

谱线形成深度的理论及其应用 (I): 贡献函数和谱线形成深度

屈中权 丁有济 张霄宇 陈学昆

(中国科学院云南天文台 昆明 650011)

摘 要

本系列文章中给出了谱线形成深度理论的发展特别是其最新进展, 分别叙述了与此理论相联系的贡献函数和响应函数的演化过程, 讨论了此理论的应用特别是用于太阳矢量磁场空间三维结构的推导。在这第一篇文章中, 叙述了与贡献函数相关的理论, 指出了应用此理论的局限性, 并讨论了唯一性问题。

关键词 谱线: 形成 — 谱线: 轮廓 — 辐射转移 — 太阳: 磁场

1 引 言

谱线形成深度的理论起源于对恒星研究与深度有关的现象的了解。一个比较自然而朴素的想法是: 不同的谱线形成于不同的深度, 我们就可以从这些谱线获取确定深度处物理学参量的信息, 于是通过形成于不同深度的谱线便可开展与深度有关的现象的研究。事实上, 每一条谱线都起源于大气的某一深度范围, 在此深度范围产生谱线的粒子通过发射或吸收在其波段范围内的连续辐射背景上产生发射或吸收线。由于恒星大气结构的复杂性, 辐射在其传播过程中与粒子和场均发生相互作用, 即辐射转移过程, 其结果便是能被接收到的表面出射辐射。这些相互作用过程包括了吸收、发射、再发射、散射等等一系列过程, 对它们的描述便是辐射转移方程, 因而这些方程便成为大多数人研究谱线形成深度的出发点。

一般地, 与形成深度的理论紧密联系的是贡献函数 (contribution function, 简称 CF) 和响应函数 (response function, 简称 RF)。贡献函数描述的是大气中每一层次对观测量的相对贡献, 它一般被指定为由转移方程推出并以积分形式给出的出射量表达式中的被积函数。响应函数是表征观测量对大气层中物理学参量变化敏感程度的函数, 它的产生一般是对转移方程运用类似于量子力学中常用的微扰法求解, 或对由此方程导出的出射量表达式中取微扰而

1995年12月1日收到

国家自然科学基金资助项目 云南省科委应用基础研究基金资助项目

得出。大多数研究者考虑的观测量通常有以下三种: (1) 出射辐射强度 I ; (2) 谱线深度 $I_c - I$ (I_c 为连续背景辐射强度); (3) 谱线相对深度 $(I_c - I)/I_c$ 。从贡献函数得出谱线形成深度也有不同的数学手段, 普遍采用的是: (i) 取贡献函数的极值对应的深度; (ii) 以这些函数作为权重因子计算出等效形成深度; (iii) 将这些函数沿深度的积分分为相等两部分对应的深度。定义 (i) 对那些贡献函数具有一个以上峰值的情形将给出一个以上的形成深度, 定义 (ii)、(iii) 在贡献函数沿深度变化具有正负值时将遇到困难; 再者, 转移方程中对光学深度取不同标度得出的贡献函数变换到相同标度 (如几何深度) 也会产生不同的结果, 这是因为这些标度相互之间的变换函数并不是线性的。可能的标度选择有: 几何深度或光学深度以及光学深度的对数。以上 3 种定义并未完全概括所有的情形, 有的人不通过这两类函数而直接定义等效深度, 如 Aslavov^[1] 通过假设单调视向速度分布与连续谱光学厚度的关系来得到这个深度; Parnell 和 Beckers^[2] 在研究太阳自转时直接将这个深度定义为把其上下层次弱线辐射对深度的积分相等的深度; 而 Makita^[3] 则认为当谈论吸收线的等效形成深度时, 即假设了所有的吸收源集中在无限薄的线心光学厚度 τ_0 处, 而这个深度即所求的等效深度。但是这几种定义对今后的发展没有产生影响, 故在此文中不再详述。

章振大在他编著的《太阳物理学》^[4] 一书中对与贡献函数有关的课题作了一些很有意义的阐述。以下我们从历史的角度对这个很多人付出大量劳动的理论发展情况给予简要的描述。分 3 篇文章叙述贡献函数的发展及最新进展、响应函数的产生和发展和新近发展起来的太阳矢量磁场空间三维结构的推导方法。虽然最终我们只考虑这个理论在导出恒星特别是太阳中矢量磁场的空间三维结构中的应用, 但由于偏振情形是非偏振情形的自然推广, 我们将只叙述非偏振情形的理论。文中基本保留了所引用文献中的符号, 没有说明的符号都具有在光谱分析中的通常意义。

2 贡献函数与谱线形成深度

构造贡献函数的目的在于得出谱线形成深度。它的研究起源于 30 年代初, Unsöld^[5] 就引进了对弱吸收线适用的“权重函数”的概念, 这个概念被 Pecker^[6] 推广到包括谱线吸收的情形, 于是才有了“贡献函数”的名称, 但直到现在仍然没有一个为大多数人采纳的贡献函数。尽管如此, 对它的研究加深了我们对谱线形成过程的认识。为了侧重于介绍最新的进展, 下面我们将它的发展分为 90 年代前、后给予陈述。

2.1 90 年代前的工作

Pecker^[6] 在只考虑净吸收的谱线强度的情况下, 由谱线相对深度定义得出其第一种贡献函数

$$C_1(\tau) = B e^{-\tau} [1 - (1 + \eta) e^{-\tau\nu}] / I_c \quad (1.1)$$

式中 τ_ν 为对应谱线吸收的光学厚度, B 为源函数。

另一方面, 对净吸收的谱线强度积分表达式作分部积分后, 再由谱线相对深度定义, Pecker 得到其第二种贡献函数

$$C_2(\tau) = \eta e^{-\tau\nu} g(\tau) \quad (1.2)$$

式中权重函数

$$g(\tau) = \left[\int_{\tau}^{\infty} B e^{-\tau} d\tau - B e^{-\tau} \right] / I_c \quad (1.3)$$

由此可看出考虑不同的出射量会导致差别很大的结果。

Elste^[7] 根据 LTE 下的转移方程得出表面出射吸收谱线线心相对深度的积分表达式

$$r_c = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\mu} g'_i(x) \frac{\kappa_c}{\kappa_g} e^{-y} \frac{10^x}{\text{Mod}} dx \quad (1.4)$$

