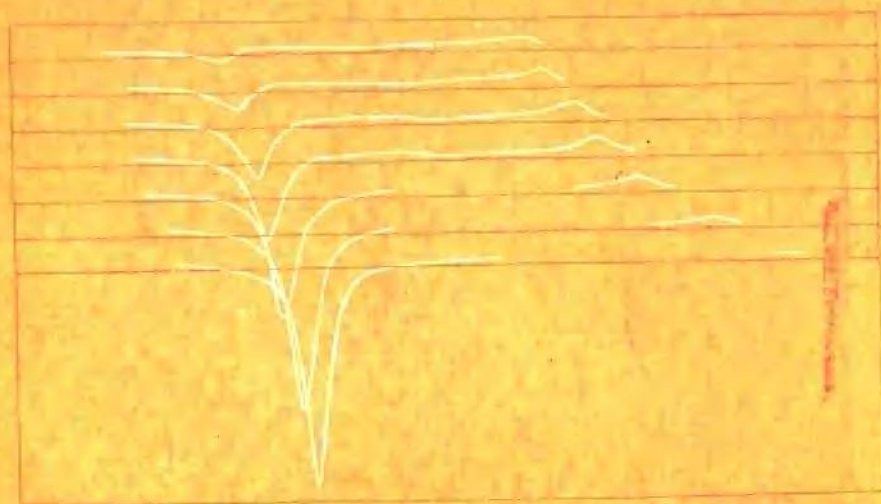


沈元壤 著



非线性光学原理

下 册

非线性光学原理

下 册

沈元壤 著

顾世杰 译

科学出版社

1987

内 容 简 介

二十年来,非线性光学已经获得蓬勃发展,至今它的成果几乎在所有科学领域都得到了应用. 本书是这个课题的较完整的第一部导论. 它阐述了基本原理及系统地描述了这一领域中的一些分支,并着重于物理概念及理论与实验间的相互联系.

本书中译本分上、下两册出版. 上册为原书的前半部分,即关于传统的非线性光学,包括电光和磁光效应及它们的逆过程,二阶和三阶非线性光学效应,例如,和差频产生,谐波产生,参量过程,受激光散射,双光子吸收和非线性光学光谱学以及四波混频和自聚焦. 下册为原书的后半部分,即有关的一些专题论述,其中描述了近几年研究者所瞩目的各种非线性光学效应和应用,如多光子激发,微量原子和分子的检测,光学瞬态相干效应,激光同位素分离,表面非线性光学和等离子体内的非线性光学效应等.

本书是为物理系研究生写的,也可供化学系和工程系的研究生、大学高年级学生,专业研究人员及有关教师参考.

Y. R. Shen

THE PRINCIPLES OF NONLINEAR OPTICS

John Wiley & Sons, Inc., 1984

非 线 性 光 学 原 理

下 册

沈元壤 著

顾世杰 译

责任编辑 陈菊华

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1987年9月第一版 开本:850×1168 1/32

1987年9月第一次印刷 印张:8 1/4

印数:精1—1,200 插页:精3 平2

平1—3,000 字数:219,000

统一书号:13031·3595

本社书号:5144·13-3

定价: 布脊精装 3.50 元
平 装 2.40 元

目 录

上 册

第一章	引言	1
第二章	非线性光学极化率	14
第三章	波在非线性介质内传播的一般描述	46
第四章	电光和磁光效应	57
第五章	光学整流和光场感应磁化	61
第六章	和频产生	71
第七章	谐波产生	91
第八章	差频产生	115
第九章	参量放大和振荡	125
第十章	受激喇曼散射	151
第十一章	受激光散射	201
第十二章	双光子吸收	217
第十三章	高分辨率非线性光学光谱学	226
第十四章	四波混频	261
第十五章	四波混频光谱学	287
第十六章	光场感应的双折射	308
第十七章	自聚焦	327

下 册

第十八章	多光子光谱学	1
第十九章	微量原子和分子的检测	18
第二十章	用激光操纵粒子	37
第二十一章	光学瞬态相干效应	52
第二十二章	光与原子的强相互作用	89

第二十三章 分子的红外多光子激发和离解..... 114

第二十四章 激光同位素分离..... 146

第二十五章 表面非线性光学..... 160

第二十六章 光波导内的非线性光学..... 188

第二十七章 光学击穿..... 213

第二十八章 等离子体内的非线性光学效应..... 228

索引..... 244

第十八章 多光子光谱学

在使光学光谱学领域发生革命性变化的许多激光光谱技术中,多光子光谱学技术无疑是最重要的技术之一。它允许人们探测那些用单光子跃迁无法达到的激发态。通过多光子过程,也可以研究激发态之间的跃迁。在前几章中,已经讨论过双光子和喇曼光谱学技术。由于它们是多光子光谱学技术的特殊情况,所以具有多光子光谱学技术的大部分一般特性。本章,除了对这种技术作一般性讨论外,重点在于多光子光谱学技术的应用。

