

基于室温里德伯原子四波混频的 微波-光波转换特性*

李芳†

(中北大学半导体与物理学院, 太原 030051)

(2025年5月30日收到; 2025年6月12日收到修改稿)

微波-光波转换是混合量子网络的核心技术, 然而热原子系综中的多普勒展宽效应常常成为限制转换效率的瓶颈. 本文提出基于室温里德伯原子的四波混频转换新机制, 采用密度矩阵法和微扰法结合麦克斯韦方程, 推导出双梯形四能级四波混频过程中表征微波场与光场之间相干系数的解析表达式, 并由此获得四波混频转换效率的解析表达式. 利用铯蒸气作为介质, 详细分析了四波混频效率的传播特性, 并探讨了激光场强度和多普勒效应对转换效率的影响. 研究表明, 原子的热运动引起的失谐效应会降低共振耦合效率, 当多普勒频率小于自然线宽时, 转换效率可显著提高. 本研究不仅为室温条件下的微波-光波转换提供了新的理论指导和实验方案, 而且对于推动量子信息技术的进步具有重要意义.

关键词: 四波混频, 里德伯原子, 多普勒效应, 量子相干

PACS: 42.65.Ky, 42.50.Gy, 52.25.Dg, 02.10.Yn

DOI: 10.7498/aps.74.20250706

CSTR: 32037.14.aps.74.20250706

1 引言

量子信息科学作为现代物理学的一个重要分支, 近年来取得了显著的进展, 特别是在量子计算、量子通信和量子精密测量等领域. 微波-光波转换技术, 作为连接微波和光学频率范围的关键技术, 对于实现量子网络和量子通信系统具有重要意义^[1]. 当前基于电光耦合、里德伯原子、光力耦合、磁光耦合等多种相互作用方式的混合实验平台都实现了微波光的上转换^[2-5], 取得了十分瞩目的成绩. 其中, 里德伯原子由于在微波和太赫兹波段具有的强偶极跃迁且激发很容易用激光操控^[6], 使得里德伯原子在微波-光波转换技术中具有巨大的应用潜力. 已经证明微波-光波转换可以通过基于里德伯态的多波混频实现.

近年来, 里德伯原子因其在室温下表现出的长寿命和高相干性, 成为实现量子信息处理和精密测量的有力候选^[7]. 四波和六波混频已被用于实现高转换效率^[7-12]. 与其他技术相比, 里德伯原子能够同时获得高效率和大带宽^[13-16]. 特别是, 基于里德伯原子的四波混频过程因其非线性光学特性, 为实现高效的微波-光波转换提供了新的可能性. 例如, Petrosyan 等^[17]展示了在超冷原子系统中通过四波混频实现微波-光波转换的可行性, 而 Miao 和 Wu^[18]则通过将在 35 K 冷原子转移到安装在 5 K 的三维超导毫米波谐振腔和振动抑制光腔内, 实现了毫米波与光波的相干转换, 总转换效率为 2.5% (58%), 转换带宽为 0.36 MHz. 尽管这些研究取得了一定的进展, 然而, 上述微波-光波转换方法通常依赖于超低温条件或复杂的光学腔体结构, 这些条件限制了其在室温环境下的应用^[8,12,19]. 在室温条

* 国家自然科学基金 (批准号: 52275576) 和山西省教育厅 (批准号: 202303021222099) 资助的课题.

† E-mail: flzbczzt@126.com

件下优化转换过程, 以及克服多普勒效应等因素的影响, 仍然是当前研究的热点问题.

本文旨在通过理论分析和数值模拟, 系统地研究基于室温里德伯原子的四波混频过程在微波-光波转换中的应用. 首先基于耦合麦克斯韦-布洛赫方程的标准框架对四波混频的进行建模, 采用微扰法给出了双梯形四能级四波混频信号效率的解析表达式, 分析了激光场的强度对转换效率的影响, 并结合麦克斯韦方程详细分析了四波混频效率的传播特性. 接着, 详细分析了热原子中不可忽略的多普勒效应, 通过修正有效失谐, 量化多普勒效应对微波-光波转换的影响. 研究表明, 原子的热运动引起的失谐效应会降低共振耦合效率, 当多普勒频率小于自然线宽时, 转换效率可显著的提高, 因此, 可通过激光冷却将原子温度降至 μK 量级, 使多普勒展宽降低至 kHz 以下, 实现微波-光波转换效率显著的提高.

本研究为室温下的微波-光波转换技术提供了新的理论指导和实验方案, 不仅能够简化实验装置、降低成本, 还能够提高系统的稳定性和实用性. 有望推动量子信息技术的发展, 特别是在量子网络和量子通信系统的实际应用中.

2 理论模型

本节首先介绍为实现微波-光波转换, 由四个场与四能级原子近共振相互作用组成的四波混频方案. 第 2.1 节基于耦合麦克斯韦-布洛赫方程的标准框架对这些相互作用进行建模, 针对方程的稳态解, 在第 2.2 节提供了解析解. 虽然该模型适用于双向微波-光波转换^[20], 为了简单起见, 只研究了微波到光学的情况. 最后, 第 2.3 节将多普勒效应纳入我们的模型.

