

太阳光谱线的快速变化*

叶式辉

(中国科学院紫金山天文台)

提 要

太阳光谱线呈现出复杂的快速变化,这是各种动力学过程的反映。近年来随着光谱观测的空间和时间分辨率的提高以及理论研究的深化,这方面的工作取得了重大进展,本文对此作综合的论述。第一节叙述太阳大气动力学过程的光谱特征及其诊断原理。第二节介绍近30年来观测工作的概况。第三节讲述理论研究的原理和一些主要结果。第四节对今后的研究提出一些概括性的意见。

一、引 言

1. 基本概念

经典的理论天体物理学以“平衡”的假设为基础。这假设包括静力学平衡、辐射平衡、局部热动平衡等,它们都是与实际情况相差很远。现在仅述静力学平衡。高分辨率的太阳光谱观测早已表明,一条夫琅和费谱线往往呈现出极为复杂的精细结构(例如见专著[1]的图5-3),并且这些细节一刻不停地变化。因此可以肯定,严格的静力学平衡在为数众多的天体上,例如在太阳大气中,根本不存在。实际上在等离子体不稳定性作用下,太阳大气充满着形形色色的物质运动。除天文学家早已熟悉的微观热运动和宏观湍流外,还有对流、振荡以及声波、阿尔文波、重力波等多种波动。近年来太阳物理学家逐渐摒弃静力学平衡的传统概念,从观测和理论两方面研究太阳大气中各种复杂的动力学过程。一种主要的研究方法就是本文所要描述的光谱诊断。

需要指出,对流运动是一种重要的动力学过程。对于它已经有比较完整和成熟的研究结果,其中包括光谱诊断方法(例如见文献[2])。大致说来,对流运动形成米粒组织,每一颗米粒的明亮核心在上升,而其暗黑边缘在下沉。这些升降运动使同一条谱线包含分别来自核心与边缘的强度不等的两条支线,它们各自紫移和红移。于是它们合成的谱线轮廓是不对称的,其等分线呈“C”形。由等分线的曲率可以了解对流运动的一些性质,这就是一种光谱诊断方法。既然对流运动的研究已经甚为成熟,本文专门论述振荡和波动的光谱诊断方法。

光谱诊断的理论基础是动力学过程与辐射转移,即是与谱线形成的关系。对这个关系,可以从两方面来进行探讨。一方面,动力学过程(例如等离子体波动)会使温度、密度、速度等物理参数在一定范围内起伏变化,这引起谱线的某些特征量(例如线心辐射强度)的改变。另一方面,辐射强度的变化反过来可以促成温度等参数的改变,又会影响动力学过程。因此

* 国家自然科学基金资助课题。

1988年6月4日收到。

两种因素相互有关,从其中之一能够设法推求出另一种因素。由于动力学过程很难直接看到,而光谱特征毕竟较为容易观测,因此切实可行的办法是通过谱线的某些特征量(例如线心波长、谱线轮廓和等值宽度)来了解动力学过程。这即是光谱诊断。

2. 动力学过程的光谱征兆

动力学过程可以产生哪些光谱征兆?总结说来有以下四项:(1)谱线位移;(2)谱线致宽;(3)等值宽度变化;(4)轮廓不对称性。造成这些征兆的物理条件可以说明如下。

(1)由于多普勒效应,视向速度引起谱线位移,这是尽人皆知的常识。现在需要谈到,只有在谱线形成的深度范围内和摄谱仪狭缝所对应的日面局部区域内,发出谱线辐射的原子的视向速度完全一样时,谱线才有一个确切的多普勒位移。但是这个条件很难严格满足,因此在一般情况下由谱线位移量($\Delta\lambda$)按多普勒效应算出的视向速度 $v=c\Delta\lambda/\lambda$,很难认为是正确的数值。

(2)一般说来,在上述发出谱线辐射的体积内视向速度或按一定分布规律变化,或是杂乱无章,逐点而异。不同的视向速度引起不同的多普勒位移,于是谱线进一步变宽。从原理上说来,这种致宽机制与气体质点的热运动和湍流并无轩轻。