18.1 一般性的考虑

多光子光谱学技术的基础在于,用合适的高强度的激光,能以足够高的几率来诱导多光子跃迁,并能很容易地探测到这种跃迁。令从图 18.1 的态 $|g\rangle$ 到态 $|f\rangle$ 的 n 光子跃迁的跃迁几率是

$$W^{(n)} = \sigma^{(n)} I_1(\omega_1) \cdots I_n(\omega_n) / \hbar^n \omega_1 \cdots \omega_n, \quad (18.1)$$

式中 $\sigma^{(n)}$ 是截面(为简单起见我们假设 $\sigma^{(n)}$ 是个标量)和 $I_i(\omega_i)$ 是频率为 ω_i 的激光的强度。于是,被激发到激发态的布居激发 $\rho_{ff} - \rho_{ff}^0$ 遵循方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{T_1} \right) (\rho_{ff} - \rho_{ff}^0) = W^{(n)} (\rho_{gg} - \rho_{ff}). \quad (18.2)$$

如果 $W^{(n)}$ 很小,以致式 (18.2) 右边的布居差 $(\rho_{gg} - \rho_{ff})$ 可以近似地用热平衡时的值 $\rho_{gg}^0 - \rho_{ff}^0$ 来代替,那么这时式 (18.2) 的解是直截了当的。在稳态的情况下,

$$\begin{aligned} \rho_{ff} - \rho_{ff}^0 &= W^{(n)} T_1 (\rho_{gg}^0 - \rho_{ff}^0) \\ &= \sigma^{(n)} T_1 I_1 \cdots I_n (\rho_{gg}^0 - \rho_{ff}^0) / \hbar^n \omega_1 \cdots \omega_n. \end{aligned} \quad (18.3)$$

如果 $\sigma^{(n)}$ 和 $I_1 \cdots I_n$ 都很大,无疑布居激发可以是很大的。

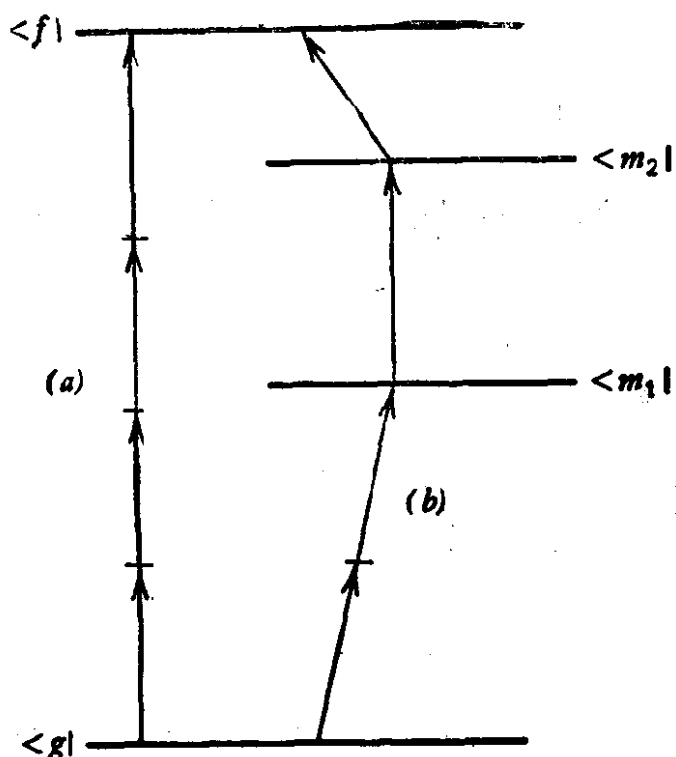


图 18.1 从 $\langle g|$ 到 $\langle f|$ 的多光子跃迁。(a) 单步 4 光子过程；
(b) 3 步 4 光子过程。

多光子激发截面 $\sigma^{(n)}$ 的表达式可由第 n 级微扰计算得到。在这里，我们对它只作一些定性的描述。它正比于 $|A|^2$ ，其中 A 包含许多项。在每一项的分子中，都有 n 个矩阵元，它们通过许多中间态把初末态联系起来，而在每一项的分母中，都有 $(n-1)$ 个适当的频率因子。可以很容易证明，在偏离共振时，有

$$|\sigma^{(n+1)}/\sigma^{(n)}| \sim (2\pi/c)\hbar\omega |\chi^{(2n+1)}/\chi^{(2n-1)}|.$$

于是，在可见光波段内，当 $|\chi^{(2n+1)}/\chi^{(2n-1)}| \sim 10^{-12}$ 时，就有 $|\sigma^{(n+1)}/\sigma^{(n)}| \sim 10^{-34}$ 。如果 $\sigma^{(n+1)}I/\hbar\omega \sim 10^{-6}\sigma^{(n)}$ ，那么 $(n+1)$ 光子激发就等于 n 光子激发的 10^{-6} 倍。这就要求激光强度 $I \sim 1\text{GW}/\text{cm}^2$ 。上面的估算说明了为什么对于多光子激发常常需要高强度的激光。用与中间态共振的方法可以大大增大截面 $\sigma^{(n)}$ 。在原子和分子中可以达到好几个数量级的共振增强。这样就大大减轻了对多光子激发对激光强度的要求。

