980
- [44] Peng J, Lin X, Yan X N, Yan X, Hu X F, Yao H Y, Liang L J, Ma G H 2024 *Nanomaterials* **14** 799
- [45] Liu Z C, Guo T B, Tan Q, Hu Z P, Sun Y W, Fan H X, Zhang Z, Jin Y, He S L 2023 *Nano. Lett.* **23** 10441
- [46] Liu H G, Zhang X Y, Nan X Y, Zhao E G, Liu H T 2024 *Acta. Phys. Sin.* **73** 047802 (in Chinese) [刘会刚, 张翔宇, 南雪莹, 赵二刚, 刘海涛 2024 物理学报 **73** 047802]
- [47] Qian Z, Zhao M M, Hou B P, Zhao Y H 2017 *Opt. Express* **25** 33097
- [48] Peng B, Özdemir S K, Lei F, et al. 2014 *Nat. Phys.* **10** 394
- [49] Zhang J, Peng B, Özdemir S K, et al. 2018 *Nat. Photonics* **12** 479
- [50] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 1391
- [51] Chang Y, Shi T, Liu Y X, Sun C P, Nori F 2011 *Phys. Rev. A* **83** 063826
- [52] Fu C B, Yan X B, Gu K H, Cui C L, Wu J H, Fu T D 2013 *Phys. Rev. A* **87** 053841
- [53] Zhang X Y, Zhou Y H, Guo Y Q, Yi X X 2018 *Phys. Rev. A* **98** 033832
- [54] Mirza I M, Ge W, Jing H 2019 *Opt. Express* **27** 25515
- [55] Hao H, Kuzyk M C, Ren J, Zhang F, Duan X, Zhou L, Zhang T, Gong Q, Wang H, Gu Y 2019 *Phys. Rev. A* **100** 023820
- [56] Li S J, Yang X D, Cao X M, Zhang C H, Xie C D, Wang H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 073602
- [57] Kou J, Wan R G, Kuang S Q, Jiang L, Zhang L, Kang Z H, Wang H H, Gao J Y 2011 *Opt. Commun.* **284** 1603
- [58] Wang H, Gu X, Liu Y X, Miranowicz A, Nori F 2014 *Phys. Rev. A* **90** 023817
- [59] Lukin M D, Yelin S F, Fleischhauer M, Scully M O 1999 *Phys. Rev. A* **60** 3225
- [60] Liu C P, Gong S Q, Cheng D C, Fan X J, Xu Z Z 2006 *Phys. Rev. A* **73** 025801
- [61] Zhang D W, Zheng L L, Wang M, Zhou Y, Lü X Y 2024 *Phys. Rev. A* **109** 023529
- [62] Chen H J 2020 *Laser Phys.* **30** 115203
- [63] Liu J, Zhu K D 2018 *Photonics Res.* **6** 867
- [64] Aleebrahim E, Harouni M B, Amooghorban E 2022 *Phys. Rev. A* **105** 062609

# Ultrahigh-resolution mass sensing based on bound states in continuum domain in double-cavity optomechanical system\*

DONG Yaoyong<sup>1)</sup> WU Yi<sup>1)</sup> ZHENG Xuejun<sup>1)†</sup>

WANG Denglong<sup>2)</sup> ZHAO Peng<sup>3)</sup>

1) (School of Electromechanical Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

2) (School of Physics and Optoelectronics, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China)

3) (Science and Technology on Reliability Physics and Application of Electronic Component Laboratory, China Electronic Product Reliability and Environmental Testing Research Institute, Guangzhou 511370, China)

(Received 15 January 2025; revised manuscript received 26 April 2025)

