

「太陽物理学と恒星物理学の相互交流と将来的展望」研究会  
(2011年12月26-28日:東京大学)

# 恒星分光学の基礎

恒星分光解析で用いられる基本仮定と  
その改善に向けての展望

竹田洋一(国立天文台)

# 恒星分光学とは

恒星を分光観測して得られたスペクトルから

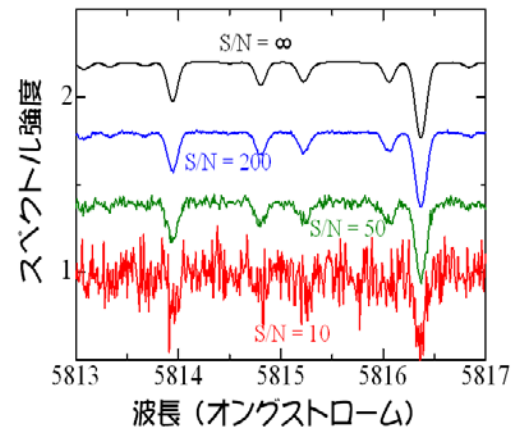
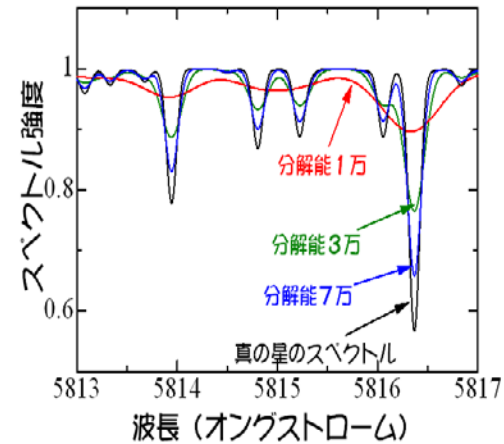
- 化学組成(色々な元素、対水素比、同位元素比)
- 大気のパラメータ(有効温度、重力加速度)、
- 表面物理状態(磁場、大気速度場、...)
- ひいては光度、質量など恒星の基礎物理量、...

などの情報を得ること

あるいはスペクトルの時間変動を観測して  
恒星の現象やガスの物理状態を解明すること

スペクトルの性質を決めるもの: 波長分解能とS/N比

波長分解能 ( $R \equiv \lambda/\Delta\lambda$ ) → 光を何色に分解するかの目安  
 $\Delta\lambda$ は二本の線をぎりぎり分解できる限界の波長間隔



# 分解能の違いによる分光学のジャンル

- 測光(光を数色から10色程度に分ける)
  - 簡単で広く行われているが得られる情報は限られる
- 低中分散分光( $\sim 10^2$ - $10^3$ 色)
  - 恒星スペクトル分類(現在では廃れつつあるが)
  - 公共天文台、個人の小望遠鏡でも(それ用の分光器も市販)
  - 連星、激変星、Be星などの活動星の研究も我が国では盛ん
- 高分散分光( $\sim 10^4$ - $10^5$ 色)
  - 光を多く分けて波長分解能高い $\rightarrow$ 多くの情報得られる
  - 光を薄める $\rightarrow$ 十分な光子を集めるには多くの時間がかかる
  - 暗い天体には不利
  - 観測機会が限られている
  - 稼動している高分散分光器があるのは国内ではたった2箇所(岡山観測所のHIDES分光器とぐんま天文台のGAOES分光器)
  - 恒星の化学組成や表面状態を詳しく研究する

# 恒星分光解析の手順

## 1. 観測(望遠鏡+分光器)

2. データをリダクションして1次元化し連続レベルで規格化したスペクトルを得る

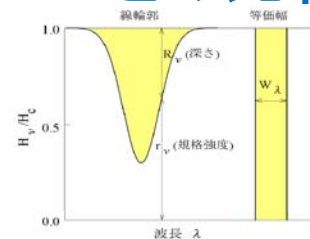
3. スペクトル線の同定(原子分子線データベースとの比較)

4. スペクトル線の強度や輪郭の定量測定

(IRAFなどを用いて行う)

IRAF: Image Reduction and Analysis Software

米国国立光学天文台(NOA)が開発して頒布しているフリーのソフトウェアパッケージで光赤外分野ではわが国で最も良く利用されている。



しかし恒星分光ではここまではほんの準備段階で、これからが解析の本番

5. それを大気モデルやスペクトル線計算プログラムで解析して情報を得る

# 恒星の大気からの輻射

恒星自体は光学的に厚いガス球

観測されるのは表面の薄い層(大気)から出てくる光

光のエネルギー分布

スペクトル線の強度・輪郭

→大気の構造で決まるのでそれを知ることが第一

ある波長での放射はその波長での「光学的深さ」が $\sim 1$

(光子の平均自由行程の程度の深さ)の層における

「放射能率の大きさ(源泉関数 $S$ :放射係数 $j$ /吸収係数 $k$ の比)」に

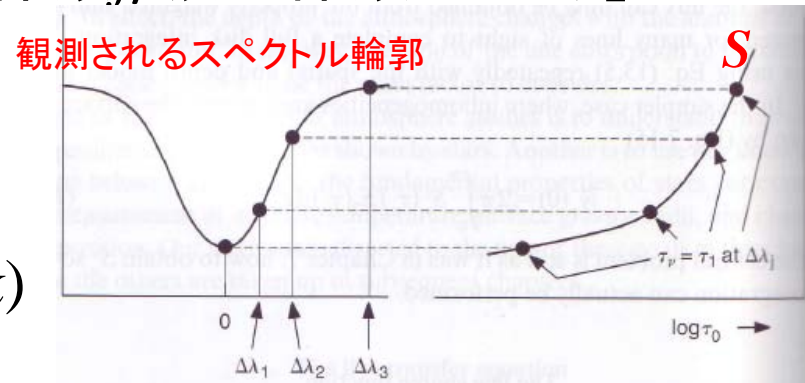
依存する

$$dt = kds$$

$$I(0) = \int j \exp(-t) ds$$

$$= \int (j/k) \exp(-t) k ds = \int S \exp(-t) dt \quad (S = j/k)$$

$$I(0) \sim S(t \sim 1)$$



その波長 $\lambda$ での光学的深さ  
 $\tau_\lambda \sim 1$ の層の $S$ を見ている

# 恒星大気の基本物理量：温度と圧力

$I(0) \sim S(t \sim 1)$

LTEの仮定では

$S$ は温度に依存のプランク関数 $B(\lambda, T) \rightarrow$ 温度 $T$ 次第で決まる

光学的深さは吸収係数で決まる

吸収係数は原子のレベル占拠数 $n_i$ (と遷移確率)で決まる

占拠数 $n_i$ はサハ-ボルツマンの式より温度 $T$ と圧力 $P$ がわかると決まる

$$n_i^\alpha = N^\alpha \frac{g_i^\alpha}{U^\alpha} \exp\left(-\frac{E_i^\alpha}{kT}\right) \quad \text{ボルツマンの式}$$

$$\frac{N^{\alpha+1}}{N^\alpha} N_e = \frac{U^{\alpha+1}}{U^\alpha} C^{-1} T^{3/2} \exp\left(-\frac{I^\alpha}{kT}\right) \quad \left( C \equiv \frac{h^3}{2(2\pi m_e k)^{3/2}} \right) \quad \text{サハの式}$$

$$P_e = N_e kT \quad \text{理想気体の状態方程式}$$

(これに加えて電荷保存の関係)