方程 (18.2) 实际上只适用于足够远离中间共振的 n 光子跃迁。这样的过程常常称做单步 n 光子跃迁 [图 18.1 的过程 (a)]。

在另一方面,如果在 n 光子过程中出现 m 个中间共振(图 18.1 的过程 (b)),那么,被激发到末态的布居激发还要依赖于被泵浦到中间态的布居.这个过程取决于下列方程组:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{T_{1f}}\right)(\rho_{ff} - \rho_{ff}^0) &= W_{m,f}^{(n_{m+1})}(\rho_{mm} - \rho_{ff}), \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{T_{1m}}\right)(\rho_{mm} - \rho_{mm}^0) &= W_{m-1,m}^{(n_m)}(\rho_{m-1,m-1} - \rho_{mm}) \\ &\quad - W_{m,f}^{(n_{m+1})}(\rho_{mm} - \rho_{ff}), \\ &\quad \dots\dots\dots \\ \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)(\rho_{11} - \rho_{11}^0) &\cong W_{g,1}^{(n_1)}(\rho_{gg}^0 - \rho_{11}) - W_{1,2}^{(n_2)}(\rho_{11} - \rho_{22}), \end{aligned} \quad (18.4)$$

其中已经假设,每个能级的布居弛豫都可用单个纵向弛豫时间 T_{1i} 来描述,这里, ρ_{ii} ($i = 1, \dots, m$) 是第 i 个共振中间态的布居, $W_{i,j}^{(n_a)}$ 是从 $|i\rangle$ 到 $|j\rangle$ 的 n_a 光子跃迁几率,并且 $n_1 + n_2 + \dots + n_{m+1} = n$. 这样一种具有 m 个中间共振的 n 光子过程常常称做 $m+1$ 步 n 光子跃迁.一般地说,逐步激发大大增大了被激发到末态的布居激发.如果中间态的弛豫时间很长的话,这种增大尤为显著.布居激发通常是入射激光强度的一个复杂的函数.当采用脉冲激光时,瞬态响应使问题更进一步复杂化.

然而,对于多光子光谱学技术来说,激发与激光强度的定量的关系常常不那么重要.我们比较感兴趣的是 $(\rho_{ff} - \rho_{ff}^0)$ 作为激光频率的函数的共振特性.有关的实验问题主要在于怎样检测 $(\rho_{ff} - \rho_{ff}^0)$.

本章,我们将集中讨论原子和分子系统.固体的 $n > 2$ 的多光子跃迁还很少作过研究,因为多光子激发需要高的激光强度,这会使介质发生光损伤.另一方面,预料从 $n \geq 3$ 的多光子光谱学得不到有关固体的电子性质的新信息,这似乎也确是如此.

多光子光谱学技术应用于气体系统的一个有意义的方面是,它能够得到无多普勒加宽谱.这在 13.4 节中已经对双光子情况

作过仔细的讨论。一般来说,可以把那里的讨论推广到多光子情况:如果泵浦波的波矢满足关系式 $\mathbf{k}_1 + \cdots + \mathbf{k}_n = 0$, 就可以观测到无多普勒加宽的 n 光子光谱。

18.2 实验技术

多光子光谱学技术要求一个或好几个高强度的、连续的或脉冲的可调谐激光器,作为激发光源。假设无多普勒加宽,那么这种技术的分辨率通常是受激光线宽的限制。在多光子光谱学技术中,最重要的是多光子激发的探测。由于这种激发通常很弱,所以探测方法必须非常灵敏。已经发展了几种高灵敏度探测方法,在第十二章中已经对它们作了一些简短的讨论。其中最常用的是荧光和电离技术。

A. 多光子感应的荧光光谱学技术

原子和分子的荧光产额可以是非常高的。这是因为,在没有碰撞时,被激发的原子或分子只有通过发射光子才能衰变到低能态。如果荧光是在可见光谱区,探测灵敏度也可以是很高的。光电倍增管很容易探测到每秒几个光子(连续波情况)或每个脉冲几个光子(脉冲情况)。假设气体系统的荧光量子产额接近于 1,那么,当用光电倍增管来收集由一个局域激发区在 π 立体角所发射的荧光时,可毫无多大困难地探测到该区域内大约 10—20 个被激发的原子或分子。如果在一个单脉冲激发过程中或在连续波情况下每秒钟每个原子或分子发射 n 个荧光光子,那么,这个灵敏度可提高 n 倍。因此,这表明对于探测多光子激发来说,荧光探测可能是一种非常灵敏的技术(图 18.2)。

这个方法,除了它的灵敏度高以外,还可以得到由多光子泵浦的激发态引起的荧光谱。还可应用在 13.5 节中讨论过的偏振标识技术来有选择地泵浦激发态,从而得到一个大为简化了的荧光谱。然后,根据激发态之间的跃迁来分析这个光谱,就可获悉各激发态

