arXiv:2301.01213v1 [physics.optics] 3 Jan 2023

两束反向传播波照明下两个偶极粒子之间磁光束缚的数值研究

里卡多·马特·因·亚伯拉罕-埃克罗特*Instituto de Física Arroyo Seco, IFAS (UNCPBA), Tandil, Argentina and CIFICEN (UNCPBA-CICPBA-CONICET), Grupo de Plasmas Densos, Pinto 399, 7000 Tandil, Argentina**

本文从系统的主要方向出发，对具有太赫兹共振的稳定磁等离激元二聚体的形成进行了理论研究。不同于近期的一项研究，我们的工作针对任意磁场（例如粒子自旋不平衡的情况）给出了完整的光子耦合描述。作为示例，我们考察了两个较小的 n型掺杂 InSb纳米粒子在两束反向传播平面波照明下的行为。值得注意的是，当存在外磁场时，系统的对称性被打破，并且二聚体中会出现共振辐射压力。同样，非互易二聚体还会受到可调控的粒子间作用力并产生自旋。在磁场不存在时，我们也对该系统进行了表征。此外，我们展示了力学观测量如何真正表征二聚体，因为其共振依赖性包含有关系统的详细信息。不同于吸收等远场观测量，力学量取决于系统的近场。此外，我们根据二聚体周围能流的行为，对粒子自旋的性质进行了原创性解释。该工作是对以往所有关于小型纳米粒子之间光学束缚研究的推广，为基于表面等离激元极化激元的光学物质和纳米工厂设计实现全面控制铺平了道路。

关键词：磁等离激元学、自旋力矩、二聚体、光学束缚、光子学、坡印廷场、辐射压力、光学物质

I. 引言

光学物质（OM）由微米或纳米粒子阵列构成，这些粒子以某种方式受到光的束缚和控制 [10]。能够按需自组装并用于发展固体技术的光学物质，是光子学领域长期追求的目标 [38]。光学物质的研究背景是利用光学力操控粒子；由于技术有限，且较小系统会受到热噪声的影响，早期研究成果主要应用于微粒 [4, 5]。一般而言，光学物质由多个粒子组成，它们受到彼此散射的光所产生的电磁力作用。然而，这种多重散射现象可能十分复杂，并产生一些反常效应，例如“非互易”力、方向与照明角动量相反的力矩，以及非保守力 [2, 38]。恰当地利用力和力矩控制光学物质，或可推动用于光机械学、流变学和生物学应用的可编程材料的发展。在这方面，许多研究将纳米粒子之间的光学束缚作为发展光学物质的主要手段。部分研究则探讨了特定的光束组合，例如具有可编程相位的光束 [24, 31]。例如，物体的光诱导旋转在传感、货物运输、药物递送和微纳手术等领域具有应用潜力 [3, 7, 42]。光学陷阱利用光束组合，作为材料科学和生物物理学中强有力的表征工具；例如，文献 [23]，利用静电聚焦获取 SARS-CoV-2 的质谱，并获取 BoHV-1病毒粒子的质谱。然而，焦点处的高强度可能导致激光加热，这对生物应用而言是一个问题 [31]。

另一方面，近期太赫兹技术的发展呼唤能够在光子网络和光信息处理中展现非互易行为的新型器件和材料 [41]。非互易器件是现代通信技术的重要组成部分。如今，微型化电子和光子器件也需要这类器件 [32]。在太赫兹范围内实现光学非互易性的一种方法，是使用石墨烯、六角铁氧体和半导体等磁光（MO）系统 [27]。例如，文献 [15] 对若干具有不同载流子及载流子浓度的锑化铟样品进行了磁光测量，所采用的外磁场较低且温度为室温。凭借这些优势，研究人员对锑化铟颗粒的二聚体和三聚体进行了研究，通过在它们之间的间隙中形成电磁热点来增强太赫兹光谱学 [6, 40]。在光操控中使用锑化铟等各向异性材料，会使其强烈依赖于光束组合，从而带来无数种可能性 [39]。近期，多项研究致力于利用磁光纳米颗粒系统塑造光操控和光学陷阱，并实现合理程度的控制与精度，同时探索其他相关应用[1, 18, 20, 22, 26]。从更广义上说，磁等离激元学将纳米粒子的等离激元行为与外磁场的存在联系起来。磁等离激元学所提供的等离激元共振调制与可调谐性，为超灵敏传感器和有源等离激元器件带来了良好前景[28]。特别是，近期已有研究探讨了两个小型磁等离激元粒子之间稳定光学束缚的形成 [19]。研究预测了平衡束缚距离，并发现该距离可通过入射波的偏振态和磁场强度进行调节。然而，该报告所建立的模型仅适用于磁场

* mabraham@ifas.exa.unicen.edu.ar

强度相对较小的情况。此外，该模型只有在使用交变静磁场和偏振角来消除方位角方向上的不平衡力时，才能预测出稳定二聚体。更重要的是，该研究还需要讨论多重散射方案中由于角动量转移而导致的粒子可能发生的旋转。

本文在涵盖所有可能光机械诱导效应的完整框架下，研究小型纳米粒子形成稳定磁光二聚体的过程。我们评估二聚体的各向同性和各向异性响应，为光操控设计提供依据，即考察存在或不存在外磁场的情况。在我们的模型中，该磁场的大小可以任意设定。照明由两束圆偏振反向传播平面波组成，模拟真空中的简单光学陷阱。我们发现，即使关闭磁场，也存在多种形成稳定二聚体的可能性。对于互易二聚体，光束不会施加净力，但可能对其施加力矩。相反，静态磁场开启时，整个系统会受到净辐射压力并具有净自旋，从而能够完全控制系统的运动。研究结果表明，力学变量可作为近场可观测量，用于探测未知样品的内容。反过来，这些变量也可用于精确控制二聚体的形成与解离及其迁移性。最后，我们从二聚体周围的能量流动角度解释所预测的自旋，这构成了相互作用粒子阵列中一种新颖的散射力效应。

II. 模型

下文假设两个相同的粒子由同一种非互易材料构成，并浸没在真空中。此时，离散偶极子法（MDD）[17]可大幅简化为

$$\mathbf{p}_1 = \epsilon_0 \hat{\alpha} \mathbf{E}_{0,1} + k_0^2 \hat{\alpha} \hat{G} \mathbf{p}_2, \tag{1}$$

$$\mathbf{p}_2 = \epsilon_0 \hat{\alpha} \mathbf{E}_{0,2} + k_0^2 \hat{\alpha} \hat{G} \mathbf{p}_1, \tag{2}$$