# 恒星大気モデリング

恒星大気モデル化とは？

外層大気温度 $T$ と圧力 $P$ の深さに対する依存性を求めること

本質的に重要なのが温度構造 $T(\tau)$

これがきまると圧力 $P(\tau)$ は静水平衡の式を解いて求まる

## [半経験的モデル]

観測(SED, スペクトル線輪郭, etc.)と合うように $T(\tau)$ を決める

まず最初に仮定してモデルを作り観測(SED, スペクトル線輪郭, etc.)と

合うように更に補正して, ... というように逐次近似的に決める

實際上太陽のみ

Holweger & Mueller (1974) のLTEモデル

Vernazza et al. (1981) のNLTEモデル

(Harvard-Smithsonian Reference Atmosphere)

など

# 標準的(古典的)恒星大気モデル

---基本仮定に基づいて理論的に計算---

①LTE ②平行平面 ③静的 ④輻射平衡

- LTE

占拠数 $n_i$ は局所的な温度 $T$ と圧力 $P$ (or密度 $\rho$ )で一意的に決まる  
(サハーボルツマンの式)

- 平行平面

比強度 $I$ は高さ $z$ と方向 $\mu$ のみの関数  $I(z, \mu)$

- 静的

静水平衡  $dP/d\tau = g/\kappa$

- 輻射平衡

$$\int \kappa(J-B)d\lambda = 0 \quad \longleftrightarrow \quad F_{\text{rad}} = \text{一定} = \sigma T_{\text{eff}}^4$$

対流によるエネルギー輸送が寄与する場合は  $F = F_{\text{rad}} + F_{\text{conv}} =$

$$\text{一定} = \sigma T_{\text{eff}}^4$$

- 輻射輸送方程式

$$\mu dI/d\tau = I - B$$

$T(\tau)$ は本質的に輻射平衡(エネルギー保存)の制約で決まる



# これまでの恒星大気モデルの目標と成果

大気モデル専門の研究者の第一の目的は

多様な恒星のエネルギー分布 (SED: Spectral Energy Distribution) を再現する事

→ カラーからのパラメータ決定、系外銀河のスペクトルの理解

KuruczのATLASモデル

Bell et al.のMARCSモデル

Allard et al. のPHOENIX モデル、など

本質的な問題は

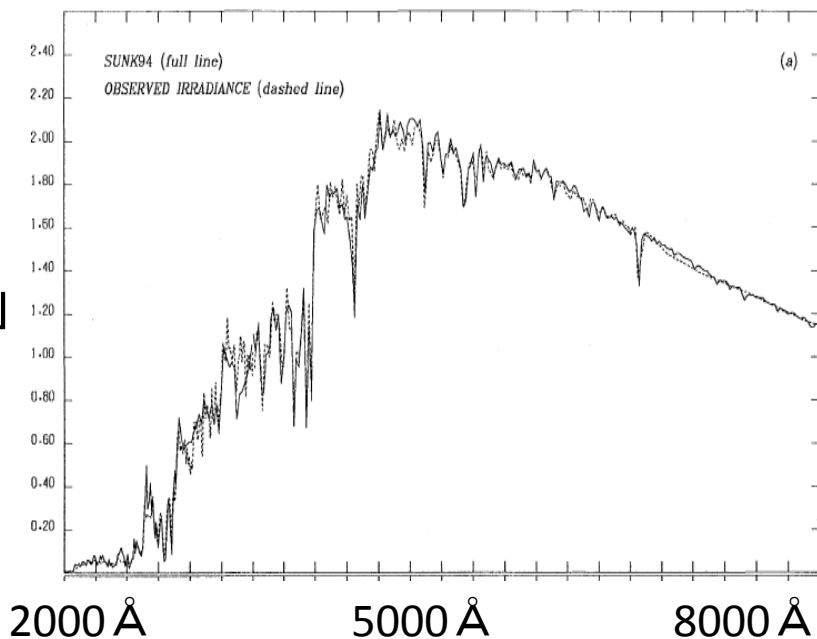
「無数のラインの吸収係数を如何に取り扱うか」

Kuruczを始めとする人々の努力や

原子分子データベースの進歩で

かなり実際に近いSEDが得られるように

- 統計分布関数の方法
- 線吸収サンプリングの方法



広いパラメータレンジにおけるモデルグリッドが既に計算されている

(あるパラメータのモデルが欲しい場合はグリッドをinterpolationすればよい)

これらの大気モデルの主たる目的は比較的深い層で決まるSEDであった

→ 高い層が絡んでくるスペクトル線の解析への単純な適用は要注意

# スペクトル線の解析(化学組成決定など)

--- 恒星分光(特に高分散分光)の本命 ---

線吸収係数  $l(\lambda) =$  全吸収能  $l_0 \times$  吸収輪郭  $\varphi(\lambda)$

全吸収能  $l_0 \propto$  下レベルの占拠数( $n$ )  $\times$  元素組成( $\varepsilon$ )  $\times$  遷移確率 ( $gf$ )

$n$ は $T$ と $P$ が与えられれば決まる

吸収輪郭 $\varphi(\lambda)$ はドップラー幅( $T$ 、微小乱流 $\xi$ )と減衰定数(圧力 $P$ に依存)で決まる

分光解析の際に必要な  
基本パラメータは4つ

$T_{eff}$ (有効温度)

$\log g$ (重力加速度)

[Fe/H](金属量)

$\xi$ (マイクロ乱流)  $\rightarrow$

使用する大気モデル  
の指定に必要

スペクトル線計算に必要

連続吸収係数 $\kappa$ も線吸収と同様に $T$ と $P$ が与えられれば決まる

結局大気モデルが与えられていれば化学組成( $\varepsilon$ )をパラメータとしてスペクトル線の輪郭あるいは強度(等価幅)を計算できる  
 $\rightarrow$ 観測と比較して $\varepsilon$ が決まる

いくつかプログラムツール(KuruczのWIDTHやSneddenのMOOGなど)も公開されているのでそれを道具とすればほとんどブラックボックス的に使ってもそれなりの結果は得られる  $\rightarrow$  しかし形成の機構を理解しておくことも大切

# スペクトル線形成の理解へのポイント(1)

「考えている元素のdominantな電離段階はどこか」の把握

- サハーボルツマンの式をわかりやすく書き直す(卓越した不変量を基準に)