(3)动力学过程可使谱线形成区域的温度、压力等物理参数起伏变化,这会引引起谱线轮廓的变形和等值宽度的改变,并进而影响生长曲线。这方面的详细情况将在第三节叙述。

(4)速度场梯度与热力学参量(例如能源函数)的变化耦合在一起,可使谱线轮廓成为不对称。为了说明这一点,可以认为一条谱线的轮廓是由不同大气层次的子轮廓迭加而成的。如果速度场有一定的深度梯度,则子轮廓各有不同的位移。此外,假若能源函数也随深度变化,因而子轮廓的强度各不相等,于是由子轮廓迭加合成的总轮廓就成为不对称的了(这方面的详细计算方法和结果见文献[3])。

3. 光谱诊断的复杂性

光谱诊断的内容是利用由实测得出的某一项或某几项光谱特征(例如谱线中心的强度和波长的变化),去推断某种动力学过程(例如阿尔文波的传播)的性质。这就要求我们首先对阿尔文波传播所引起的谱线强度和波长的起伏变化作系统的理论研究,并计算出一整套图形或表格,然后付诸实用。这样的诊断方法看起来似乎简便易行,实际上十分复杂。这主要是以下三方面的原因造成的。

第一,前面谈过了,我们对一条谱线所观测到的辐射来自太阳大气的一个很大的体积。具体说来,它的高度约为几百公里,截面积的线性长度也是几百公里,因此整个体积可达 10^6 立方公里。在这样大的范围内,大气的结构和各种物理参数远非均匀,现有的大气模型都甚为粗糙,因此我们的理论计算结果很难认为是精确的。进一步说,高度的不均匀性与快速变化结合起来,情况变得更为复杂和难于处理。

第二,我们在建立诊断方法时一般只能考虑一种物理过程,例如前面提到的阿尔文波的传播。但是实际上若干种过程往往同时存在,例如对流、振荡以及其他类型的波动都可能与阿尔文波并存,还可能互相影响。我们在做理论计算时要把这些情况全都包括在内,这至少在现阶段是很难办到的。

第三,前面已经谈到,动力学过程与辐射转移相互有关,它们的耦合是建立光谱诊断方

法所要处理的一个难题。尽管目前已有一些理论研究(详见本文第三节),但问题还没有很好地解决。

二、观 测

从六十年代初期起,光谱线的快速变化已成为太阳物理学的一个观测项目。最早的一项工作是Leighton等^[4]发现太阳的5分钟振荡。这是具有划时代意义的重大发现,它标志着日震学的诞生。Leighton及其同事们用威尔逊山天文台的60英尺太阳塔,使用像减法测定日面速度场,发现Ca I $\lambda 6102.8$ 、Fe I $\lambda 6102.4$ 等光球谱线有周期性的波长位移,其周期为 296 ± 3 秒,均方根的垂直速度约为0.4公里/秒。这项观测已经被后来多次类似的测量所证实。此外,还有不少有意义的谱线快速变化观测。下面对一些有代表性的工作作简略的介绍。

1. Mein^[5]利用Evans在萨克峰天文台使用12英寸望远镜对Ca II的红外谱线8498Å和8542Å拍摄的光谱资料,研究谱线轮廓上若干点的强度与波长的快速变化。光谱色散度为6.2mm/Å,在25分钟内以20秒的间隔拍照,观测时大气视宁度良好。Mein运用非局部热动平衡(NLTE)理论,建立一种权重函数方法来分析处理这批资料,并研究太阳大气的非均匀性。具体说来,他的做法是把谱线轮廓上一定点的强度的起伏变化转化成为大气模型的变化。更确切地说,是在“三成份模型”中冷、热和中间成份的相互消长。详细的计算方法留待下一节叙述。

2. Fossat和Ricot^[6]用Nice天文台折轴式折光望远镜对Na I $\lambda 5896$ 线翼的强度振荡做了大约200小时的测量。从这些资料的分析得出下列结果:(1)强度呈现5分钟振荡,它具有高斯型的随机性质,平均生存时间约为20分钟;(2)振荡的二维空间功率谱基本上也是高斯型的,频率在2至6兆赫之间;(3)对光球上3'尺度范围发现10分钟振荡。

