arXiv:2601.00483v1 [quant-ph] 1 Jan 2026

利用磁性流体预测卡西米尔力可测量的符号反转

Long Ma [1] Larissa Inácio [2] Dai-Nam Le [1] Lilia M. Woods [1,*] 和 Mathias Boström [2,3,†]
[1] 物理系，南佛罗里达大学，美国佛罗里达州坦帕，33620 [2] ENSEMBLE3 卓越中心 Sp. z o. o.，Wolczynska 街 133号，01-919，波兰华沙 [3] 化学与生物系统模拟实验室，新技术中心，华沙大学，Banacha 2C，02-097 波兰华沙
（日期：2026年1月5日）

我们展示了由卡西米尔力控制的量子悬浮现象，该力作用于浸没在甲苯与磁铁矿颗粒混合物中的聚苯乙烯表面和特氟龙涂层金属基底之间。在可测量效应的距离范围内，该系统的卡西米尔相互作用会经历排斥与吸引之间的转变。通过巧妙选择金属和铁磁流体材料，可以控制这种卡西米尔俘获；这些选择与俘获效应的出现直接相关。我们详细研究了热贡献和量子贡献，展示了铁磁流体及其他材料的光学性质和磁性如何影响俘获强度及其可观测距离范围。

I. 引言

理解平行板系统中的卡西米尔熵平衡，对于卡西米尔相关的量子电动力学及其应用至关重要，包括卡西米尔开关 [1]，卡西米尔自组装结构 [2–4]，以及减轻微纳机电器件（微机电系统和纳机电系统）中的静摩擦 [5, 6]。卡西米尔吸引力与排斥力之间的转变可通过多种方式实现，例如采用微结构几何形状 [7, 8]，声子辅助晶格振动 [9],各向异性板中的扭转角 [10–12]，流体中的悬浮石墨烯 [13]，米氏共振介电超材料 [14]，以及各向异性磷烯片层之间的卡西米尔–利夫希茨力矩 [15]，等。研究还表明，卡西米尔俘获在水与冰平衡的地球物理学中也发挥着作用 [16–20]。

在此，我们提出了一种替代方法，通过巧妙地将磁性材料与更为传统的介电系统相结合，有效控制卡西米尔力的符号变化和卡西米尔量子俘获。光学性质与磁性质之间的相互作用，加上固体薄膜涂层的尺寸，证明了这是一条实现卡西米尔力吸引—排斥转换的可行途径。所提出的卡西米尔俘获方法建立在先前工作的基础上；该工作表明，彼此间由铁磁流体间隙隔开的平面基底之间可能存在排斥相互作用，但并未探索其调控能力 [21, 22] 本文最终实现的目标，是建立控制纳机电系统中相互作用的方法 [1, 23–26]通过可调谐的磁性卡西米尔效应 [27]。我们关注的是层状系统，在这类系统中，可以通过调控中间铁磁流体层的磁导率以及系统中流体层和金属层的光学性质，使力发生可测量的多次符号变化这些变化由中间铁磁流体层的磁导率以及系统中流体层和金属层的光学性质控制。所提出方法的理论背景属于Lifshitz形式主义；这一形式主义作为描述平面表面之间色散力的普适理论而建立 [28, 29]，，将卡西米尔相互作用与相关材料的介电性质联系起来。此外，依赖频率的介电函数与介质的折射率和吸附系数相关，这阐明了力与量子力学诞生之前列别捷夫提出的辐射过程之间的关系 [30]。

沿用最初的推导，Ninham、Parsegian 及其合作者 [31, 32] 证明，Lifshitz 理论可借助半经典散射理论加以简化；他们还扩展了相关描述，以纳入材料的磁响应特性 [33]。Lifshitz 理论已得到广泛研究 [34]，因此人们或许会认为，很难再发现全新的见解。然而，我们展示了如何在包含磁性流体的四层系统中，控制多个排斥-吸引转变距离；这种磁性流体由分散有磁性纳米颗粒的溶液构成。通过调节铁磁流体的性质，并巧妙选择基底介电材料和薄表面涂层的厚度，卡西米尔相互作用会形成稳定平衡，例如，可通过光学干涉测量在实验室中测得 [35, 36]。铁磁流体在这一过程中发挥着关键作用。在足够小的间距下，所有类型的量子与热激发都被发现会主动参与形成捕获区间，此时作用力足够大。所提出的方法有助于拓展纳机电系统和微机电系统在液体环境与生物介质中的传感器应用 [37–

* lmwoods@usf.edu
† mathias.bostrom@ensemble3.eu

40].

II. 所考虑平面系统的光学和磁学性质

所研究的层状系统示意图如图 1 所示。该系统由一个平面聚苯乙烯基底（A）和一个半无限金属层（B）组成，金属层上涂覆有一层有限厚度的特氟龙薄膜（B_1） b_1。 A 基底与特氟龙涂层金属基底 $B + B_1$之间由厚度为 ℓ、填充铁磁流体材料（m）的间隙隔开。该系统中基底之间随距离变化的卡西米尔相互作用可通过多种方式调控，包括选择第 B层中的不同金属、调节涂层厚度 b_1，以及改变第 m层中铁磁流体的溶液成分和性质。由于卡西米尔相互作用与系统的响应特性有关，下面我们将讨论相关材料的介电函数和磁化率。我们采用通过测量材料折射率获得的频率相关数据，并依据克拉默-克罗尼格（KK）关系描述其实部和虚部，积分频率上限为 100电子伏特，详见文献 [41–43]。下面将在虚频域中介绍理论建模的细节，结果见图 2。

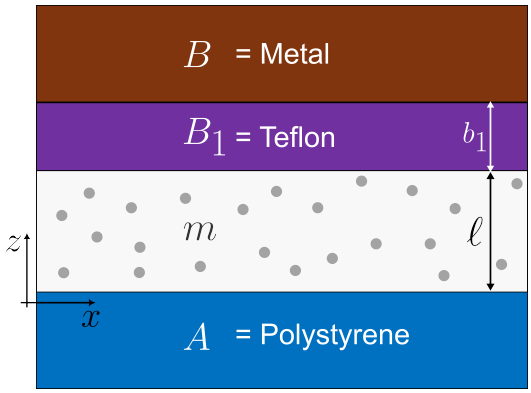


图1. 所考虑系统的示意图：铁磁流体层（记为 m），厚度为 ℓ，位于聚苯乙烯基底（A）与金属基底（B）之间，金属基底覆有厚度为 b_1 的特氟龙层 B_1。

作为金属 B 基底类型的代表性示例，本文考虑金、银、铝和锂。金属的介电函数采用虚频域 $\omega \to i\xi$中的德鲁德模型进行建模，表示为 $\varepsilon_{\rm met}(i\xi) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\xi\,(\xi+\gamma)}$，其中等离子体频率 ω_p 和弛豫频率 γ 取自所考虑材料的实验结果 [42, 43]。这些金属的介电函数如图2（a）所示。