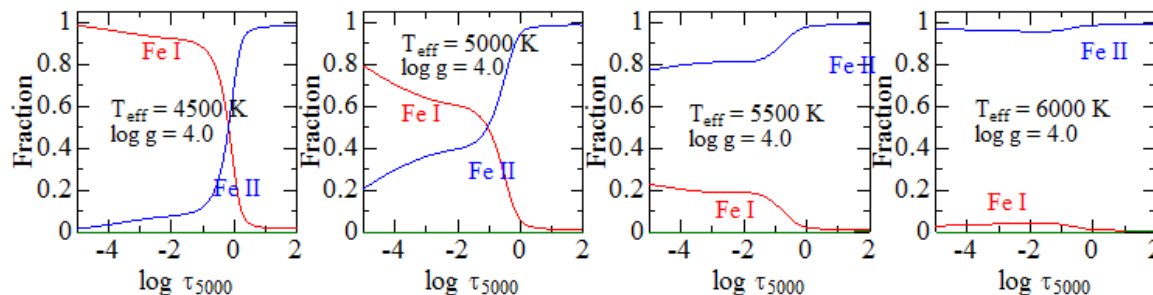
- もし考えている電離段階 $\alpha$ が卓越するとき

$$n_i^\alpha = N^\alpha (g_i^\alpha / U^\alpha) \exp(-\chi_i^\alpha / kT)$$

- もし一つ上の電離段階 $\alpha+1$ が卓越して大部分が基底状態にあるとき

$$n_i^\alpha = n_0^{\alpha+1} N_e (g_i^\alpha / g_0^{\alpha+1}) C T^{-3/2} \exp(+ (I^\alpha - \chi_i^\alpha) / kT)$$

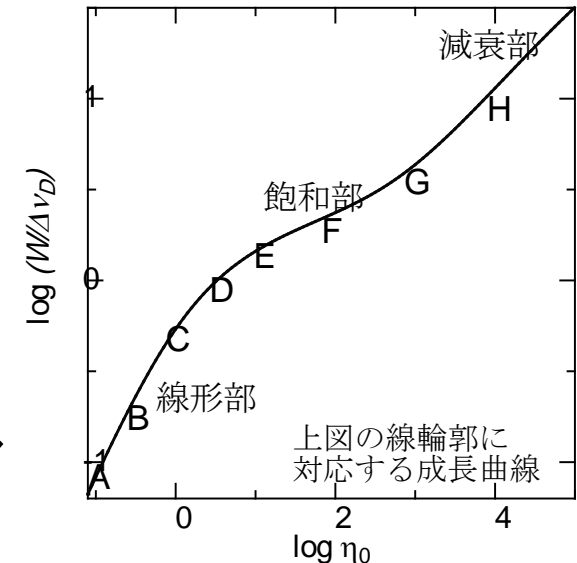
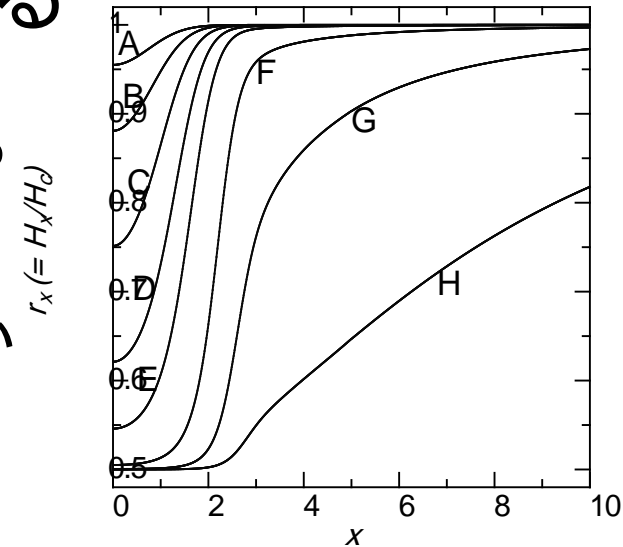
- 大気のパラメータや分配関数など不確定要素への依存性の直観的理解
- そのレベルへの占拠はどのような物理過程が主となっているかの理解
  - 例: 中性水素のバルマー線が強いのは大部分の水素が電離している場合
- 電離平衡のズレがある場合(光電離放射場のプランク関数からのズレによる過剰電離など)、マイナーな段階の線は大きく影響されるがメジャーな段階の線はさほど影響されない(弱い/少ないものほど少しの擾乱でも大きく影響される)
- メジャーな段階のラインからの組成決定はその段階の分配関数に直接依存するが、マイナーな段階のラインはその段階の分配関数にはほとんど依存しない



# スペクトル線形成の理解へのポイント(2)

## ラインの強度は如何に決まるかを成長曲線の性質と関連させて理解する

- 線強度は線吸収係数対連続吸収との比( $l/k$ )で決まる
  - なぜA型などの早期型星は水素線が強いのに金属線が弱いのか
  - 強度は単純に金属量や線吸収係数に比例しない
- プランク関数の $T$ 依存性
  - 早期型星が可視域のラインが弱い一つの理由
- 飽和のポイント
  - (LTEでは)吸収を増やしていても線の深さは $R_{max}=1-B(\lambda, T(\tau \sim 0))/B(\lambda, T(\tau \sim 1))$ 以下になれない
  - $B$ の $T$ 依存性が弱い場合は早く飽和する(波長の長い近赤外のラインなど)→NLTE効果も大きい
- 線形部の弱いラインの有利さ
  - ラインが弱いときはスペクトル線輪郭も吸収輪郭に比例する $R(\lambda) \propto l(\lambda)$  等価幅 $W$ は組成 $\epsilon$ に比例し、ドップラー幅(微小乱流)によらない



# 標準恒星大気モデルの基礎仮定の 問題点と改善への展望

- (1) LTEの仮定
- (2) 平行平面大気の仮定
- (3) 輻射平衡の仮定(彩層の無視)
- (4) ミクロ乱流の仮定
- (5) 対流の混合距離理論での取り扱い
- (6) 静的一様大気の仮定

LTEの仮定→non-LTEへ

# LTEとnon-LTE

- 熱力学平衡 (TE: Thermodynamical Equilibrium) ではレベルの占拠数は局所的な  $T$  と  $P$  でサハーボルツマンの式で計算され、プランク関数  $B(T)$  の等方的輻射場とともに成立する
- 局所的熱力学平衡 (LTE: Local Thermodynamical Equilibrium) とはレベルの占拠数は局所的な  $T$  と  $P$  でサハーボルツマン式で計算するが、一方輻射場はその占拠数から計算してTEにおける  $B(T)$  (プランク) からずれても目をつぶるというもの
- **LTEは光学的に薄いところでは確実に破綻している仮定**だがそれなりにもっともらしい結果が得られることも多いので皆重宝して頼っている
- 一段先に進むにはLTEの世界から抜け出してnon-LTE計算をやらねばならない
- 輻射場  $I$  は輻射輸送方程式  $\mu \frac{dI}{d\tau} = I - S$  を解いて求まるが源泉関数  $S$  や (光学的厚み  $\tau$  の計算に必要な) 吸収係数 ( $l, \kappa$ ) の見積もりには各レベルの占拠数  $n$  を知らねばならない
- 一方  $n$  は統計平衡の式  $\sum n_i (R_{ij} + C_{ij}) = \sum n_j (R_{ji} + C_{ji})$  から決まるが輻射遷移係数  $R_{ij}$  は  $R \propto \bar{J} = \int J \phi d\lambda = \iint I \phi d\lambda d\Omega / 4\pi$  のように輻射場  $I$  に依存する
- つまりお互いに絡み合っって複雑な「くりこみ」関係になっている
- non-LTE計算とは輻射輸送の方程式と統計平衡の方程式を一緒に解いてコンシステントな解 (輻射場  $I$  と占拠数  $n$  を各深さで) を得ること