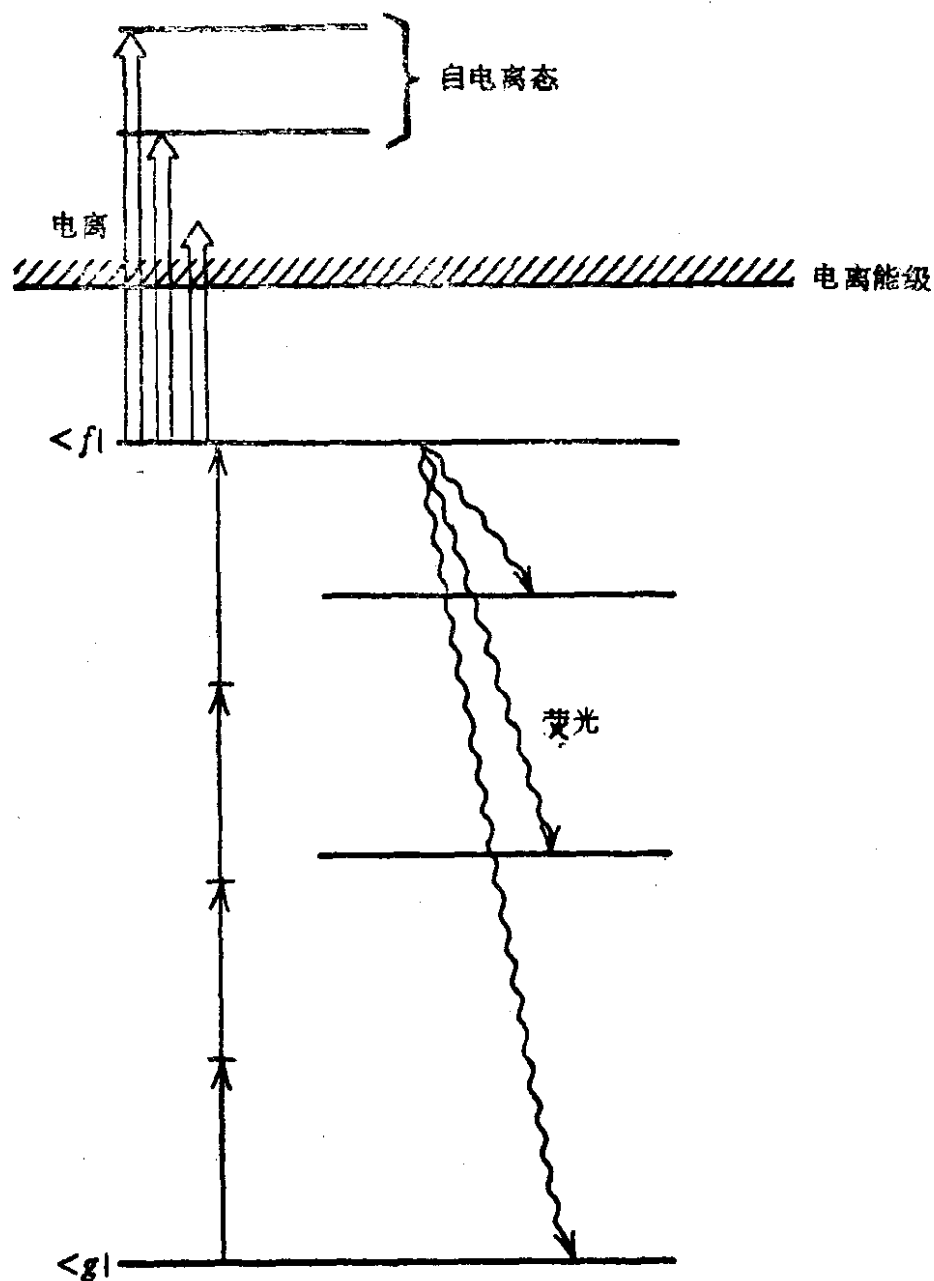


图 18.2 描述探测多光子跃迁的荧光和电离过程的示意图。

的性质。因此检测由 n 光子诱导的荧光可使我们探测到只能由 $(n + 1)$ 光子跃迁才能达到的态。

B. 多光子电离光谱学技术

如果可行,电离法是探测多光子激发的更为灵敏的方法,因为电子和离子的检测可以是非常灵敏的。离子探测器的噪声可以很容易达到小于每分钟一个离子。因此,如果所有被多光子激发的原子或分子在它们弛豫到低能态以前都被电离,并且如果所有的

离子都能被探测器所收集,那么,这个方法的灵敏度只受探测器的噪声的限制,即每分钟近似 1 个被激发的原子或分子。

有许多常用的技术可使被激发原子(或分子)电离。一种技术是光致电离法:一束其光子能量大到足以把被激发的原子泵浦到电离能级之上的激光,使被激发的原子电离(图 18.2)。为了使从激发态电离的速率超过衰减速率,泵浦的强度必须很强。激发到电离能级之上的分立态而不是连续态,可以大大增加电离几率。常常用这种方法来使被激发的分子电离。当用于多光子激发的强激光束中有一束也可用于光致电离时,这种方法就最为方便。