## Abstract

Resolution is one of the key indicators in the cavity optomechanical mass sensing. The bound states in the continuum (BIC) enable extremely narrow linewidths, which have great potential for enhancing the resolution of cavity optomechanical mass sensors. In order to enhance the resolution of cavity optomechanical mass sensing, we propose a simple double-cavity optomechanical system under the blue-detuning condition to realize the BIC singularity, and present an ultrahigh-resolution mass sensing scheme based on BIC in this paper. By solving the linearized Heisenberg-Langevin equations, the expressions for the susceptibility and transmission rate of the system are derived. Based on the system's susceptibility, we study the absorption characteristics of the probe field under the blue-detuning condition. The absorption spectrum of the system exhibits three peaks, among which the central narrow peak exhibits optical gain characteristics, collectively forming a phenomenon analogous to double optomechanically induced transparency. Then, analysis of the dressed-state energy-level structure reveals that the formation of the central narrow peak stems from quantum interference effects in a double- $\Lambda$ -type dark-state resonance. The linewidth evolution of the quasi-BIC central narrow peak is investigated by analyzing the dependence of the real part and imaginary part of the corresponding eigenvalue on the optomechanical coupling strength. It can be found that the imaginary part of the eigenvalue for the central narrow peak becomes zero when the optomechanical cooperativity coefficient equals the double-cavity cooperativity coefficient plus one, enabling the realization of BIC. The linewidth of the central peak is ultrasmall under this BIC condition, and the shift of the transmission peak in the transmission spectrum is linearly related to the adsorbed mass. Based on these characteristics, the system under the BIC condition can achieve mass sensing with an ultrahigh resolution, with a resolution of approximately 1 ag. Meanwhile, the linewidth of the transmission peak can be suppressed below 1 Hz, which is superior to the traditional optomechanical mass sensing schemes based on four-wave mixing, photonic molecules, and plasmon polaritons. Systematic investigation of eigenvalue variations and the corresponding sensitivity enhancement factors under mechanical resonator frequency shift reveals that the real part and the imaginary part of the eigenvalue associated with the central peak exhibit negligible variations under such perturbations. This indicates that the mass sensing scheme based on BIC in the double-cavity optomechanical system can maintain ultrahigh resolution and precise mass measurement under mechanical resonator frequency shift. Our scheme provides an approach for realizing the BIC singularity in optomechanical systems, and presents a new route to improving the resolution of mass sensors based on cavity optomechanical systems.

**Keywords:** optomechanics, optomechanically induced transparency, mass sensing, bound-states in the continuum

**PACS:** 42.50.Wk, 42.50.Gy, 42.50.Pq

**DOI:** [10.7498/aps.74.20250063](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250063)

**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250063](https://cstr.ia.ac.cn/32037.14.aps.74.20250063)

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2021YFB4000802) and the Steady Support Fund for State Key Laboratory, China (Grant No. JBS242800180).

† Corresponding author. E-mail: zhengxuejun@xtu.edu.cn



## 双腔光力系统中基于连续域束缚态的超高分辨率质量传感

董耀勇 吴仪 郑学军 王登龙 赵鹏

**Ultrahigh-resolution mass sensing based on bound states in continuum domain in double-cavity optomechanical system**

DONG Yaoyong WU Yi ZHENG Xuejun WANG Denglong ZHAO Peng

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 74, 134201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250063

CSTR: 32037.14.aps.74.20250063

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250063>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 多模光力系统中光力诱导透明引起的慢光效应

Slow light effect caused by optomechanically induced transparency in multimode optomechanical system

物理学报. 2023, 72(15): 154203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230663>

#### 里德伯原子辅助光力系统的完美光力诱导透明及慢光效应

Perfect optomechanically induced transparency and slow light in an Rydberg atom-assisted optomechanical system

物理学报. 2023, 72(9): 094203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222264>

#### 双谐振环金属超表面中的连续域束缚态

Bound states in continuum domain of double resonant ring metal metasurfaces

物理学报. 2024, 73(5): 057801 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231556>

#### 基于准连续域束缚态的强圆二色性超表面

Strong circular dichroism chiral metasurfaces generated by quasi bound state in continuum domain

物理学报. 2024, 73(17): 178102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240834>

#### 基于法布里-珀罗腔的可调谐连续域束缚态及应用

Tunable continuous domain bound states based on Fabry-Perot cavities and their applications

物理学报. 2024, 73(17): 174205 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240861>

#### 基于共振波导光栅结构准连续域束缚态的低阈值纳米激光器的数值研究

Numerical study of the low-threshold nanolaser based on quasi-bound states in the continuum supported by resonant waveguide grating structures

物理学报. 2023, 72(4): 044202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221894>