将被积函数定义为贡献函数。式中 κ_g, κ_c 分别为线心和连续背景吸收系数，积分变量 $x = \lg \tau$ (τ 为连续背景的光学厚度)，而

$$y = \frac{1}{\mu} \int_0^{\tau} \frac{\kappa_c}{\kappa_g} d\tau, \quad \text{Mod} = 0.4329 \quad (1.5)$$

$$g'_i(\tau, \mu) = \int_{\tau}^{\infty} \frac{1}{I(0, \mu)} \frac{dB(\tau)}{d\tau} e^{-\tau/\mu} d\tau \quad (1.6)$$

g'_i 被称为‘积分权重函数’。

Gussmann^[8] 遵循 Elste 的相似路径但选择不同的标度，得出

$$r_c = \int_0^{\infty} g_d(\tau, \mu) (1 - \exp(-\tau_c/\mu)) d\tau \quad (1.7)$$

从而引入了另外一个贡献函数。式中 τ_c 为线心的光学厚度， g_d 被称为“微分权重函数”

$$g_d(\tau, \mu) = \frac{1}{I(0, \mu)} \frac{dB(\tau)}{d\tau} e^{-\tau/\mu} \quad (1.8)$$

从连续谱出射强度的表达式

$$I(0, \mu) = B(0) + \int_0^{\infty} \frac{dB(\tau)}{d\tau} e^{-\tau/\mu} d\tau \quad (1.9)$$

可给出其权重函数的物理解释：即强度 $I(0, \mu)$ 可以看成是对应表面温度的各向同性的黑体辐射与 Planck 函数 B 的梯度产生的各向异性的部分之和，因此权函数 g_d 刚好是由 $I(0, \mu)$ 归一化后光学深度 τ 处附近 $d\tau$ 层次给出的对各向异性辐射的贡献。

Ruhm^[9] 将 Elste 和 Gussmann 的两种贡献函数作了比较。如果把 Elste 和 Gussmann 的贡献函数化为一致的标度，作出这两种贡献函数的曲线，Ruhm 发现两者的差别异常大。这是因为两种标度的非线性关系所致。他认为 Gussmann 的贡献函数表述了当各向异性的辐射穿过光学深度 $\tau_c = \eta\tau$ 时哪一部分被吸收，而 Elste 的贡献函数则表明辐射中哪一部分通过了这一层次。对大于线心光学厚度的大气层，线心处的强度 I_c 会变为零，而 $r_c = (I_0 - I_c)/I_0$ (I_0 为连续谱强度) 将达到最大，这可从 Elste 的贡献函数曲线看出。考虑到一级近似，如果改变那些使 Elste 的贡献函数产生最大值的大气层物理条件，将会导致 r_c 的改变，而对更深层则不然。这就是从 Elste 的贡献函数可以得到确定层次信息的原因，而 Gussmann 的函数则不能给出这种解释，于是 Ruhm 选择了 Elste 的贡献函数。

Staupe^[10] 用辐射转移的概率解释引入贡献函数。他首先讨论了非偏振的情形, 指出表面出射强度表达式中被积函数作为贡献函数除以强度 I 后产生了相应贡献给强度 I 的概率密度:

$$p(\tau_c) = e^{-\tau/\mu} S(\tau) (1 + d\tau_\lambda/d\tau_c) / (\mu I) = C(\tau) / I \quad (1.10)$$

这种概率解释给出了物理上能很好成立的辐射强度 I 形成的平均深度概念, 从而自然产生期望值 $\bar{\tau}_c$, 它被指定为 I 的形成深度

$$\bar{\tau}_c = \int_0^\infty \tau_c p(\tau_c) d\tau_c \quad (1.11)$$

形成深度的方差 σ^2 同时也可由下式给出 (采用 Milne-Eddington 模型, 阻尼系数 a , 多普勒宽度 $\Delta\lambda_D$ 及矢量磁场不随深度变化)

$$\sigma^2 = \int_0^\infty (\tau_c - \bar{\tau}_c)^2 p(\tau_c) d\tau_c \quad (1.12)$$

与非偏振情形相似可得到概率密度 $P_i (i = I, Q, U, V)$ 及相应的光学形成深度 $\bar{\tau}_i$ 及 σ_i^2 。

Staupe 用谱线 FeI λ 6302.5 及取磁场强度 $H = 2500\text{G}$, 磁倾角 $\gamma = 60^\circ$ 进行了研究, 如果相应于偏振情形的贡献函数 $C(\tau_c)$ 出现负值, 则被解释为相应的大气层贡献出产生发射量子的数目多于对邻近的连续谱强度 I_0 有贡献的量子数。结论是: 一般来说谱线形成深度随辐射强度增大而增大, 在偏振情形下对应 Q、U、V 轮廓的形成深度也是如此。计算还表明贡献函数曲线的极大值处与从公式

$$\tau_c^* + \tau_\lambda = \mu$$

推出的 τ_λ 一致。

此外, 若令源函数 S 为谱线内光学深度 τ 的线性函数

$$S(\tau) = a + b\tau \quad (1.13)$$

代入相应的转移方程积分后可得

$$I(\mu) = a + b\mu \quad (1.14)$$

将此式与所谓的 Eddington-Barbier 公式

$$I(\mu) = S(\tau) \quad (1.15)$$

比较, 便可得出

$$\tau = \mu \quad (1.16)$$

这个表达式常常用来粗略地估计谱线形成深度^[4]。

直到最近, Staupe^[11] 仍然坚持这种概率解释, 在考察了别的研究者的工作后, 认为出现在 (1.10) 式中的贡献函数是唯一的, 不像由相对深度导出的贡献函数 (见以下讨论) 那样由分部积分可得出几种贡献函数。此外, 他认为不仅 τ 的一阶和二阶矩 (1.11 — 1.12) 可以得到有用的概念, 它的三阶矩也可表征轮廓的不对称性。但是他承认在导出物理学量分层结构方面, 响应函数 (见本系列文章的第 (II) 篇) 优于贡献函数。

Wittman^[12] 认为 Staude 的理论是比较合适的。他考虑了如下的情形：设想这样一个大气层模型：除高度 Z_H 处厚度为 Δx 的大气层外其他地方都不存在磁场。如果引入比较合适的反映各层相对贡献的量，那么由不同的 Z_H 计算得到该层次对斯托克斯参量的相对贡献就可获得。例如，如果磁场强度 H 由 σ 分裂的裂距 $\Delta\lambda_H$ 来计算，那么 V 轮廓的极大值振幅 V_{\max} 就是相应合适的可测量！Wittman 画出了 $\lambda 5250.2$, $\lambda 6173.3$, $\lambda 6246.8$ 和 $\lambda 6302.5$ 四条谱线的 $V_{\max} - \log \tau_c$ 图，采用 $H = 2000G$ 。结果表明原则上虽然我们不能定义一个单一的高度，但在 V_{\max} 达到最大值处对应的 τ 可以认为代表了 V 参量的形成高度。