其中，$\hat{}\alpha$ 是表示这些粒子的极化率张量。以下定义自动包含了满足光学定理 [21]所需的辐射修正

$$\hat{\alpha} = \left(\hat{\alpha}_0^{-1} - \frac{i k_0^3 \hat{I}}{6\pi} \right)^{-1} \tag{3}$$

其中，$\hat{}\alpha_0$ 是所谓的准静态极化率，可表示为

$$\hat{\alpha}_0^{-1} = \frac{1}{V} \left(\hat{L} + [\hat{\epsilon}_r - \hat{I}]^{-1} \right) \tag{4}$$

其中 V 为粒子的体积，$\hat{}L = \hat{}I/3$ 为针对球体或立方体定义的静电退极化张量，$\hat{\epsilon}_r$ 为相对介电张量。方程组 1 可直接求解，

从而得到

$$\mathbf{p}_1 = \epsilon_0 \hat{F} \left(\mathbf{E}_{0,1} + k_0^2 \hat{\alpha} \hat{G} \hat{\alpha} \mathbf{E}_{0,2} \right), \tag{5}$$

$$\mathbf{p}_2 = \epsilon_0 \hat{F} \left(\mathbf{E}_{0,2} + k_0^2 \hat{\alpha} \hat{G} \hat{\alpha} \mathbf{E}_{0,1} \right), \tag{6}$$

其中，我们定义 $\hat{}F = \left(\hat{}\alpha - k_0^4 \hat{}G \hat{}\alpha \, \hat{}G \right)^{-1}$。在本研究中，假设反向传播构型是由两个强度相同 I_0 [11, 18]的左旋圆偏振（LCP）平面波叠加而成，见图1，即

$$\mathbf{E}_0 = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left[(\check{\mathbf{x}} + i\check{\mathbf{y}}) \, e^{ik_0 z} + (\check{\mathbf{x}} - i\check{\mathbf{y}}) \, e^{-ik_0 z} \right]. \tag{7}$$

将此场代入式（5），即可计算粒子位置处的入射场 $\mathbf{E}_{0,1}$ 和 $\mathbf{E}_{0,2}$。

已知偶极矩后，系统的吸收截面可由下式计算：

$$\sigma_{abs} = \frac{k_0}{\epsilon_0 w_E^{tot}} Im \left\{ \mathbf{p}_1 \cdot \left(\hat{\alpha}_0^{-1} \mathbf{p}_1 \right)^* + \mathbf{p}_2 \cdot \left(\hat{\alpha}_0^{-1} \mathbf{p}_2 \right)^* \right\} \tag{8}$$

其中 $w_E^{tot} = \epsilon_0 |\mathbf{E}_0|^2$。在瑞利近似 [13] 下，每个粒子所受力的 i 分量可由时间平均力得到，即

$$F_{1,i} = \frac{1}{2} Re\{ \mathbf{p}_1^t [\partial_i \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, \omega)|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_1} \} \tag{9}$$

$$F_{2,i} = \frac{1}{2} Re\{ \mathbf{p}_2^t [\partial_i \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, \omega)|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_2} \} \tag{10}$$

其中，总场 $\partial_i \mathbf{E}(\mathbf{r}\ \omega)|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_n}$ 在偶极子位置 $\mathbf{r}_n$，$n = \{1, 2\}$ 处的导数可由 [12] 得到：

$$\begin{aligned} \partial_i \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_1} &= \partial_i \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega)|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_1} + \\ &+ \frac{k_0^2}{\epsilon_0} (\partial_i \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_2))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_1} \mathbf{p}_2] \} \end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned} \partial_i \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_2} &= \partial_i \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega)|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_2} + \\ &+ \frac{k_0^2}{\epsilon_0} (\partial_i \mathbf{G}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_2} \mathbf{p}_1] \} \end{aligned} \tag{12}$$

二聚体所受的总力由各粒子的力分量相加得到，即 $F_{tot,\ i} = F_{1,\ i} + F_{2,\ i}$。具体而言，对于由式 7 所给照明下的二聚体，其净辐射压力定义为取 $i = 3$，即取 z 分量，得到：

$$F_{tot,z} = F_{1,z} + F_{2,z} \tag{13}$$

另一个有用的力学变量是结合力，在本情形下定义为

$$\Delta = (\mathbf{F}_1 - \mathbf{F}_2) \cdot \check{n} \tag{14}$$

其中，$\check{}\mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}$ 是二聚体的单位向量。光学力矩也可以按照参考文献 [14] 中给出的方法计算：

$$\mathbf{N}_{spin,1} = \frac{1}{2\epsilon_0} Re \left\{ \mathbf{p}_1 \times \left[\left(\hat{\alpha}_0^{-1} \right)^* \mathbf{p}_1^* \right] \right\} \tag{15}$$

$$\mathbf{N}_{orb,1} = \mathbf{r}_1 \times \mathbf{F}_1 \tag{16}$$

$$\mathbf{N}_1 = \mathbf{N}_{spin,1} + \mathbf{N}_{orb,1} \tag{17}$$

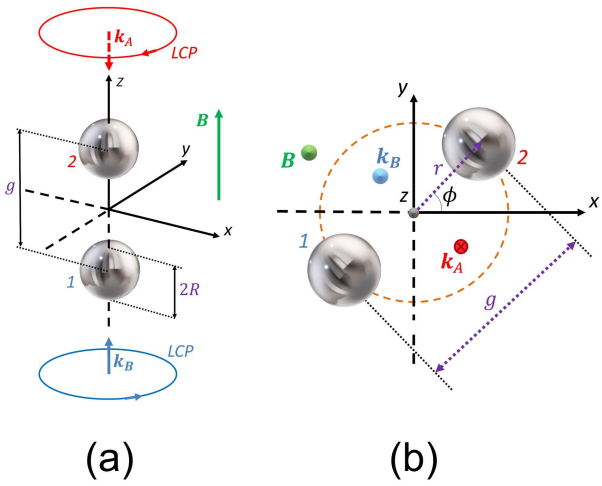


图 1.（在线彩色）本文研究的二聚体构型和入射波。两束左旋圆偏振的反向传播波照射磁光二聚体。主要示例由两个 n型掺杂 InSb 颗粒组成，二者间隙为一个粒子的直径，$g = 2R$。（a）平行 [（b）垂直] 构型。静磁场 B 平行于 $+z$ 方向（绿色箭头）。在（b）中，ϕ 表示二聚体位置的方位角。

$$\mathbf{N}_{spin,2} = \frac{1}{2\epsilon_0} Re\left\{\mathbf{p}_2 \times \left[\left(\hat{\alpha}_0^{-1}\right)^* \mathbf{p}_2^*\right]\right\} \tag{18}$$

$$\mathbf{N}_{orb,2} = \mathbf{r}_2 \times \mathbf{F}_2 \tag{19}$$

$$\mathbf{N}_2 = \mathbf{N}_{spin,2} + \mathbf{N}_{orb,2} \tag{20}$$

轨道力矩和自旋力矩的定义此前已在参考文献 [14, 33, 34]，等文献中讨论。自旋力矩始终相对于粒子中心定义。否则，参考系位于二聚体质心处，并定义轨道力矩。因此，作用于二聚体的总力矩为

$$\mathbf{N}_{orb} = \mathbf{N}_{orb,1} + \mathbf{N}_{orb,2} \tag{21}$$

$$\mathbf{N}_{spin} = \mathbf{N}_{spin,1} + \mathbf{N}_{spin,2} \tag{22}$$

$$\mathbf{N}_{tot} = \mathbf{N}_1 + \mathbf{N}_2 = \mathbf{N}_{orb} + \mathbf{N}_{spin} \tag{23}$$