# Non-LTE問題への取り組みの道のり

(1) 二準位原子モデル(1950年代後半~1960年代、Thomas達)

$$n_1(R_{12} + C_{12}) = n_2(R_{21} + C_{21})$$

$$S_L = (\bar{J} + \varepsilon B)/(1 + \varepsilon) \quad [\varepsilon \cong C_{21}/A_{21}]$$

衝突が卓越する場合( $C_{21} \gg A_{21}, \varepsilon \gg 1, S_L \cong B$ )

衝突が無視される場合( $C_{21} \ll A_{21}, \varepsilon \ll 1, S_L \cong \bar{J}$ )

深いところでは $S_L \cong B$ だが浅くなって光子が

脱出すると $S_L < B$ になる(輻射場の希釈)

3レベル以上の多レベルの場合は

$$\sum n_i(R_{ij} + C_{ij}) = \sum n_j(R_{ji} + C_{ji})$$

においては、任意のレベル $l, u$ のみに着目して

$l - u$ の遷移の $S_L$

$$S_L = (\bar{J} + \varepsilon B + \eta\beta)/(1 + \varepsilon + \eta)$$

と表現できる

(他のレベルの影響は $\eta$ と $\beta$ に形式的に押し込めて

この二準位近似モデルで解を求めることを全部の

ラインについて繰り返し、イテレーションで収束まで

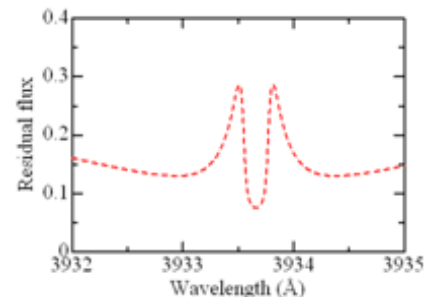
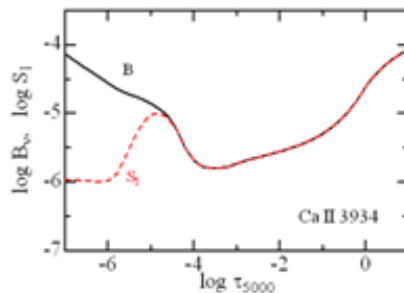
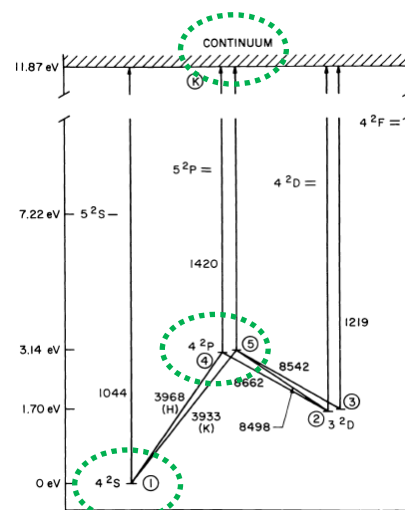
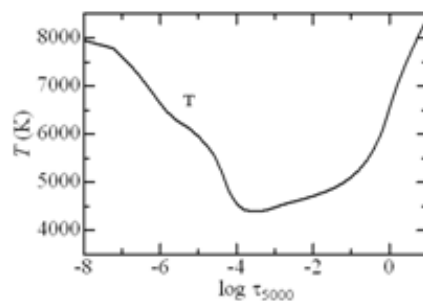
持って行く) → 等価二準位原子モデル(equivalent two-level atom)

省メモリ↑、収束著しく遅い↓、実用的にはせいぜいレベル数個

1950-1960年代 Jefferies, Thomasたちの成果: 2 levels+continuumモデルで

衝突卓越(CaII H+K: コア輝線あり)と光電離卓越(NaI Dなど: コア輝線なし)の違いを説明

Ca II Kコア輝線  
形成の説明





## (2)完全線形化法の出現(1970年代～、Auer、Mihalas達)

(伏線:1960年代の輻射輸送方程式の二次微分方程式表現+差分方程式化の手法の発展)

輻射輸送方程式行列 $J = \Lambda[S(\mathbf{n})]$ と統計平衡方程式 $\sum n_i(R_{ij} + C_{ij}) = \sum n_j(R_{ji} + C_{ji})$ を両方合わせて非線形方程式として表現し、これを線形化して解く

輻射輸送方程式の線形化  $\delta J = (\partial \Lambda / \partial \mathbf{n}) \delta \mathbf{n}$   
統計平衡の式の線形化  $\delta \mathbf{n} = (\partial \mathbf{n} / \partial J) \delta J$

併せて $\delta J_d = (\delta J_{1d}, \delta J_{2d}, \delta J_{3d}, \dots, \delta J_{Fd})$ に対する方程式 $-A_d \delta J_{d-1} + B_d \delta J_d - C_d \delta J_{d-1} = L_d$ という形のFautrier流に定式化して解く  
非常に収束が早い(quadraticに収斂)

[ニュートン=ラフソン法]

未知変数ベクトル $\psi$ に対する非線形方程式

$$f(\psi) = K$$

暫定解を $\psi_0$ とすると

$$f(\psi_0 + \delta\psi) = f(\psi_0) + \delta\psi \left( \frac{\partial f}{\partial \psi} \right) = K$$

この $\delta\psi$ に関する線形方程式を解き、得られた解

$$\delta\psi = [K - f(\psi_0)] \left( \frac{\partial f}{\partial \psi} \right)^{-1} \text{ で}$$

$\psi(\text{new}) = \psi_0 + \delta\psi$ として更新して次のイテレーションに進む。これを収束するまで続ける

問題点は計算時間が振動数点の総数 $F$ (解ベクトルの次元)の3乗に比例すること(多数のレベルの複雑な原子モデルに適用は無理)

LINEARプログラム(Auer, Heasley, & Milkey 1972)

その後、解ベクトル $\delta Z$ の次元を深さ点の総数( $D$ )に定式化した(いわゆるRybicki流)改良版も提案され(Auer & Heasley 1976)、これは多数レベルのモデル原子にも有効で、実用化されている(ドイツのグループのDETAILプログラムなど)

### (3)加速ラムダイテレーション法の登場(1980年代～、Scharmer達)

ラムダイテレーション(簡単で取り扱いやすいが収斂しない)と完全線形化法(急速に収斂するが解を求める計算量が大変)を折衷させたもので両者の長所を兼ね備える

(基本は  $J = \Lambda(S) = \Lambda^*(S) + (\Lambda - \Lambda^*)S$  と書き直すこと)

正確な $\Lambda$ (full matrix)でなく、(物理的な本質のみ兼ね備えた)より簡単な近似的行列 $\Lambda^*$ を用いて

$J = \Lambda^*(S(n)) + (\Lambda - \Lambda^*)S_{cur}$  (1)と書き、これを  
 $\sum n_i(R_{ij} + C_{ij}) = \sum n_j(R_{ji} + C_{ji})$  (2) (統計平衡方程式)  
と一緒にした非線形方程式を線形化して解く  
( $\Lambda^*$ が簡単な形なので容易に速く解くことができる)

[ラムダイテレーション]

現在の $n$ で $S_{cur}$ を計算→その $S_{cur}$ を用いて形式解として $J_{cur} = \Lambda(S_{cur})$ を計算→この $J_{cur}$ を用いて統計平衡の連立方程式を解いて新たな $n$ を求める  
収斂するまでこれを繰り返す  
(光学的に薄い場合以外は)収斂せずに使い物にならない!