也常常采用静电场电离法。众所周知,在有外界静电场存在时,原子(或分子)中的电子所看到的势能曲线被畸变;电离能降低,从而,电子可能通过隧道效应脱离原子而使原子离化。对于一个处于足够强的静电场中的被激发得足够高的原子来说,电离速率可比被激发原子的衰减速率大得多。那时电离几率可以接近于 1。这种方法对于检测处于高里德伯态的原子最为有用。

通过碰撞也可使被激发的原子或分子电离。这种电离的速率与气体压力、被激发的态和它相对于电离能级的位置、被激发的原子所占的百分比等因素有关。一般地说,要使碰撞电离是有效的,气体压力必须足够高。这种方法对于在气体样品盒内的原子的电离是很有用的。

离子探测器可以是很简单的或是复杂的,这要看实验的要求。电子倍增器和正比计数器就是两个熟知的例子。在图 18.3 中,我们描述了一个非常简单的、但很灵敏的装置,它用来检测在气体样品盒内的离子^[1]。样品盒内的电离探针是一根金属丝,它被加上了一个负偏压(相对于接地的金属样品盒的壁)。金属丝的热离子发射使金属丝周围形成了一个空间电荷区,并且引起了空间电荷限制的电流,如在空间电荷限制的热离子真空二极管中的情况那样。在样品盒内产生的离子朝金属丝漂移。在空间电荷区内的电子试图中和离子,从而被吸向这些离子。它们引起了一个电流变化,这个电流变化要比由离子流引起的电流变化大好几个数量级

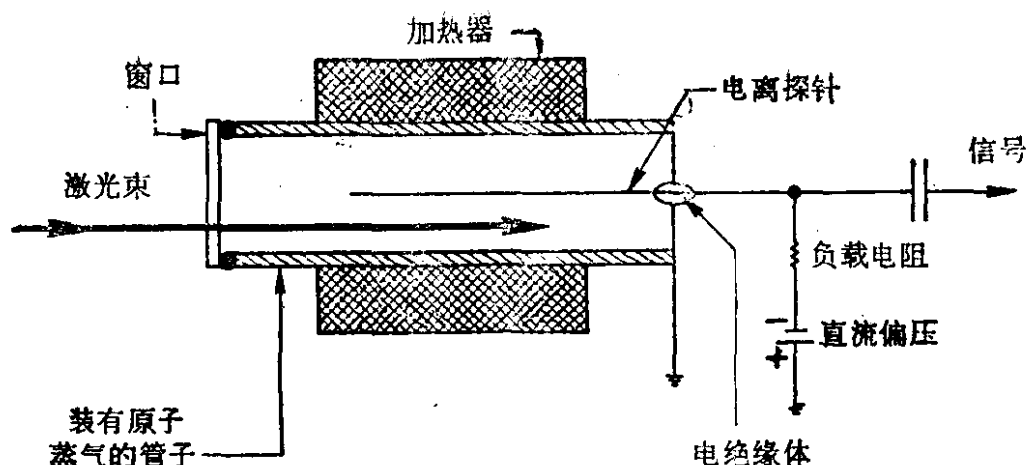


图 18.3 多光子电离光谱学技术的简单的实验装置 [取自 P. Esherick, J. J. Wynne, and J. A. Armstrong, in J. L. Hall and J. L. Carlsten, eds., *Laser Spectroscopy III* (Springer-Verlag, Berlin, 1977), p. 170].

($>10^5$)。这么大的电流放大导致了离子探测的高灵敏度。信号表现为负载电阻两端的电压降。在这种情况下所需的偏压仅 1V 左右。为了避免静场斯塔克效应对原子或分子谱的影响,可用一个网栅把电离区与空间电荷区隔离开来,使电离区内无静电场,但允许离子漂移到空间电荷区。由于这种离子探测方案很简单,目前已在气体样品盒的多光子光谱学技术中被广泛地采用。

18.3 光谱学技术的应用

多光子光谱学技术使我们能够研究单光子激发无法达到的激发态和激发态之间的跃迁。例如,在碱金属原子中,现在可用多光子激发来探测 $(n's)$, $(n'd)$, $(n'f)$ 等激发态,也可探测碱土金属原子的 $(ns)(n's)$, $(ns)(n'd)$, $(np)(n'd)$ 等激发态。这些结果对于进一步发展这些简单原子的量子理论是很重要的。在碱土金属原子的情况中,实验数据已为多道量子亏损理论提供了很有说服力的检验。其它多电子原子的多光子光谱也是很有意思的,虽然有关这样的原子的理论还没有很好地建立。在分子光谱学领域中,多光子光谱学也已形成了一个新的分支。它给出了有关分子的能级结构和处于激发态的分子的性质的极有价值的信息。

本节我们不想对举不胜举的多光子光谱学技术的应用作一般性的讨论，而是集中讨论一下它们在研究里德伯原子和自电离态中的应用。希望通过这些例子能有助于说明多光子光谱学技术的能力和实用性。