具体而言，本研究模拟了由 n 型掺杂锑化铟（n-InSb）制成的纳米粒子 [37]。锑化铟（InSb）是磁等离激元应用中研究最广泛的极性半导体之一，因为它很容易掺杂，从而产生显著的磁致效应 [15, 30]。正如文献 [30, 37]，所述，n-InSb 是一种颇具前景的材料，在不存在静磁场时具有两种表面共振，即声子极化激元（SPhP，较高能量）和等离激元极化激元（SPP，较低能量）。其模型特性已在文献 [1, 18, 30]，等中有所介绍。由于我们关注的是……之间的近场相互作用

粒子，因此本研究着重考察一个例子，其中粒子间的间隙等于一个粒子的直径（$g = 2R$）；见图 1。我们在补充材料（SM）中补充了间隙取其他数值的示例。

III. 结果

本节中，所有光学变量均乘以适当的因子进行缩放，使其无量纲化。以下特征量，即 w_E^{tot}、$A_p = \pi R^2$、$V_p = \frac{4}{3}\pi R^3$ 和 $V_{int} = \frac{4}{3}\pi\left(|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|\right)^3$，将变量重新定义为：吸收效率为 $Q_{abs} = \frac{\sigma_{abs}}{2A_p}$，辐射压力和束缚力为 $F_{rad} = \frac{F_{tot,z}}{w_E^{tot} A_p}$ 和 $\Delta' = \frac{\Delta}{w_E^{tot} A_p}$，自旋力矩为 $\mathrm{N}'_{spin} = \mathrm{N}\frac{spin}{w_E^{tot} V_p}$。轨道力矩变量 $\mathrm{N}'_{orb} = \mathrm{N}\frac{orb}{w_E^{tot} V_{int}}$ 仅在补充材料中通过一个示例展示，因为除非间隙最小，否则其结果可以忽略不计；详情见图 S1 和 S2。我们计算缩放后的坡印廷矢量 $\mathrm{S} = \frac{1}{2I_0} Re\{\mathrm{E} \times \mathrm{H}^*\}$，其中磁场 H 根据与 E [36]相似的磁偶极-偶极方程求得。使用围绕系统近场的适当三维网格计算 S 的旋度。

A. 平行照明。

图 2 展示了平行照明下的光谱结果，其中磁场关闭时为（$B = 0$，黑线），开启时为（$B = 1$ T，红色方块线）。图 2a 所示的吸收效率与二聚体的方向无关，因此在任何其他照明配置下也会得到相同的光谱。低能共振（约 73μm）对应表面等离激元，而高能共振（48.7μm）对应表面声子极化激元 [30, 37]。根据图 1a 所示的构型，利用双偶极粒子的等离激元杂化模型（PHM），可知横向电场下这两种表面模式均表现为明亮的反键模式，详情参见文献 [35]。

当 B 开启时，由于简并解除，每个各向同性表面模都会分裂为两个模式。本文仅展示吸收作为远场可观测量，因为对于小型系统，散射可以忽略不计 [8]。由于吸收与照明无关，所得光谱对于所有相对于二聚体轴的照明方向都保持不变。因此，唯一可用的远场可观测量既不足以研究二聚体中发生的相互作用，也无法有效预测二聚体的动力学。如图 2b 所示，当 B 关闭时，由于系统和入射场都具有高度对称性，因此不存在净辐射压力。另一方面，当 B 开启时，磁光二聚体会出现共振压力，揭示磁等离激元共振，并根据其能量将二聚体向上或向下推动。作为

相互作用的结果，辐射压力通过力的正负来识别这些模式。图 2c 显示，在两种情况下，结合力都会导致粒子之间相互排斥，即 $B = 0$ 和 $B = 1$T。换言之，在这种平行构型下不可能形成稳定二聚体。该响应仍具有共振特性，但对辐射压力的敏感度较低。值得注意的是，这些结果与 PHM 给出的解释一致。

值得注意的是，尽管我们研究的是二聚体系统，但我们的结果与文献 [18]中在相同照明条件下针对单粒子报告的结果一致。一般而言，吸收效率 Q_{abs} 的变化规律类似于$Re\{\alpha_{11}\}$，辐射压力 F_{rad} 和自旋 $N'_{spin,\ z}$ 在 z 上的变化规律类似于 $Im\{\alpha_{12}\}$，而束缚力 Δ' 则与 $-Re\{\alpha_{11}\}$相似，其为极化率张量 ˆα的 α_{ij} 笛卡尔分量。对于图 2d 中的自旋，它们分别对每个粒子呈现类似$\pm Im\{\alpha_{33}\}$ 的变化规律（此处未显示极化率）。这些函数依赖关系完全由照明类型决定；否则，谱变量 [18]中还会出现其他 α_{ij}项。

根据角动量守恒，图 2d 表明，当 B 关闭时，系统的净自旋为零（黑线）。换言之，每个粒子的自旋大小相等、方向相反，体现了各向同性情形下的共振模态（见带符号的红线和蓝线）。然而，当 B 开启时（图 2e），系统会产生净自旋（黑线），其大小是每个粒子自旋的两倍（带方块的红线）。自旋对二聚体的模态呈现出灵敏的共振响应，与辐射压力十分相似。因此，自旋会远强于 B 关闭时的情形；比较图 2d 和 2e 的刻度即可看出这一点。由此，辐射压力和自旋构成近场中最灵敏的可观测量，并呈现出相同的谱形（比较图 2b 和 2e 中的光谱）。

