

光子晶体中巨 Lamb 移位*

王雪华[†] 顾本源

(中国科学院物理研究所 北京 100080)

摘要 对非均匀电磁系统中原子的 Lamb 移位导出一个普适的理论公式,发现对 Lamb 移位的主要贡献来自实光子的吸收和再辐射过程,这打破了自 1947 年以来一直被人们所认同的传统概念,即在均匀空间中, Lamb 移位主要来自虚光子的吸收和再辐射过程.对光子晶体,文章作者预言了巨 Lamb 移位效应.对原子集合,进一步发现依赖位置的 Lamb 移位将使一个能级扩展成一个能带,就像原子气体中依赖速度的多普勒效应一样.

关键词 光子晶体, Lamb 移位,自发辐射

Giant Lamb shift in photonic crystals

WANG Xue-Hua[†] GU Ben-Yuan

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract We obtain a general result for the Lamb shift of excited states of multi-level atoms in inhomogeneous electromagnetic structures and find that the Lamb shift comes from real photon processes, in contrast to the conventional concept established in 1947 that, in the case of free space, the virtual photon processes play a key role. We find that photonic crystals can lead to a giant Lamb shift. We also predict that the position-dependent Lamb shift should extend from a single level to a mini-band for an assembly of atoms with random distributions in space, similar to the velocity-dependent Doppler effect in atomic/molecular gases.

Key words photonic crystals, Lamb shift, spontaneous emission

光子晶体的概念由美国贝尔通讯研究中心的 Yablonovitch^[1]和普林斯顿大学物理系的 John^[2]于 1987 年几乎同时提出.光子晶体也称为光子带隙材料,是一种新型的人造周期性介电结构,类似于电子的半导体材料,它是“光子”的半导体结构.在光子晶体中,周期势为宏观介质点阵,当介质的光散射足够强时,就会出现光子带隙.光子带隙是一个频率禁区,落在这个禁区内的电磁波在某些方向或任何方向的传播被禁止,这为光的传播和辐射提供了一种全新的控制方式,在光电器件和光学芯片方面有着诱人的应用前景,因而被世界许多国家(包括我国)列为战略研究项目.

众所周知,电磁环境可以改变光子模式密度,进而影响原子的量子电动力学行为.原子在光子晶体中的光辐射性质一直受到人们的广泛关注.长期

以来,两个色散模型被人们广泛用于研究光子晶体中的量子光学问题,即各向同性色散模型和各向异性色散模型^[3,4].它们预言了许多新颖的现象,例如,光子-原子束缚态,原子自发辐射振荡现象,增强的量子干涉效应、及强的扩散场和光子扩展态共存^[3-5].最近,应用全矢量的电磁场理论考察近带边光子局域态密度特性,得出结论:Weisskopf-Wigner(WW)微扰近似对三维光子晶体是普适的^[6].这一结论否定了色散模型的预言.色散模型和 WW 微扰近似的缺陷在于,前者忽略了光子晶体中电磁场的 Bloch 特性,而后者只在弱的原子-光子相互作用