3. Anderson^[7]用奥斯陆天文台太阳塔的地平式摄谱仪,观测Fe I $\lambda 5576.99$ 的快速变化。这是一条非磁敏线,适于作速度场测量。他在大约8小时内对这条谱线及其邻近的连续光谱用光电装置作连续扫描,每15秒扫一次,共得到1870条光谱。在每次扫描时用电导行装置保证观测点的位置不变,而在下次扫描前太阳像位置适当移动,以抵消太阳自转的影响。对每一条光谱,在磁带上储存两组 130×1870 个“强度/时间”和“速度/时间”序列。经过计算机处理,对谱线轮廓上每一点可以得到强度和速度的时间序列。例如图1为线心强度的快速变化情况。图中横轴为光谱带的序号,纵轴为以连续光谱强度为单位的线心强度变幅的百分数。由图可以看出,线心强度的变幅约为1%,周期在5分钟附近。为了更确切地定出振荡周期,图2给出由整个8小时资料求得的线心强度变化的功率谱。图中最高点所代表的频率为 $\nu = 3.1 \text{ mHz} = 3.1 \times 10^{-3} / \text{s}$,由此可得周期为 $T = 1/\nu = 323^{\circ} \approx 5^{\text{m}}$ 。此外,图3还给出了 $\lambda 5577$ 的平均轮廓(虚线)、强度振荡幅度随波长的变化(实线)以及速度振荡幅度随波长的变化(虚点线)。图中的小圆圈代表Frandsen^[8]的理论计算结果(详细说明见第三节)。

需要说明,夫琅和费线的强度与波长的振荡基本上都属于5分钟振荡的范畴。尽管这种短周期振荡已经研究得甚为仔细,但通过激发和电离电位以及等值宽度各不相同的谱线的振荡,还有同一条线在轮廓上若干点的振荡,可以了解5分钟振荡在太阳大气各层次的传播和

