

原子束中慢波波谱的观察*

李佛生 蔡惟泉 王育竹

(中国科学院上海精密光学机械研究所量子光学开放实验室, 上海 201800)

(1998 年 5 月 14 日收到; 1998 年 6 月 22 日收到修改稿)

分析了慢波中原子束波谱的特征多普勒增宽随着慢波结构的几何参数而变化的原因, 给出了几种不同条件的驻波场慢波波谱, 讨论了磁场对波谱的影响. 实验上, 观察到了波谱随慢波结构的几何参数的变化.

PACC: 3290; 3220D

1 引 言

慢波是指相速比光速慢的电磁波, 它是由电磁波在一些被称之为慢波结构的特殊结构中传播时形成的. 慢波的主要用途是在行波管和返波管等微波元件中使运动电子的能量有效地转换成电磁波的能量. 随着本世纪中期微波通讯技术的蓬勃发展, 慢波理论的研究也得以发展, 并形成一套较为成熟的理论^[1-4].

虽然慢波的研究已进行了多年, 但是, 至今未见有关于原子的慢波波谱的报道. 由于慢波的相速改变, 其波谱也会发生相应的变化, 本文就此进行了一些探讨.

2 螺线管结构中的慢波

慢波技术中, 使用的慢波结构是各种各样的. 作者在原子束的慢波波谱实验中, 采用的是较简单的螺线管型(见图 1).

原子束在螺线管中沿轴线运动, 因此, 在考虑慢波场时, 最关心的是轴线上慢波的情况. 为使问题简化, 忽略导线的粗细, 并假设螺线管是无限长的. 采用圆柱坐标系 (r, ϕ, z) , 设螺旋线的半径为 a , 螺旋角为 ψ . 如果有一电流沿其螺旋线传播, 传播速度为光速 c , 考虑线上任意 P 点, 电流值为 $I(l) = I_0 e^{i(\omega t - kl)}$, 其中 l 为原点沿螺旋线到 P 点的距离, $k = \omega/c$ 为电流的传播常数. 将其作为电磁场的源, 所有点源在 P' 点激励起的矢量位 \mathbf{A} 可表示为

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\int_{-\infty}^{\infty} I(l) \frac{e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}}}{R} dl \right) e^{i\omega t}. \quad (1)$$

* 中国科学院上海精密光学机械研究所量子光学开放实验室和自然科学基金(批准号: 19392503)资助的课题.

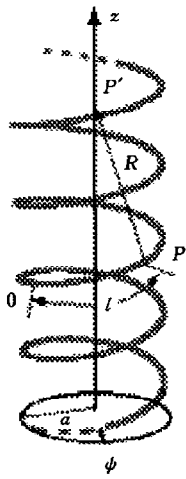


图1 螺线管结构的示意图 其中 a 为半径, R 为源点 P 到场点 P' 的距离, ψ 为螺距角

式中 R 为源点 P 到场点 P' 的距离. 由于螺线管无限长, 螺线管上任一点都可看成是等价的. 它们的矢量位的模都应相等, 不同的只是矢量位的指向. 有

$$A = \left| \frac{\mu_0}{4\pi} I_0 \left(\int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{i}(l) \frac{e^{i(\omega t - k(l+R))}}{R} dl \right) \right|. \quad (2)$$

式中, \mathbf{i} 为计算电流点的电流流动方向的单位矢量, $R = \sqrt{a^2 + (a\phi \tan \psi - z)^2}$. 利用变换令 $\eta = a\phi \tan \psi - z$, 有 $l = (\eta - z)/\sin \psi$, 可得

$$A = C I_0 e^{i\left(\omega t - \frac{k}{\sin \psi} z\right)} = C I_0 e^{i(\omega t - \beta z)}. \quad (3)$$

其中

$$C = \frac{\mu_0}{4\pi \sin \psi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{i}(\eta) e^{ik(\sqrt{a^2 + \eta^2})} \sqrt{a^2 + \eta^2} d\eta$$

是一与时间和位置都无关的常数. 可见波场以 $\beta = k/\sin \psi$ 的位相常数沿 z 轴传播. 其相速为

$$v_p = \omega/\beta = c \sin \psi < c. \quad (4)$$

可知确实得到了慢波. 这仅是一个简单的模型, 实际情况远为复杂.

在考虑导线的尺寸后, 有 $k < \beta < k/\sin \psi$ ^[2-5].