我们还考虑了铁磁流体的几种溶剂组分，包括甲苯、苯、环己烷和辛烷。它们的介电函数采用模型 $1 + \sum_i \frac{C_i}{1+\xi/\omega_i}$ $(i\xi)$ 进行参数化，该模型使用拟合的振子强度 C_i 及相应的特征频率 ω_i，覆盖红外和紫外波段的所有主要吸收峰（数据取自 [41]中的表1）。此外，溶剂的静态介电常数 ε_0 根据实验测得的折射率 n_0，并基于关系式 $n_0^2 \approx \varepsilon_0$ （在红外吸收可忽略的情况下 [41]）得出。

铁磁流体溶液中含有随机分散的磁性纳米颗粒，此处假设其由 Fe_3O_4 构成，其介电函数也根据现有实验数据展示于图2(a)中 [21]。铁磁流体的有效介电函数 $\tilde{\varepsilon}_m(i\xi)$由溶剂和磁铁矿纳米颗粒组成，并根据瑞利混合模型计算 [44]。

$$\frac{\tilde{\varepsilon}_m(i\xi) - \varepsilon_s(i\xi)}{\tilde{\varepsilon}_m(i\xi) + 2\varepsilon_s(i\xi)} = \Phi \frac{\varepsilon_{\rm mag}(i\xi) - \varepsilon_s(i\xi)}{\varepsilon_{\rm mag}(i\xi) + 2\varepsilon_s(i\xi)} \qquad (1)$$

其中， $\varepsilon_{\rm mag}(i\xi)$ 和 $\varepsilon_s(i\xi)$ 分别是磁铁矿和溶剂的介电函数，而 Φ是分散颗粒的体积分数。根据公式（1），我们发现有效介电函数 $\tilde{\varepsilon}_m(i\xi) = \varepsilon_s(i\xi) \times \frac{1+2\chi\Phi}{1-\chi\Phi}$ 与体积分数 Φ 及 χ 因子呈有理函数关系，其中 $\chi = \frac{\varepsilon_{\rm mag}(i\xi)-\varepsilon_s(i\xi)}{\varepsilon_{\rm mag}(i\xi)+2\varepsilon_s(i\xi)}$。图2(b)表明，在低频范围内， $\tilde{\varepsilon}_m(i\xi)$ 随着 Φ的增加而增大。此外，如图2(c)所示，在低频范围内，选用 ε_s 较大的溶剂也能增强$\tilde{\varepsilon}_m(i\xi)$。

图2 显示了预期的整体行为，即$\varepsilon_{\rm met}$（$i\xi$）所有金属都表现出发散行为，随着$\xi \to 0$。另一方面，其他介电材料的介电函数具有有限值，与 ε_0 实验结果 [41]一致。然而，图1 所示四层系统中不同层在低频范围内的相对大小，对于吸引力—排斥力转变至关重要。本文讨论的不同性质调控方法表明，实现卡西米尔捕获有多种途径。

除了材料本身的介电响应性质外，在卡西米尔相互作用中还必须考虑磁铁矿的磁化率。根据所关注的距离范围，磁化率模型仅在零频项中不同于 1。铁磁流体的静态（零频率）有效磁导率可建模为 [21, 22]，

$$\tilde{\mu}_m(0) = 1 + \frac{2\pi^2\Phi}{9}\frac{M_s^2 D^3}{k_B T}. \qquad (2)$$

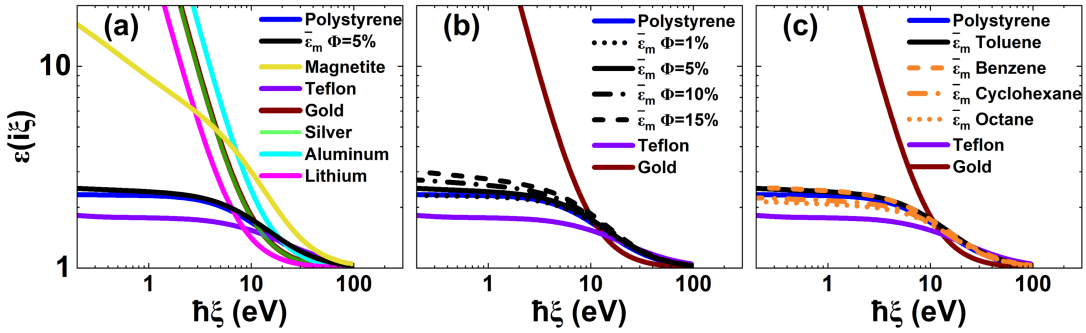


图2. 四层系统中各材料的介电函数随 $\hbar\xi$ 的虚频范围变化关系：(a) A=聚苯乙烯、 B=金、银、铝、锂、 B_1=特氟龙、 m=甲苯，其中含有 $\Phi = 5\%$、 $D = 20$ 纳米的磁铁矿球体；(b) A=聚苯乙烯、 B=金、 B_1=特氟龙、 m=甲苯，其中含有$\Phi = 1\%$、5%、10%和15%的 $D = 20$ 纳米磁铁矿球体；(c) A=聚苯乙烯、 B=金、 B_1=特氟龙、m=甲苯、苯、环己烷、辛烷，其中含有 $\Phi = 5\%$、 $D = 20$ 纳米的磁铁矿球体。

其中， M_s 是单位体积的饱和磁化强度， D 是纳米颗粒的平均直径。此外， k_B 是玻尔兹曼常数， T 是温度。上述表达式表明，可以利用不同的材料特性来调节 $\tilde{\mu}_m(0)$，进而改变卡西米尔压力，具体如下所示。

III. 平面聚苯乙烯-铁磁流体-特氟龙-金属系统中的卡西米尔相互作用

利用以松原频率表示的 Lifshitz 形式，可以计算穿过充满铁磁流体的间隙、位于特氟龙涂层金属基底与聚苯乙烯基底之间的卡西米尔压力 $\xi_n = \frac{2\pi n k_B T}{\hbar}$ [28, 29]，

$$P = -k_B T \sum_{n=0}^{\infty}{}' \int_0^{+\infty} \frac{d^2\mathbf{k}_\parallel}{(2\pi)^2} \sum_\alpha \frac{2k_{zm}\, R^\alpha_{\rm Am}(i\xi_n) R^\alpha_{\rm eff}(i\xi_n) e^{-2k_{zm}\ell}}{1 - R^\alpha_{\rm Am}(i\xi_n) R^\alpha_{\rm eff}(i\xi_n) e^{-2k_{zm}\ell}}, \tag{3}$$