現在の暫定解で単なる数値

現在の $n$ で $S_{cur}$ を計算→(1)+(2)を解いて新たな $n$ を求める  
収斂するまでこれを繰り返す

$\Lambda^* \rightarrow 0$ とすると普通のラムダイテレーション

$\Lambda^* \rightarrow \Lambda$ (full matrix)の場合は通常の完全線形化法

[(先に述べた)完全線形化法]

輻射輸送方程式 $J = \Lambda(S(n))$ と統計平衡方程式

$$\sum n_i(R_{ij} + C_{ij}) = \sum n_j(R_{ji} + C_{ji})$$

を合わせて非線形方程式として表現し線形化してイテレーションで $n$ に関して解く

$\Lambda^*$ の取り方にはいくつか流儀有り

Scharmer流、 $\Lambda$ の対角要素のみ、三重対角要素のみ、など有名なのはCarlsson氏の公開しているMULTIプログラム

ただ、NLTE計算で一番の問題はモデル原子における原子定数の不確定性(衝突や光吸収による励起・電離の断面積、遷移確率)

平行平面大気→球状大気へ

# 平行平面大気の仮定→球状大気

平行平面大気の輻射輸送方程式

$$\cos\theta dI/dz = -(\kappa+\sigma)\rho(I-S)$$

球状大気の輻射輸送方程式

$$\cos\theta\partial I/\partial r - (\sin\theta/r)\partial I/\partial\theta = -\kappa\rho(I-S)$$

- 大気の厚さ  $d$  が星の半径  $R$  に比べて十分小さいとき ( $d/R$  が10%未満程度) は球状効果は無視できて平行平面大気で良いが、そうでない場合は球状大気を用いる必要性あり

- 星の半径は  $R \propto T_{\text{eff}}^{-2}L^{1/2}$

- 一方大気の厚さは  $d$  (スケールハイト)  $\propto g^{-1}$  で  $g \propto MR^{-2} \propto T_{\text{eff}}^4ML^{-1}$  だから

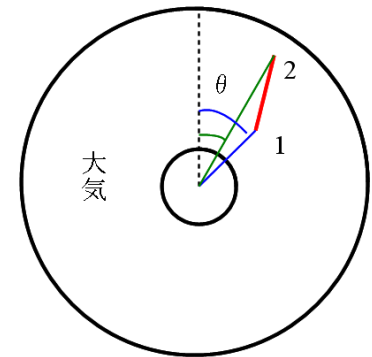
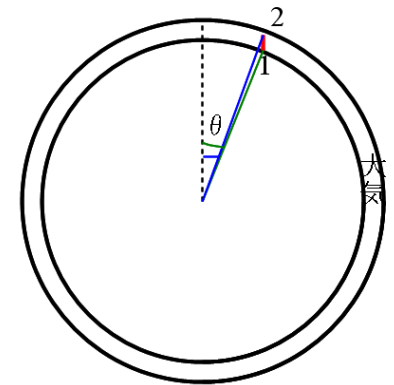
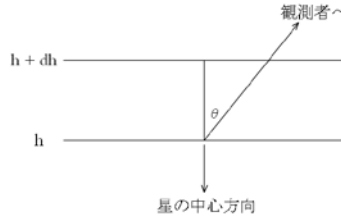
- 結局  $d/R \propto RM^{-1} \propto T_{\text{eff}}^{-2}L^{1/2}M^{-1}$

- HR図 ( $T_{\text{eff}}-L$ 図) の同じ位置の星同士で比べると  $d/R$  ( $\propto M^{-1}$ ) は小質量の星ほど大きい

- 大質量低重力超巨星などは ( $d$  は大きい) が  $R$  も大きいので) 球状効果はそう重要でない

- しかし進化の進んだ小質量低重力Post-AGB星などでは重要になりうる

- ただそういう場合は大概大気は不安定で運動があるので静的球状大気モデルはあまり大きな意味を持たないのではないか



彩層の影響は考慮すべきか

# 輻射平衡の仮定(力学的・磁気エネルギーの無視)→彩層の考慮は必要か？

F型より晩期の星には彩層活動があることは間違いない  
(Ca H+KやMgII h+kのコア輝線、紫外域輝線、X線放射、He10830線の検出など)

しかし化学組成解析など恒星のスペクトル線解析には $T$ が高さにつれて単調減少する大気モデルが専ら使用されており、彩層は考慮されていない

理由:

- $\tau < 10^{-3}$  あたりのことは非常に強い線のコアにしか影響は現れない
- 非常に強い線はどっちみち分光解析に不向きである(形成層が表面近くでLTEは破綻、不確定性の高い減衰定数に影響される)
- 結局穏当な強度のラインしか用いないので表面近くの事は関係ない

ただいつもそうだろうか？

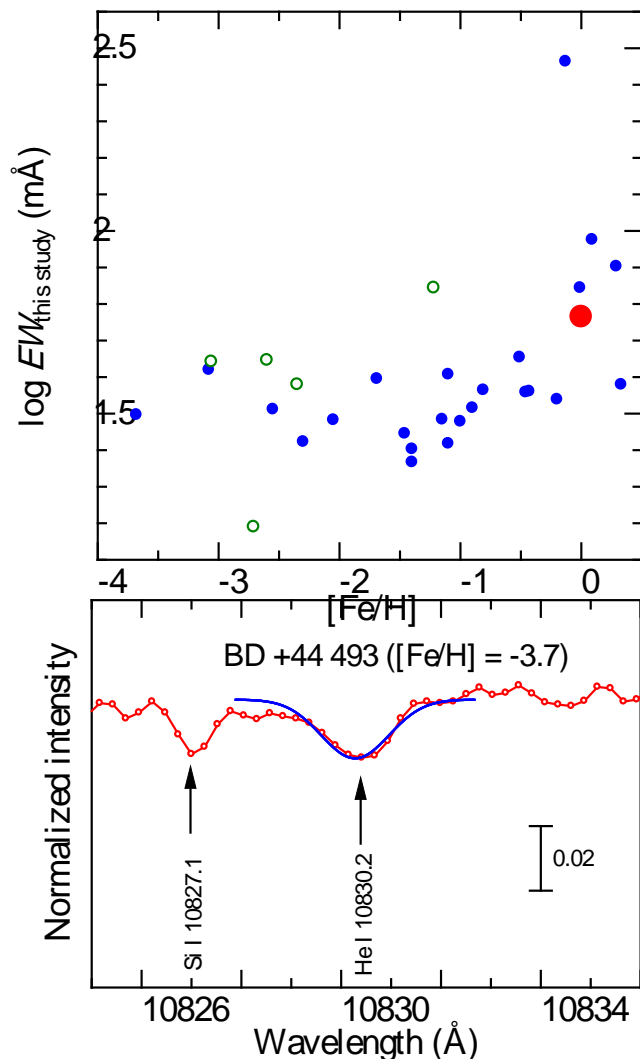
特殊な状況の大気ではどうか(非常な低金属環境など)？

非局所的な影響の可能性は？

# 例：金属欠乏星の彩層の存在

(金属が非常に欠乏している古い星にもほぼ例外なく彩層活動あり)