B. 垂直照明。

现在我们改变二聚体的方位角，因为预期其行为会依赖于净偏振。图3和图4分别展示了 $B = 0$ 和 $B = 1$ T 随入射波长和方位角变化的分布图。与上一小节的结果类似，当 B关闭时，不存在净辐射压力（未显示）。然而，这次结合力呈现出不同的行为，如图3a所示。整个系统表现出共振光谱响应，但该响应取决于角度 ϕ。在 $\phi = 90$、270 $[\phi = 0, 180]$ 度附近，结合力达到最大值 [和最小值]，这意味着粒子间的吸引 [排斥]。这一现象也确定了二聚体的稳定位置：在最强光学共振（即 48.7μm 处的 SPhP）附近，以及在 B 关闭时、所有波长下的 $\phi = 34$、145.6、214.5、325.7 度附近（参见黑线）。在第二个共振波长 $\approx 72.6\mu$m（SPP）处也有类似情况，但变化较不明显

明显。关于自旋，图3b显示整个系统仍存在一种行为，该行为与表面模式共振，并与结合现象相协调。值得注意的是，当二聚体到达其稳定位置时，自旋达到极值（最大值或最小值）；也就是说，此时既无吸引也无排斥，参见图3a和图3b。如上所述，最敏感的共振对应于 SPhP 的激发。

值得注意的是，我们的结果与针对各向同性偶极粒子的 PHM 解释一致 [35]。具体而言，对于每个 $\phi = n\pi$ $[\phi = (n + 1/2)\pi]$ rad 且 $n \in \mathbb{Z}$ 的取值，结合力在两种共振（即表面声子极化激元和表面等离激元）下均表现为排斥 [吸引]，见图3a。这是由净偏振造成的；电场沿 ˇy 方向，见图3c中 $\phi = 0$ 在表面声子极化激元波长处的分布图。因此，$\phi = 0$ 对应的电场相对于二聚体方向为横向电场，在 PHM 的框架下意味着反键亮模。相反，$\phi = 90$ deg 对应的电场相对于二聚体轴为平行电场，在 PHM 中意味着成键亮模（未显示分布图）。图4a中，由于仅在共振位置出现的对称性破缺，整个系统仍受到辐射压力。当 ϕ 时，该光谱保持不变；当 B 开启时（红色方块线），其共振位置与图2a中的吸收相同。因此，当入射能量处于表面模的能量范围内时，静磁场会驱使二聚体沿照射方向向前或向后运动。同样，该系统也表现出共振束缚（图4b）。与图3a一样，黑线表示零力值。值得注意的是，当 B 开启时，共振会使分布图严重变形，从而令动力学更加复杂，甚至减小结合力的极值。不过，由于磁光模重叠，表面声子极化激元附近实现稳定束缚的可能性有所提高，这意味着对二聚体的形成与稳定性有更大的调控空间。

在图4c中，系统的自旋变化趋势与图4a中的辐射压力相似。这一行为与 $B = 0$的情况截然不同。请注意，B 开启时自旋会增强；色标范围显示，其数值比 B 关闭时高 $\approx 6.2 - 7.5$ 倍，参见图3b和图4c。因此，通过观察共振波长处二聚体的动力学，便可在实验中轻松识别磁光系统。

图4d显示了在 49.85μm处发现的表面声子极化激元对应的二聚体平面周围的电场 $z = 0$。该波长对应于 B 开启时最稳健的共振。其余构型与图3c所示相同。磁光效应使电场热点相对于 x 轴向右偏转 ≈ 65 度。

到目前为止，我们探讨了磁光二聚体的若干示例，以逐步理解如何在有或无静磁场 B 的情况下控制粒子动力学和“光子分子”的稳定性[25] 。

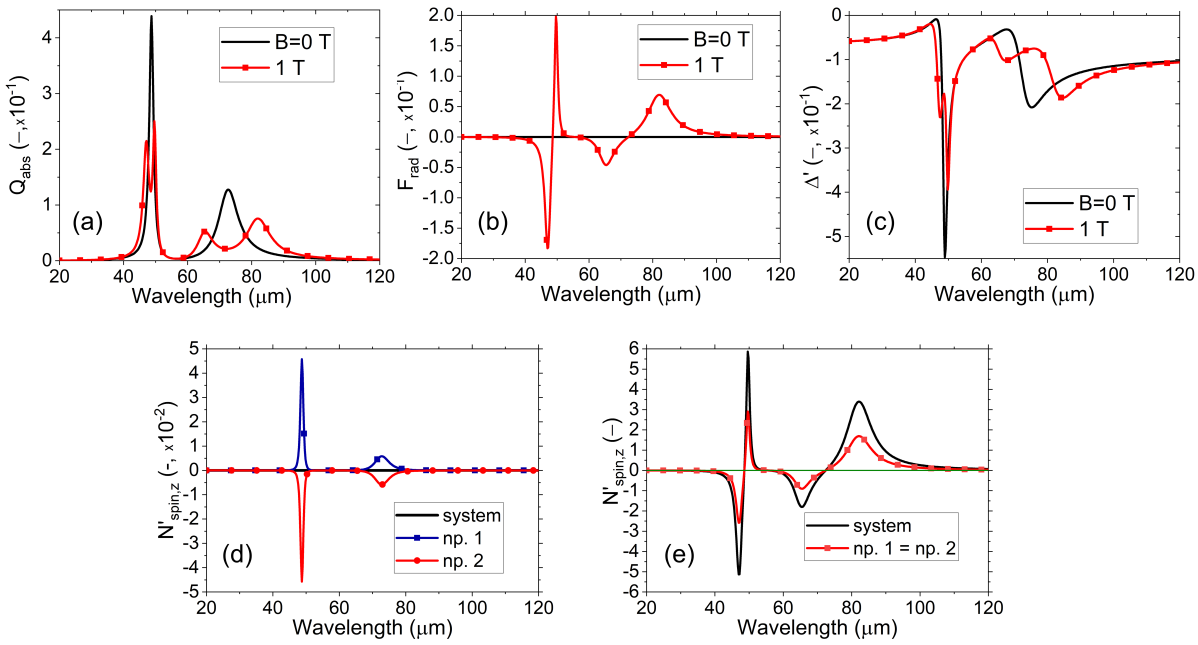


图 2。（在线彩色版）平行构型的光学性质。(a) 吸收效率，与二聚体的取向无关。(b) 辐射压力（沿 z 方向的总力）。(c) 结合力。黑线 [红色方块线] 对应磁场 $B = 0$ [$B = 1$] T。(d) [(e)] 磁场为 $B = 0$ [$B = 1$] T 时的自旋力矩。在 (d) 中，所有波长下的净自旋力矩均为零。

下面，我们根据坡印廷场所包含的信息，讨论动态可观测量的行为。需要提醒读者的是，粒子的光子相互作用符合多重散射框架 [16, 29]。近场包含倏逝波，这些波对于表面模式和彼此靠近的粒子之间的相互作用至关重要。通过能流可以观察到这一现象，因为能流可能包含近场电场 E 和磁场 H 的全部信息。通常，远场计算得到的量值会丢失系统的部分信息 [36]。