其中 ℓ是纳米腔中的间距，如图1所示。求和式中的撇号表示第一项的权重为 1/2（$n = 0$）。此外，$k_{zm} = \sqrt{k_\parallel^2 + \tilde{\varepsilon}_m \tilde{\mu}_m \xi_n^2/c^2}$ 是穿过铁磁流体、沿 z 方向的波矢，而$k_\parallel^2 = k_x^2 + k_y^2$。菲涅耳反射系数 $R^\alpha_{\rm Am}$ 对应于层间界面处的电磁散射 A 和 m，其中上标 α=TE（横电）或 TM（横磁）表示偏振模式。

菲涅耳反射系数 $R^\alpha_{\rm eff}(i\xi_n)$ 描述由特氟龙薄膜 B_1 覆盖的金属 B基底产生的 TE 和 TM 散射。这些是通过多重散射形式体系 [45, 46], 得到的有效系数

$$R^\alpha_{\rm eff}(i\xi_n) = \frac{R^\alpha_{\rm B_1 m}(i\xi_n) + R^\alpha_{\rm BB_1}(i\xi_n) e^{-2k_{z\rm B_1} b_1}}{1 + R^\alpha_{\rm B_1 m}(i\xi_n) R^\alpha_{\rm BB_1}(i\xi_n) e^{-2k_{z\rm B_1} b_1}} \tag{4}$$

其中， $k_{z\rm B_1} = \sqrt{k_\parallel^2 + \varepsilon_{B_1}(i\xi_n)\xi_n^2/c^2}$ 是特氟龙层中 z 方向的波矢， b_1 是其厚度。菲涅耳系数$R^\alpha_{\rm BB_1}(i\xi_n)$ 和 $R^\alpha_{\rm B_1 m}(i\xi_n)$ 分别表示散射分别发生在 B/B_1 和 B_1/m界面处。通过在标准边界条件下求解麦克斯韦方程组，我们得到

$$R^{\rm TM}_{ij}(i\xi_n) = \frac{k_{zj}\,\varepsilon_i(i\xi_n) - k_{zi}\,\varepsilon_j(i\xi_n)}{k_{zj}\,\varepsilon_i(i\xi_n) + k_{zi}\,\varepsilon_j(i\xi_n)}, \tag{5}$$

$$R^{\rm TE}_{ij}(i\xi_n) = \frac{k_{zj}\,\mu_i(i\xi_n) - k_{zi}\,\mu_j(i\xi_n)}{k_{zj}\,\mu_i(i\xi_n) + k_{zi}\,\mu_j(i\xi_n)}, \tag{6}$$

对于 $i/j(i,\ j = A,\ B,\ B_1,\ m)$ 界面，其中 $k_{zi} = \sqrt{k_\parallel^2 + \varepsilon_i\mu_i\xi_n^2/c^2}$ 是介质 i 中沿 z 方向的波矢分量。

IV. 结果与讨论

现在可以利用上一节所述的理论框架，计算由铁磁流体隔开的平面材料之间的卡西米尔压力，如图1所示。我们通过考察特定金属和溶剂材料的作用以及系统的各种

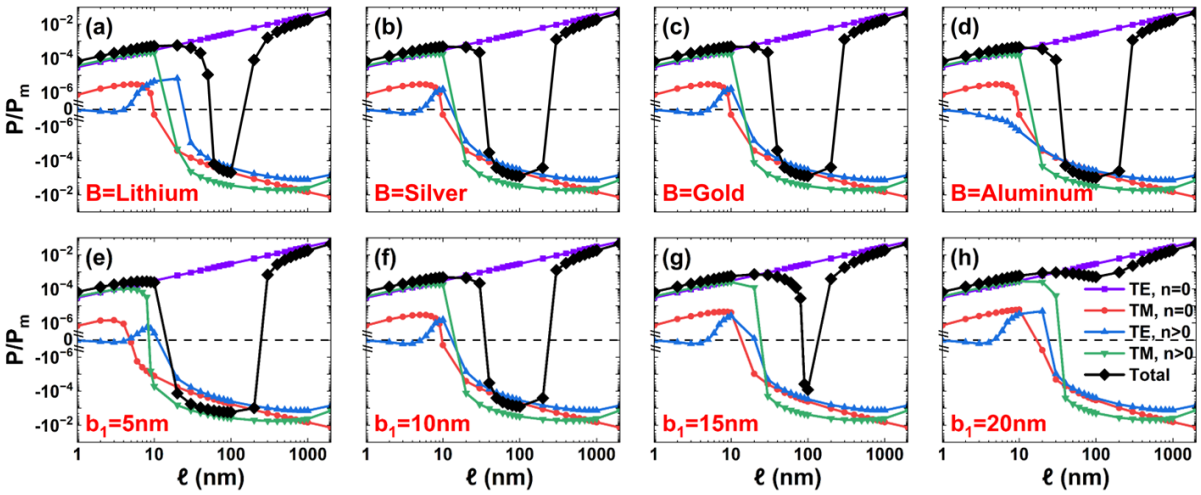


图3. 图1所示四层系统中的卡西米尔压力相对于理想导体极限 $P_m(\ell) = -\frac{\pi^2\hbar c}{240\ell^4}$ 的归一化结果。铁磁流体为含有平均直径为 $D = 20$ nm 磁铁矿纳米颗粒、体积分数为 Φ=5% 的甲苯。对于面板 (a)-(d)，特氟龙层的厚度为 $b_1 = 10$ nm，而金属材料 B 的等离子体频率 ω_P 和弛豫频率 γ各不相同，分别为：(a) 锂（$\hbar\omega_P = 6.45$ eV，$\gamma = 0.13$ eV）、(b) 银（$\hbar\omega_P = 8.9$ eV，$\gamma = 0.02$ eV）、(c) 金（$\hbar\omega_P = 9$ eV，$\gamma = 0.03$ eV）和 (d) 铝（$\hbar\omega_P = 12.04$ eV，$\gamma = 0.13$ eV）[42, 43]。对于面板 (e)-(h)，金属层为金，而特氟龙层的厚度各不相同，分别为：(e) $b_1 = 5$ nm、(f) $b_1 = 10$ nm、(g) $b_1 = 15$ nm、(h) $b_1 = 20$ nm。图中还展示了 TE 和 TM 模式在零频率（$n = 0$）及频率求和（$n > 0$）项中的不同贡献。

结构特征。

我们首先探究层 B所用特定金属的作用。在金属体系中，可以通过调节材料的等离子体频率来调控卡西米尔力。优化等离子体频率对于设计近零介电常数光学材料 [47] 以及增强近场辐射 [48] 等应用至关重要。在卡西米尔相互作用的研究中，表面等离激元和表面等离激元极化激元也为寻找有效的调控途径发挥了重要作用 [47, 49]。图1所示的系统可采用不同的金属基底构建，图3(a-d) 展示了几种材料对应的卡西米尔压力计算结果。如前所述，金属的介电响应采用德鲁德模型描述，模型参数取自现有实验数据（见图3(a-d)）。