Gurtovenko 等人^[13] 指出，以上的理论可以划分为两种类型：一种是考虑光球区域中产生出射辐射的层次；另一种着眼于谱线吸收产生的区域。de Jager^[14] 在 1952 年就指出了对于夫琅和费线这种区分的重要性，显然这两个区域不是相同的，也并不是互为补充的。譬如在极弱的发射线的情形，发射强度近似地等于邻近的连续谱线强度，两者的平均形成深度也近似相等并与吸收线形成区域无关。

对于存在于夫琅和费线中的发射部分：

$$I_1(\theta) = \int_0^{\infty} S(\tau) e^{-\tau \sec \theta} \sec \theta d\tau \quad (1.17)$$

其中 $\tau = \eta + \tau_\lambda$ 为线心的光学深度 η 与谱线邻近连续谱强度的光学深度 τ_λ 之和构成的总的光学深度，在以上的表达式中用 τ_λ 代替 τ 则

$$F_e = B(\tau) e^{-(\eta + \tau_\lambda) \sec \theta} (1 + \eta) \sec \theta \quad (1.18)$$

为相应于发射的贡献函数，式中 $\eta = \kappa_l / \kappa_\lambda$, $S(\tau)$ 为源函数， $B(\tau)$ 为 Planck 函数。对吸收的情形（以谱线强度为单位）

$$d_1(\theta) = \int_0^{\infty} B(\tau_\lambda) e^{-\tau_\lambda \sec \theta} \sec \theta d\tau - \int_0^{\infty} S(\tau) e^{-\tau \sec \theta} \sec \theta d\tau \quad (1.19)$$

$$F_d = B(\tau_\lambda) e^{-\tau_\lambda \sec \theta} (1 - e^{-\eta \sec \theta} (1 + \eta)) \sec \theta \quad (1.20)$$

他们认为上式的 F_d 代表弱线的情形，对强线按照 Pecker 在 1951 年的处理^[6] 有

$$F_d^* = g'(\tau_\lambda, \theta) \eta(\tau_\lambda) e^{-\eta} \quad (1.21)$$

而

$$g'(\tau_\lambda) = \int_{B(\tau_\lambda)}^{B(\infty)} e^{-\tau_\lambda} dB \quad (1.22)$$

以这种方式计算 g' 的原因在于函数 F_d^* 相应于从辐射强度中由吸收或其他原因减弱部分的量度。而 F_d 并不具有这样的意义，故 F_d^* 适合于得出夫琅和费线形成深度。对应于 F_d 和 F_d^* 的形成深度 $\tau_{\lambda d}$, $\tau_{\lambda d}^*$ 可分别通过权函数方法得出。

他们计算了 4 条谱线 FeI $\lambda 6098$, TiI $\lambda 6239$, ScI $\lambda 6156$, OI $\lambda 5210$ 在 LTE 下分别对应 d_c , $d_c/2$ 和 $d_c/8$ (d_c 为谱线线心深度) 波长点的形成高度。结果显示： $\tau_{\lambda d}^*$ 值不仅依赖于谱线强度，而且与原子参量有关，特别是对弱线，激发电势成为决定平均形成深度的主要因素；线心形成深度最浅，越往线翼形成深度越深。

Babii 和 Rikalyuk^[15] 首先列举了三种相应于发射、三种相应于吸收的贡献函数, 指出其中一些贡献函数之间的关系, 然后提出了物理意义上适合于夫琅和费线的对贡献函数的 6 个要求:

(1) 在谱线形成区域和连续谱形成区域不存在严格的界限。尽管谱线平均起来比连续谱形成区域要高;

(2) 在离谱线线心足够远的远线翼, 谱线的贡献函数应接近于连续谱的贡献函数;

(3) 贡献函数和由它得出的平均形成深度必须与激发势和电离势、元素丰度和振子强度有关, 特别是对应于越高的激发势的谱线一定是形成于温度增加的区域, 即光球的更深层;

(4) 贡献函数和由它得出的平均形成深度必须依赖于谱线的强度, 谱线形成深度越深, 吸收应越大, 相应地朝向我们的发射区域深度越浅;

(5) 向谱线线翼方向移动, 吸收线的形成深度应接近于邻近连续谱的形成深度, 尽管是以不同的方式接近;

(6) 贡献函数在各深度计算出的值不应由正变负或相反, 否则与平均形成深度概念相抵触。

对能得到最可靠的形成深度的贡献函数还需满足以下两个条件:

(1) 贡献函数用来计算 $\bar{\tau}$ 时必须与用来计算谱线轮廓的贡献函数一致;

(2) 理论计算出的轮廓应该与观测轮廓尽可能地接近。

在他们列举的 6 种贡献函数中, 只有相应于发射的贡献函数 CEF3 能满足以上所有条件。此贡献函数表述为:

$$\text{CEF3} = \frac{1}{\text{Mod}} \tau_{\lambda}^c S_{\lambda}^{c,1} \exp \left\{ -\frac{\tau_{\lambda}^c + \tau_{\lambda}^1}{\eta} \right\} \frac{1 + \eta_{\lambda}(\Delta\lambda)}{\eta} \quad (1.23)$$

其中

$$\eta_{\lambda}(\Delta\lambda) = \kappa_{\lambda}^1(\Delta\lambda) / \kappa_{\lambda}^c, \quad \text{Mod} = 0.4329 \quad (1.24)$$

上标 c 表示邻近谱线的连续谱, 下标 λ 对应谱线内的波长位置。

最后他们指出, 即使对弱线, 平均或等效的形成深度也只是具有近似意义的特征量, 这是因为甚至在弱线中不同的波长对应于不同的形成深度。在需要这个概念的地方, 也应考虑连续谱的形成深度, 因为在物理上没有什么理由把谱线内的吸收和连续吸收分离开来, 这与 Makita 的观点^[3] 相反。

尽管 Babii 和 Rikalyuk 的 6 条物理要求将与谱线吸收对应的贡献函数排除在外, 但 Magain^[16] 还是赞同 Gurtovenko 等人^[13] 的观点: 区分谱线发射产生的区域和谱线吸收形成的区域是极其重要的。

Magain 为导出自己的贡献函数, 首先写出相对深度 $R = (I_c - I_1) / I_c$ 的转移方程, 得出其表面的解, 然后将被积函数作为贡献函数, 以 $x = \lg \tau_0$ 为标度 ($d\tau_0 = -\kappa_0 dz$, κ_0 为与谱线线心的波长对应的吸收系数) 此函数可写为

$$C_R(x) = \mu^{-1} \ln 10 \cdot \tau_0 \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \left(1 - \frac{S_1}{I_c} \right) e^{-\tau_R/\mu} \quad (1.25)$$