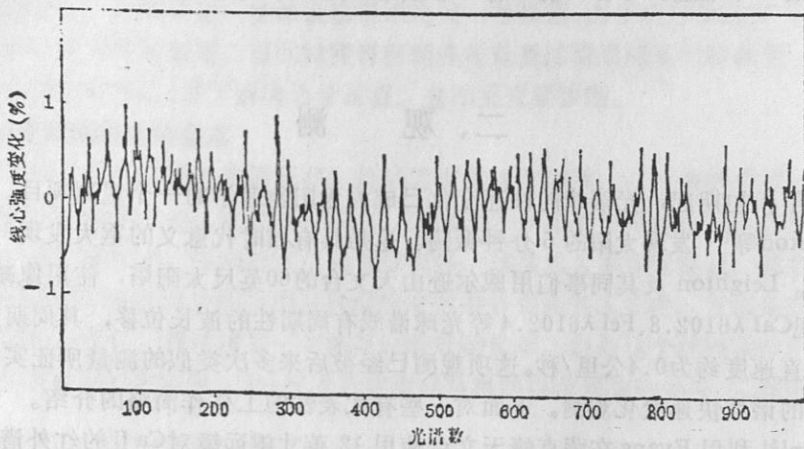


图1 Fe I 15576线心强度的振荡

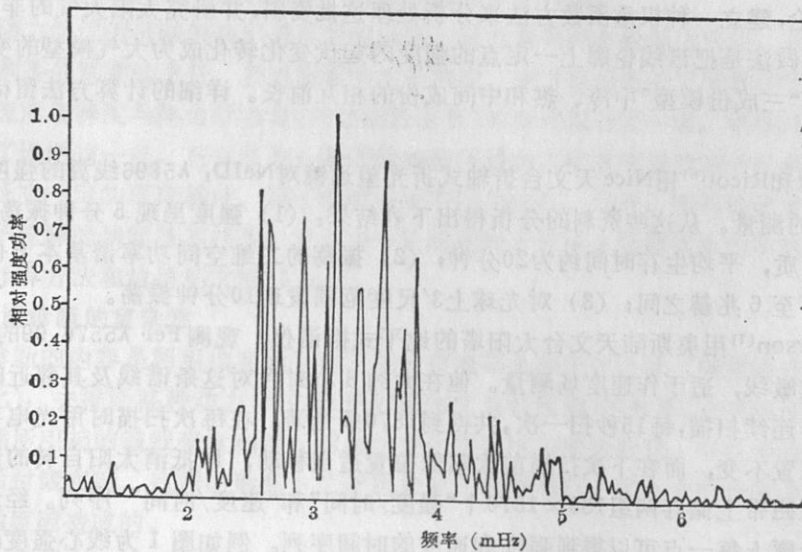
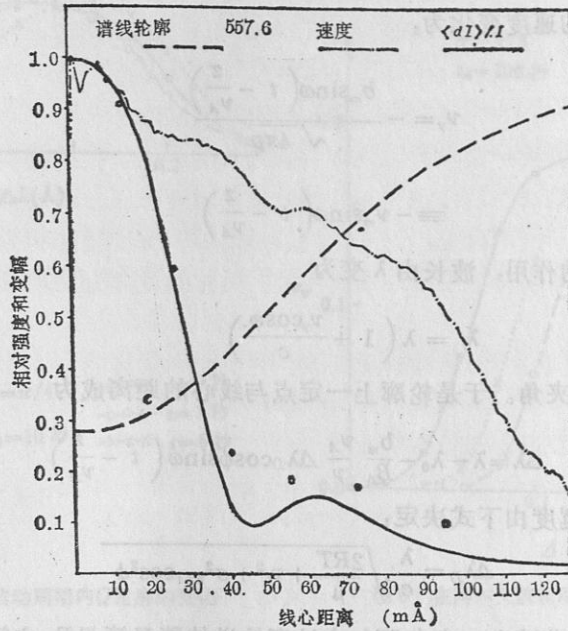


图2 线心强度变化的功率谱

变化, 这也是一个有意义的研究题材。

4. Holweger等^[9]测量等值宽度的振荡。他们用当代世界上最大的太阳望远镜——基特峰(Kitt Peak)天文台的McMath望远镜, 于1973年10月25至31日, 在6078—6093 Å波段内拍Fe I λ 6078.50等12条谱线和6327—6340 Å的Ni II λ 6327.60等8条谱线, 以46.4秒的时间间隔测量它们的等值宽度随时间的变化。结果表明, 等值宽度呈现出周期性的振荡。以 λ 6078为例, 等值宽度的平均值为 $W_{\lambda}=87\text{m}\text{\AA}$, 而起伏变化的幅度为 $\Delta W_{\lambda}=0.60\text{m}\text{\AA}$ 。等值宽度振荡的周期也是5分钟。值得注意的是, 等值宽度和视向速度两者不是同位相, 而有 120° 的位相差。

除掉上述四项观测外, 还应提到Keil^[10]对光球谱线波长位移振荡的测量, Artzner^[11]对

图 3 $\lambda 5577$ 的轮廓和振荡

H L_α、MgK $\lambda 2795$ 和 Ca II K 的自反转快速变化的同时性观测；Thomas 等^[12]对黑子本影及其上面的色球和色球-日冕过渡区进行同时的振荡测量；Cavallini 等^[13]对一条非磁敏线和三条磁敏线(都是中性铁线)，精细测量从线心到线翼的振荡变化情况；Tsubaki 等^[14]对宁静日珥观测 Ca II K 线的强度变化，求得的振荡周期为 240 秒，但对谱线宽度没有发现周期性的变化。

总的说来，将近 30 年来对太阳光谱线的快速变化已有多项观测，但主要是对光球的夫琅和费线进行的，并且每次观测的时间都较短，资料不够完整。系统而全面的测量还有待于进一步开展。