图3(a-d) 显示，所有金属的总卡西米尔压力表现出相似的行为，并在亚微米范围内出现捕获区域。为进一步理解不同电磁极化类型的贡献，我们将卡西米尔压力分解为 TE 和 TM 模，明确展示热零松原频率项以及所有松原频率的求和，其中 $n > 0$。

我们注意到，对于不同的金属，热 TE 模式和 TM 模式的贡献几乎没有变化。通过以有效磁导率和介电响应表示的卡西米尔压力的渐近行为可以验证这一点（见附录中的公式（A.7）和（A.8））。这也反映在金属/特氟龙界面在大距离和小距离下的菲涅耳系数中，因为零频极限给出 $R^{\rm TE}_{BB_1}(0) = 0$ 和 $R^{\rm TM}_{BB_1}(0) = 1$，而在高频极限下，$\lim_{\xi\to\infty} R^{\rm TE}_{BB_1}(i\xi_n) = 0$，$\lim_{\xi\to\infty} R^{\rm TM}_{BB_1}(i\xi_n) = 0$ 对两种偏振均成立。不同金属的材料依赖性主要体现在 TE 模式的 $\ell = (10,\ 50)$ nm 区间内，其中 $n > 0$，等离子体频率决定吸引-排斥转变。较高的等离子体频率会增大 TE $n > 0$ 贡献中的排斥部分，这是调节该系统卡西米尔捕获区域的主要因素。

影响卡西米尔相互作用的另一个因素是特氟龙层的厚度。在图3(e-f)中，给出了以铁氧体铁磁流体为函数的压力数值结果 P，即特氟龙覆盖的聚苯乙烯层与金之间的压力，随间隙距离 ℓ 以及特氟龙层厚度的变化。我们观察到，可能存在一个稳定的捕获范围。当 b_1 增大时，排斥范围缩小；当 $b_1 = 20$ nm时，卡西米尔压力不再表现出排斥，并且非常接近TE$n = 0$ 贡献在热极限下、遵循标度律 $P \sim \ell^{-3}$[50]的情况。该标度律以及对 b_1 的独立性，与TE n的卡西米尔压力解析表达式相符=0 (见附录中的公式（A.7）。

为理解特氟龙厚度 b_1 如何影响相互作用，我们聚焦于菲涅耳反射系数的特$R^{\alpha}_{BB1}(i\xi_n)$ 和$R^{\alpha}_{\rm B_1}$ $_{\rm m}(i\xi_n)$ 的特征行为。从方程（6）可得，

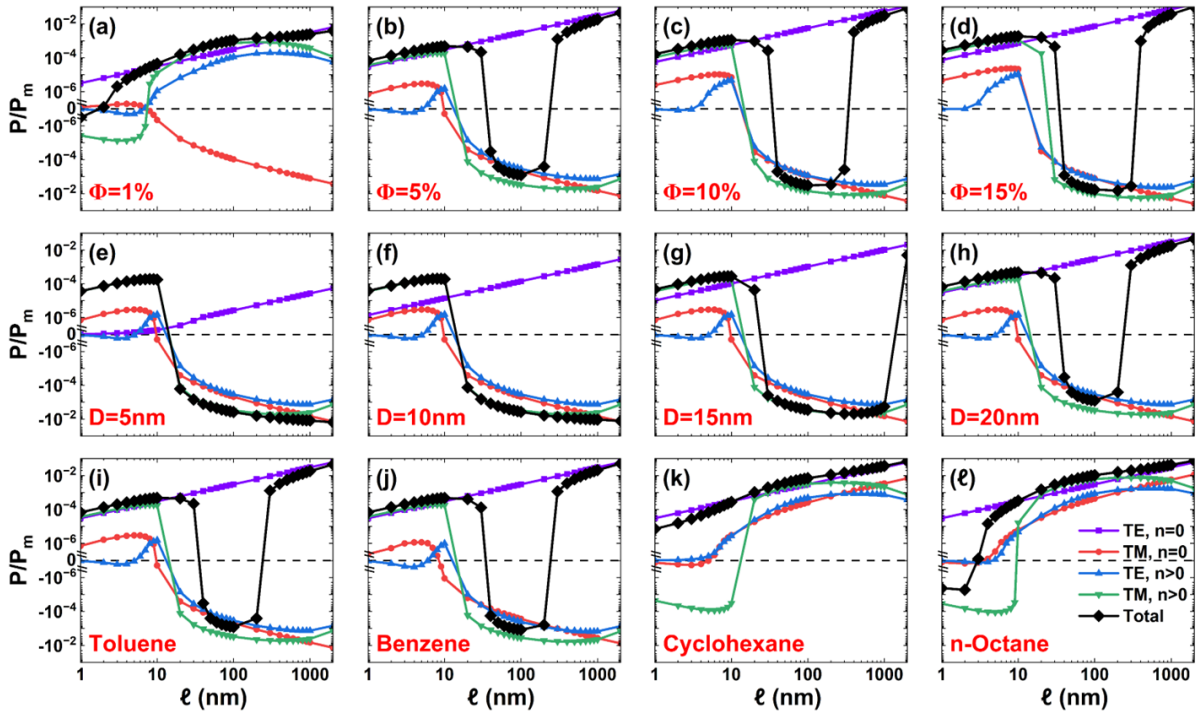


图4. 对于图1所示系统，卡西米尔压力相对于理想导体极限 $P_m(\ell) = -\frac{\pi^2\hbar c}{240\ell^4}$ 的归一化结果。对于子图(a)–(d)，甲苯铁磁流体中直径为 $D = 20$ nm的磁铁矿颗粒的体积分数分别为：(a) Φ=1%，(b) Φ=5%，(c) Φ=10%，(d) Φ=15%。对于子图(e)–(h)，纳米颗粒分散在体积分数为 $\Phi = 5$%的甲苯中，其直径分别为：(e) $D = 5$ nm，(f) $D = 10$ nm，(g) $D = 15$ nm，(h) $D = 20$ nm。对于子图(i)–(l)，直径为 $D = 20$ nm、体积分数为 $\Phi = 5$%的纳米颗粒分别分散在：(i)甲苯、(j)苯、(k)环己烷和(ℓ)辛烷中。所有情况下，B=金的特氟龙层厚度均为 $b_1 = 10$ nm。图中还以不同的线条符号和线型表示TE和TM模式的零频率（n=0）项以及非零频率求和（$n > 0$）项各自的贡献。