其中

$$d\tau_R = \kappa_R \rho dz, \quad \kappa_R = \kappa_1 + \kappa_c \frac{S_c}{I_c} \quad (1.26)$$

S_c 和 S_l 分别为连续和线源函数。在本文中以下部分，其意义均同。

Magain 指出 $C_R(x)$ 具有一个非常好的特征，可给出谱线形成的一个直接解释。 C_R 只有在下述情形下才是非零的：

(1) $\kappa_l \neq 0$ ，因而某种吸收原子（或离子）存在从而导致夫琅和费线的产生。因此用此公式可计算诸如 τ_0 ， z ，温度 T 等的平均值，但有一个条件，就是 $C_R(x)$ 不能由正变负或相反，这对吸收线来说一般是满足的 ($S_l < I_c$)。那些对发射有贡献的层次，必须分开处理，即对吸收得出一个平均深度，对发射也得出平均深度；

(2) $S_l \neq I_c$ ，因而再发射与吸收不相等，于是谱线当 $S_l < I_c$ 为吸收谱线，而对 $S_l > I_c$ 则形成发射线。

用以上定义的贡献函数 C_R ，运用权函数方法可给出平均形成深度。

Magain 考虑了如下一种适合 C_R 而对大多数别的相应吸收线的贡献函数不适合的特殊情形：假设在大气某一层中不存在吸收 ($\kappa_l = 0$)，只有 C_R 和另外一种函数 $C_R^{(2)}$ 自动地为零，而若 $\tau_l \neq 0$ (即在所考虑的 $\kappa_l = 0$ 的层次和恒星表面之间存在着吸收粒子) 则其它的贡献函数不为零。那些在此层不为零的贡献函数表明，在吸收粒子存在的大气层之下存在着对吸收的某种贡献。这显然是违背物理原理的，因而作为表示吸收而不是发射的贡献函数，它们应当被抛弃。另一方面，将形成深度定义为源函数在此深度的值等于出射强度只给出了出射强度的起源区域，对吸收线则是毫无意义的。从而否定了由 Eddington-Barbier 公式导出的形成深度 (1.16)。

Magain 讨论了贡献函数 CF 的唯一性问题。他引用粒子分布函数指出从数学上的积分变换以产生新的贡献函数的荒谬性。他还批驳了 Babii 和 Rikalyuk^[15] 对贡献函数的第五个要求，认为这就要求当光学深度趋于零时，出射强度形成区域应接近于连续谱形成区域，但对吸收区域就不符合实际了。他以下面的例子来说明：在地面观测经常从太阳光谱中发现水蒸气产生的吸收谱线，很显然，即使该线很弱而我们从线心移向线翼时，它的形成区域也不会移向太阳，因它总是在地球大气层中形成的。在这种情形下， C_R 将正确地把它的形成区域定在地球大气层上，而 $C_R^{(2)}$ 和其他一些函数则不能。因而正如 C_R 预言的，弱吸收线并不需要和连续谱形成在同一深度。

由于 Magain 比较全面地考虑了问题的各个方面，并首次提出了用判决性实例甄别不同的贡献函数，因而产生了较大的影响。

Grossmann-Doerth 等人^[17] 认为 Magain 至少在原理上解决了吸收线贡献函数的确立问题。他们指出 Magain 求贡献函数的方法同样适用于偏振的情形，这是因为这些轮廓的产生也是归因于各种束缚 - 束缚跃迁过程。他们采用与 Magain 完全相似的路径，遵循 van Ballegooijen^[18] 采用 Jones 矩阵来写出转移方程的方法，首先写出谱线相对深度的 Jones 矩阵 R ，谱线吸收的贡献函数 $C_R(\tau_c)$ 可借助于为得出表面解的矩阵 T_R 和 F_R (其表述可在文献 [18] 中找到) 来给出：

$$C_R(\tau_c) = T_R^{-1} F_R (T_R^*)^{-1} \quad (1.27)$$

符号 * 表示对矩阵转置和取复共轭，上标 -1 为相应的逆矩阵。相应于 I、Q、U、V 的这种类型的贡献函数可由 C_R 的各元素给出的表达式写出

$$\begin{aligned} C_{R,I} &= C_{R11} + C_{R22}; & C_{R,Q} &= C_{R11} - C_{R22}; \\ C_{R,U} &= C_{R12} + C_{R21}; & C_{R,V} &= -i(C_{R12} - C_{R21}) \end{aligned} \quad (1.28)$$

Grossmann-Doerth 等人应用数值方法, 在 LET 下计算了太阳宁静区域 FeI λ 5250.2 的 $C_{I,Q,U,V}$ (相应于出射斯托克斯轮廓的贡献函数) 和 $C_{R,I,Q,U,V}$, 分别取了离线心距离 $\Delta\lambda = 0, 50, 100\text{m}\text{\AA}$ 的三个波长点, 结果再次表明, 两类贡献函数表现出完全不同的行为, C_I 在偏离 $\Delta\lambda = 50\text{m}\text{\AA}$ 波长点向线翼移动改变很小且越来越接近于连续谱的值, $C_{R,I}$ 随波长点的改变产生的变化也很大, 但在接近于连续谱的波长点时, 仍然不同于连续谱的贡献函数。这也再次证实了 Magain 的结论^[16]: 由束缚-束缚跃迁产生的吸收谱线可能与自由-自由跃迁以及束缚-自由跃迁产生的连续谱形成于很不相同的高度, 即使在吸收谱线很弱时也是如此。由数值计算出的 $C_{R,I,Q,U,V} - \log \tau_{5000}$ 曲线 (τ_{5000} 为对应于 $\lambda = 5000\text{\AA}$ 的连续谱的光学深度) 表明, 在同一波长点不同的斯托克斯参量形成高度也有差别。与此相反, $C_{I,Q,U,V}$ 在不同斯托克斯参量的最大值波长点位置, 形成高度几乎是相同的。

最后他们考察了这两类贡献函数对大气热力学参量尤其是对磁场的敏感问题。通过分别计算 $H = 0, 2000\text{G}$ 时 $\Delta\lambda = 80\text{m}\text{\AA}$ 处的 C_I 和 $C_{R,I}$, 结果显示 C_I 在这两种情形下在曲线最大值及附近很少变化, 以至很难区分。对 $C_{R,I}$ 则不然, 在 $H = 2000\text{G}$ 情形下谱线形成深度比 $H = 0$ 时更接近于太阳表面, 他们认为由于 $\Delta\lambda = 80\text{m}\text{\AA}$ 处斯托克斯 I 的 σ 分量达到其极小值, 故有以上结果。于是他们得出结论说, $C_{R,I}$ 不但对磁场 H 敏感得多, 而且对 H 的依赖也符合物理上的直觉。