2.1 麦克斯韦-布洛赫方程

基于里德伯原子的四波混频方案如图 1 所示, 拉比频率 Ω_P 的泵浦场 P 驱动原子从基态 $|1\rangle$ 到里德伯态 $|2\rangle$, 拉比频率为 Ω_M 的待转换微波场 M 驱动原子从里德伯态 $|2\rangle$ 到里德伯态 $|3\rangle$, 拉比频率 Ω_C 的强控制场 C 作用于里德伯态 $|3\rangle$ 和低激发态 $|4\rangle$ 之间的跃迁. 一旦辅助场 P 和 C 以及微波场 M 在原子云中重叠, 基态 $|1\rangle$ 和中间态 $|4\rangle$ 之间引起的相干性就会触发频率为 $\nu_L = \nu_P + \nu_M - \nu_C$ 的转

换光场 L 的产生. 如图 1(b) 所示, 四个场在原子中共线传播, 并假设它们满足相位匹配条件 $k_L = k_P + k_M - k_C$, 其中 k_X 表示相应场的波矢量.

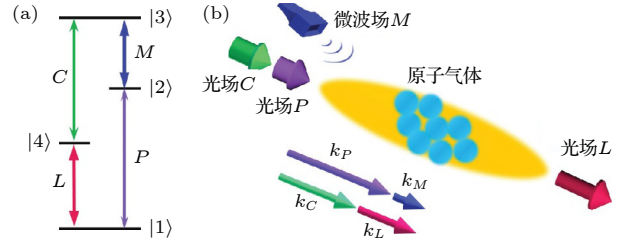


图 1 四波混频示意图 (a) 对称梯形原子结构图; (b) 实现微波-光学转换的实验装置示意图

Fig. 1. Schematic diagrams of four-wave mixing: (a) Symmetric ladder configuration; (b) geometry of the setup enabling microwave-to-optical conversion.

在偶极近似和旋波近似下, 上述双梯形四能级原子系统在相互作用绘景下的哈密顿量为

$$H = -\hbar[\Delta_P A_{22} + (\Delta_P + \Delta_M) A_{33} + (\Delta_P + \Delta_M - \Delta_C) A_{44}] - \frac{\hbar}{2}(\Omega_P A_{21} + \Omega_M A_{32} + \Omega_C A_{34} + \Omega_L A_{41} + \text{H.c.}), \quad (1)$$

其中, $A_{ji} = |j\rangle\langle i|$ 为跃迁算符, Δ_X 为相应场的失谐量.

原子相干性由以下原子密度算符 ρ 满足的马尔可夫主方程的稳态解给出:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + L_T \rho, \quad (2)$$

其中第一项描述了系统在没有与环境相互作用时的量子演化, 耗散项 L_T 描述自发辐射引起的退相干, 其表达式为

$$L_T \rho = -\frac{\gamma_2}{2}(A_{22}\rho + \rho A_{22} - 2A_{12}\rho A_{21}) - \frac{\gamma_3}{2}(A_{33}\rho + \rho A_{33} - 2A_{23}\rho A_{32}) - \frac{\gamma}{2}(A_{44}\rho + \rho A_{44} - 2A_{14}\rho A_{41}). \quad (3)$$

耗散项 L_T 中第一项和第二项分别正比于 γ_2 和 γ_3 , 对应于里德伯态 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的自发辐射, 正比于 Γ 的第三项对应于中间激发态 $|4\rangle$ 的衰减率. 一般来说, Γ 比 γ_2 和 γ_3 大三个量级, 为简化可假设 $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$.

接下来, 为研究光场、微波场在原子介质中的传播行为, 我们考虑麦克斯韦部分. 在慢变包络近似和稳态近似下, 并忽略衍射和透镜效应的横向项, 微波场 M 及光场 L 的振幅满足以下均匀一维

微分方程:

$$\frac{\partial \Omega_M}{\partial z} = i\eta_M \rho_{32}, \quad (4a)$$

$$\frac{\partial \Omega_L}{\partial z} = i\eta_M \rho_{41}, \quad (4b)$$

其中, 耦合常数满足

$$\eta_{M(L)} = n_{\text{at}} |d_{ji}|^2 \nu_{M(L)} / (\hbar \varepsilon_0 c).$$

这里, n_{at} 为原子密度, ε_0 为真空介电常数, c 为真空中光速, d_{ji} 为对应跃迁的跃迁偶极矩矩阵元. 由于跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|4\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 的偶极矩矩阵元比跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 的偶极矩矩阵元小二到三个量级, 因此, 光场 P 和 C 在原子介质中的吸收可忽略不计, 可视为常量不随空间 z 变化.

微波-光波转换效率为

$$\eta = \frac{|\Omega_L^{\text{out}}|^2 / \eta_L}{|\Omega_{M0}|^2 / \eta_M}, \quad (5)$$

其中, Ω_L^{out} 是从原子介质中产生的转换场 L 的拉比频率, Ω_{M0} 是输入原子介质的微波场 M . 从该公式可推断出实现最大转换效率的条件.