我们发现 $R^{\rm TE}_{{\rm BB}_1}(0) = 0$ 和 $R^{\rm TE}_{{\rm B}_1{\rm m}}(0) = \tilde{\mu}_m\begin{pmatrix} & \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$（ ），这意味着 $R^{\rm TE}_{\rm eff}(0) = R^{\rm TE}_{{\rm B}_1{\rm m}}(0)$。这与热 TE 贡献不受特氟龙厚度影响的发现一致（见附录中的方程 (A.7)）。另一方面，$R^{\rm TM}_{{\rm BB}_1}(0) = [\varepsilon_{B_1}(0) - \varepsilon_B(0)]/[\varepsilon_{B_1}(0) + \varepsilon_B(0)]$ 因此，$R^{\rm TM}_{\rm eff}(0) \approx [R^{\rm TM}_{{\rm BB}_1}(0) + e^{-2k_\parallel b_1}]/[1 + R^{\rm TM}_{{\rm BB}_1}(0)e^{-2k_\parallel b_1}]$ 表明，改变厚度 b_1可以使热 TM 贡献的吸引-排斥转变发生偏移。热 TM 贡献的具体 b_1 依赖关系见方程 (A.9)。对于小 $\ell \ll b_1$ 和大极限 $\ell \gg b_1$，标度律均为 ℓ^{-3}，但从 $\ell \ll b_1$ 变为 $\ell \gg b_1$时会发生符号变化，这与图 3 所示的数值结果一致。

根据方程（4），我们还发现，在 $n > 0$ Mat- subara频率求和后，TE和TM贡献在$\ell =$ (10，100) nm范围内依赖于厚度。对于 $\ell \gg b_1$，有效菲涅耳系数$R^{\alpha}_{\rm eff}(i\xi_n) \approx R^{\alpha}_{{\rm B}_1{\rm m}}(i\xi_n)$，卡西米尔压力不受 b_1影响。对于 $\ell \ll b_1$，有效系数也与 b_1无关，因为$\lim_{\xi\to\infty} R^{\rm TE}_{\rm eff}(i\xi_n) = \lim_{\xi\to\infty} R^{\rm TM}_{\rm eff}(i\xi_n) = 0$。因此，特氟龙厚度在中间的 $b_1 \sim \ell =$ (10，100) nm区间内会起作用，具体而言在吸引-排斥转变点附近，如图3所示。

这项分析表明，当 $b_1 \sim \ell$（在我们的案例中为10 ∼ 100 nm）时，特氟龙层厚度的影响最为显著，其变化主要来自 TE $n > 0$ 频率的贡献。最终，整体卡西米尔压力由吸引的 TE 热项与排斥性热贡献（TM $n = 0$）和量子贡献（TE 和 TM $n > 0$）的综合效应之间的竞争决定。增大 b_1会减小$\ell \approx 20 \sim 50$ nm 范围内压力排斥部分的幅度，从而导致卡西米尔俘获消失。

图1 所示层状系统中的卡西米尔相互作用也可以通过改变铁磁流体的性质来调节。本文探讨了纳米颗粒体积分数Φ、其平均直径 D以及溶剂类型的作用，结果总结于图4中。总体而言，我们看到较大的体积分数会导致捕获现象（图4(a-b)），但由于卡西米尔压力中不同吸引和排斥贡献之间的竞争，直径增大时这一效应可能会消失（图4(e-g)）。溶剂物质也会影响吸引—

排斥转变对总压力的影响。

正如方程（1）和2所示，纳米颗粒体积分数与铁磁流体的有效介电和磁性呈正相关。图4(a-d)表明，零频TE贡献始终是吸引的，并遵循特征 ℓ^{-3}标度律，但其大小随体积分数变化，呈现 $\sim \Phi^2$ 行为（见附录中的公式（A.7））。零频TM贡献既有吸引区，也有排斥区，这些区域同样可以通过 Φ来调控。增大Φ 会提高铁磁流体的介电函数 $\tilde{\varepsilon}_m$ ，如图2所示。因此，由菲涅耳系数 $R_{\rm eff}^{\rm TM}(0)$ 和$R_{\rm Am}^{\rm TM}(0)$决定的热 TM 贡献的压力大小也会增大（见附录中的方程（A.8）–（A.10））。

图4(a-d)还表明，求和后的 $n>0$ 频率对应的TM项和TE项也会随着 Φ 增大而发生显著变化。当 $\Phi=1\%$时，我们看到 $\tilde{\varepsilon}_m \sim \varepsilon_s$ （见公式（1））。如前所述，对于 $b_1 \sim \ell$ ，在小间距极限下，菲涅耳系数$R_{\rm Am}^{\rm TM}(i\xi_n)$和$R_{\rm eff}^{\rm TM}(i\xi_n)$符号相反，因此有限频率TM项在较小的 ℓ时表现为排斥。这种排斥还可追溯到介电函数的 $\varepsilon_{\rm A}>\tilde{\varepsilon}_{\rm m}>\varepsilon_{B_1}$排序（对于 $\tilde{\varepsilon}_m$ $\Phi=1\%$，见图2(b)）。随着距离 ℓ 增大， b_1 的作用减弱， $n>0$ TM 模的卡西米尔压力主要由聚苯乙烯基底和铁磁流体的光学响应决定。因此，由 $n>0$TM贡献产生的卡西米尔相互作用在较大距离 ℓ 时变为吸引的（见图4(a)）。对于 $\Phi=1\%$时的TE $n>0$贡献，也观察到类似行为，其吸引—排斥转变发生的间距 ℓ 与TM $n>0$ 模的对应间距非常相近。

对于更大的体积分数，从 $\Phi=5\%$ 及以上开始， $n>0$ TM项逆转了这一趋势，在 $\ell>10$ nm 范围内维持较强的排斥作用，这也与介电函数的 $\tilde{\varepsilon}_{\rm m}>\varepsilon_{\rm A}>\varepsilon_{B_1}$ 排序有关。TE $n>0$ 贡献也表现出类似的行为。最终，随着Φ 增大，$\tilde{\mu}_m$ 的作用增强；吸引的零频率 TE 模式与排斥的 TE $n>0$ 模式以及所有 TM 模之间的相互作用，导致在 $\ell\sim(30,\ 300)$ nm 范围内形成稳定平衡区域。然而需要注意的是，由于铁磁流体的有效介电响应与 Φ均呈正相关，零频率 TE项产生的吸引压力，以及所有 TM 模和非零频率 TM 模产生的排斥压力会同时增强。因此，进一步增大 Φ 不会使该稳定平衡区域发生显著变化。