2.2 90 年代的新进展

Bruls, Lites 和 Murphy^[19] 采用 Magain 的谱线相对深度贡献函数和 Grossmann-Doerth 等人的推广以及 Rees 等人的 DELO 的方法^[20] 处理 non-LTE 的问题, 分别考察谱线 FeI λ 5250.2 和 FeI λ 6302.5 在宁静太阳区、亮网络区、黑子半影以及本影 4 个区域的形成性质。

他们首先研究了非磁场情形下 $C_{R,I}$ 在四种模型中的情形, 结果发现 FeI λ 6302.5 在令磁场强度为零的情形下各种模型算出的结果很相似, 形成区域相差不大, 稍稍例外的是在较冷 (本影) 的模型中各个波长点贡献函数最大值中的最大者从线心往线翼移动了一些, 且开始表现出了线心和线翼形成区域的分离。对 FeI λ 5250.2, $C_{R,I}$ 在热模型 (宁静区, 亮网络) 和在冷模型 (半影, 本影) 中有很大的不同, 在冷模型中线心核形成高度比线翼部分形成高度高得多, 在谱线的多普勒核内的各波长点形成区域与线翼部分的形成区域完全分开了。这两条铁线在线心附近各波长点的 $C_{R,I}$ 的最大值位置与对应的 $\tau_\lambda = 1$ 符合得相当好。

接着他们考察了磁场存在的情形, 结果表明, 塞曼分裂的各分量对应的波长位置的形成深度比未发生分裂的谱线线心的形成深度更深, 这是因为各分量的光学厚度比未发生分裂时的要大, 这些分量比起发生分裂后的线心来则形成深度要浅, 但这依赖于塞曼分裂的形式。

他们指出 $\tau_\lambda = 1$ 这个高度确实是磁场中发生谱线分裂的各分量中心形成深度的很好近似, 但对一个多普勒核随深度强烈变化的谱线则不然, 因为此类谱线的多普勒核比线翼的形成高度要高得多。线心光学厚度 $\tau_{\lambda_0} = 1$ 近似于磁场造成分裂的最强分量的形成深度。FeI λ 6302.5 谱线在 4 种模型中由 $C_{R,I}$ 得出差不多同一几何形成深度, 因而它比 FeI λ 5250.2 更适合于磁场的测量。另外, 前者的激发电势比后者的要高, 故对温度的敏感更差, 也使得前者在这一方面优于后者。

Larsson, Solanki 和 Grossmann-Doerth^[21] 也运用 Bruls 等人采纳的贡献函数, 考虑了在太阳小磁流管中谱线形成高度的问题, 主要研究形成高度怎样依赖于磁流管参数如磁场强度、温度及温度梯度, 还有谱线参数如谱线强度、激发势和电离态。他们把计算限制在 LTE 范围

内及小尺度的磁结构中,采用著名的太阳宁静区 HSRA 模型及其他三个模型。他们一共计算了 20 条 FeI, FeII 谱线,其中 11 条为真实的谱线其余 9 条则为假想的谱线。它们分别代表了激发势为高、中、低和出射辐射强、中、弱,以及不同的 Landé 因子谱线。文中特别提到了对 Q、U、V 的 C_R 可能随高度改变正负号的情形,认为这是因为它们是两个相互正交振动模式之差造成的,因此这两种振动模式形成于大气的不同高度。他们采用 C_R 的重心来代表形成深度,强调了平均形成深度只是延伸到较广的形成区域的一个粗糙表征。

在考察贡献函数的一般性质时,他们指出磁光效应尽管在充分强的吸收线中 Q、U 轮廓的线翼部分造成了振荡,但对平均形成深度的影响很小。对小尺度的磁结构而言,只需考虑 I 和 V 两个量,且只考虑 I 的线心和 V 的线翼部分的极大值对应的 C_R ,这是因为在一般情形下 Q_{\max} 、 U_{\max} 所在波长点的 C_R 与 V_{\max} 相应点的 C_R 类似;另一方面,形成高度强烈地依赖于大气模型和谱线参数。他们设想了以下两种情形来考察 C_R 的行为:第一种情形是整个大气在 $\lg \tau = -1.5$ 之上磁场强度 H 为零,以下 $H = 1000\text{G}$;第二种情形恰好相反。计算表明在第一种情形下,当 $H = 0$ 时 $C_{R,Q}$ 、 $C_{R,U}$ 和 $C_{R,V}$ 均为零。而在第二种情形下,在非磁场区域 $C_{R,Q}$ 、 $C_{R,U}$ 和 $C_{R,V}$ 却都不为零。于是他们得出结论:在某种特定条件下,斯托克斯 V、Q 和 U 可以从大气的无磁场存在的部分得到贡献。通过贡献函数 C_R 的计算,上面两种表现上不一致的 C_R 得到了解释。以上例子说明了相应于谱线吸收的贡献函数仅依赖于所考虑的深度以上的大气的性质。

他们还考察了 C_R 受温度的影响问题。像斯托克斯轮廓本身一样,它们的形成深度以一种复杂的方式依赖于大气的温度分布,而这种方式又依赖于电离态和激发电势。他们根据几个不同的大气模型计算的结果表明,激发电势较小(一般小于 3eV)的 FeI 线当温度升高时其出射强度被大量地减弱,因而它们的形成深度更深,其中线心部分比线翼形成深度向大气里层移动范围更大。与激发电势低于 3eV 的铁线相比,激发电势高的铁线受到的减弱和形成深度受温度的影响小得多,尤其是在线翼部分。另一方面,FeII 线则表现出完全不同的行为:温度很难影响到谱线强度,而它们的形成高度当温度增加时反而增加。他们也研究了温度梯度对形成深度的影响,认为影响温敏谱线形成深度最大的参量便是温度梯度,这表现在不仅不同的温度梯度导致平均形成高度的变化,而且也影响到贡献函数的宽度(如全半宽)。结果表明,低激发电势的 FeI 线对温度结构的敏感要比高激发电势的 FeI 和 FeII 线大得多。在温度梯度越大的情形下低激发电势 FeI 线形成高度要比高激发电势的形成高度要高得多,而由温度梯度最小的一个模型算出的结果表明它们几乎形成于同一高度。但是温度梯度并不改变线心和线翼形成高度之差。另一方面, V_{\max} 的形成高度对所有考虑的谱线和大气模型几乎为同一值,而斯托克斯 I 的线心形成高度则相差很大。