* 国家重点基础研究发展计划(批准号 2001CB6104)资助项目
2004-09-28 收到

[†] 通讯联系人, E-mail: wangxh@aphy.iphy.ac.cn

用下有效,因此他们都忽略了光子晶体中原子-光子耦合的显著增强效应.因而,发展一个普适的理论处理方法,就变成一个非常迫切,也是非常困难和具有挑战性的任务.我们首次把依赖原子位置的原子-光子相互作用引进时间域格林函数方法中,对光子晶体中二能级原子的光辐射和衰减问题,给出了一般性理论处理,得到一个普适描述光子晶体中原子辐射衰减的广义洛仑兹谱公式^[7,8].它突破了色散模型和 WW 微扰近似的理论框架.同时还修正了长期以来在计算光子局域态密度上的一个不正确的假定:即假设电场本征模在晶格点群对称操作下是不变的^[9].历史上,原子能级 Lamb 移位的实验结果和理论计算的一致^[10],是量子电动力学理论非常成功的几个典型例子之一,关于它的研究历经五十多年而不衰.可以预期,光子晶体会对原子的 Lamb 移位产生重要的影响和修正.然而,文献报道中给出各种不同的预言,例如,各向同性色散模型预言反常 Lamb 移位和能级劈裂^[3];各向异性色散模型预言远小于真空值的 Lamb 移位^[4];赝带隙模型预言 Lamb 移位大约是真空值的 15%^[11];真空中的 Lamb 移位计算公式直接推广到光子晶体,预言 Lamb 移位不存在可观测的改化^[12].受这些争议的激励,我们发展了位置依赖的时间域格林函数方法来处理光子晶体中多能级原子的 Lamb 移位.对处于非均匀电磁环境中多能级原子,我们得到一个确定束缚能级 Lamb 移位的普适方程^[13]

$$\Delta_l - \Delta_l^0 = \sum_{j < l} \frac{\alpha_{lj}}{2\pi} (\omega_{lj} + \Delta_l) \int_0^{\omega_{cut}} d\omega' \frac{g(\mathbf{r}, \omega') - \omega'}{(\omega_{lj} + \Delta_l - \omega')}, \quad (1)$$

$$g(\mathbf{r}, \omega') = \frac{c^3 V_{pc}}{8\pi\omega} \sum_n \int_{FBZ} dk |E_n(\mathbf{k}, \mathbf{r})|^2 \chi(\omega - \omega_{nk}). \quad (2)$$

在上面的推导中,已假定跃迁偶极子 u_{lj} 是无规取向的.(1)式中的 Δ_l^0 是在真空中的 Lamb 移位, $\alpha_{lj} = \omega_{lj}^2 u_{lj}^2 / 3\pi\epsilon_0 \hbar c^3$ 代表原子在真空中从 l 态跃迁到 j 态的相对辐射线宽, ω_{lj} 是二能级间的跃迁频率, ω_{nk} 是电磁场本征模的频率, E_{nk} 是其电场强度, ϵ_0 是真空中介电常数.

众所周知,真空中的 Lamb 移位 Δ_l^0 主要来源于向上能级跃迁的虚光子辐射和再吸收过程^[9],这是人们自 1947 年以来就一直认知的传统概念.方程(1)告诉我们,非均匀空间对 Lamb 移位贡献一个附加项,这一项主要来自于向下能级跃迁的实光子过程.对均匀空间 $g(\mathbf{r}, \omega) = \omega$, 这一项为零.对于强耦

合的非均匀空间,来自实光子过程的附加项远大于真空中的 Lamb 移位 Δ_l^0 .图 1 显示了一个氢原子位于一个逆蛋白石光子晶体中三个不同位置时 2s 和 2p 态的 Lamb 移位.逆蛋白石光子晶体中背景材料的折射率是 $n = 3.8$, 空气球的占空比是 $f = 0.74$.原子的三个位置分别是 $\mathbf{r} = (0, 0, 0)a$, $\mathbf{r} = (0.34, 0, 0)a$, $\mathbf{r} = (0.24, 0.24, 0)a$, 这里 a 是晶格常数.首先,我们看到,由于 $\alpha_{2s1s} = 0$, 光子晶体对 2s 态的 Lamb 移位没有贡献.在这一点上,与各向同性模型的预言一致.然而,对于 2p 态 ($\alpha_{2p1s} \cong 4 \times 10^{-7}$, $\Delta_1^0 = 0$), 我们没有发现能级劈裂,这与各向同性模型的预言不同.此外,我们看到 Lamb 移位不仅依赖原子的跃迁频率,而且强烈地依赖于原子的位置.更进一步,我们注意到 Lamb 移位可以达到非常大的正值或负值,称之为巨 Lamb 移位.同真空的情形相比,光子晶体可使 Lamb 移位增加一到二个量级.有必要指出的是,巨 Lamb 移位既可出现在光子带边附近,也可出现在远离带边的地方.这些结论完全不同于以前文献中的报道^[3,4,11,12].在各向同性模型中^[3] $g(\mathbf{r}, \omega) \propto (\omega - \omega_c)^{-1/2}/\omega$, 这在带边给出无限大的相互作用,从而导致能级劈裂和反常 Lamb 移位.在各向异性色散模型中^[4], $g(\mathbf{r}, \omega) \propto (\omega - \omega_c)^{-1/2}/\omega$, 这导致带边的相互作用比真空小许多,从而预言比真空小得多的 Lamb 移位.在赝带隙模型中^[11] $g(\mathbf{r}, \omega) \propto \omega \{1 - \text{hexp}[(\omega - \omega_c)^2/\sigma^2]\}$, 这在带边附近也给出较小的 Lamb 移位.在文献