在图 4(e-h) 中，我们还展示了纳米颗粒平均直径对卡西米尔压力的影响。的作用主要通过 D 主要体现在$\tilde{\mu}_m(0)$ ，主要影响热 TE 贡献，其大小会随着纳米颗粒尺寸增大而显著增加（见附录中的方程（A.7））。这不同于 Φ 的影响，其作用不仅体现在 TE $n=0$ 模式中，也体现在所有其他贡献中，正如前文所述。图4(e-h) 显示，除 TE $n=0$ 贡献外，其他项的行为相似，均在 $\ell\sim 20$ nm 处呈现吸引-排斥转变，且基本不受 D 的影响。因此，如$D=15$ 和 $D=20$ nm（图4(g-h)）所示，可能出现稳定平衡区域，其沿间距轴的范围受纳米颗粒直径影响。

特定的铁磁流体溶剂是另一种会显著影响卡西米尔相互作用的成分。在我们的系统中，溶剂的光学性质不仅决定铁磁流体分散液的介电响应，还会产生两个基底之间的有效反射系数和净卡西米尔压力。图4(i-l)展示了不同溶剂下的卡西米尔压力结果，包括甲苯、苯、环己烷和正辛烷。我们发现，甲苯和苯的介电响应函数相近（见图2），因此产生相似的压力行为，并在 $\ell\sim(10,100)$ nm范围内形成明确的捕获区域。然而，环己烷和辛烷的介电函数小于甲苯和苯的介电函数，因此主要在亚微米范围内产生吸引的卡西米尔相互作用。两种情形中观察到的相反行为（图4 (i-j)和(k-l)）与附录中的解析表达式(A.9)–(A.10)所给出的预测一致。特别是，对于分散粒子浓度大于2%的甲苯和苯， $\varepsilon_{B_1}(0)<\varepsilon_A(0)<\tilde{\varepsilon}_m(0)$成立，因此随着间隙 ℓ增大，会发生从吸引到排斥的转变。相反，对于纳米颗粒浓度低于10%的环己烷和正辛烷， $\varepsilon_{B_1}(0)<\tilde{\varepsilon}_m(0)<\varepsilon_A(0)$成立，因此卡西米尔相互作用会随间隙 ℓ增大而从排斥转变为吸引。偏振模式的分解进一步表明，在两种情形（图4 (i-j)和(k-l)）中，TM $n\geq 0$ 和TE $n>0$ 模式的符号都会翻转，而TE$n=0$ 项则很少改变。

图 3 和 4 表明，完全由卡西米尔相互作用产生的稳定平衡 m
完全源于卡西米尔相互作用 n
在我们设计的多层系统中，可通过多种方式实现。尽管相关层的介电和磁性属性相互作用复杂，且有多个可调因素，但所实现的捕获发生在 n
$10-200$ nm 范围内，排斥力的大小可达 $P\sim 10^{-7}$ mPa。这处于 n
实验观测范围内。尤其是，基于光学干涉测量的卡西米尔力与非牛顿力实验（CANNEX） y
（发表于 [35, 36]）报告的结果表明，卡西米尔 r
$10^{-8}\sim 10^{-4}$ 毫帕范围内的力，适用于亚

微米级间距，在实验室中确实可以实现。

V. 结论

总之，我们计算了一种新型多层系统中的卡西米尔相互作用。该系统由聚苯乙烯基底和特氟龙涂层金属层组成，两者之间的间隙填充了铁磁流体。研究发现，通过调节相关材料的介电性质和磁性等各种参数，可以以多种方式改变卡西米尔力的符号。基于 Lifshitz形式主义的理论分析，我们揭示了材料性质与相互作用之间的直接关系，从而帮助理解控制相互作用的内在因素。特别是，在亚微米距离范围内，改变金属类型和特氟龙层厚度，最能有效地改变对量子力学卡西米尔力有贡献的 TE极化。相比之下，铁磁流体中溶剂的类型不仅影响量子力学 TE贡献，也影响热和量子力学 TM 模。另一方面，体积分数与热贡献和量子贡献（包括 TE 和 TM 模式）的变化均有关，而铁磁流体中纳米颗粒球体的直径则通过影响热 TE模式，仅改变量子俘获。

无论选择哪种控制方法，我们的计算都表明，在亚微米尺度上实现具有可测量量级且实验上可测的稳定量子俘获状态是可行的。从实验角度看，调制系统的多种不同方式也颇具优势，因为可以根据实验室的各种条件灵活选择，从而获得卡西米尔俘获的可测量结果 [35, 36]。我们的研究为卡西米尔力控制提供了有用的指导，有助于开发新型微纳机电器件。

致谢

L.I. 和 M.B. 的部分研究属于项目 No. 2022/47/P/ST3/01236，该项目由国家科学中心和欧盟通过玛丽·斯克沃多夫斯卡-居里资助协议 No. 945339，在 Horizon 2020 研究与创新计划下共同资助。ENSEMBLE3 卓越中心的机构和基础设施支持由 ENSEMBLE3 项目（MAB/2020/14）提供，该项目属于波兰科学基金会国际研究议程计划，并由欧洲区域发展基金和 Horizon 2020 卓越团队计划共同资助（资助协议 No. 857543），以及教育与科学部的“支持波兰卓越中心（Horizon 2020）”倡议（MEiN/2023/DIR/3797）。L.M.W. 感谢美国能源部通过资助编号 DE-FG02- 06ER46297 提供的经费支持。

附录：卡西米尔压力的热贡献

TE项 $n=0$可直接由方程（3）得出：

$$P_{n=0}^{TE}(\ell) = -\frac{k_B T}{8\pi\ell^3}\mathrm{Li}_3\left[\left(\frac{\tilde{\mu}_m(0)-1}{\tilde{\mu}_m(0)+1}\right)^2\right] \tag{A.7}$$

该项始终是吸引的，其标度为 ℓ^{-3}。根据正文中的方程（2），$P_{n=0}^{TE}$由铁磁流体中纳米颗粒的浓度 Φ 和直径D 调节。当$\frac{\pi^2\Phi M_S^2 D^3}{9k_BT} \ll 1$时，方程（A.7）变为 $P_{n=0}^{TE}(\ell) \approx -\frac{k_BT}{8\pi\ell^3}\left(\frac{\pi^2\Phi M_S^2 D^3}{9k_BT}\right)^2 \propto \Phi^2 D^6$。

该 $n=0$ TM项也可由公式（3）得到，

$$P_{n=0}^{TM}(\ell) \approx -\frac{k_BT}{8\pi\ell^3}\mathrm{Li}_3\left[\mathscr{R}\left(e^{-2b_1/\ell}\right)\right], \tag{A.8}$$

$$\mathscr{R}(x) = \frac{\left(\frac{\varepsilon_A(0)-\tilde{\varepsilon}_m(0)}{\varepsilon_A(0)+\tilde{\varepsilon}_m(0)}\right)\left[\left(\frac{\varepsilon_{B_1}(0)-\tilde{\varepsilon}_m(0)}{\varepsilon_{B_1}(0)+\tilde{\varepsilon}_m(0)}\right)+x\right]}{1+\left(\frac{\varepsilon_{B_1}(0)-\tilde{\varepsilon}_m(0)}{\varepsilon_{B_1}(0)+\tilde{\varepsilon}_m(0)}\right)x}.$$