随后他们考察了磁场强度对形成深度的影响。一般来讲塞曼分裂大于谱线宽度时形成深度强烈地依赖于磁场强度。对没有分裂开的谱线来说,如果纵向磁场产生的塞曼裂距逐渐增大,则导致线心形成深度越来越深,而线翼部分尤其 V_{\max} 所在的波长点对应的形成深度增加,这种高度的增加直到谱线完全分裂时为止。对 Landé 因子不同的 FeI $\lambda 5250.2(g_{\text{eff}} = 3)$ 和 FeI $\lambda 5247.1(g_{\text{eff}} = 2)$,他们用 HSRA 模型计算了在不随深度变化的磁场 $H = 100\text{G}$ 、 1000G 和 3000G 三种情形下的 C_R 。结果表明,对强场和弱场,线心形成高度几乎相同,不论它们的谱线形状在磁场影响下有多大的不同;可是对中等强度的磁场,则可看出两条线的形成深度的差异,不过在 V_{\max} 处这个差别相对较小。

Gurtovenko 和 Sheminova^[22] 仔细考虑了导致夫琅和费线形成有关的所有吸收和发射过程, 强调了体现在转移方程中各项的意义及区别, 指出相应于不同观测量的贡献函数具有不同的意义。

夫琅和费线的形成是一系列在谱线范围和连续背景中吸收和发射过程的“链式”结果。如果不考虑出射连续谱, 则观测到的夫琅和费线强度

$$D_1 = \int_0^\infty \left[\int_{\tau_c}^\infty S_c(\tau_c) \exp(-\tau_c) d\tau_c - S_1(\tau_c) \exp(-\tau_c) \right] \times \exp(-\eta) \eta d\tau_c \quad (2.1)$$

他们认为上式积分中的被积函数便是对观测到的夫琅和费线普适的贡献函数 $F(D_1)$ 。夫琅和费线的真正平均形成深度只有借助于这个函数才能得到。当然, 在 non-LTE 情形下必须得知线源函数 S_1 和处于低能态的原子数目才能计算出 $F(D_1)$ 。

接着他们写出总的发射

$$I_1 = \int_0^\infty (S_c + \eta S_1) e^{-(\eta + \tau_c)} d\tau_c \quad (2.2)$$

上式中的被积函数便是表面出射发射线的贡献函数 $F(I_1)$, 为得出射线的平均形成深度必须用此函数来计算, 因而吸收线和发射线的平均形成深度从概念上来讲是完全不同的。

Gurtovenko 和 Sheminova 指出, 我们实际观测得到的量是 D_1 和 I_1 , 但是相应于与连续谱无关的出射强度 D_1^p , 谱线的发射部分 I_1^p 以及连续谱强度 I_1^c 的贡献函数同样包含了有用的信息。如 $F(D_1^p)$ 定义了这样一个层次范围, 其中选择吸收从出射连续谱中分离开来; $F(I_1^p)$ 则指出了出射谱线的量和深度分布; $F(I_1^c)$ 则定义了连续辐射在谱线范围内的深度分布和数量。可是只有 $F(D_1)$ 和 $F(I_1)$ 最具应用意义。

他们画出了在 LTE 下 6 条谱线线心处该文给出的贡献函数曲线。结果表明:

- (1) 不同夫琅和费线选择吸收的贡献函数 $F(D_1^p)$ 表明它们均形成在光球层中的不同层次;
- (2) 谱线吸收贡献函数 $F(D_1)$ 和谱线内发射贡献函数 $F(I_1^p)$ 以及 $F(D_1^p)$ 指出的形成深度差不多在同一范围内;
- (3) $F(I_1)$ 由线内发射和连续发射构成, 所以容易产生两个分得足够开的极大值。

即使在 non-LTE 下, 以上特征仍然保持不变。

Achmad 等人^[23] 试图导出既对吸收线又对发射线适用的贡献函数, 一个基于将连续和谱线出射辐射分离开来的函数, 在物理意义上明显且唯一。

与前面所有人不同的是, 他们考虑的不是出射辐射强度或相对谱线深度, 而是从辐射流 (radiation flux) 相对深度方面获取贡献函数的。

从辐射转移方程、单色平均辐射强度 $J_\nu(z)$ 和辐射流 $F_\nu(z)$ 定义出发, 可得到辐射流的转移方程, 然后对连续谱和总的辐射流 (下标 c 表示相应于连续谱的量, l 相应于谱线, t 相应于总的量) 可写出 F_c 和 F_t 的转移方程, 通过定义

$$R(z) = 1 - \frac{F_t(z)}{F_c(z)} \quad (2.3)$$

可得出其转移方程

$$\frac{1}{\rho} \frac{dR}{dz} = \kappa_R (R - S_R) \quad (2.4)$$

数学上可以定义无穷个吸收系数 κ_R 和源函数 S_R 满足上面的方程, 他们在文中列举了其中的 4 种. 从 R 的转移方程解出其出射量, 其被积函数可表示 τ_R 层对出射 R 的贡献, 将此量作为贡献函数, 在对数标度 $x = \lg \tau_0$ 下可写为

$$C_R(x) = \ln(10)\tau_0 \frac{\kappa_R}{\kappa_0} S_R e^{-\tau_R} \quad (2.5)$$

而

$$d\tau_R = \kappa_R \rho dz \quad (2.6)$$

κ_0 和 τ_0 为在参考频率处的吸收系数和光学厚度, 吸收中既考虑了真吸收也考虑了散射. 由于 κ_R 有众多的选择, 因而作为相对深度的贡献函数 C_R 也有各种不同的形状.

接着他们还遵循相同路径得出了总的出射辐射贡献函数以及分别相应于出射谱线辐射和出射连续辐射的贡献函数:

$$C_F^t(x) = \ln(10)\tau_0 \frac{\kappa_t}{\kappa_0} S_t(\tau_t) E_2(\tau_t) \quad (2.7)$$

$$C_F^l(x) = \ln(10)\tau_0 \frac{\kappa_l}{\kappa_0} S_l(\tau_t) E_2(\tau_t) \quad (2.8)$$

$$C_F^c(x) = \ln(10)\tau_0 \frac{\kappa_c}{\kappa_0} S_c(\tau_t) E_2(\tau_t) \quad (2.9)$$

其中

$$E_2(\tau_t) = \int_1^\infty \frac{\exp(-x\tau_t)}{x^2} dx \quad (2.10)$$

$S_t(\tau_t)$ 是在总的光学深度 τ_t 处总的源函数

$$S_t = \frac{\kappa_l}{\kappa_t} S_l + \frac{\kappa_c}{\kappa_t} S_c \quad (2.11)$$

他们指出 $C_F^l(x)$ 同样适合于 Magain 设想的地球大气层中水线的例子^[16]. 与 $C_R(x)$ 不同, $C_F^l(x)$ 的选择是唯一的. 另一方面, C_F^l 可以适用这样一个极其简单的例子: 在一盏作为连续辐射源的灯和观测者之间放置一个充满气体而产生部分吸收的管子, 考虑到不被吸收的频率部分因子 $E_2(\tau_t)$ 使得光源位置并不发生改变. 如果光子被吸收并且在观测者方向产生再发射, 那么由 $C_F^l(x)$ 描述的再发射处的位置和灯的位置将不同.