3 原子束慢波波谱测量中的多普勒效应改变

在波谱实验中, 原子与电磁波相互作用. 设电磁波为平面波, 即

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}.$$

当原子以速度 \mathbf{v} 运动时, 其位置变化可写作

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}t,$$

于是原子所感受的场强为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i[(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0]}. \quad (5)$$

因此, 原子看见的场的位相比静止时多了 $\Delta\varphi = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}t$. 相当于原子感受的频率改变了, 这就是多普勒频移, 频移量为

$$\delta\omega_D = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}. \quad (6)$$

对于慢波场, 在波的传播方向上有

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \beta z)}.$$

多普勒频移量变为

$$\delta\omega_D = -\beta v. \quad (7)$$

从(7)式可发现与电磁波斜入射不同, 这时多普勒频移量不是正比于 $\sin \psi$, 而是反比于 $\sin \psi$.

在运动原子与电磁波作用时,不同速度的原子对同一波场所感受的频率是不同的,原子只有在感受到场的频率为原子自由共振频率 ω_0 时,原子与场处于共振,原子的跃迁概率也最大.对于普通的电磁场频率满足

$$\omega_0 = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}.$$

热原子束中,由于原子速度分布在很宽的范围内.因此,微波谱线的宽度也大大增加.

原子在束中按玻尔兹曼速度分布并沿 z 轴运动,在 $(v, v + dv)$ 间隔内,原子的分束强可表示为^[6]

$$d'I = I_0' \frac{v^3}{\alpha^3} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} dv, \quad (8)$$

其中 $\alpha = \sqrt{2kT/m}$ 为温度为 T 的源中原子的最可几速度, I_0' 为原子束的总束强.在原子束中,原子运动方向均沿 z 轴.如果,若电磁波的方向也沿 z 轴,则对原子速度为 v 的原子而言,与其共振的电磁波频率为 $\omega = \omega_0 + kv$.而微波谱线强度和原子束的强度成正比,于是谱线的轮廓可表示为^[8]

$$I(\omega) = I_0 \frac{(\omega_0 - \omega)^3}{k^4 \alpha^3} e^{-\frac{(\omega_0 - \omega)^2}{k^2 \alpha^2}}, \quad (9)$$

其中 I_0 为常数.

同样的推导适用于螺旋线慢波结构,但此时电磁波以位相常数 $\beta = k/\sin\psi$ 沿 z 轴传播,(8)式中的所有位相常数 k 都要改成 β ,谱线的轮廓函数形式没有变化,即

$$I(\omega) = I_0 \frac{(\omega_0 - \omega)^3}{\beta^4 \alpha^3} e^{-\frac{(\omega_0 - \omega)^2}{\beta^2 \alpha^2}}, \quad (10)$$

但因 $k > k\sin\psi$,谱线峰的宽度将会增大,峰的极大值位置也将远离原子自由共振频率.

4 实验装置和安排

图 2 示出了实验装置,其中光抽运和探测所用的激光波长都为 D_2 线的 589 nm;所用微波的频率为 1772 MHz 左右,对应于基态两个超精细能级间的跃迁.由于系统反射波很强,因此,得到的慢波场是驻波场.

实验采用的样品为钠原子,热原子束的温度为 300°C,先用与 $3S_{1/2}, F=2 \rightarrow 3P_{3/2}$ 跃迁共振的较强激光进行照射,原子有可能被激发至 $3P_{3/2}$ 的 $F=2$ 或 $F=1$ 态.经自发辐射原子回到基态时,有一定概率落到 $3S_{1/2}, F=1$ 态,经多次激发原子将全部处于 $3S_{1/2}, F=1$ 态.这就是所谓光抽运相应(见图 3(a)).此后,原子束通过微波慢波系统,在微波的作用下,原子从基态的 $F=1$ 态激发至基态的 $F=2$ 态(见图 3(b)).最后原子束进入探测区被与 $3S_{1/2}, F=2 \rightarrow 3P_{3/2}$ 跃迁共振的探测光激发,通过荧光检测就可得到基态 $F=2$ 上粒子数的变化情况(见图 3(c)),随着微波频率线性地扫描即可得到基态塞曼能级间全部的跃迁谱线的强度和形状.为提高荧光检测的信噪比,作者用斩波器对原子束进行强度调制,并使用了光电倍增管窄带接收系统.