三、理 论

太阳的光谱线，至少是若干条夫琅和费线，无论在辐射强度、波长位置、等值宽度等方面都有快速振荡，这可以说是确定无疑的了。但是要建立一种理论来圆满地解释这些观测事实，并用它创造出有效的光谱诊断方法，却非容易事(有关的困难和问题已在第一节中谈到)。从六十年代初期起，已有不少天文学家从事这方面的研究(早期的工作例如参见文献 [15—19])。近年来的理论工作有一些进展，我们在下面作扼要的叙述。

1. 叶式辉和金介海^[20]在 Maltby 工作^[21]的基础上，对阿尔文波所引起的太阳黑子的磁敏谱线的振荡，建立了初步的理论。按 Parker 的主张，阿尔文波的传播导致黑子的冷却。我们在这个前提下计算阿尔文波所引起的磁敏线 Fe I $\lambda 6302.499$ 的 I 、 Q 、 V 三个斯托克斯(Stokes)参数轮廓的振荡。

当阿尔文波在强度为 B_0 的磁场中沿 z 轴以速度 $v_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho}$ 传播时，与 y 轴上的磁场分

量受到的扰动相对应的速度变化为:

$$v_y = - \frac{b_m \sin \omega \left(t - \frac{z}{v_A} \right)}{\sqrt{4\pi\rho}}$$

$$\equiv - v_m \sin \omega \left(t - \frac{z}{v_A} \right)$$

这时由于多普勒效应的作用, 波长由 λ 变为

$$\lambda' = \lambda \left(1 + \frac{v_y \cos \phi}{c} \right)$$

此处 ϕ 为 y 轴与视线的夹角。于是轮廓上一定点与线心的距离成为

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 - \frac{b_m}{B_0} \frac{v_A}{v} \Delta\lambda_D \cos \phi \sin \omega \left(t - \frac{z}{v_A} \right)$$

此处出现的多普勒半宽度由下式决定:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu} + v_t^2 + \sigma_{hor}^2 \cos^2 \phi}$$

σ_{hor} 为水平方向上的振荡速度。它与阿尔文波所输送的能量流量 F_A 之间有下列关系:

$$F_A = \rho v_A \sigma_{hor}^2$$

我们把这些公式代入海野和三郎^[23]建立的斯托克斯参数转移方程组, 由此求得 I, Q, V 三个参数轮廓的振荡情况。按我们的计算结果, 振荡的幅度甚大, 图 4—6 是一组例子。