2.2 稳态下的解析解

为深入了解光子转换过程, 可使用微扰理论求解方程 (2). 将弱场 Ω_P , Ω_M , Ω_L 均看作微扰, 并假设失谐满足 $\Delta_P + \Delta_M = 0$, $\Delta_C = 0$ [8]. 将稳态密度矩阵 ρ 展开为如下形式的微扰级数:

$$\rho = \sum_{k=0}^{\infty} \rho^{(k)}, \quad (6)$$

其中 $\rho^{(k)}$ 表示 k 阶对 ρ 的贡献. 此时主方程 (2) 可以展开为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = L_0 \rho + L_1 \rho + L_\Gamma \rho, \quad (7)$$

其中,

$$L_0 = \frac{1}{2} [i(2\Delta_P A_{22} + \Omega_C A_{34}) + \text{H.c.}, \rho], \quad (8a)$$

$$L_1 \rho = \frac{1}{2} [i(\Omega_P A_{21} + \Omega_M A_{32} + \Omega_L A_{41}) + \text{H.c.}, \rho]. \quad (8b)$$

稳态下的零阶解 $\rho^{(0)}$ 在仅保留 (7) 式中的零阶项可得到, 即求解该方程:

$$L_0 \rho^{(0)} + L_\Gamma \rho^{(0)} = 0. \quad (9)$$

将 (6) 式代入 (7) 式, 在稳态下会得到一组微分方程, 这些方程将第 k 阶解 $\rho^{(k)}$ 与第 $k-1$ 阶 $\rho^{(k-1)}$ 联系起来, 如下所示:

$$L_0 \rho^{(k)} + L_\Gamma \rho^{(k)} + L_1 \rho^{(k-1)} = 0. \quad (10)$$

在原子布局于基态的初始条件下, 从 0 阶解 (9) 式的结果出发, 通过 (10) 式可以迭代求解任意阶次, 且不同阶次的密度矩阵的迹满足 $\text{Tr}(\rho^{(0)}) = 1$, $\text{Tr}(\rho^{(k)}) = 0$ ($k > 0$). 感兴趣的相干项结果如下:

$$\rho_{21}^{(0)} = \frac{i\Omega_P}{\gamma - 2i\Delta_P},$$

$$\rho_{31}^{(0)} = -\frac{\Omega_C \Omega_L}{\gamma\Gamma - 2i\gamma\Delta_P - 2i\Gamma\Delta_P - 4\Delta_P^2 + \Omega_C^2},$$

$$\rho_{41}^{(0)} = -\frac{(\Gamma - 2i\Delta_P) \Omega_L}{i\gamma\Gamma + 2\gamma\Delta_P + 2\Gamma\Delta_P - 4i\Delta_P^2 + i\Omega_C^2}, \quad (11a)$$

$$\rho_{41}^{(1)} = -\frac{\rho_{21}^{(0)} \Omega_C \Omega_M}{\gamma\Gamma - 2i\gamma\Delta_P - 2i\Gamma\Delta_P - 4\Delta_P^2 + \Omega_C^2}, \quad (11b)$$

$$\rho_{32}^{(1)} = -\frac{\rho_{21}^{(0)*} \Omega_C \Omega_L + i(\gamma + \Gamma) \rho_{31}^{(0)} \Omega_P - \rho_{41}^{(0)} \Omega_C \Omega_P}{2\gamma^2 + 2\gamma\Gamma + \Omega_C^2}. \quad (11c)$$

化简得

$$\rho_{41}^{(2)} = \frac{\Omega_C \Omega_P}{(2\Delta_P + i\gamma)(\gamma\Gamma - 2i\gamma\Delta_P - 2i\Gamma\Delta_P - 4\Delta_P^2 + \Omega_C^2)} \Omega_M, \quad (12a)$$

$$\rho_{32}^{(2)} = \frac{\Omega_C \Omega_P}{(2\Delta_P - i\gamma)(\gamma\Gamma - 2i\gamma\Delta_P - 2i\Gamma\Delta_P - 4\Delta_P^2 + \Omega_C^2)} \Omega_L. \quad (12b)$$

然而, 微扰解的阶数并不对应于非线性光学上的几阶多波混频过程, (12a) 式表示三阶线性四波混频的结果. (12) 式可简化为

$$\rho_{41}^{(2)} = \beta_M \Omega_M, \quad (13a)$$

$$\rho_{32}^{(2)} = \beta_L \Omega_L, \quad (13b)$$

其中,

$$\beta_M = \frac{\Omega_C \Omega_P}{(2\Delta_P + i\gamma)(\gamma\Gamma - 2i\gamma\Delta_P - 2i\Gamma\Delta_P - 4\Delta_P^2 + \Omega_C^2)}, \quad (14a)$$

$$\beta_L = \frac{\Omega_C \Omega_P}{(2\Delta_P - i\gamma)(\gamma\Gamma - 2i\gamma\Delta_P - 2i\Gamma\Delta_P - 4\Delta_P^2 + \Omega_C^2)}. \quad (14b)$$

(13) 式的系数表征微波与光场之间的相干能量转移, 微波场 M 在光学跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 上诱导与 β_M 正比的相干性, 生成场 L 在光学跃迁 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 上诱导与 β_L 成正比的相干性.