C. 通过考察坡印廷场探究自旋的本质

我们通过展示垂直构型下二聚体周围坡印廷场的几项计算结果，探究作用于系统的自旋。平行构型则不太有趣，因为在两种情况 $B = 0$ 和 1 T 下，无论间隙如何，都只会产生排斥态，而不会形成二聚体；示例见图 2c $g = 2R$。更多说明见补充材料。

图 5a-d [e-f] 展示了 B 关闭 [开启] 时不同方位角下能流分布的图。各情况下的波长均与最强表面声子极化激元对应的波长一致。左列（a-c-e）显示了 $z = 0$时的坡印廷矢量场。类似地，右列（b-d-f）显示了$\nabla \times$S 的 z 分量。白色箭头经过重新缩放，以便显示图示清晰可见。有趣的是，图5a-b展示了一个自旋为零的排斥态示例，此时 $\phi = 0$，见图3a和图3b。尽管S沿单一方向排列，但粒子表面附近出现了共振幅值和不可忽略的旋度。这种共振源于表面声子极化激元（SPhP）的激发。然而，由这些图示所体现的高对称性使自旋的贡献相互抵消，因此系统的净自旋为零。图5c-d展示了自旋达到最大正值时的吸引态，此时 $\phi = 135$deg，见图3a和图3b。这一次，两个最大幅值热点彼此相对，粒子之间的间隙区域出现了一个鞍点，见图5c。因此，旋度值清楚地显示光处于旋转态，因为场斑呈现出“涡轮叶片”形状，见图5d。这解释了图3b中系统在 $\phi = 135$deg时计算得到的正净自旋。图5d还清楚显示，两个粒子具有相同的自旋，直观地表明净自旋是单个粒子自旋的两倍。最后，我们展示 B 开启且 $\phi = 67.2$ deg时的示例；这与表面声子极化激元在共振 49.85μm处吸引最大时的热点相吻合，见图4b。顺带一提，ϕ 的这个值接近图4d中电场斑的角度，即 ≈ 65 deg。值得注意的是，图5e表明能流会使粒子逆时针旋转。此外，粒子之间的场区域中还出现了一个顺时针取向的涡旋，颇为引人注目；它类似一种协调场与粒子 [9, 21, 38]的“齿轮”机制。与此一致，旋度图显示出一种

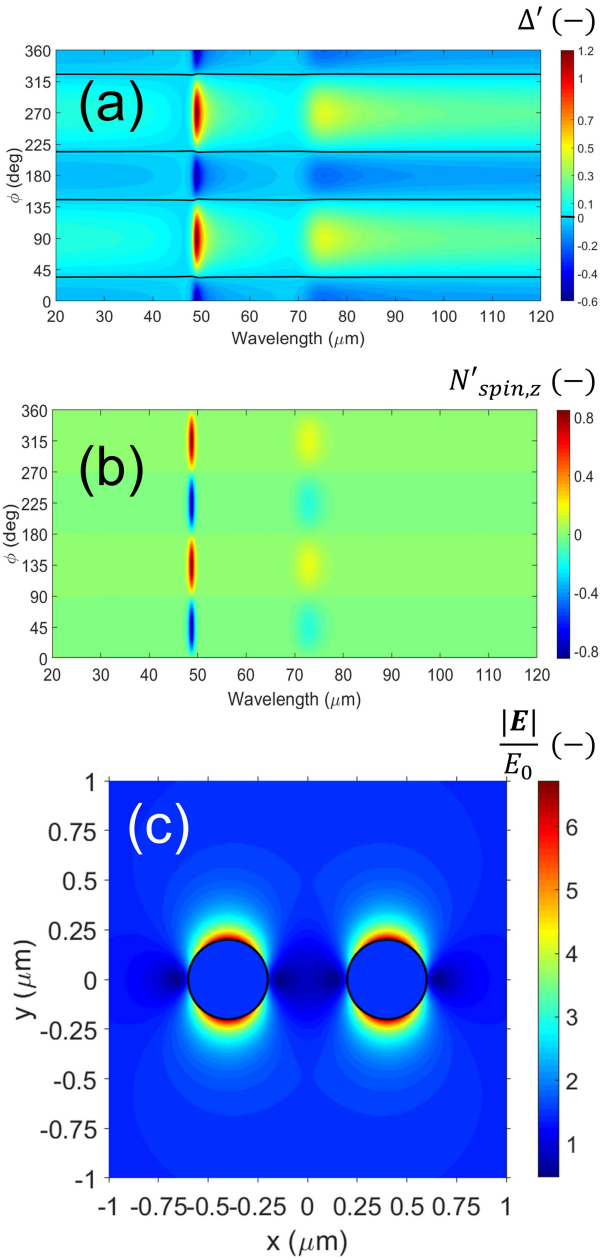


图3.（在线彩色）无磁场时垂直构型的近场可观测量，$B = 0$ T。(a-b) 力学变量随波长和二聚体方位角变化的分布图。(a) 结合力。黑线表示零力。(b) 系统的自旋力矩。在此情况下，所有波长下的净辐射压力均为零（未显示）。(c) $\phi = 0$时，$z = 0$ 在共振波长 48.85μm处二聚体周围电场的分布。