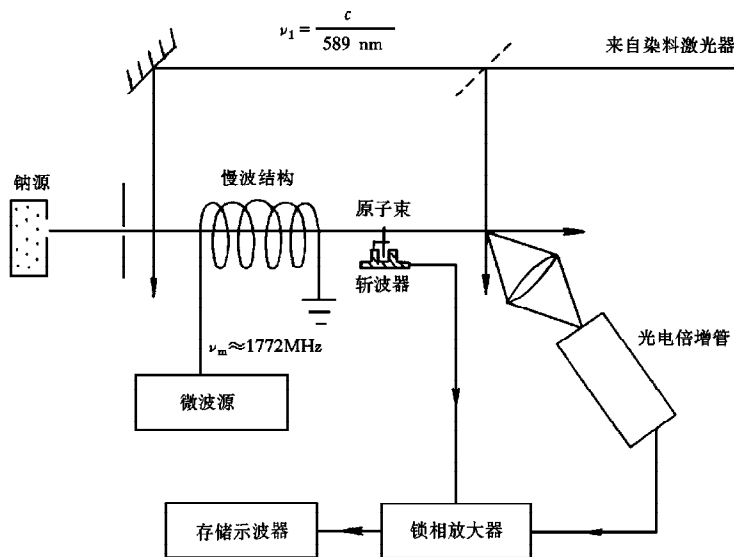


图 2 实验装置示意图

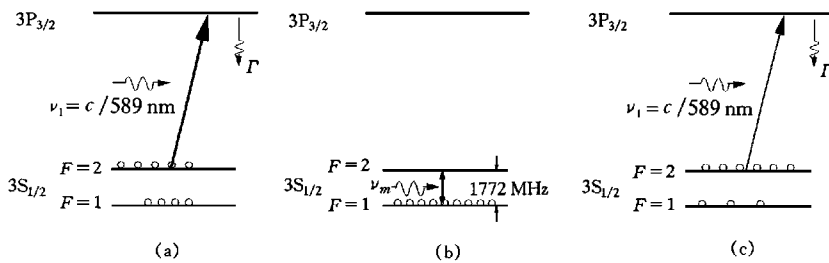


图 3 光抽运探测原子波谱的原理图 (a)光抽运;(b)微波吸收;(c)探测

5 实验结果及其分析

图 5 示出了不同条件下得到的微波波谱. 谱线(a), (b), (c)是在地磁场条件下观测的, 慢波线圈的几何参数为:(a) $\sin \psi = 0.09057$, (b) $\sin \psi = 0.1790$, 对于(c)慢波线圈轴向与原子束垂直, $\sin \psi = 0.09057$, (d) 沿电磁波传播轴向把磁场增大, $\sin \psi = 0.1129$, (f) 为在地磁场条件下理论预测谱线强度随频率的变化, $\sin \psi = 0.1$, (e) 的参数同(a), 但行波成分大大增加. 从这些波谱可发现以下的特征:1) 都有对应全部可能塞曼跃迁的 7 个(或对)峰. 2) 原子束与慢波线圈共轴时, 标志原子束和微波驻波场相互作用的谱线峰的分裂. 3) 也是慢波微波谱特有的, 谱线中峰的宽度和极大值对应的频率随慢波结构的参数 $\sin \psi$ 而变化.

图 4 示出了基态 $F=1$ 和 $F=2$ 超精细能级间所有可能的能级跃迁及其振子强度^[7]. 在 9 种可能的跃迁中, 从 $F=1, m_F=0 \rightarrow F=2, m_F=1$ 和 $F=1, m_F=1 \rightarrow F=2, m_F=0$

与 $F=1, m_F=0 \rightarrow F=2, m_F=-1$ 和 $F=1, m_F=-1 \rightarrow F=2, m_F=0$ 两对跃迁具有相同的跃迁频率. 因此, 微波谱中只有 7 个峰. 本实验地磁场的方向与电磁波传播轴向呈约 56°