在 $\ell \gg b_1$的情况下，我们发现

$$P_{n=0}^{TM}(\ell) \approx -\frac{k_BT}{8\pi\ell^3}\left\{\mathrm{Li}_3\left(\frac{\varepsilon_A(0)-\tilde{\varepsilon}_m(0)}{\varepsilon_A(0)+\tilde{\varepsilon}_m(0)}\right) - \frac{2\tilde{\varepsilon}_m(0)}{\varepsilon_{B_1}(0)}\mathrm{Li}_2\left(\frac{\varepsilon_A(0)-\tilde{\varepsilon}_m(0)}{\varepsilon_A(0)+\tilde{\varepsilon}_m(0)}\right)\frac{b_1}{\ell}\right\}. \tag{A.9}$$

因此，卡西米尔相互作用与厚度 b_1无关。

在 $\ell \ll b_1$的情况下，渐近分析发现，卡西米尔相互作用与金属层厚度 B 无关，

$$P_{n=0}^{TM}(\ell) \approx -\frac{k_BT}{8\pi\ell^3} \times \times\mathrm{Li}_3\left[\left(\frac{\varepsilon_A(0)-\tilde{\varepsilon}_m(0)}{\varepsilon_A(0)+\tilde{\varepsilon}_m(0)}\right)\left(\frac{\varepsilon_{B_1}(0)-\tilde{\varepsilon}_m(0)}{\varepsilon_{B_1}(0)+\tilde{\varepsilon}_m(0)}\right)\right]. \tag{A.10}$$

由这些极限可知，通过调节铁磁流体的静态介电常数 $\tilde{\varepsilon}_m(0)$，可以改变小间距和大间距 ℓ下热TM卡西米尔压力的符号。特别是，由于 $\varepsilon_{B_1}(0) = 2.1$而 $\varepsilon_A(0) = 2.4$，可能出现不同的情况，例如

- $\varepsilon_{B_1}(0) < \varepsilon_A(0) < \tilde{\varepsilon}_m(0)$，那么对于 $\ell \ll b_1$，TM贡献对力的作用是吸引的；对于 $\ell \gg b_1$，力则是排斥的；
- $\varepsilon_{B_1}(0) < \tilde{\varepsilon}_m(0) < \varepsilon_A(0)$，那么对于 $\ell \ll b_1$，$n = 0$ TM贡献是排斥的，而它对于 $\ell \gg b_1$ 是吸引的；
- $\tilde{\varepsilon}_m(0) < \varepsilon_{B_1}(0) < \varepsilon_A(0)$，$n = 0$ TM分量在任意间距 ℓ下始终是吸引的。

[1]T. Gong、B. Spreng、M. Camacho、I. Liberal、N. Engheta 和 J. N. Munday，《使用透明导电氧化物实现电控卡西米尔力》，《物理评论A》106，062824（2022）。[2] B. Munkhbat、A. Canales、B. Küçüköz、D. G. Baranov 和 T. O. Shegai，《可调谐自组装卡西米尔微腔与极化激元》，《自然》597，214（2021）。[3] F. Schmidt、A. Callegari、A. Daddi-Moussa-Ider、B. Munkhbat、R. Verre、T. Shegai、M. Käll、H. Löwen、A. Gambassi 和 G. Volpe，《可调谐临界卡西米尔力抵消卡西米尔–利夫希茨吸引》，《自然·物理》19，271（2023）。[4] M. Hošková、O. V. Kotov、B. Küçüköz、C. J. Murphy 和 T. O. Shegai，《卡西米尔自组装：测量液体中纳米尺度表面相互作用的平台》，《美国国家科学院院刊》122，e2505144122（2025）。[5] M. Boström、S. Ellingsen、I. Brevik、M. Dou、C. Persson 和 B. Sernelius，《微机电系统中的卡西米尔吸引—排斥转变》，《欧洲物理学杂志B》85，377（2012）。[6] A. Stange、M. Imboden、J. Javor、L. K. Barrett 和 D. J. Bishop，《利用商用微机电系统传感器构建卡西米尔计量平台》，《微系统与纳米工程》5，14（2019）。[7] M. Dou、F. Lou、M. Boström、I. Brevik 和 C. Persson，《利用材料性质和几何结构调控卡西米尔量子悬浮》，《物理评论B》89，201407（2014）。[8] V. Esteso、S. Carretero-Palacios 和 H. Miguez，《真实平行平面系统中由卡西米尔力与重力平衡引起的纳米悬浮现象》，《物理化学杂志C》119，5663（2015）。[9] D.-N. Le 、 P. Rodriguez-Lopez 和 L. M. Woods，《压电材料之间的声子辅助卡西米尔相互作用》，《材料通讯》5，1（2024）。[10] P. Rodriguez-Lopez、D.-N. Le、M. J. Calderón、E. Bascones 和 L. M. Woods，《魔角扭转双层石墨烯与卡西米尔相互作用：关联驱动效应》，《2D Materials》10，014006（2022）。[11] P. Rodriguez-Lopez、D.-N. Le、I. V. Bondarev、M. Antezza 和 L. M. Woods，《巨大各向异性与卡西米尔现象：碳纳米管超表面的案例》，《物理评论B》109，035422（2024）。[12] Y. Hu、X. Wu、H. Liu、W. Ge、J. Zhang 和 X. Huang，《基于碘酸锂的扭转诱导卡西米尔吸引—排斥转变》，《ACS Photonics》11，1998（2024）。[13] A. D. Phan、L. M. Woods、D. Drosdoff、I. Bondarev 和 N. Viet，《热卡西米尔相互作用引起的温度依赖的石墨烯悬浮》，应用物理快报 **101**，113118 (2012)。[14]Y. Ye、Q. Hu、Q. Zhao 和 Y. Meng，液体分隔的介电超材料与金属之间的卡西米尔排斥-吸引转变，《物理评论B》98，035410（2018）。[15] P. Thiyam、P. Parashar、K. V. Shajesh、O. I. Malyi、M. Boström、K. A. Milton、I. Brevik 和 C. Persson，卡西米尔-利夫希茨力矩中距离依赖的符号反转，《物理评论快报》120，131601（2018）。[16] M. Elbaum 和 M. Schick，将色散力理论应用于冰的表面融化，《物理评论快报》66，1713（1991）。[17] V. Esteso、S. Carretero-Palacios、L. G. MacDowell、J. Fiedler、D. F. Parsons、F. Spallek、H. Míguez、C. Persson、S. Y. Buhmann、I. Brevik 和 M. Boström，吸附在岩石表面上的冰的预融化，《物理化学化学物理》22，11362（2020）。[18] M. Boström、V. Esteso、J. Fiedler、I. Brevik、S. Y. Buhmann、C. Persson、S. Carretero-Palacios、D. F. Parsons 和 R. W. Corkery，CO_2 笼形颗粒上的自维持冰层：对土卫二、冥王星及类似海洋世界的意义，《天文学与天体物理学》650，A54（2021）。[19] J. Luengo-Marquez、F. Izquierdo-Ruiz 和 L. G. MacDowell，冰与水界面处的分子间作用力：预融化、表面冻结和再凝固，《J. Chem. Phys.》157，044704（2022）。[20] Y. Li、P. Parashar、I. Brevik、C. Persson、O. I. Malyi 和 M. Boström，球形水滴表面冰生长的机制，《物理评论B》111，075426（2025）。[21] G. L. Klimchitskaya、V. M. Mostepanenko、E. K. Nepomnyashchaya 和 E. N. Velichko，磁性纳米颗粒对三层系统中卡西米尔压力的影响，《物理评论B》99，045433（2019）。[22] G. L. Klimchitskaya、V. M. Mostepanenko 和 E. N. Velichko，磁性纳米颗粒团聚对铁磁流体中卡西米尔压力的影响，《物理评论B》100，035422（2019）。[23] J. N. Munday、F. Capasso 和 V. A. Parsegian，测得的长程排斥性卡西米尔-利夫希茨力，《自然》457，170（2009）。[24] R. Zhao、L. Li、S. Yang、W. Bao、Y. Xia、P. Ashby、Y. Wang 和 X. Zhang，稳定的卡西米尔平衡态与量子俘获，《科学》364，984（2019）。[25] C. Shelden、B. Spreng 和 J. N. Munday，金与薄磁介电板之间增强的排斥性卡西米尔力，《物理评论A》108，032817（2023）。[26] C. Shelden、B. Spreng 和 J. N. Munday，纳米技术中排斥性卡西米尔力所涉及的机遇与挑战，《应用物理评论》11，041325（2024）。