将 (13) 式代入 (4) 式中, 可以得到场 L 和 M 在空间位置的分布函数:

$$\Omega_L(z) = 2i\Omega_{M0}a_2\sin(a_1z), \quad (15a)$$

$$\Omega_M(z) = i\Omega_{M0}\cos(a_1z), \quad (15b)$$

其中,

$$a_1 = \sqrt{\beta_L\beta_M\eta_L\eta_M},$$

$$a_2 = \beta_M\eta_L/(2a_1),$$

其中, Ω_{M0} 是输入原子介质的微波场 M 的拉比频率. 将 (15) 式代入 (5) 式, 可以得到转换效率在空间位置的分布函数:

$$\eta(z) = -\frac{\beta_M\sin(a_1z)^2}{\beta_L}. \quad (16)$$

上述均考虑均匀原子气体, 对于具有高斯密度分布的原子气体, 需将传播距离 z 替换为^[20]

$$\tilde{z} = \int_{-\infty}^z e^{-\frac{2z'^2}{\omega_z^2}} dz'.$$

2.3 多普勒效应对微波-光波转换的影响

在室温下, 原子蒸气具有较宽的速度分布, 这迫使我们不得不考虑多普勒效应. 为了将多普勒增宽纳入我们提出的系统中, 用有效失谐 $\Delta \pm kv$ 代替失谐参数 Δ , 其中+或-符号的选择取决于原子速度 v 相对于所施加激光场的方向, k 是激光场的波矢量. 在该四能级对称梯形原子系统中, 满足相位匹配条件, 修正后的有效失谐分别为 $\Delta_P \rightarrow \Delta_P - k_P v$, $\Delta_C \rightarrow \Delta_C - k_C v$, 此时, 哈密顿量修正为

$$H = -\hbar[(\Delta_P - k_P v)A_{22} + (\Delta_P - k_P v + \Delta_M - k_M v)A_{33} + (\Delta_P - k_P v + \Delta_M - k_M v - \Delta_C + k_C v)A_{44}] - \frac{\hbar}{2}(\Omega_P A_{21} + \Omega_M A_{32} + \Omega_C A_{34} + \Omega_L A_{41} + \text{H.c.}). \quad (17)$$

类似于上述无多普勒效应的求解过程, 使用微扰理论可以得到

$$\rho_{41}^{(2)} = \frac{\Omega_C \Omega_P}{(2(\Delta_P - k_P v) + i\gamma)((2k_P v - i\gamma - 2\Delta_P)(2k_C v - 2k_P v + i\Gamma + 2\Delta_P) + \Omega_C^2)} \Omega_M, \quad (18a)$$

$$\rho_{32}^{(2)} = \frac{\Omega_C \Omega_P}{(2(\Delta_P - k_P v) - i\gamma)((2k_P v - i\gamma - 2\Delta_P)(2k_C v - 2k_P v + i\Gamma + 2\Delta_P) + \Omega_C^2)} \Omega_L. \quad (18b)$$

在多普勒展宽原子系统中, 原子速度服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布

$$f(v) = \frac{1}{u\sqrt{\pi}} e^{-v^2/u^2}, \quad (19)$$

其中, $u = \sqrt{2k_B T/m}$ 是原子速度的均方根. 四波混频需要考虑所有速度分布的原子对场的响应积分, 则相干系数 β_M 与 β_L 需修正为

$$\beta_M = \frac{\Omega_C \Omega_P}{u\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-v^2/u^2}}{(2\Delta_P + i\gamma)(\gamma\Gamma - 2i\gamma\Delta_P - 2i\Gamma\Delta_P - 4\Delta_P^2 + \Omega_C^2)} dv, \quad (20a)$$

$$\beta_L = \frac{\Omega_C \Omega_P}{u\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-v^2/u^2}}{(2\Delta_P - i\gamma)(\gamma\Gamma - 2i\gamma\Delta_P - 2i\Gamma\Delta_P - 4\Delta_P^2 + \Omega_C^2)} dv. \quad (20b)$$

此时, 除了需要修正相干系数 β_M 与 β_L 外, 场 L 和 M 以及转换效率在空间位置的分布函数表达式在形式上与 (15) 式、(16) 式相同.