A. 里德伯原子

里德伯原子在这里被定义为处于高激发的里德伯态的原子^[2]。它们具有与正常原子非常不同的特性。如表 18.1 所指出的，在里德伯原子中，被激发的电子的轨道半径大致等于 $n^2 a_0$ ，其中 n 是主量子数， a_0 是玻尔半径。对于氢原子，当 $n = 50$ 时，这个半径是 $2500 a_0 \sim 1000 \text{ \AA}$ ，这几乎是一个宏观的尺寸。相对应的几何截面比基态氢原子大 6×10^6 倍。于是，里德伯原子的被激发的电子只是非常弱地被核心所束缚，因而很容易被外场所扰动。然而高激发电子的辐射寿命（也是这个特定的里德伯原子的寿命）与 n^3 成正比。由于被激发电子的轨道很大，所以具有大 n 值的两个邻近的里德伯态之间的跃迁几率非常高。预期里德伯原子间的相互作用也非常之强。

表 18.1 里德伯原子的性质*

性 质	与 n 的关系	Na(10d)
接合能	n^{-2}	0.14 eV
相邻 n 的态之间的能量	n^{-3}	0.023 eV
轨道半径	n^2	147 a_0
几何截面	n^4	68000 a_0^2
偶极矩 $\langle nd r nf \rangle$	n^2	143 a_0
极化率	n^7	0.21 MHz/(V/cm) ²
辐射寿命	n^3	1.0 μsec
精细结构间隔	n^{-3}	$\sim 92 \text{ MHz}$

* 取自参考文献 [2]。

里德伯原子的上述异常性质使对里德伯原子的研究变得非常有意思。从基本的物理观点来看，精确地测量能量、寿命、电离几

率、斯塔克和塞曼效应等等，能够确定许多原子常数，诸如核心的极化率、组态相互作用、精细结构的分裂等等。这些参数可由相当好的近似计算得到，因此，实验测量给理论提供了很有意义的检验。另一方面，很容易使里德伯原子经受一个比它的电子的结合能更强的外界扰动。这又导致一类新的有意思的问题，即有关非微扰的原子与场相互作用的问题，而这种相互作用在正常条件下是不存在的。

无疑，单光子光谱学技术也可用来研究里德伯原子，但是可能达到的激发态是有限的。例如，通过 $ns \rightarrow n'p$ 的单光子激发，只能达到 n' 里德伯原子的 p 态。然而，多光子光谱学技术能探测里德伯原子的其它态。其次，高激发的里德伯态是靠得非常近的。要分辨这些态就要求光谱是无多普勒加宽的。在气体样品盒中，只能用多光子光谱学技术才能达到这个要求。

常常选用碱金属原子作为研究里德伯原子的对象。在下面，我们有选择性地描述几个有关这个课题的研究。

对于许多碱金属原子，已经用双光子无多普勒加宽光谱学技术研究了它们的高激发的里德伯态。例如，在 Rb 中，应用图 18.3 的探测方法和用 50mW 连续窄带染料激光作泵浦源，已经探测到直到 $n = 116$ 的里德伯态^[3]。在这种情况下，用锁相放大技术可以进一步提高检测灵敏度。在 $n \sim 100$ 时，相邻的里德伯态之间的间隔只有几十兆赫。对于较低的 n ，可以分辨开 (ns) 和 (nd) 态，也可分辨开自旋-轨道分裂的态。后一种情况能用来测定精细结构分裂^[4]。对于 $n = 4$ 到 55，已经发现，Rb 原子的 nd 态的 $^1D_{3/2}$ 与 $^2D_{5/2}$ 之间的精细结构分裂遵循关系式 $An_{\text{eff}}^{-3} + Bn_{\text{eff}}^{-5}$ ，其中 A 和 B 是常数， n_{eff} 是有效量子数，其定义为 $T_n = -Rn_{\text{eff}}^{-2}$ ， R 是里德伯常数，而 T_n 是主量子数为 n 的项值。这些结果给各种理论计算提供了一个很好的检验。也可以研究里德伯态的压力移动和压力加宽^[5]。对于较低的 n 值，甚至在毫托压力范围内也能很容易检测出这种移动和加宽。已经观测到线宽随主量子数的变化是强烈地振荡的，但对这一现象还没有定量的解释。

碱土金属原子的里德伯态，包括具有两个激发电子的里德伯态，也已仔细地作过测量^[6]。在这些研究中常常采用脉冲染料激光器。所得的结果对于 Fano 及其同事^[7]所提出的多道亏损理论的建立是极为有用的。

由于里德伯态的电子轨道很大，故其斯塔克效应和塞曼效应是很大的^[8,9]。在中等强度的场中，这种分裂就已能大于里德伯态之间的间隔。应当很容易观测到能级的交叉和反交叉效应。对于考虑了场诱导态混合的原子理论来说，这些结果可作为一种灵敏的检验。当场扰动变得与被激发电子的库仑结合能相近时，微扰论就不适用了，需要一个严格的理论。因此，这类效应的测量对于在这一新的范畴内的理论研究是极有价值的。作为一个例子，我们在这里考察 Na 的里德伯态的抗磁效应^[9]。