与图5d相似的结构，但这一次更为显著，且间隙区域内有一个包含图5e所示涡旋的结构，见图5f插图。插图放大了这一区域，因此可以看出旋度热点之间的联系。

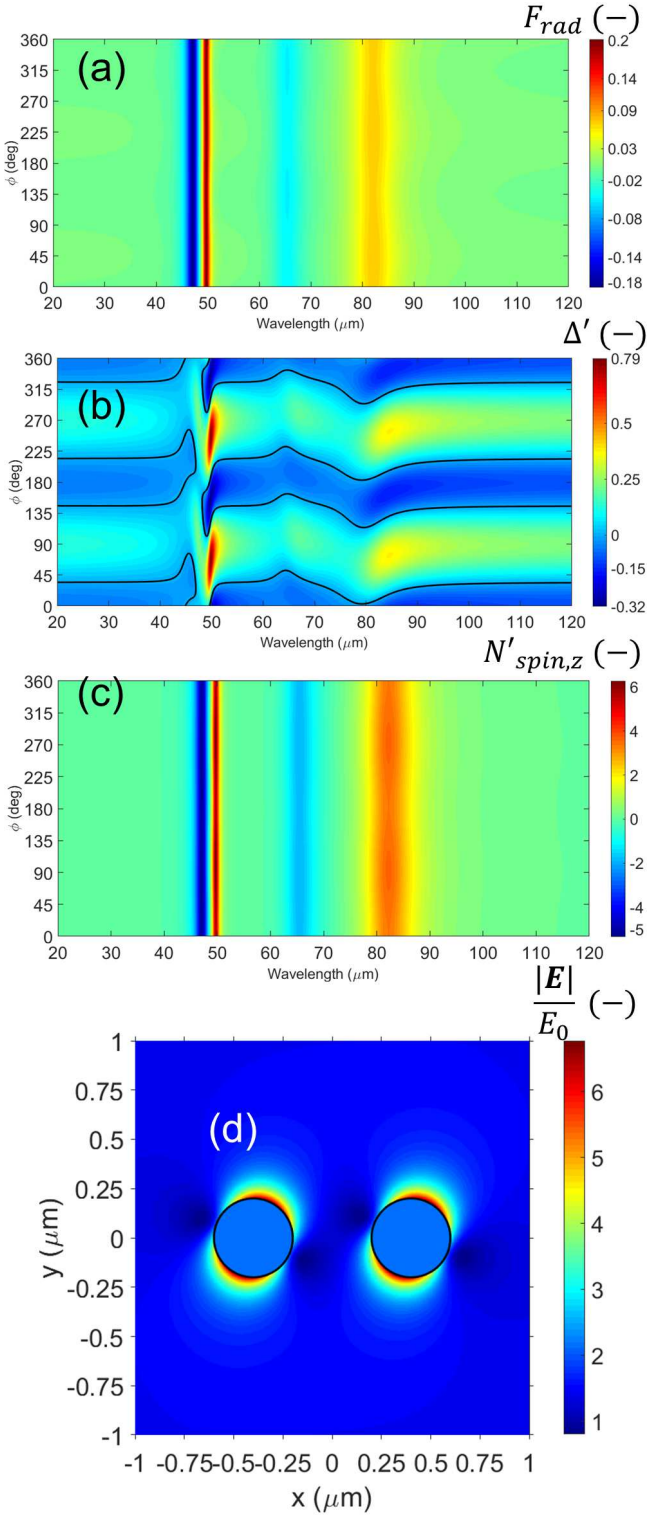


图4.（在线彩色）垂直构型且 $B = 1$ T时的近场可观测量。(a-c) 力学变量随波长和二聚体方位角变化的分布图。(a) 系统的辐射压力。(b) 结合力。黑线表示零力。(c) 系统的自旋力矩。(d) $\phi = 0$时，$z = 0$ 在共振波长 49.85μm处二聚体周围电场的分布。

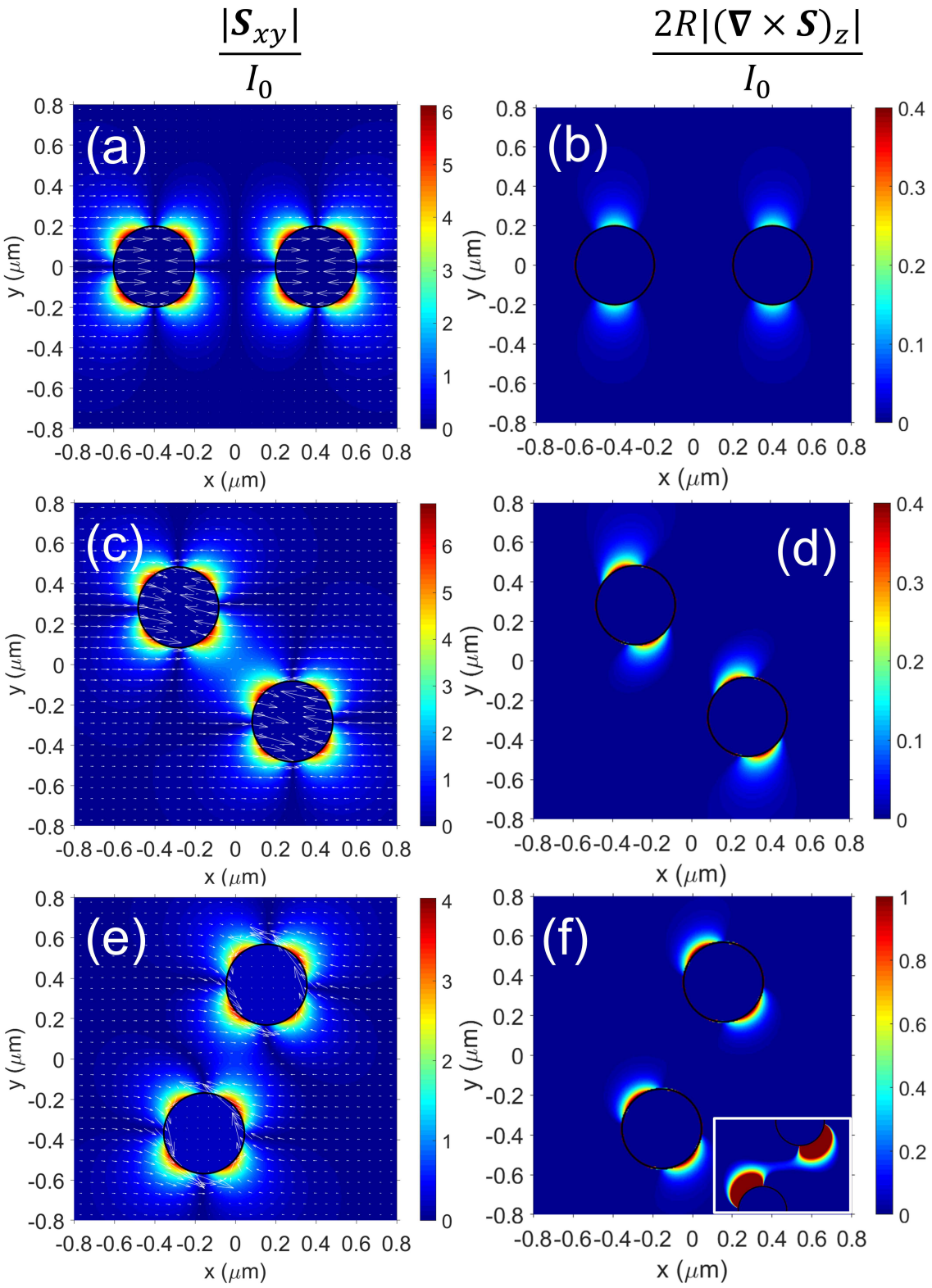


图 5. $z = 0$ 在垂直构型和表面声子极化激元最强时，二聚体周围的缩放能流。色标对应其大小；白色箭头表示坡印廷流（2× 原始尺寸）。左[右] 列分别显示坡印廷场旋度的 [z 分量。] (a-d) [(e-f)] T 的示例；波长为 48.85μm [49.85μm]。（a-b）对应 $\phi = 0$ 度，（c-d）对应 $\phi = 135$ 度，（e-f）对应 67.2 度。(f) 中的插图放大了间隙区域，色标最大值为 0.05。