3 结果

选取满足上述四能级对称梯形原子系统铯原子, 对应的四个能级分别为

$$|1\rangle \equiv |6S_{1/2}, F=4, M_F=4\rangle,$$

$$|2\rangle \equiv |43P_{3/2}, M_J=3/2\rangle,$$

$$|3\rangle \equiv |42D_{5/2}, M_J=5/2\rangle,$$

$$|4\rangle \equiv |6P_{3/2}, F=5, M_F=5\rangle.$$

相应的跃迁偶极矩分别为 $d_{12} = 0.0033$ a.u., $d_{14} = 3.17$ a.u., $d_{23} = 1468.43$ a.u., $d_{43} = 0.0029$ a.u., 衰减率分别为 $\Gamma = 2\pi \times 5.22$ MHz, $\gamma = 2\pi \times 10$ kHz. 在无多普勒效应半径为 1 mm 的高斯分布原子气体中, 场参数为 $\Omega_P = 2\pi \times 3$ kHz, $\Omega_{M0} = 2\pi \times 0.01$ MHz, $\Omega_C = 2\pi \times 15$ MHz 且满足共振时, 生成

场 L 在空间位置的分布如图 2(a) 所示, 可以看到转换效率随着传播距离的增加而增大, 并在约 1.5 mm 处饱和, 实现接近于 1 的转换效率. 共振时在空间位置 1.5 mm 处转换效率与控制场和泵浦场的关系图如图 2(b) 所示, 可以看到能满足转换效率为 1 的激光条件并不是唯一的.

在需考虑多普勒效应的室温 300 K 原子气体中, 满足共振时, 相干系数的实部与虚部与控制场和泵浦场的关系图如图 3 所示.

在四波混频过程中, 相干系数的实部和虚部共同决定了转换效率和转换特性, 即由相干系数的模决定. 由图 4 可以看到, 决定微波到光波转换的系数 β_M 的实部随着 Ω_C 的增大趋于 0, 随着 Ω_P 的增大在 0 附近振荡, 虚部随着 Ω_C 的增大而增大并趋于 0, 随着 Ω_P 的增大单调递减; 决定光波到微波转

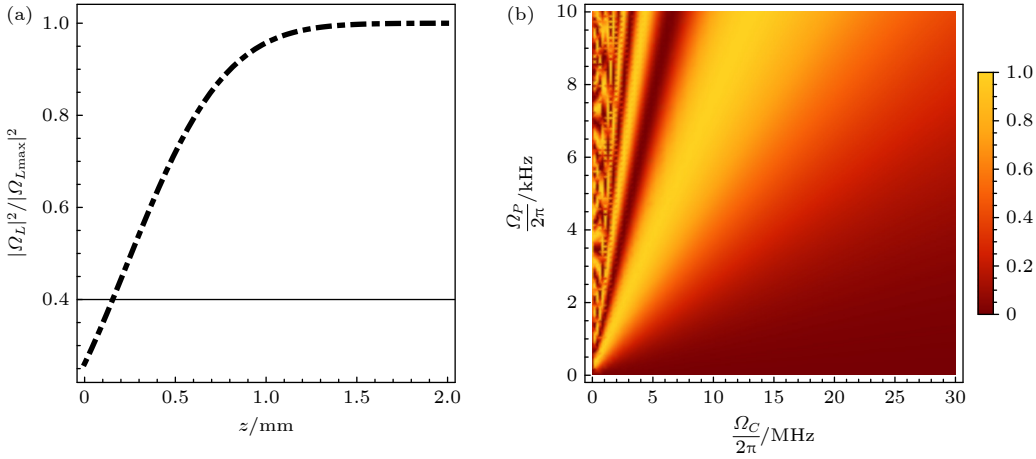


图 2 无多普勒效应结果图 (a) 生成场 L 在空间位置的分布图; (b) 共振时转换效率与控制场和泵浦场的关系图

Fig. 2. Result of Doppler effect free: (a) Intensities of the converted field L versus position z ; (b) 2D density map of the efficiency for the all-resonant case versus Ω_C and Ω_P .