现在需要强调指出, 我们在文献[20]中的计算采用不可压缩流体的假设, 即不考虑阿尔文

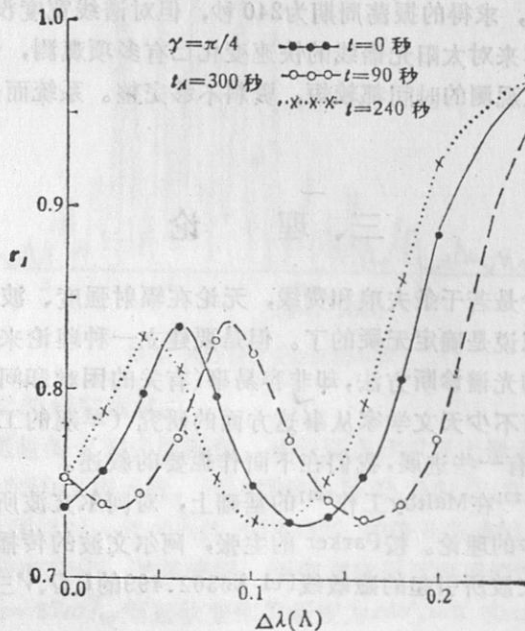


图 4 在阿尔文波波动周期内 I 轮廓的变化

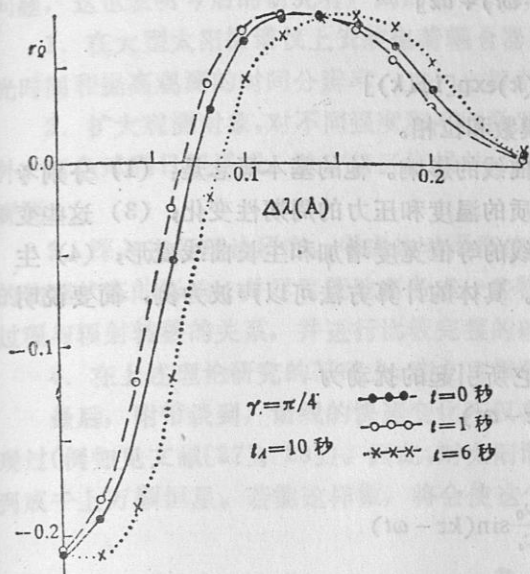


图5 在阿尔文波波动周期内Q轮廓的变化

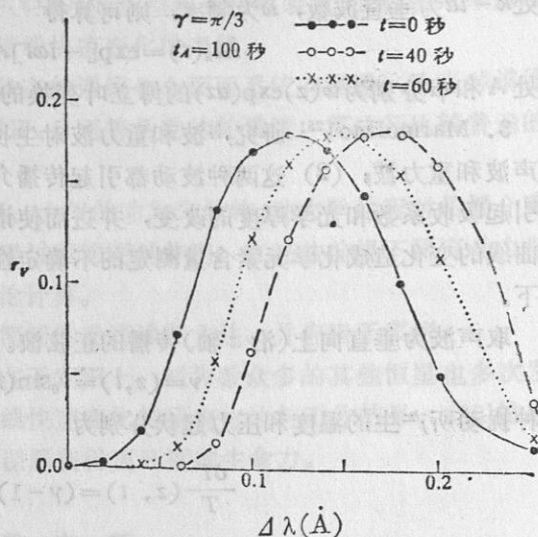


图6 在阿尔文波波动周期内V轮廓的变化

波所引起的温度、压力等物理参数的变化,这是与实际情况相差很远的粗略近似。我们在该文中对此有所考虑。具体说来,阿尔文所引起的压力变化为 $\Delta p = -b^2/8\pi$ 。取 b 为波动中的最大值 b_m ,我们对Kneer黑子本影模型^[24]中的六个高度算出 Δp ,并与该模型所给出的气压(p_0)对比。结果表明,一般说来 $\Delta p < p_0$ 。因此可以认为,不可压缩流体的假设近似成立。现在需要补充谈到,对太阳大气的某一个层次来说也许误差不大,但各层次的误差迭加起来可能造成不容忽视的影响。今后我们准备放弃不可压缩流体的假设,对阿尔文波在黑子中的传播作更精确的计算。

2. 前面已经谈到, Mein^[5]建立一种权重函数方法来研究太阳谱线的强度和 Doppler 位移的快速振荡。他首先取日面中心区谱线在波长 λ 处的非扰强度为

$$I_\lambda = \int_{-\infty}^{\infty} S(z)k(z)\exp\left[-\int_{-\infty}^{\infty} Y(z'-z)k(z')dz'\right]dz$$

此处 $S(z)$ 为能源函数, $k(z)$ 为吸收系数。当 $z < z'$ 时, $Y(z'-z) = 0$,而在 $z > z'$ 时, $Y(z-z') = 1$ 。设 $S(z)$ 和 $k(z)$ 的振荡都只与某一物理量的局部扰动 $x(z,t)$ 有关,于是谱线强度的变化为

$$\Delta I_\lambda(t) = \int_{-\infty}^{\infty} w(z)x(z,t)dz$$

此处 $w(z)$ 为权重函数。它的表达式为

$$w(z) = \left[k(z) \frac{\partial S}{\partial x}(z) + S(z) \frac{\partial k}{\partial x}(z) \right] \exp\left[-\int_{-\infty}^{\infty} Y(z'-z)k(z')dz'\right]$$

$$+ \frac{\partial k}{\partial x}(z) \int_{-\infty}^{\infty} S(z')k(z')Y(z-z')\exp\left[-\int_{-\infty}^{\infty} Y(z''-z')k(z'')dz''\right]dz'$$