IV. 结论

本研究通过简单的偶极模型，探讨了在使用锑化铟等磁光材料和中等强度磁场时，小型纳米粒子二聚体的行为。我们采用两个圆偏振相同的反向传播波进行照明，以模拟一种既无净梯度力、也无净散射力的简单光学陷阱。结果表明，只要观测系统的机械感应，便可对其进行全面表征，前提是这些机械感应取决于近场。此外，我们发现，当二聚体沿照明方向排列时，不可能形成稳定二聚体，因为粒子间作用力只会导致排斥。相反，在“垂直”排列时，至少在这一不考虑粒子速度和加速度的“静态”模型下，有多种方式可以获得稳定二聚体或粒子间吸引。由于结果强烈依赖于磁场的存在，本研究为构建光操控或光子分子纳米工厂并控制其运动，或反过来，研究包含这类多聚体的样品。最后，我们基于能流对粒子自旋的出现提出了一种新颖的解释。这种解释能够令人满意地说明粒子间相互作用所产生的“散射”力。我们也研究了梯度力，但发现其对自旋的出现没有明显影响（本文未展示相关结果）。

致谢

作者谨向来自 IMN-CSIC 的 A. Garc´ıa-Mart´ın 以及来自马德里自治大学的 M.I. Marqu´es 表示感谢，感谢他们在作者于西班牙进行博士后研究期间所开展的宝贵讨论。

利益冲突

作者声明，本研究是在不存在任何可能被视为潜在利益冲突的商业或财务关系的情况下开展的。

[1] Abraham Ekeroth, R. M., Garc´ıa-Mart´ın, A., and Cuevas, J. C.（2017年）。用于描述磁光系统热辐射和辐射热传递的热离散偶极子近似。*Phys. Rev. B* 95, 235428。doi: 10 1103 95 235428 。/PhysRevB。.

[2] Albaladejo, S., Marques, M. I., Laroche, M., and S´aenz, J. J.（2009年）。光场自旋角动量的旋度产生的散射力。*Phys. Rev. Lett.* 102, 113602。doi: 10 1103 102 113602 。/PhysRevLett。.

[3] Arita, Y., Simpson, S. H., Zemanek, P., and Dholakia, K.（2020年）。真空中由非守恒转动—平移耦合驱动的悬浮双折射微球的相干振荡。*Science Advances* 6 9858 10 1126 , eaaz。doi: 。/sciadv.aaz 9858 1975

[4] Ashkin, A. and Dziedzic, J. M.（）。辐射压力对液滴的光学悬浮。*Science* 187 1073 1075 10 1126 187 4181 , –。doi: 。/science。.. 1073 1989

[5] Ashkin, A. and Dziedzic, J. M.（）。利用红外激光陷阱进行细胞内部操控。 *Proc Natl Acad Sci U S A* 86 7914 7918 , –

[6] Bakker, R. M., Permyakov, D., Yu, Y. F., Markovich, D., Paniagua-Dom´ınguez, R., Gonzaga, L., et al.（2015年）。硅纳米二聚体中的磁热点和电热点。 *Nano Lett.* 15, 2137–2142。doi: 10 1021 5 00128 。/acs.nanolett. b

[7] Blazquez-Castro, A., Fernandez-Piqueras, J., and Santos, J.（2020年）。通过光学捕获和纳米手术操控与改造遗传物质——一种展望。 *Frontiers in Bioengineering and Biotech-nology* 8

[8] Bohren, C. F. and Huffman, D. R.（1998年）。 *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* （魏恩海姆：Wiley-VCH），版本：新版。

[9] Boriskina, S. V.（2013）。扭转等离激元学：驾驭纳米尺度的光学龙卷风。载于 *Plas-monics: Theory and Applications* ，T. V. Shah-bazyan 和 M. I. Stockman 编（多德雷赫特：施普林格·荷兰），《计算化学与物理的挑战与进展》。431–461。doi: 10 1007 978 94 007 7805 4 12 。/ - - - - Burns, M. M.、

[10] Fournier, J.-M. 和 Golovchenko, J. A.（1990）。光学物质：强光场中的结晶与束缚。 *Science* 249, 749–754 10 1126 249 4970 749 。doi: 。/science。。。。

[11] Cameron, R. P.、Barnett, S. M. 和 Yao, A. M.（2014）。干涉波的光学螺旋度。 *Journal of Modern Optics* 61, 25–31。doi: 10 1080 09500340 2013 829874 。/ 。。Chaumet, P. C. 和

[12] Billaudeau, C.（2007）。计算光学力矩的耦合偶极子法：在微型螺旋桨中的应用。 *Journal of Applied Physics* 101 2409490 023106 10 1063 1。doi: 。/ 。[13] Chaumet, P. C. 和 Nieto-Vesperinas, M.（2000）。电磁场中偶极球所受的时间平均总力。 *Opt. Lett.*, *OL* 25, 1065–1067。doi: 10 1364 25 001065 。/OL。。Chaumet, P. C. 和

[14] Rahmani, A.（2009）。磁性及负折射率散射体所受的电磁力和力矩。 *Opt. Express*, *OE* 17, 2224–2234。doi: 10 1364 17 002224 。/OE。。Chochol, J.、Postava, K.、

[15] ˇCada, M.、Vanwolleghem, M.、Halagaˇcka, L.、Lampin, J.-F. 等（2016）。锑化铟的太赫兹应用磁光性质。*AIP Advances* 6, 115021。doi: 10 1063 1 4968178 。/ 。Conoir, J.-M.（2007）。多重散射：简谐波与 N 个障碍物的相互作用。 *The Journal of the Acoustical Society of America* 121, 2473 2473 10 1121 1 2715667 –。doi: 。/ 。[16]

[17] de Sousa, N.、Froufe-P´erez, L. S.、S´aenz, J. J. 和 Garc´ıa-Mart´ın, A.（2016）。高折射率介电纳米天线中的磁光活性。 *Sci Rep* 6, 30803 10 1038 30803 doi: 。/srep

[18] Edelstein, S.、Abraham-Ekeroth, R. M.、Serena, P. A.、S´aenz, J. J.、Garc´ıa-Mart´ın, A. 和 Marqu´es, M. I.（2019）。小粒子的磁光斯特恩–盖拉赫力和非互易力矩。*Phys. Rev. Research* 1, 013005。doi: 10 1103 1 013005 。/PhysRevResearch。 。