MgII h+k 輝線やHe10830吸収線の検出



Takeda & Takada-Hidai (2011)

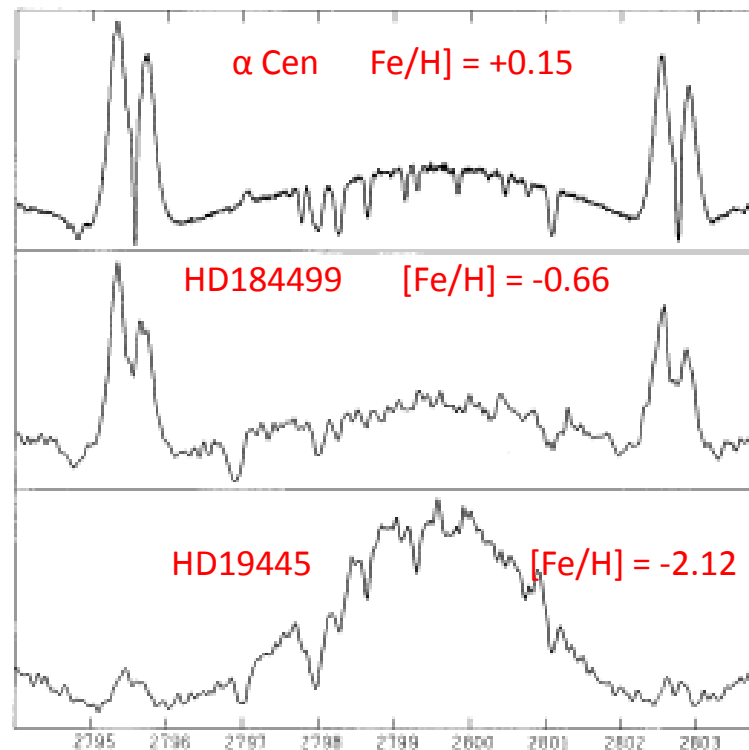


FIG. 1.—Central section of three GHR spectra in the vicinity of the Mg II lines at 2795.5 and 2802.7 Å. The top spectrum is of  $\alpha$  Cen A, the middle, of HD 184499, and the bottom, of HD 19445. The latter two spectra have been smoothed by a Gaussian of  $\sigma = 4 \text{ km s}^{-1}$ . The flux of each spectrum is zero at the horizontal line below it; at the horizontal line above it the observed flux is  $1.7 \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$  for HD 19445,  $1.5 \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$  for HD 184499, and  $3.5 \times 10^{-10} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$  for  $\alpha$  Cen A, after adjustment upward by a factor of 5.6 (see Linsky & Wood 1996). The LISM absorption is seen near the center of the  $\alpha$  Cen A emission reversals and appears in the wing of the absorption line near 2797 Å in each of the subdwarf spectra.

Peterson & Schrijver (1997)

# 彩層のnon-localな影響の可能性

--- たとえばHeとLiの間のinterlockingは? ---

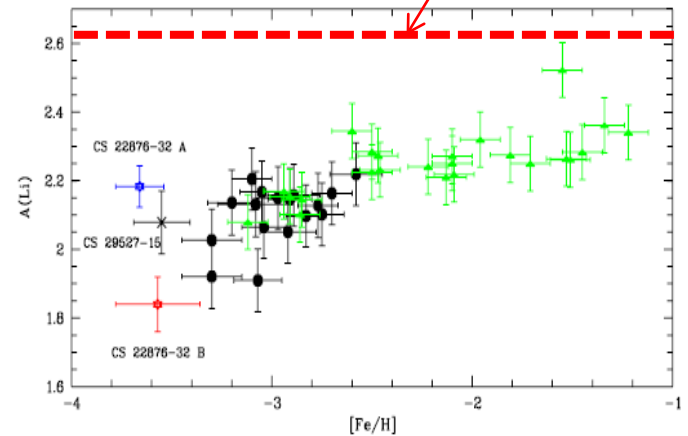
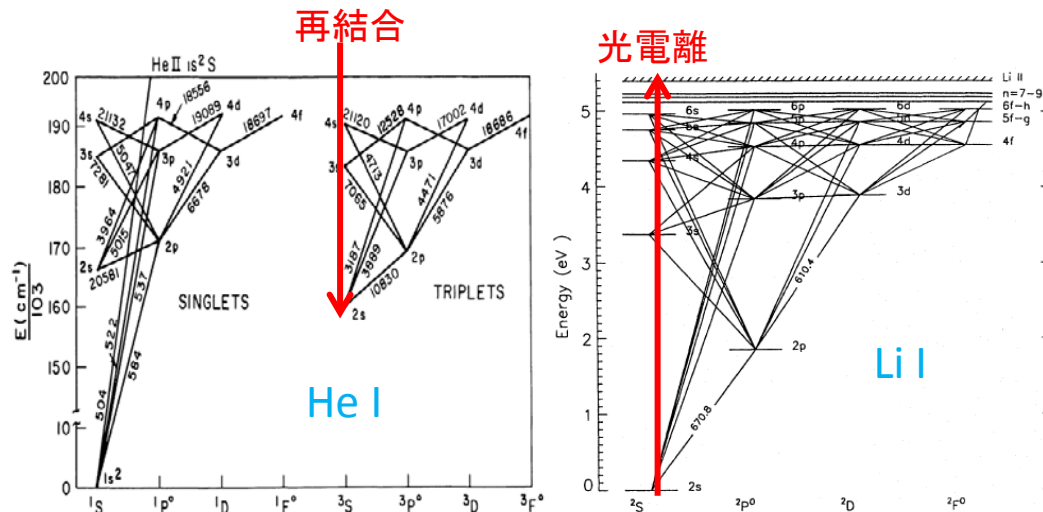
$$E_{ion}(\text{He I}) - E_i(\text{He I } 2s \ ^3S) = 24.59 - 19.82 = 4.77(\text{eV}) \rightarrow 2600 \text{ \AA}$$

彩層ではHe I 10830線を生じる $2s \ ^3S$ レベルへの再結合で $\lambda < 2600 \text{ \AA}$ の放射が発生する[再結合レートは $\propto \exp(-hv/kT)$ で温度が高くなるほど強い]

この彩層からの再結合によって生じる放射が低金属量の不透明度の低い環境では光子が大気深くにまで届いてLi I(電離ポテンシャルは5.39eVで2300 \AA にedge)の電離平衡に影響する(過剰電離)可能性もあるのではないか