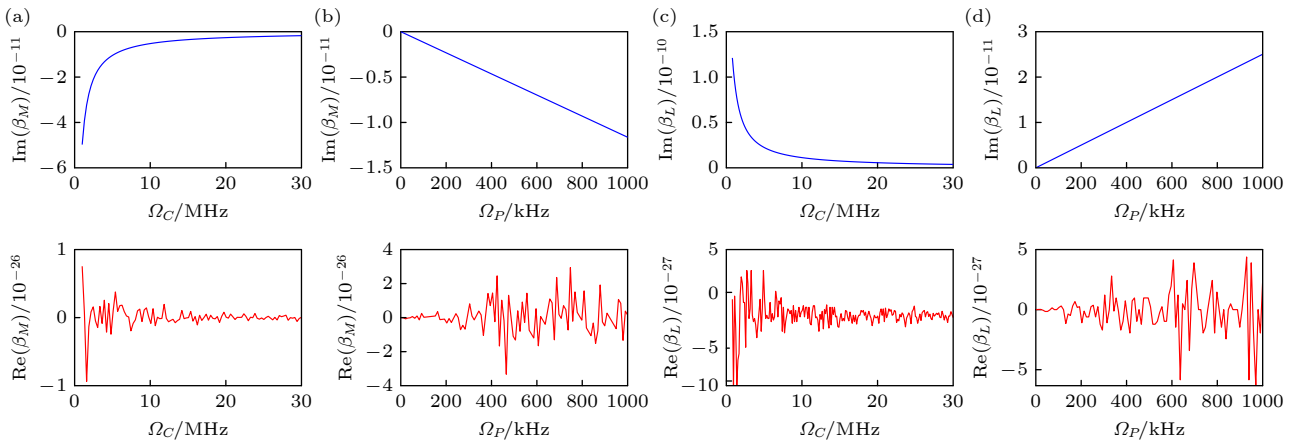


图 3 室温下互相关系数实部与虚部与控制场和泵浦场的关系图

Fig. 3. Relationship between the real and imaginary parts of the coefficient β_M and β_L at room temperature versus Ω_C and Ω_P .

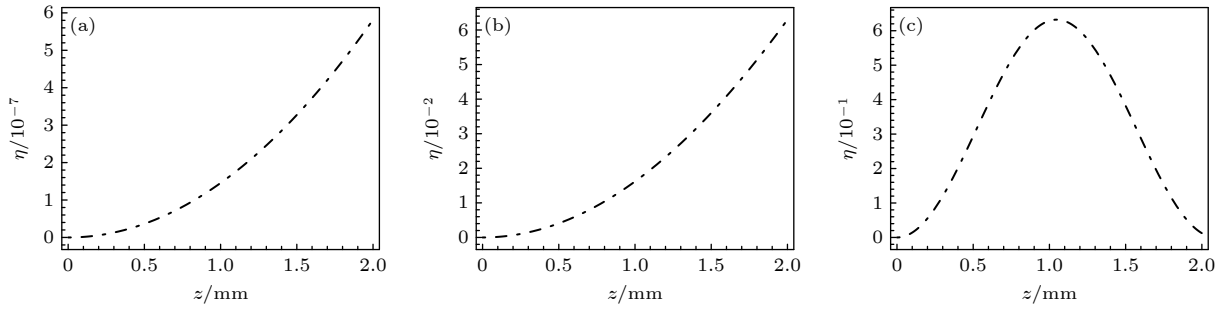

 图4 不同温度下转换效率与空间位置的关系图 (a) $T = 300$ K; (b) $T = 3$ mK; (c) $T = 30$ μ K

Fig. 4. Relationship between conversion efficiency and spatial position at different temperatures: (a) $T = 300$ K; (b) $T = 3$ mK; (c) $T = 30$ μ K.

换的系数 β_L 的实部随着 Ω_C 的增大趋于 0, 随着 Ω_P 的增大在 0 附近振荡, 虚部随着 Ω_C 的增大降低并趋于 0, 随着 Ω_P 的增大单调递增. 因此, 为实现高效的转换, 需满足相干系数的模尽可能大, 最终选取 $\Omega_P = 2\pi \times 300$ kHz, $\Omega_C = 2\pi \times 15$ MHz.

原子的热运动导致微波或光场与原子跃迁频率之间的失谐, 从而降低共振耦合效率. 由以下公式可以估算得到^[21],

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{2\ln 2 \frac{k_B T}{m}},$$

300 K 时对应的多普勒频移约为 1000 MHz, 3 mK 时对应的多普勒频移约为 3 MHz, 30 μ K 时对应的多普勒频移约为 300 kHz. 研究不同温度下, 转换效率的空间分布如图 4 所示, 可以看到, 随着温度的降低, 转换效率增大, 且当多普勒频率小于自然线宽时, 转换效率可显著的提高. 在全共振条件下 (所有光场与原子跃迁共振), 原子可能陷入不与光场耦合的“暗态”, 导致部分原子不参与转换过程, 暗态布局数随光学厚度 (原子密度 \times 传播距离) 增大而增加, 显著降低微波光子的有效吸收截面, 从而抑制转换效率, 因此在温度为 30 μ K 时, 转化效率随空间位置先升高后降低.

因此, 可通过激光冷却将原子温度降至 μ K 量级, 使多普勒展宽降低至 kHz 以下, 既可以实现微波-光波转换效率显著的提高, 又可以避免由于依赖于超低温条件或复杂的光学腔体结构造成的实验系统繁杂问题, 简化实验装置, 降低成本, 从而提高系统的稳定性和实用性.