权重函数 w 是高度 z 的函数,可由大气中一系列层次的扰动情况算出。当权重函数已知时,用前式便可计算谱线强度的变化。文献[5]给出计算的实例,即对一个在等温大气中传播的波

$$\text{取} \quad x(z, t) = \exp[i(kz - \omega t) + az]$$

此处 $k - ia$ 为垂直波数, ω 为频率, 则可算得

$$\Delta I_{\lambda}(t) = \exp[-i\omega t] A(k) \exp[i\phi(k)]$$

此处 A 和 ϕ 分别为 $w(z) \exp(az)$ 的傅立叶变换的模数和位相。

3. Marmolino^[25] 研究声波和重力波对生长曲线的影响。他的基本概念是: (1) 分别考虑声波和重力波; (2) 这两种波动都引起传播介质的温度和压力的周期性变化; (3) 这些变化引起吸收系数和光学厚度的改变, 并进而使谱线的等值宽度增加和生长曲线变形; (4) 生长曲线的变化造成化学元素含量测定的不确定性。具体的计算方法可以声波为例, 简要说明如下。

取声波为垂直向上(沿 z 轴)传播的正弦波。它所引起的扰动为

$$v = (z, t) = v_0 \sin(kz - \omega t)$$

这种扰动所产生的温度和压力起伏分别为

$$\frac{\delta T}{T}(z, t) = (\gamma - 1) \frac{v_0}{c_s} \sin(kz - \omega t)$$

$$\frac{\delta p}{p}(z, t) = \gamma \frac{v_0}{c_s} \sin(kz - \omega t)$$

此处 c_s 为声速, γ 为两种比热之比(对单原子粒子可取 $\gamma = 5/3$), k 为波数。

按文献[22]的计算结果, 声波和重力波都会引起谱线的不对称性(其数量和性质与谱线的激发电位有关)、谱线的位移(声波使低激发态谱线红移, 而高激发态谱线紫移)以及生长曲线的向上移动。由于过去没有考虑这种效应, 从生长曲线得出的元素含量可能有较大误差。

4. Christensen-Dalsgaard 和 Frandsen^[26] 采用灰体假设和爱丁顿近似(即取 $J = 3K$, 此处 $J = \frac{1}{4\pi} \oint I d\Omega$, $K = \frac{1}{4\pi} \oint \mu^2 I d\Omega$), 研究太阳大气中振荡与辐射转移过程的关系。他们在考虑振荡引起物理参数变化的前提下, 推导出一个复杂的转移方程式, 即文献[26]的式(2.35), 并建立了一整套计算方法。Frandsen^[8] 用这个方法计算 Fe I $\lambda 5577$ 的振荡情况, 结果如图 3 中的小圆圈所示。由图可以看出, 理论与观测大致吻合。主要的差别出现在线翼的一个小峰上。观测到的这个峰十分显著, 而理论计算结果却不明显。文献[7]对此做出的解释是, 理论计算所取谱线轮廓是对称的, 但实测的轮廓不对称。

总结说来, 太阳光谱线快速振荡的理论研究已经有了一个良好的开端。但是切实有效的光谱诊断方法还有待于建立。我们在文献[20]中计算的谱线振荡情况与阿尔文波传播的具体物理条件有关。因此如果能与实测结果相配合, 我们的计算可用于光谱诊断。但是, 前面已经谈到, 我们的理论计算基于不可压缩流体的假设, 这尚待改进。

四、展 望

太阳光谱线的快速振荡, 是当代太阳研究的一个蓬勃发展的新领域。将近 30 年来的工作已经有了一个初步基础。但由于客观现象的复杂和物理机制的深奥, 还存在许多悬而未决的

问题,这也表明今后的研究有广阔的前景。针对此情况,我们提出以下四点概括性的意见。

1. 在大型太阳摄谱仪上安装电荷耦合器件(CCD)等新型辐射接收装置,大幅度地缩短曝光时间和提高观测的时间分辨率,进一步探索谱线快速变化的规律。

2. 扩大观测对象,对不同强度和不同激发状态的谱线作全面而系统的测量。除光球谱线外,对色球和日冕谱线;除宁静区谱线外,对耀斑、日珥等活动体的谱线,都进行比较普遍的观测。