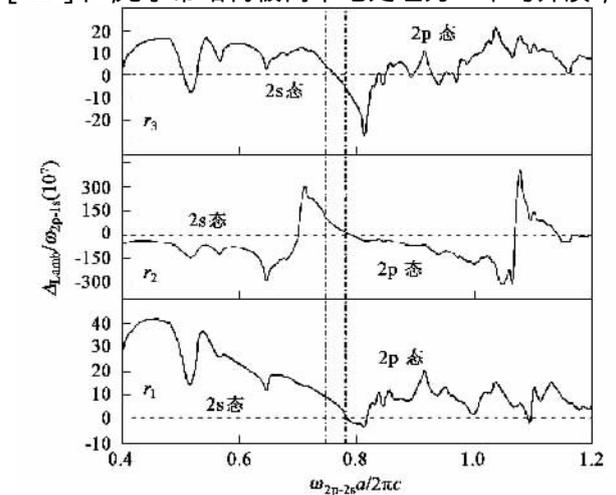


图 1 氢原子位于一个逆蛋白石光子晶体中三个不同位置时 2s 和 2p 态的 Lamb 移位.逆蛋白石光子晶体中背景材料的折射率是 $n = 3.8$, 空气球的占空比是 $f = 0.74$.原子的三个位置分别设定为 $\mathbf{r} = (0, 0, 0)a$, $\mathbf{r} = (0.34, 0, 0)a$, $\mathbf{r} = (0.24, 0.24, 0)a$, 这里 a 是晶格常数

它磨平了实光子过程对 Lamb 移位的贡献,然而恰恰就是这个贡献在光子晶体中是极为重要的. 通过前面的分析,可清楚地看到,以往文献中所提出的那些模型没有包括实际光子晶体中光子与原子相互作用的主要特性.

最后,基于位置依赖的 Lamb 移位,我们建议一个可能的实验方案来验证我们的理论预言:如果使大量的原子均匀地分布在光子晶体中的话,不同位置的原子具有不同的 Lamb 移位,这样,诸原子的 1 态能级就会演化成一个微带,就像原子气体中依赖速度的多普勒效应一样. 这个微带是可以通过原子辐射谱观测到.

参 考 文 献

- [1] Yablonovitch E. Phys. Rev. Lett. ,1987 ,58 :2059
 [2] John S. Phys. Rev. Lett. ,1987 ,58 :2486
 [3] John S , Wang J . Phys. Rev. Lett. ,1990 ,64 :2418 ;Phys. Rev. B ,1991 ,43 :12772
 [4] Zhu S Y *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,84 :2136 ;Yang Y , Zhu S Y. Phys. Rev. A ,2000 ,62 :013805