Achmad 等人比较了他们的 $C_F^l(x)$ 和 Magain 的贡献函数结果发现, 这两个贡献函数具有相似的行为.

为得出平均形成深度, 他们仍然采用的是权函数方法. 对强线线心附近, C_F^l 和 C_F^t 得出的平均形成深度一致, 对弱线 C_F^t 产生的平均形成深度接近于 $C_F^c(x)$ 指出的更深处.

在随后不久发表的文章中, Achmad^[24] 转而从一般出射辐射而非辐射流出发, 应用以上将连续谱和谱线分离的方法得出如下三个贡献函数

$$C_I^t = \ln(10)\mu^{-1}\tau_0 \frac{\kappa_t}{\kappa_0} S_t(\tau_t) e^{\tau_t/\mu} \quad (2.12)$$

$$C_I^l = \ln(10)\mu^{-1}\tau_0 \frac{\kappa_l}{\kappa_0} S_l(\tau_t) e^{-\tau_t/\mu} \quad (2.13)$$

$$C_l^c = \ln(10)\mu^{-1}\tau_0 \frac{\kappa_c}{\kappa_0} S_c(\tau_t) d^{-\tau_t/\mu} \quad (2.14)$$

其中上下标 t, l 和 c 的意义如上所述, 下标 0 相应于选定的参考频率. C_l^c 解释为大气层中谱线形成的贡献函数.

Achmad 在此文中再次用文献 [23] 的例子说明 C_l^c 的适用性. 接着用 5242Å 附近两条氧线 (激发电势分别为 0 eV 和 3 eV) 作出的三种贡献函数曲线表明, 这两条弱线的 C_l^c 和 C_l^l 的曲线很相似, 但 C_l^l 对这两条低和高的激发电势谱线表现出很大的差异, 低的激发电势谱线形成于更高层, 形成范围较广, 且线翼的形成高度也与连续谱形成高度不同, 高激发电势谱线形成于很深的层次, 且形成范围很窄.

Solanki 和 Bruls^[25] 将 Achmad 等人^[24] 在 LTE 情形下的理论推广到 non-LTE 的情形. 仿 Achmad 等人的方法可得

$$\begin{aligned} C_c(\lg \tau_c) &= \ln(10)\tau_c S_c(\tau_c) e^{-(1+\eta_l)\tau_c} \\ C_l(\lg \tau_c) &= \ln(10)\tau_c \eta_l S_l(\tau_c) e^{-(1+\eta_l)\tau_c} \end{aligned} \quad (2.15)$$

下标 l 和 c 相应于谱线和连续谱.

接下来他们写出偏振辐射转移方程

$$\frac{d\mathbf{I}}{d\tau_c} = (\mathbf{E} + \mathbf{\Omega})\mathbf{I} - \mathbf{1}S_c + \mathbf{\Omega}\mathbf{1}S_l, \quad \mathbf{1} = (1, 0, 0, 0)^+ \quad (2.16)$$

及其表面的形式解

$$\mathbf{I}(0) = \int_0^\infty \mathbf{O}(0, \tau_c)(\mathbf{\Omega}\mathbf{1}S_c + \mathbf{1}S_c) d\tau_c$$

式中 $\mathbf{\Omega}$ 即吸收矩阵, \mathbf{O} 为由下式定义的演化算符

$$\frac{d\mathbf{O}(\tau_2, \tau_1)}{d\tau_2} = (\mathbf{E} + \mathbf{\Omega})\mathbf{O}(\tau_2, \tau_1), \quad \mathbf{O}(\tau, \tau) = \mathbf{E} \quad (2.18)$$

\mathbf{E} 为 4×4 单位矩阵, 于是

$$\begin{aligned} C_l(\lg \tau_c) &= \ln(10)\tau_c \mathbf{O}(0, \tau_c) \mathbf{\Omega}(\tau_c) \mathbf{1}S_l(\tau_c) \\ C_c(\lg \tau_c) &= \ln(10)\tau_c \mathbf{O}(0, \tau_c) \mathbf{1}S_c(\tau_c) \end{aligned} \quad (2.19)$$

注意到 C_c 在磁场存在下的大气层中并不为零, 尽管相应于连续谱斯托克斯 Q、U、V 为零. 只有在那些满足 $\eta_l \approx \eta_Q \approx \eta_U \approx \eta_V \approx 0$ 波长点处, C_c 才成为非偏振时的连续谱贡献函数, 而 C_l 当远离谱线线心时趋向于零. 演化算符 \mathbf{O} 的计算采用 DELO 方法^[20].

Solanki 和 Bruls 比较了 C_l 和由 Magain 的方法推广的 Grossmann-Doerth 等人^[17] 的贡献函数 C_R . 重新将 C_R 写成如下的形式

$$C_R = \ln(10)\mathbf{O}(0, \tau_c) \frac{I_c(\tau_c)}{I_c(0)} \left[1 - \frac{S_l(\tau_c)}{I_c(\tau_c)} \right] \mathbf{\Omega}(\tau_c) \mathbf{1} \quad (2.20)$$

便可得出 C_R 与 C_l 的关系式:

$$C_R = \frac{C_l \tau_c}{I_c(0)} \left[\frac{I_c(\tau_c)}{S_l(\tau_c)} - 1 \right] \quad (2.21)$$

它表明:

(1) C_R 和 C_I 之比对所有的斯托克斯参量是相同的;

(2) 对吸收线 C_R 的峰值比 C_I 的峰值产生于更高的大气层。这一点在线翼部分最显著。在此情形下, C_I 的峰值产生于较低大气层。此性质可以从以下事实得出: 当 $\tau_c \geq 1$, $I_c \approx S_1(\tau_c) \approx B$, 而当 $\tau_c \ll 1$ 且对足够强的谱线 $I_c \approx I_c(0) \gg S_1(\tau_c)$ 。另一方面比值 $C_{R,I}/C_{I,I}$ 在谱线不同部分变化很大, 其中在强吸收线线心达到极大;