4 结 论

本研究通过理论分析和数值模拟, 系统探讨了

多普勒效应对里德伯原子的四波混频过程在微波-光波转换中应用的影响. 首先建立了基于耦合麦克斯韦-布洛赫方程的理论模型, 采用微扰法推导出了双梯形四能级系统中四波混频信号效率的解析表达式, 明晰地看出相干系数表征了微波与光场之间的相干能量转移, 其模的大小决定转换效率. 共振时, 相干系数由耦合场和探测场强度决定, 能满足转换效率为 1 的激光条件并不是唯一的. 此外, 我们详细地分析了原子中多普勒效应的影响, 量化了多普勒效应对微波-光波转换的影响. 研究表明, 原子的热运动引起的失谐效应确实会降低共振耦合效率, 但当多普勒频率小于自然线宽时, 转换效率可显著提高. 这一发现为实验方案提供了新的指导, 即可通过激光冷却将原子温度降至 μ K 量级, 使多普勒展宽降低至 kHz 以下, 既可以实现微波-光波转换效率显著的提高, 又可以避免由于依赖于超低温条件或复杂的光学腔体结构造成的实验系统繁杂问题, 简化实验装置, 降低成本, 从而提高系统的稳定性和实用性. 本研究的不足之处在于, 我们的理论分析和数值模拟主要基于理想化的模型, 实际实验中可能需要考虑更多的因素, 如原子的非均匀分布、激光场的非均匀性等. 未来的工作将集中在这些方面的实验验证和优化, 以及探索其他可能提高转换效率的方法.

参考文献

- [1] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- [2] Lambert N J, Rueda A, Sedlmeir F, Schwefel H G L 2020 *Adv. Quantum Technol.* **3** 1900077
- [3] Han X, Fu W, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2021 *Optica* **8** 1050
- [4] Lauk N, Sinclair N, Barzanjeh S, Covey J P, Saffinan M, Spiropulu M, Simon C 2020 *Quantum Sci. Technol.* **5** 020501
- [5] Strekalov D V, Savchenkov A A, Matsko A B, Yu N 2009

- Opt. Lett.* **34** 713
- [6] Liu Y, He J, Su N, Cai T, Liu Z H, Diao W T, Wang J M 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 060303 (in Chinese) [刘瑶, 何军, 苏楠, 蔡婷, 刘智慧, 刁文婷, 王军民 2023 物理学报 **72** 060303]
- [7] Zibrov A S, Matsko A B, Scully M O 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 103601
- [8] Han J S, Vogt T, Gross C, Jaksch D, Kiffner M, Li W H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 093201
- [9] Vogt T, Gross C, Han J S, Sambit B P, Mark L, Kiffner M, Li W H 2019 *Phys. Rev. A* **99** 023822
- [10] Tu H T, Liao K Y, Zhang Z X, Liu X H, Zheng S Y, Yang S Z, Zhang X D, Yan H, Zhu S L 2022 *Nat. Photonics* **16** 291
- [11] Sebastian B, Uliana P, Mateusz M, Michał P 2024 *Nat. Photonics* **18** 32
- [12] Kumar A, Suleymanzade A, Stone M, Taneja L, Anferov A, Schuster D I, Simon J 2023 *Nature* **615** 614
- [13] Fan L, Zou C L, Cheng R, Guo X, Han X, Gong Z, Wang S, Tang H X 2018 *Sci. Adv.* **4** eaar4994
- [14] Higginbotham A P, Burns P S, Urney M D, Peterson R W, Kampel N S, Brubaker B M, Smith G, Lehnert K W, Regal C A 2018 *Nat. Phys.* **14** 1038
- [15] Mirhosseini M, Sipahigil A, Kalaei M, Painter O 2020 *Nature* **588** 599
- [16] Delaney R D, Urney M D, Mittal S, Brubaker B M, Kindem J M, Burns P S, Regal C A, Lehnert K W 2022 *Nature* **606** 489
- [17] Petrosyan D, Mølmer K, Fortágh J, Saffman M 2019 *New J. Phys.* **21** 073033
- [18] Miao Q, Wu D W 2025 *Laser Optoelectron. Prog.* **62** 0100004 (in Chinese) [苗强, 吴德伟 2025 激光与光电子学进展 **62** 0100004]
- [19] Covey J P, Sipahigil Alp, Saffman M 2019 *Phys. Rev. A* **100** 012307
- [20] Kiffner M, Feizpour A, Kaczmarek K T, Jaksch D, Numm J 2016 *New J. Phys.* **18** 093030
- [21] Demtröder W 2008 *Laser Spectroscopy* (Berlin: Springer) pp70–75

Microwave-to-optics conversion characteristics based on four-wave mixing of Rydberg atoms at room temperature*

LI Fang[†]

(School of Semiconductor and Physics, North University of China, Taiyuan 030051, China)

(Received 30 May 2025; revised manuscript received 12 June 2025)