- [5] John S , Quang T. Phys. Rev. A ,1994 ,50 :1764 ;Phys. Rev. A ,1997 ,56 :4273 ;Phys. Rev. Lett. ,1995 ,74 :3419 ;Phys. Rev. A ,1996 ,76 :1320
 [6] Li Z Y , Lin L L , Zhang Z Q. Phys. Rev. Lett. ,2000 ,84 :4341 ;Li Z Y , Xia Y. Phys. Rev. A ,2001 ,63 :043817 - 1
 [7] Wang X H , Wang R Z , Gu B Y *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,88 :093902 - 1/- 4 ;顾本源,王雪华. 物理,2002 ,31 :487 [Gu B Y , Wang X H. Wuli (Physics) ,2002 ,31 :487 (in Chinese)]
 [8] Wang X H , Gu B Y *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2003 ,91 :113904 - 1/- 4
 [9] Wang X H , Wang R Z , Gu B Y. Phys. Lett. A ,2003 ,308 :116 ;Wang X H *et al.* Phys. Rev. B ,2003 ,67 :155114 - 1/- 7
 [10] Lamb W E , Retherford R C. Phys. Rev. ,1947 ,72 :241 ;Bethe H A. Phys. Rev. ,1947 ,72 :339
 [11] Vats N , John S , Busch K. Phys. Rev. A ,2002 ,65 :043808
 [12] Li Z Y , Xia Y. Phys. Rev. B ,2001 ,63 :121305(R)
 [13] Wang X H , Kivshar Y S , Gu B Y. Phys. Rev. Lett. ,2004 ,93 :073901

· 物理新闻和动态 ·

温度为 40000K 时的水晶结构

德国 Christian-Albrechts 大学的 O. Arp 教授和 Kied and Ernst-Moritz-Arndt 大学的 D. Block 教授 最近在分子装配方面取得了一些新的进展. 他们能在热等离子体中装配出一个具有水晶特性的微尘型球体(见图 1).

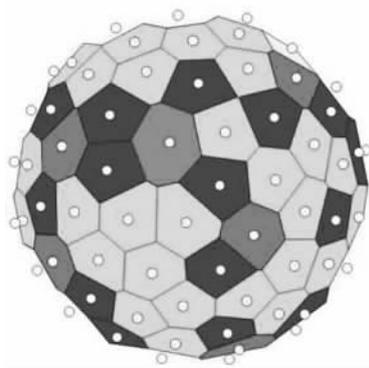


图 1

众所周知,大多数的晶体都是按照非常规则的多姿多彩的结构所组成的,它们在几百度或几千度的温度下会发生融化,其中最贵重的钻石也要在温度为 4000K 时融化. 这些融化温度下的热量是足够用来破坏原子间的键结构和点阵结构的. 还存在着另一类型的“光子晶体”,这是利用正交激光束的电场使原子进行扩散并固定到三维点阵的空隙处.

与此相反,O. Arp 教授和 D. Block 教授所研究的等离子体晶体是由成群的大小约为 $3.5\mu\text{m}$ 的带电高聚物粒子所组成. 它们存在于等离子体中,需要巧妙地处理好重要的作用力:一是粒子间的相互排斥力;另一个是粒子与其周围等离子体间的压力. 在这两种力的作用下,粒子逐步地排成为一个整齐的中心球体,球体的直径约为几毫米.

1904 年,电子的发现者 J. J. Thomson 教授就曾指出:如果原子是精确地具有洋葱结构的话,它的负电荷就必须在正电荷的海洋中平衡,这就能清楚地解释元素周期表中电子的行为. 从现在的观点看来,他的想法对于原子来说是不正确的,但恰恰可适用于微尘

粒子在等离子体中的排序结构.

总而言之,在等离子体中,当电子温度达到 40000K,而正离子温度保持在 1000K 左右的状态时,微尘粒子能组成一个有序的、按中心壳层方式配置的库仑球体. 这种球体能长期存在于等离子体中. 它具有两个重要的特性:一是它虽然处于如此高温的等离子体内,但它却是一个真正的、透明的晶体,利用显微镜或摄像机可以清晰地拍摄下单个球体的图像,它的另一个特性是其动力学行为非常缓慢,粒子的特征运动时间尺度约为毫秒量级,而传统晶体中原子运动的时间尺度约为飞秒量级,所以库仑球内粒子的运动要慢很多. 等离子体晶体的研究成果将会对物理学中的一些基本原理有所启发,例如强耦合物质的基本物理图像、银河间的星云形成、彗星尾巴、土星的光环以及我们正在大量生产的微小芯片的处理步骤等.

(云中客 摘自 Physical Review Letters ,待发表 2004)