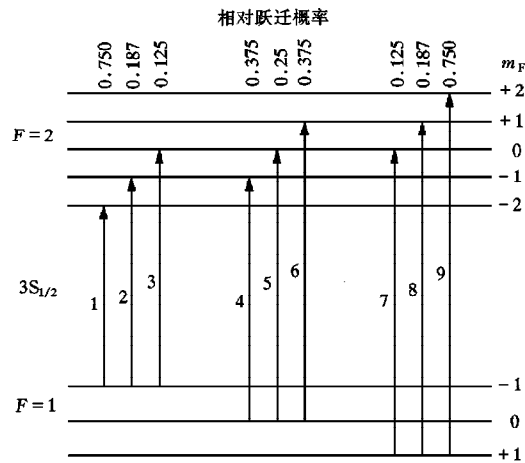


图 4 钠原子基态间可能的磁子能级间的跃迁及它们的跃迁概率

角, 对于所涉及的磁跃迁, 可以证明慢波场的磁场分量基本是沿慢波线圈轴向的, 因此, 图 5(a), (b), (c) 三种情况下, $\Delta m_F=0$ 跃迁的分量小于 $\Delta m_F=\pm 1$ 的分量, 同时 $\Delta m_F=0$ 跃迁概率也小于 $\Delta m_F=\pm 1$ 跃迁, 所以, 得到的 $\Delta m_F=0$ 跃迁的谱线峰值比 $\Delta m_F=\pm 1$ 低得多. 这与理论谱线(f)是一致的. 磁场的另一影响是磁场的空间不均匀性引起的谱线增宽, 这可从图 5(a), (b) 明显看出: 中间峰宽度小, 越靠两边的峰的宽度越大, 而在(f)的理论计算结果中没有这种情况. 这是因为越靠边的峰的跃迁对应的 $|m_F|$ 越大(见图 4), 其塞曼系数(即单位磁场引起的频移)越大, 磁场不均匀对峰的宽度的影响也越大. 从 0-0 跃迁对应的峰由内向外, 塞曼系数分别为 $0, 0.5 \mu_B/h, \mu_B/h$ 和 $1.5 \mu_B/h$. 最外边的峰塞曼系数达到 2.1×10^6 G/s. 当磁场均匀性非常差时, 除中间代表 $m_F=0 \rightarrow m_F=0$ 的跃迁的谱线, 即 0-0 线不受磁场影响外, 驻波引起的双峰结构都被不均匀的磁场造成的增宽所湮没. 而 0-0 线之跃迁能级不存在一级多普勒相应.

图 5(a)(b) 中的谱线都发生了分裂, 而(c) 中的谱线没有分裂. 这是由于在(a), (b) 两种情况下, 构成慢波驻波的两个行波与原子束共轴. 相应的多普勒的频移大小相同, 符号相反. 因而谱线对称地一分为二, 而(c) 图中场的传播方向与原子束垂直. 原则上讲两个行波的多普勒频移都为零, 因此, 只能不发生分裂, 但此时原子束并非处于慢波线圈的轴线上, 场传播矢量的大小、方向都在变化^[3,4], 不可避免地造成了谱线加宽. 为了进一步验证对双峰形成原因的推断, 作者曾试着在慢波结构中激励行波, 但由于真空密封馈线及电缆线连接处的微波反射, 未能在慢波结构中得到纯粹的行波, 图 5(e) 示出了存在部分反射时的结果, 可以看出每对分裂谱线中对应反射行波(逆原子束方向)的吸收峰的高度要低得多.

比较图 5(a) 和(b), 可以看出(a) 中所有的谱线峰都比(b) 的来得宽, 分裂后双峰的间距也来得大. 这是因为微波慢波的传播常数不同引起的. 从(6) 式可知, 传播常数不同, 多