里德伯原子的抗磁能与结合能的比值与 $n^6 B^2$ 成正比，其中 B 是磁场强度。要使这个值接近于一，对于原子的基态来说，要求场强 $\sim 10^9 \text{G}$ 。这样高的磁场显然在实验室里是无法达到的。这种强场范畴也许在中子星里和对于固体中的类氢系统是存在的，但是，在里德伯原子中这个问题就变得意想不到地简单。

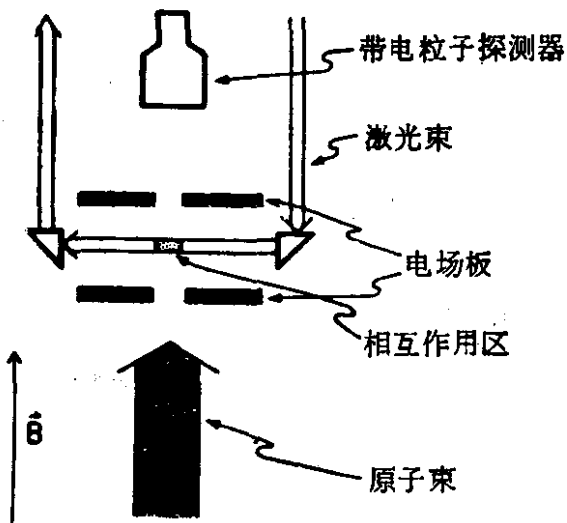


图 18.4 研究里德伯原子的光谱学技术的设备。所示的区域位于一个超导螺线管的中央。电场板极和探测器分别接在一个 1 万伏特电源的负极和正极上。在板极间加上一个脉冲电场(取自参考文献[9])。

由于存在 n^6 关系， $n \sim 30$ 的里德伯原子只要求几万高斯的磁场就可进入这种强场范畴。尽管对于这种情况的非微扰理论目前依旧还在发展之中，但实验测量是相当简单的。

图 18.4 中所给出的的是一个典型的实验装置。为了避免多普勒加宽和碰撞效应，采用原子束来作实验，用来激发原子的激光辐射在磁场区域内垂直地穿过原子束。用两束 5 nsec 脉冲可调谐染料激光来逐级地把原子激发

到里德伯态。在激发过程中,没有静电场,但在 $1\mu\text{sec}$ 秒以后加上每厘米几千伏特的静电场来使里德伯原子电离。由电离所产生的电子然后被加速到 10kV , 由探测器来检测。这种探测方法,对外加磁场是不敏感的,并且在一个很宽的动态范围内是线性的,其效率接近 100% 。为了研究抗磁效应,选择从 $3P_{3/2}$ 到 $n = 28$ 附近、 $m_l = 1$ 的里德伯态的 $\Delta m_l = 0$ 的跃迁,因此使与磁场成正比的磁相互作用哈密顿无贡献。图 18.5 所给出的是一组典型的谱。图中所示结果清楚地给出了各条谱线的抗磁移动的图象。可清晰看出能级的交叉和反交叉。在这种情况下,直接使哈密顿算符对角化就能很好地解释所观察到的谱,但是所用的方法已经接近于它适