3. 深入进行理论研究。考虑热动平衡偏离、大气的非均匀结构、动力学过程对传播介质的物理状态的影响,并尽可能地多考虑一些物理过程的同时作用。在这些前提下研究动力学过程与辐射转移的关系,并进行比较完整的理论计算。

4. 在上述理论研究的基础上,建立可靠和简便的光谱诊断方法,并应用于实测。

最后,附带谈到,谱线的快速变化不仅存在于太阳上,对为数众多的其他恒星也多次发现过(例如见文献[27],[28])。因此,对太阳谱线快速变化的研究方法与工作结果,可以推广到成千上万颗恒星。若能这样做,将会使这个课题获得更旺盛的生命力。

参 考 文 献

- [1] Gibson, E. G., in *The Quiet Sun*, p.160, (1973).
- [2] Dravins, D. et al., *Astron. Astrophys.*, 96 (1981), 345.
- [3] Ye Shihui, Jin Jiehai, *Solar Phys.*, 96 (1985), 113.
- [4] Leighton, R. B. et al., *Ap. J.*, 135 (1960), 474.
- [5] Mein, P., *Solar Phys.*, 20 (1971), 3.
- [6] Fossat, E., Ricot, G., *Astron. Astrophys.*, 43 (1975), 243.
- [7] Anderson, B. N., in *Theoretical Problems in Stellar Stability and Oscillations*, ed. by M. Gabriel and A. Niels, p.220, (1984).
- [8] Frandsen, S., 同上书, p.303.
- [9] Holweger, H., Testerman, L., *Solar Phys.*, 43 (1975), 271.
- [10] Keil, S. L., *Astron. Astrophys.*, 82 (1980), 144.
- [11] Artzner, G., *Ap. J. Lett.*, 224 (1978), L83.
- [12] Thomas, J.H. et al., *Ap. J.*, 312 (1987), 457.
- [13] Cavallini, F. et al., *Astron. Astrophys.*, 173 (1987), 161.
- [14] Tsubaki, T. et al., *Publ. Astr. Soc. Japan*, 39 (1987), 179.
- [15] Erikson, G., Maltby, P., *Ap. J.*, 148 (1967), 833.
- [16] Teplitskaya, R. B., *Solar Phys.*, 6 (1969), 18.
- [17] Коэтик, Р. И., *Астрометрия и Астрофизика*, вып. 19 (1973), 44.
- [18] Cram, L. E., Keil, S. L., *Ap. J.*, 234 (1979), 768.
- [19] Durrant, C. J., *Astron. Astrophys.*, 76 (1979), 208; 89 (1980), 80.
- [20] 叶式辉, 金介海, *天文学报*, 22 (1981), 265.
- [21] Maltby, P., *Solar Phys.*, 5 (1968), 3.
- [22] Parker, E. N., in *Cosmical Magnetic Fields*, Oxford, (1979).
- [23] Unno, W., *Publ. Astr. Soc. Japan*, 8 (1956), 108.
- [24] Kneer, F., *Astron. Astrophys.*, 18 (1972), 39.
- [25] Marmolino, C., *Solar Phys.*, 112 (1987), 211.
- [26] Christensen-Dalsgaard, J., Frandsen, S., *Solar Phys.*, 82 (1983), 165.
- [27] Wilson, O. C., *Ap. J.*, 153 (1968), 221; 226 (1978), 379.
- [28] Zarro, D. M., Zirin, H., *Bull. Amer. Astr. Soc.*, 16 (1984), 508.

The Rapid Variations of Solar Spectral Lines

Ye Shihui

(Purple Mountain Observatory, Academia Sinica)

Abstract

The spectral lines of the Sun exhibit complicated and rapid variations which are the response of various dynamical processes. In recent years due to the improvement of both spectral and temporal resolution in spectral observations as well as the deepening of theoretical interpretation, works in this field have achieved much progress. A comprehensive account is presented in this paper. The first section describes the spectral features of the dynamical processes in the solar atmosphere and the principles of their diagnostics. The second section gives a brief description of observational works in the last thirty years. The principles of theoretical research and its main results are dealt with in the third section. Finally, in the fourth section we propose some comprehensive suggestions for further studies.