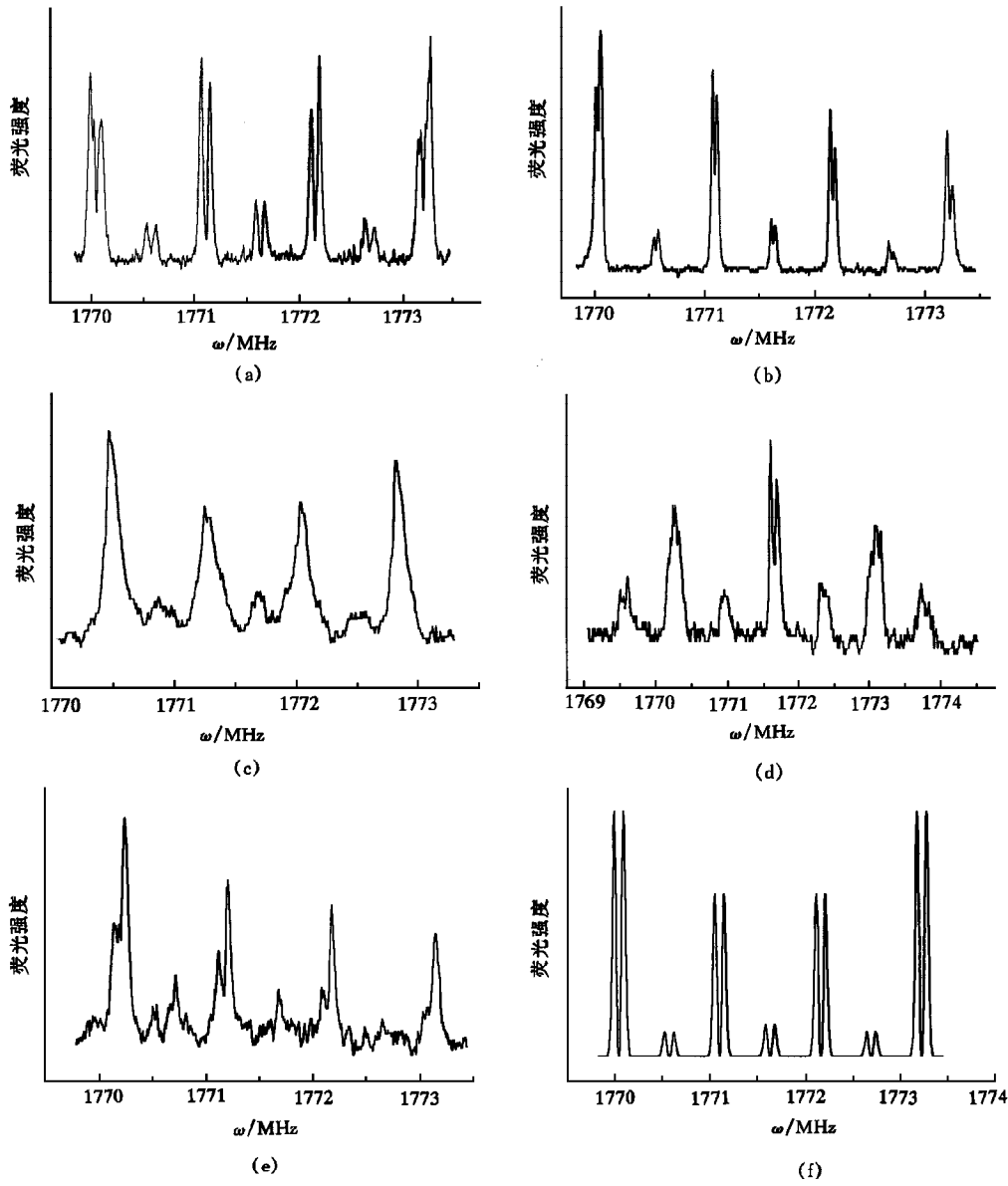


图5 各种条件下得到的波谱 (a), (b), (c) 的外磁场均为地磁场, (a) $\sin \phi = 0.09057$, (b) $\sin \phi = 0.1790$, (c) 慢波螺旋线轴向与原子束垂直, $\sin \phi = 0.09057$, (d) 磁场沿电磁波传播轴向增加, $\sin \phi = 0.1129$, (e) 部分驻波场条件下的吸收谱, (f) 为本实验条件下理论计算波谱, $\sin \phi = 0.1$

普勒频移也不同. 螺旋线结构的慢波场中, 传播常数反比于 $\sin \phi$. $F=1$, $m_F=0 \rightarrow F'=2$, m_F 跃迁的吸收峰, 按(10)式进行数值拟合, 从图 5(a) 得到图 6(a), 求得慢波的传播常数为

$$\beta_a = 8.9 k.$$

从图 5(b) 得到图 6(b), 求得的传播常数为

$$\beta_b = 4.1k,$$

其中 k 为微波在正常情况下的波矢, 以上结果与由 $\beta = k/\sin\phi$ 得到的数值相一致但略小. 计算中若考虑螺旋线导线的尺寸后, 可得 $k < \beta < k/\sin\phi$, 这就解释了实测值略小的原因.