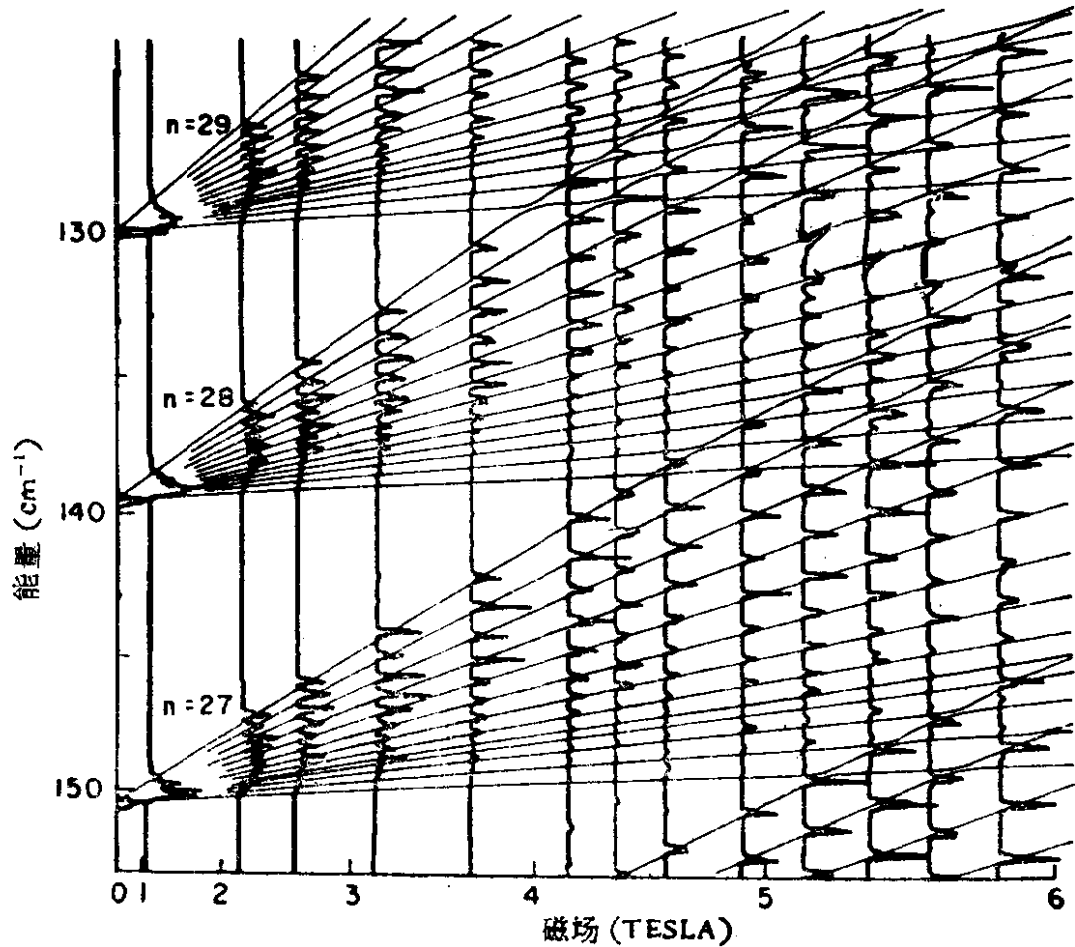


图 18.5 Na 的抗磁结构。在 $n = 28$ 附近、 $m_l = 1$ 、 $m_s = \frac{1}{2}$ 的偶宇称能级的实验激发曲线。可调谐激光在所示的能量范围上扫描。能量的零点是电离极限。由被激发的原子的电离所产生的信号作为水平方向的尖峰出现。水平标度是磁场强度的平方。计算的能级以细线表示。由于激光扫描的非线性而引起了某些偏差(取自参考文献 [9])。

用的极限。对于更大的 n 或更强的磁场，将需要一些新的理论方法。

高里德伯态的电子轨道是很大的，这大大增大了相邻里德伯态之间跃迁几率。对于 $n \gtrsim 30$ ，这种跃迁是处于射频和微波波段。小于或等于 10^{-6} W/cm^2 的强度就可使 $ns \rightarrow n'p$, $nd \rightarrow n'p$ 等单光子跃迁饱和，而小于或等于 10^{-2} W/cm^2 的强度可使 $ns \rightarrow n's$, $nd \rightarrow n'd$ 等双光子跃迁饱和。由于射频和微波的测量固有地比光学测量要精确，所以研究里德伯态之间的跃迁就允许我们更精确地推导出精细结构的分裂、量子亏损、极化率等等^[10]。

这类实验的装置类似于图 18.4 所给出的，只不过此时在光激发原子上加一个附加的射频或微波场。如果可以消除在相互作用区内的剩余静电场，微波跃迁的谱分辨率可以好于 1 MHz。由于里德伯态的静场电离的阈场反比于 n' ，这就使跃迁的探测变得很容易。在平板电极上加一锯齿形电势（随时间线性地增加），信号就会以图 18.6 所示的脉冲形式出现。每个脉冲（用电势来标志）

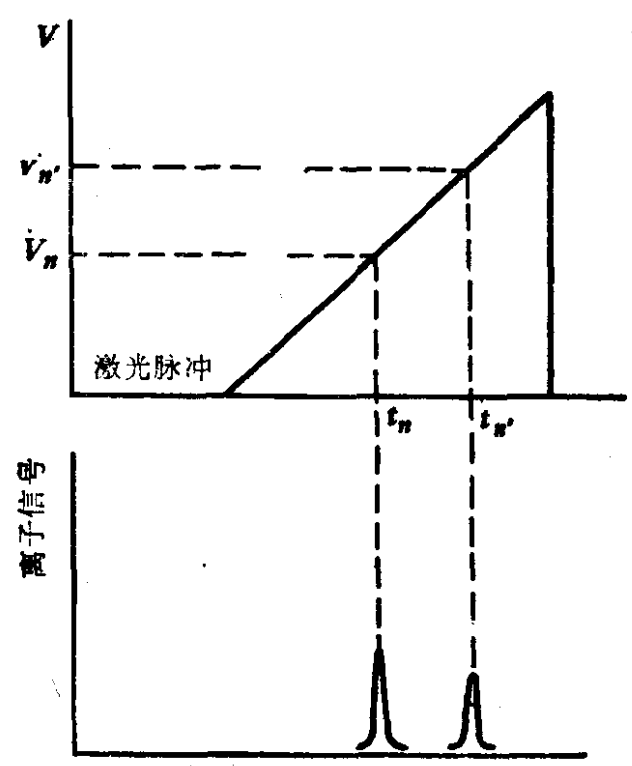


图 18.6 当外加静电势作线性扫描时，由里德伯谱仪所探测到的离子信号。在激光脉冲激发之后，在 V_n 和 $V_{n'}$ 处的两个信号脉冲是里德伯态 $|n\rangle$ 和 $|n'\rangle$ 中的布居的度量。