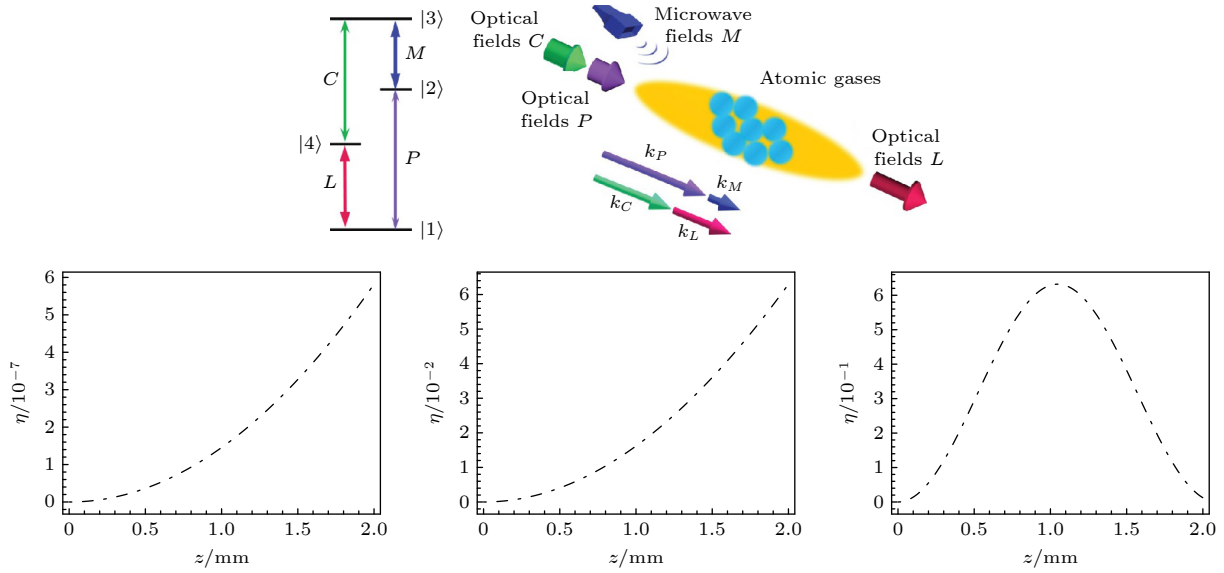
Abstract

Microwave-to-optics conversion is a core technology for hybrid quantum networks, enabling the integration of microwave and optical frequency domains essential for quantum communication and quantum information processing. However, the Doppler broadening effect in thermal atomic ensembles often severely limits the conversion efficiency. This study aims to propose a novel mechanism for microwave-to-optics conversion using four-wave mixing (FWM) in room-temperature Rydberg atoms, addressing the challenges posed by Doppler broadening and providing a theoretical framework for practical applications. We develop a theoretical model based on the coupled Maxwell-Bloch equations to describe the FWM process in a symmetric double-ladder four-level system. The density matrix method and perturbation method combined with Maxwell's equations are used to derive an analytical expression for the coherence coefficient between the microwave field and the optical field. This coherence coefficient characterizes the energy transfer between the microwave and optical fields and is used to obtain an analytical expression for the FWM conversion efficiency. We use cesium vapor as a medium to analyze the propagation characteristics of the FWM efficiency and explore the effects of laser field intensity and the Doppler effect on the conversion efficiency. Our analysis reveals that the detuning effect caused by the thermal motion of atoms significantly reduces the resonance coupling efficiency. Specifically, when the Doppler frequency is lower than the natural linewidth, the conversion efficiency can be notably improved. In a Doppler-free environment, the conversion efficiency approaches unity at an optimal propagation distance. In contrast, in room-temperature cesium vapor (300 K), the conversion efficiency is significantly reduced due to Doppler

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52275576) and the Shanxi Provincial Department of Education, China (Grant No. 202303021222099).

† E-mail: flzbcztt@126.com

broadening. However, by cooling the atoms to microkelvin temperatures, the Doppler broadening can be minimized, leading to a substantial increase in conversion efficiency. This study provides new theoretical guidance and experimental schemes for microwave-to-optics conversion at room temperature. The proposed mechanism based on Rydberg atoms provides a promising approach to overcoming the limitations imposed by Doppler broadening. Our findings are of great significance for advancing quantum information technology, especially in the context of developing efficient quantum networks.



Keywords: four-wave mixing, Rydberg atom, Doppler effect, quantum coherence

PACS: 42.65.Ky, 42.50.Gy, 52.25.Dg, 02.10.Yn

DOI: [10.7498/aps.74.20250706](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250706)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250706](https://cstr.net.cn/detail/32037.14.aps.74.20250706)



基于室温里德伯原子四波混频的微波-光波转换特性

李芳

Microwave-to-optics conversion characteristics based on four-wave mixing of Rydberg atoms at room temperature

LI Fang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 164209 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250706

CSTR: 32037.14.aps.74.20250706

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250706>

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

巨梯型四能级里德伯原子系统透射光谱性质的调控

Manipulation of transmission properties of a ladder-four-level Rydberg atomic system

物理学报. 2021, 70(11): 113201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202077>

基于级联四波混频过程的量子导引

Quantum steering based on cascaded four-wave mixing processes

物理学报. 2021, 70(16): 160301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201981>

基于半导体量子阱中四波混频效应的高效光学非互易

Efficient optical nonreciprocity based on four-wave mixing effect in semiconductor quantum well

物理学报. 2024, 73(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231212>

基于四波混频过程的纠缠光放大

Amplification of entangled beam based on four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(5): 050301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211324>

双层石墨烯薄膜体系中的四波混频特性

Four-wave mixing properties in bilayer graphene nanosystem

物理学报. 2023, 72(12): 126801 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230012>

基于级联四波混频过程产生四模簇态

Generation of four-mode cluster states based on cascade four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(16): 160304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220433>