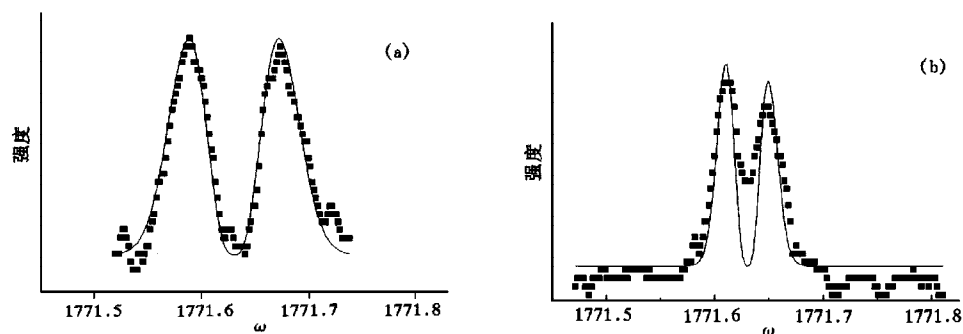


图6 对图5中对应0-0跃迁的谱进行数值模拟的结果

6 总结和展望

给出了原子束与微波慢波场相互作用的实测微波吸收谱, 并对谱的特征进行了分析, 讨论了微波塞曼效应和驻波场多普勒效应对谱线的影响, 以及慢波参数对多普勒频移和原子束波谱多普勒展宽的影响. 其中多普勒频移反比于几何参数 $\sin\phi$, 大于普通电磁波的频移, 而非斜射电磁波的正比于 $\sin\phi$. 这些观测结果尚未见报道. 本工作所涉及的实验仅限于微波, 在可见光附近的频率范围内, 目前尚无相应的慢波结构能够形成光频的慢波. 如果能找到更高波段的慢波结构, 就有可能将这项技术用于激光冷却. 慢波的引入能使多普勒激光冷却^[10,11]变得更为有效. 现有的多普勒激光冷却机制的极限温度^[9-11]取决于激光冷却和自发辐射加热过程的平衡. 或者说, 取决于原子速度的散乱造成的多普勒增宽与相应跃迁的自然线宽大小之比较, 在这个意义上慢波场中多普勒频移的增大有可能使多普勒冷却极限降低. 这一问题连同光波段慢波结构的实现都有待于理论和实验上进一步的研究.

- [1] W. Q. Cai, F. S. Li, Y. Z. Wang, *Laser Spectroscopy XIII*, ed. Z. J. Wang, Z. M. Zhang, Y. Z. Wang (Hangzhou, 1997), p. 65.
- [2] 刘盛纲、李宏福、王文详等, 微波电子学导论(国防工业出版社, 北京, 1985), p. 97. [Liu Shenggang, Li Hongfu, Wang Wenxiang, Mo Yuanlong, *Introduction to Microwave electronics* (Publish House of National Defence Industry, Beijing, 1985), p. 97(in Chinese)].
- [3] 张克潜、李德杰, 微波与光电子中的电磁理论(电子工业出版社, 北京, 1994), p. 397. [Zhang Keqian, Li Dejie, *Electromagnetic Theory in Microwaves and Optoelectronics* (Publish House of Electronic Industry, Beijing, 1994), p. 397(in Chinese)].
- [4] J. C. Walling, *Journal of Electronics and Control*, **3**(1957), p239—258.
- [5] R. M. Bevensee, *Electromagnetic Slow Wave Systems*(John Wiley & Sons, Inc, New York. London. Sydney, 1964).
- [6] L. Valyi, *Atom and ion sources*(John Wiley & Sons, Inc, New York. London. Sydney, 1977), p. 69.

- [7] 王义道、王庆吉、傅济时等,量子频标原理(科学出版社,北京,1986),p.74,p.178.[Wang Yiqiu, Wang Qingji, Fu Jishi, Dong Taiqian, The Principle of Quantum Frequency Standards(Science Press, Beijing, 1986), p.74, p.178. (in Chinese)].
- [8] R. Loudon, The quantum theory of light(Clarendon Press, Oxford, 1983), p.33, p.72.
- [9] 王育竹、王笑娟,物理,22(1993),16.[Y. Z. Wang, X. J. Wang, *Physics*, 22(1993), 16(in Chinese)].
- [10] C. S. Adams, E. Riis, *Prog. Quant. Electr.*, 21(1997), 9.
- [11] R. J. Cook, *Phys. Rev.*, A22(1980), 1078.

OBSERVATIONS OF SPECTRA OF ATOMIC BEAM IN A SLOW-WAVE FIELD*

LI FO-SHENG CAI WEI-QUAN WANG YU-ZHU

(Laboratory of Quantum Optics Shanghai Institute of Optics and
Fine Mechanics Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 14 May 1998; revised manuscript received 22 June 1998)

ABSTRACT

This article demonstrates some important characteristics of the slow-wave spectra; the Doppler broadening varies with the geometrical parameters of slow-wave structures. Several experimental standing slow-wave spectra was given under different conditions. The influence of magnetic field on the spectra was also discussed.

PACC: 3290; 3220D

* Project supported by Laboratory of Quantum Optics Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics Chinese Academy of Sciences and by the National Natural Science Foundation of China(Grant No.19392503).