恒星分光学の大きな問題である金属欠乏星のLi組成矛盾の説明になるか？  
既存の金属欠乏星のNLTE解析は多いが、このような彩層の効果は一切取り入れられていない→今後検討の余地有り

標準ビッグバン理論が予測するLi原初組成





# 乱流パラメータの取り扱い

# マイクロ/マクロ乱流の仮定

元々は強い飽和した恒星のスペクトル線強度(等価幅)が理論的に再現できないので線吸収係数のドップラー幅(熱運動できまり飽和度合いに大きく影響する)の中に強引に $\xi$  [マイクロ(微視的)乱流]というパラメータを入れてつじつまを合わせたもの(Struve & Elvey 1934)

[速度場の分布関数は線吸収係数にたたみ込まれる]

$$v_D = v_{th} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \rightarrow v_D = v_{th} = \sqrt{\frac{2kT}{m} + \xi^2}$$

一方ではマクロ(巨視的)乱流 $\zeta$ という概念も導入されており(自転のように)等価幅には影響せず輪郭の幅を広げるようなもの

[速度場の分布関数は星のスペクトル輪郭にたたみ込まれる]  
(太陽型星の磁場や自転速度を求める際の精密な線輪郭解析ではマクロ乱流の影響をどう取り除くかが問題になる)

もし物理的に解釈するとすれば、乱流の渦の典型的なスケール $L$ が光学的厚み $\sim 1$ の距離 $d$ と比較して

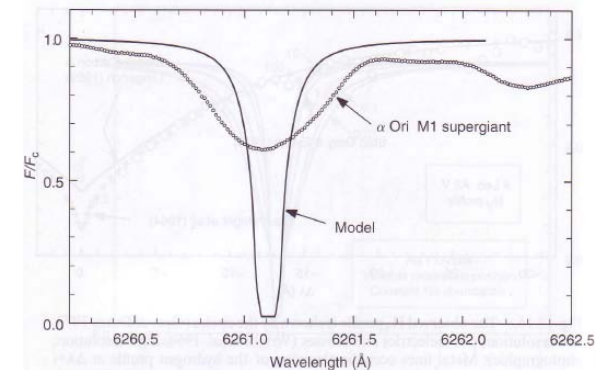
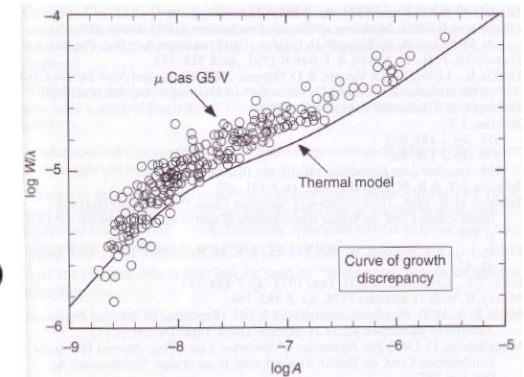
$L \ll d \rightarrow$ マイクロ乱流

$L \gg d \rightarrow$ マクロ乱流

(恒星分光学では)この両極端な概念が半世紀以上も實際上普通に用いられている

因みに太陽大気では $\xi \sim 1$  km/s,  $\zeta \sim 2-4$  km/sのオーダー

形成層のより高いラインから出した値ほど減少する傾向(高さ依存性)

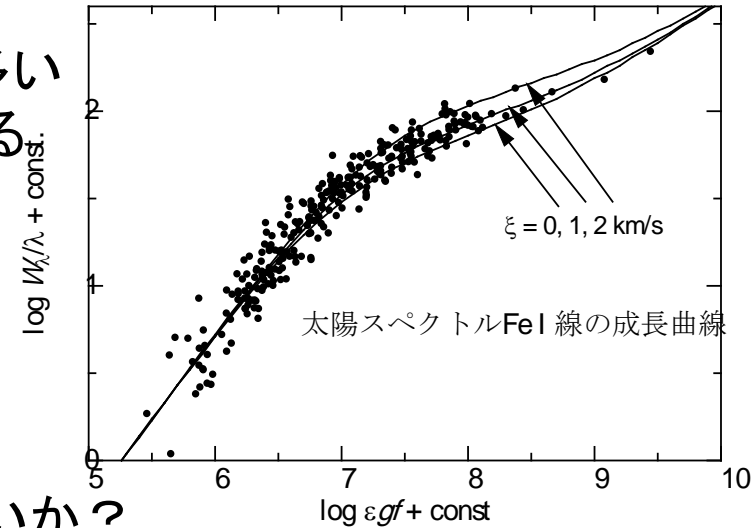


# 組成解析：ミクロ乱流パラメータをどう するかが一つの大きな問題

等価幅 $W$ の小さい弱いラインなら組成 $\varepsilon$ は $\xi$ に依らない( $R(\lambda) \propto I(\lambda)$ )

$W$ が増加してくるにつれ組成 $\varepsilon$ は $\xi$ に依存してくる

→いろいろな強度 $W$ のライン(Fe IやTi Iなど数の多いものを使う場合多い)から出した組成 $\varepsilon$ が一致するように $\xi$ を決めて、それを他のラインに適用する



問題点:

(1) $\xi$ の深さ依存性の傾向

→一つの値を他のラインに安易に適用してもいいか?

---低重力の超巨星などは大気の高さ $h$ につれて $\xi$ 増加

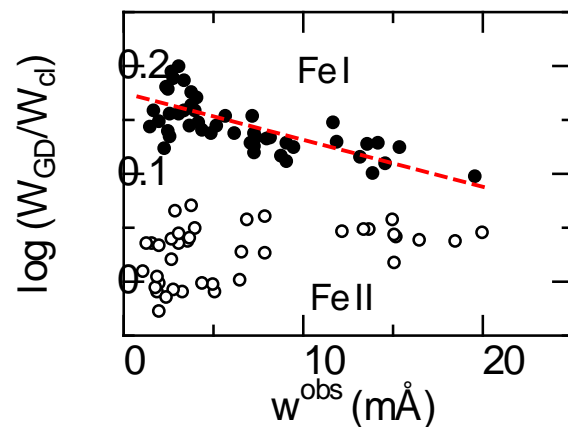
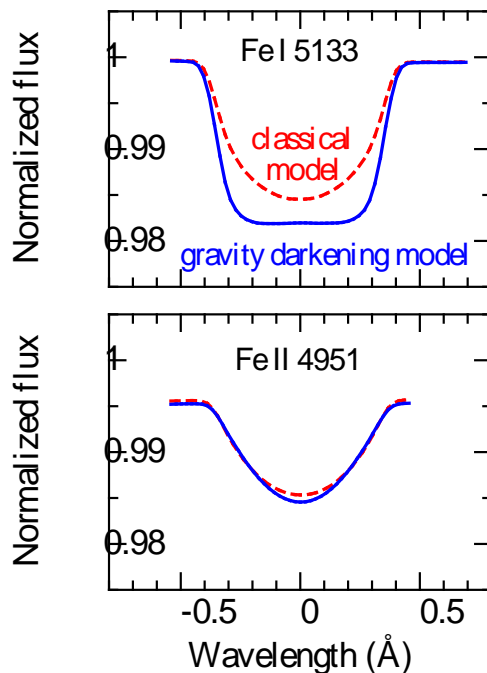
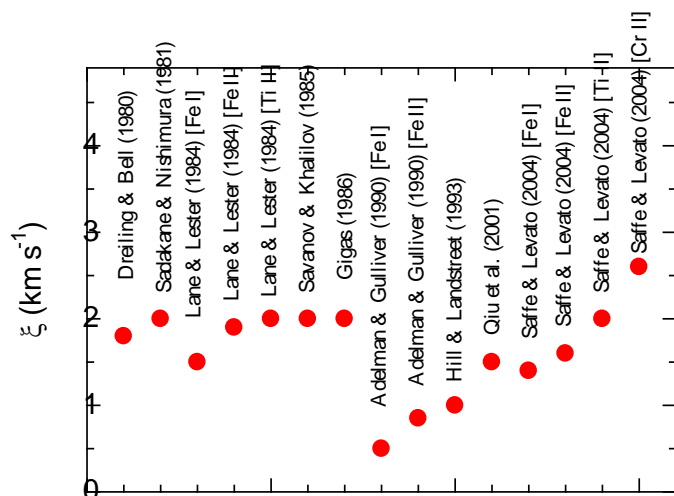
---高重力の矮星は大気の高さ $h$ につれて $\xi$ 減少