[19] Edelstein, S.、Garcıa-Martın, A.、Serena, P. A. 和 Marqu´es, M. I.（2021）。近场中的磁光束缚。 *Sci Rep* 11, 20820。doi: 10.1038/s41598-021-00217-6

[20] Edelstein, S.、Garcia-Martin, A.、Serena, P. A. 和 Marqu´es, M. I.（2022）。磁光力中的圆二色性。 *Opt. Express* 30, 28668。doi: 10 1364 464252 。/OE。

[21] Ekeroth, R. M. A.（2019）。耦合二氧化硅纳米球所施加的光学力和力矩：多重散射带来的新贡献。 *J. Opt.* 21, 045001。doi: 10 1088 2040 8986 0533 。/ - /ab

[22] Emile, O.、Bardou, F.、Salomon, C.、Laurent, P.、Nadir, A. 和 Clairon, A.（1992）。新型磁光阱的观测。 *EPL* 20, 687。doi: 10 1209 0295 5075 20 8 004 。/ - / / /

[23] Erdogan, R. T.、Alkhaled, M.、Kaynak, B. E.、Alh- moud, H.、Pisheh, H. S.、Kelleci, M. 等（2022）。通过纳机电系统对单个病毒和纳米粒子进行大气压质谱分析。*ACS Nano* 16, 3821–3833。doi: 10 1021 1 08423 。/acsnano。

[24] c Han, F.、Parker, J. A.、Yifat, Y.、Peterson, C.、Gray, S. K.、Scherer, N. F. 等（2018）。介观光学物质中从正光学力矩到负光学力矩的转变。*Nat Commun* 9, 4897。doi: 10 1038 41467 018 07376 7 。/s - - - Hong, Y.、

[25] Boriskina, S.、Ahn, W. 和 Reinhard, B. M.（2013）。用于增强纳米尺度光聚焦与操控的自组装光等离激元分子。载于 *2013 15th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)* 1 3 10 1109 2013 。–。doi: 。/ 6602726 ICTON。 。

[26] Hu, X.、Wei, C.-W.、Xia, J.、Pelivanov, I.、O'Donnell, M. 和 Gao, X.（2013）。利用磁光耦合纳米颗粒在每毫升单个细胞水平上对循环肿瘤细胞进行捕获和光声检测。 *Small* 9 2046 2052 10 1002 201202085 , –。doi: 。/

[27] smll。Kimel, A.、Zvezdin, A.、Sharma, S.、Shallcross, S.、de Sousa, N.、Garc´ıa-Mart´ın, A. 等（2022）。2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* 磁光学路线图。 55 463003 10 1088 1361 6463 8 , 。doi: 。/ - /ac da 0

[28] Lacroix, J. C.、Martin, P. 和 Randriamahazaka, H.（2012 ）。有源等离激元器件。载于 , B. Bhushan 编（多德雷赫特：施普林格·荷兰）。 *Encyclope- dia of Nanotechnology* 56–69。doi: 10.1007/978-90-481-9751-4˙24

[29] Mishchenko, M. I., Travis, L. D. 和 Lacis, A. A.（2006）。 *Multiple Scattering of Light by Particles: Radiative Transfer and Coherent Backscattering* （剑桥大学出版社）

[30] Moncada-Villa, E., Fern´andez-Hurtado, V., Garc´ıa- Vidal, F. J., Garc´ıa-Mart´ın 和 Cuevas, J. C.（2015）。磁场调控近场辐射热传递，并实现高度可调的双曲热发射器。 *Phys. Rev. B* 92, 125418。doi: 10 1103 92 125418 。/PhysRevB.。

[31] Nan, F., Li, X., Zhang, S., Ng, J. 和 Yan, Z.（2022）。利用可调光相位实现稳定的捕获力和可切换的光学力矩。 *Science Advances* 8 6664 10 1126 , eadd。doi:。/ 6664 sciadv.add

[32] Nature, 2020 E.（）。非互易电子学的发展方向。 *Nat Electron* 3, 233–233。doi:10.1038/s41928- 020-0424-x

[33] Nieto-Vesperinas, M.（2015）。光学力矩：电磁自旋和轨道角动量守恒定律及其意义。 *Phys. Rev. A* 92, 043843 10 1103 92。043843 doi: /PhysRevA.。

[34] Nieto-Vesperinas, 2015 M.（）。双各向同性小粒子上的光学力矩。 *Opt. Lett., OL* 40, 3021–3024。doi: 10 1364 40 003021 。/OL.。

[35] Nordlander, P., Oubre, C., Prodan, E., Li, K. 和 Stockman, M. I.（2004）。纳米粒子二聚体中的等离激元杂化。 *Nano Lett.* 4, 899–903。doi: 10.1021/nl049681c

[36] Novotny, L. 和 Hecht, B.（2006 *Principles of Nano- Optics* ）。（剑桥：剑桥大学出版社）。doi: 10 1017 9780511813535 。/

[37] CBO Palik, E. D., Kaplan, R., Gammon, R. W., Kaplan, H., Wallis, R. F. 和 Quinn, J. J.（1976）。锑化铟上的耦合表面磁等离激元-光学声子极化激元模。 *Phys. Rev. B* 13, 2497–2506。doi: 10 1103 13 2497 。/PhysRevB.。

[38] Parker, J., Peterson, C. W., Yifat, Y., Rice, S. A., Yan, Z., Gray, S. K. 等（2020）。光学物质机器：光学束缚纳米粒子阵列中集体模引发的角动量转换。 *Optica*, *OPTICA* 7, 1341–1348。doi: 10 1364 396147 。/OPTICA。

[39] Roichman, Y., Sun, B., Roichman, Y., Amato-Grill, J. 和 Grier, D. G.（2008）。相位梯度产生的光学力。 *Phys. Rev. Lett.* 100, 013602。doi: 10 1103 100 013602 。/PhysRevLett.。

[40] 2019 Sadrara, M. 和 Miri, M.（）。利用中空锑化铟微球产生电磁热点，增强太赫兹光谱学。 *Sci Rep* 9, 2926。doi: 10 1038 41598 018 35833 2 。/s - - - Shui, T., Yang, W.-X.,

[41] Cheng, M.-T. 和 Lee, R.- K.（2022）。定向四波混频效应下的光学非互易性与非互易光子器件。*Opt. Express*, *OE* 30, 6284–6299。doi: 10 1364 446238 。/OE。Xin, H., Li, Y., Liu, Y.-C., Zhang,

[42] Y., Xiao, Y.-F. 和 Li, B.（2020）。光学力：从基础到生物学应用。 *Advanced Materials* 32, 2001994 10 1002 202001994。doi:。/ adma。