[27] Y. Zhang、H. Zhang、X. Wang、Y. Wang、Y. Liu、S. Li、T. Zhang、C. Fan 和 C. Zeng，磁场调控卡西米尔力，《Nat. Phys.》20，1282（2024）。[28] E. M. Lifshitz，固体之间分子吸引力的理论，《Soviet Phys. JETP》第2卷（1956）。[29] I. Dzyaloshinskii、E. Lifshitz 和 L. Pitaevskii，范德华力的一般理论，《Adv. Phys.》10，165（1961）。[30] P. Lebedew，《静止谐振器受波机械作用的研究——I. 电磁波》，《Annalen der Physik》288，621（1894）。[31] B. W. Ninham、V. A. Parsegian 和 G. H. Weiss，关于温度依赖范德华力的宏观理论，《J. Stat. Phys.》2，323（1970）。[32] B. W. Ninham 和 V. A. Parsegian，多层系统中的范德华相互作用，《J. Chem. Phys.》53，3398（1970）。[33] P. Richmond 和 B. W. Ninham，关于将 Lifshitz 理论扩展至磁性介质中范德华力的注记，《Journal of Physics C: Solid State Physics》4，1988（1971）。[34] B. E. Sernelius，《范德华相互作用与卡西米尔相互作用基础》，《Springer 原子、光学与等离子体物理系列》（Springer International Publishing，2018）。[35] A. Almasi、P. Brax、D. Iannuzzi 和 R. I. P. Sedmik，采用平行板构型、用于变色龙和卡西米尔力实验的力传感器，《Physical Review D》91，102002（2015）。[36] R. I. P. Sedmik 和 M. Pitschmann，cannex 的下一代设计与前景，《Universe》7，234（2021）。[37] H. Stapf、F. Selbmann、Y. Joseph 和 P. Rahimi，基于膜的 NEMS/MEMS 生物传感器，《ACS Applied Electronic Materials》6，2120（2024）。[38] J. Zhu、X. Liu、Q. Shi、T. He、Z. Sun、X. Guo、W. Liu、O. B. Sulaiman、B. Dong 和 C. Lee，未来传感器与 MEMS/NEMS 的发展趋势与展望，《Micromachines》11，10 3390 11010007 2020。/mi（）。[39] L. A. Jauregui、H. Lu、J. Lou 和 Y. P. Chen，迈向基于悬浮纳米材料，《MRS在线会议论文集》1222，10.1557/PROC-1222-DD05-31（2010）。[40] N. Wongkasem 和 G. Cabrera，《用于早期脑肿瘤诊断的多点超材料启发的微波传感器》，《传感器》24，10 3390 24185953 2024。/s（）。[41] P. J. van Zwol 和 G. Palasantzas，《高折射率中间液体中的固体材料之间的排斥性卡西米尔力》，《物理评论A》81，062502（2010）。[42] E. J. Zeman 和 G. C. Schatz，《对银、金、铜、锂、钠、铝、镓、铟、锌和镉的表面增强因子进行的精确电磁理论研究》，《物理化学杂志》91，634（1987）。[43] K. A. Milton，《卡西米尔效应：近期争议与进展》，《物理学A辑：数学与一般物理》37，R209（2004）。[44] A. Sihvola，《电磁混合公式及其应用》（工程技术学会，1999）。[45] V. A. Parsegian，《范德华力：生物学家、化学家、工程师和物理学家的手册》（剑桥大学出版社，2005）。[46] R. Podgornik、P. L. Hansen 和 V. A. Parsegian，《关于多层系统中Lifshitz–van der Waals相互作用理论的重新表述》，J. Chem. Phys. 119，1070（2003）。[47] M. Camacho、T. Gong、B. Spreng、I. Liberal、N. Engheta 和 J. N. Munday，《利用近零介电常数材料调控卡西米尔相互作用》，《物理评论A》105，L061501（2022）。[48] L. Ma、D.-N. Le 和 L. M. Woods，《辐射传热与二维过渡金属二硫属化物材料》，《物理化学快报》16，11348（2025）。[49] T. Gong、I. Liberal、B. Spreng、M. Camacho、N. Engheta 和 J. N. Munday，《近零介电常数模式对超薄膜之间卡西米尔相互作用的影响》，《物理评论快报》130，196901（2023）。[50] D.-N. Le、P. Rodriguez-Lopez 和 L. M. Woods，《常规材料与狄拉克材料之间的色散相互作用及维度的作用》，《物理学：材料》5，034001（2022）。