(3) C_R 对发射和吸收过程具有相反的值, 而 C_I 则不改变正负号。因而对有发射核的吸收线(如 Mg I $\lambda 1232$) C_R 出现正负不同的部分, 这可以通过项 $(I_c/S_c - 1)$ 作为高度的函数以及对发射线满足 $S_1 > I_c$ 看出。

3 评 论

从以上历史发展来看, 迄今还没有得到一个为大家所接受的贡献函数来导出谱线形成深度, 这主要是考虑的角度不同的缘故。如对太阳内部自转随深度的变化与对矢量磁场随深度的分布研究, 便不能给出相同物理意义下的谱线形成深度。即使对矢量磁场的测量, 由描述矢量磁场导致的偏振辐射的 4 个斯托克斯参量轮廓在同一波长点也不会得出同一的形成深度, 同时, 尽管大多数贡献函数都能给出线心比线翼的形成深度要高的结论, 但这就意味着谱线形成深度在谱线范围内随波长变化而不同, 因而谈论整条谱线的形成深度就失去了准确的意义。故形成深度概念的实用性重于其准确性, 通常被称为等效深度。

在以上众多的谱线形成深度理论中, 谱线形成深度被赋予了不同的意义。其一为原始的意义, 谱线形成深度即是在谱线范围内产生偏离连续背景辐射过程的深度; 对夫琅和费线而言, 则至少有 3 种以上的定义, 它们起源于如何描述吸收线的特征和是否将连续背景和选择吸收分开处理以及怎样从贡献函数得出形成深度; 其二为与某一不能直接观测到的物理量如速度场相联系的非原始的意义。我们面临着如下两种选择: (1) 认为其中某一个贡献函数是最适合的或者至少在原理上解决了问题, 其导出的深度可以代表形成深度, 如 Solanki 和 Bruls^[25] 认为 Achmad 等人^[24] 的工作、Grossmann-Doerth 等人^[17] 认为 Magain 的理论^[16] 都是唯一可取的; (2) 如 Gurtovenko 和 Sheminova^[9] 指出的那样, 但贡献函数并非唯一, 对应着不同出射量的贡献函数具有不同的意义, 虽然其应用价值有差别。

我们倾向于第二种选择, 并认为对考虑的观测量只有唯一的贡献函数与之对应。如当我们处理吸收和发射线时就需要相应的贡献函数^[16], 尽管 Magain 用粒子分布函数表明了用数学上的分部积分法导出新的贡献函数的荒谬, 但是这并没有证明贡献函数对这两种谱线是相同的。其次, 每一种贡献函数都有一定的适用范围, 正如章振大^[4] 指出的, 由于形成谱线的贡献函数随深度变化的曲线一般较宽, 尽管它提供了测定形成高度的方法, 但对高度的判别率很差。即使根据某一大气模型计算出的贡献函数出现明锐的峰值也是如此。这是因为任何用于计算的大气模型在空间上并不总是普适的, 而在同一区域其结构也会产生演化。正确的贡献函数必须具有明确的物理意义, 并能经受住类似于 Magain 提出的判决性实验的检验。因而对由 Eddington-Barbier 公式导出的形成深度就不能用于吸收线, 尽管它具有良好的可操作性。

参 考 文 献

- [1] Aslanov A. *Sov. Astron.*, 1964, 7(6): 794
- [2] Parnell R L, Beckers J M. *Solar. Phys.*, 1969, 9: 35
- [3] Makita M. *Solar. Phys.*, 1977, 51: 43
- [4] 章振大. 太阳物理学, 北京: 科学出版社, 1992
- [5] Unsöld A. *Z. Astrophys.*, 1932, 4: 339
- [6] Pecker J C. *Ann. Astrophys.*, 1951, 14: 115
- [7] Elste G. *Z. Astrophys.*, 1955, 37: 184
- [8] Gussmann E A. *Z. Astrophys.*, 1967, 65: 456
- [9] Ruhm H. *Astron. Astrophys.*, 1969, 3: 277
- [10] Staude J. *Solar. Phys.*, 1972, 24: 255
- [11] Staude J. *Solar. Phys.*, 1996, 164:183
- [12] Wittman A. *Solar. Phys.*, 1974, 35: 11
- [13] Gurtovenko E, Ratnikova V, De Jager C. *Solar. Phys.*, 1974, 37: 43
- [14] de Jager C. Thesis, Utrecht: Rijksuniversiteit Utrecht, 1952
- [15] Babii B T, Rikalyuk R E. *Sov. Astron.*, 1981, 25(4): 471
- [16] Magain P. *Astron. Astrophys.*, 1986, 163: 135
- [17] Grossmann-Doerth U, Larsson B, Solanki S K. *Astron. Astrophys.*, 1988, 204: 266
- [18] van Ballegooijen A A. In: Hagyard M J ed. *Measurement of solar vector magnetic fields*, NASA Conf. Publ. No.2374, Huntville,1985, Huntville: Marshall Space Flight Center, 1985: 322
- [19] Bruls J H M J. In: November L ed. *Proc. 11th NSO Sacramento Peak Summer Workshop. Solar Polarimetry, Sunspot 1989*, Sunspot: Sacramento Peak Observatory, 1990: 444
- [20] Rees D E, Murphy G A, Durrant C J. *Ap.J.*, 1989, 339: 1093
- [21] Larsson B, Solanki S K, Grossmann-Doerth U. In: November L ed. *Proc. 11th NSO Sacramento Peak Summer Workshop, Solar Polarimetry, Sunspot, 1989*, Sunspot: Sacramento Peak Observatory, 1990: 479
- [22] Gurtovenko E A, Sheminova V A. *Solar. Phys.*, 1991, 136: 239
- [23] Achmad L, de Jager C, Nieuwenhuijzen. *Astron. Astrophys.*, 1991, 250 : 445
- [24] Achmad L. *Solar. Phys.*, 1992, 138: 411
- [25] Solanki S K, Bruls J H M J. *Astron. Astrophys.*, 1994, 286: 269

(责任编辑 刘金铭)

Theory of Line Formation Depth and Its Application (I): The Contribution Function and the Line Formation Depth

Qu Zhongquan Ding Youji Zhang Xiaoyu Chen Xuekun

(Yunnan Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011)

Abstract

The development and new progress of the theory of line formation depth with its related contribution and response functions are stated in this series of papers, while the recent work is emphasized. The application of the theory, especially, to the derivation of the structure of solar vector magnetic fields is presented. In this first paper, the theory concerning the contribution function, its limitation and the issue of uniqueness are discussed.

Key words line: formation—line: profiles—radiative transfer—Sun: magnetic field