(2)「 $\xi$ に依存しない弱いラインから出した組成は(等価幅が正しく測定される限り)信頼できる」という信仰

これは古典論の範囲内で通用するにすぎず必ずしもそうではない

# 「弱いラインからの組成は信頼できる」信仰の破綻例

ベガの例に見られた落とし穴(重力減光による非一様性の引き起こしたトリック)



晩期型星の大気は非一様であることがわかっているのでこの種の懸念は残る  
→古典的な一様大気の限界

最終的な解決策はきちんと輻射流体力学的な動的な大気モデルを作って  
平均的線輪郭をシミュレーションすること→ $\xi$ や $\zeta$ はもはや不要

# 対流の取り扱い

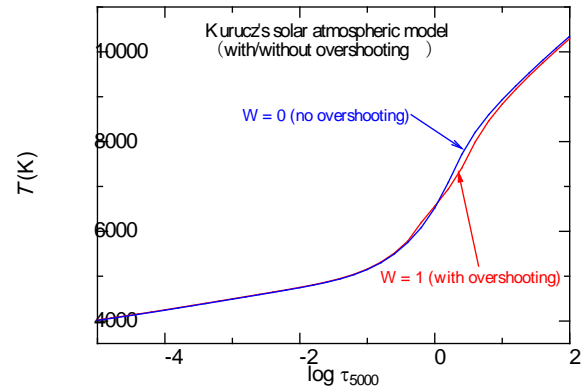
# 対流の取り扱い(混合距離理論の限界)

太陽型の星で(輻射と同様)エネルギー輸送に寄与する対流フラックス $F_{conv}$ は普通混合距離理論で計算される

大気内のローカルな温度と圧力の勾配で決まる「局所的」理論混合距離(対流の泡が生まれて消えるまでに動く距離)というフリーパラメータを指定する( $l$ が大きいと $F_{conv}$ も大きくなる、一方 $F_{rad}(=F_{tot}-F_{conv})$ が下がり温度勾配は低くなる)

しかし実際は対流は非局所的(他の点の物理状態に影響される)な現象。重要と考えられるのは対流物質が慣性で放り出されて離れた場所にまで運ばれて対流フラックス $F_{conv}$ が混合距離理論の予測する層以外の輻射層までしみ出す「overshooting」の効果

KuruczのATLASモデルではこのovershootingの効果を取り入れるべくパラメータ( $W$ ) [局所理論の $F_{conv}$ を均(なら)す度合いに対応]を導入



太陽ではこのovershootingモデルは成功して観測をよく説明する

しかし他の星(プロキオンなど)ではむしろovershootingを入れない(純粹の混合距離理論で対流を取り入れた)モデルの方がいいという矛盾を生じている

# 静的モデルから 動的大気モデルへ

# 古典的静的モデルから動的モデルへ

- 1D $\leftrightarrow$ 2D/3D
- 静的モデル $\leftrightarrow$  時間変動モデル
- 静水平衡 $\leftrightarrow$ 運動量方程式
- 輻射平衡 $\leftrightarrow$ エネルギー方程式
- これらの条件と共に輻射輸送方程式を解いて大気モデル計算で各深さでの物理量を決定 $\leftrightarrow$ これらの方程式と一緒に輻射輸送方程式と質量保存方程式を数値的に解いて空間各点での物理量の時間変化を決定

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial t} = -\bar{v} \cdot \nabla \ln \rho - \nabla \cdot \bar{v} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -\bar{v} \cdot \nabla \bar{v} + \bar{g} - \frac{P}{\rho} \nabla \ln P + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \sigma \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\bar{v} \cdot \nabla e - \frac{P}{\rho} \nabla \cdot \bar{v} + Q_{\text{rad}} + Q_{\text{visc}} \quad (3)$$

coupled to the equation of radiative transfer along a ray (in total eight inclined rays):

$$dI_{\lambda}/d\tau_{\lambda} = I_{\lambda} - S_{\lambda} \quad (4)$$

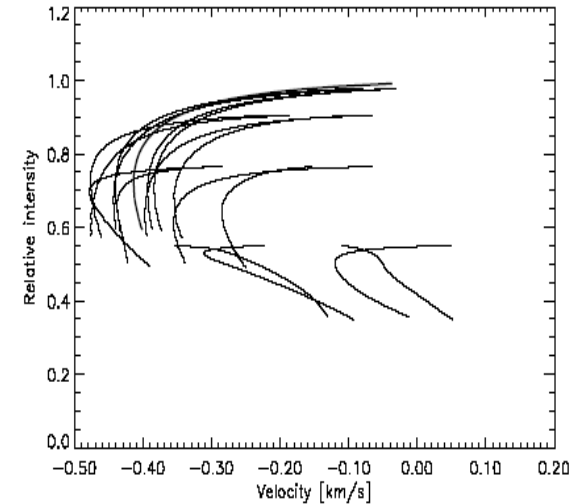
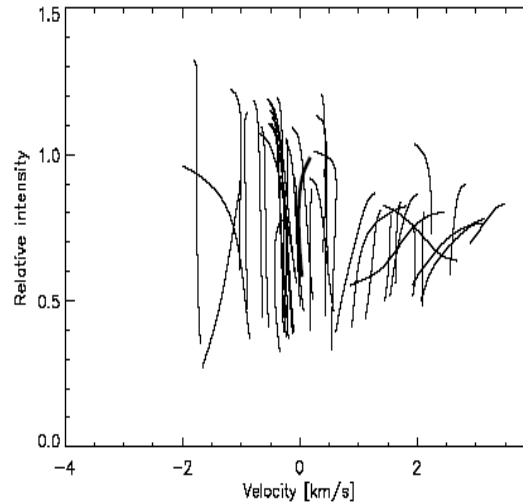
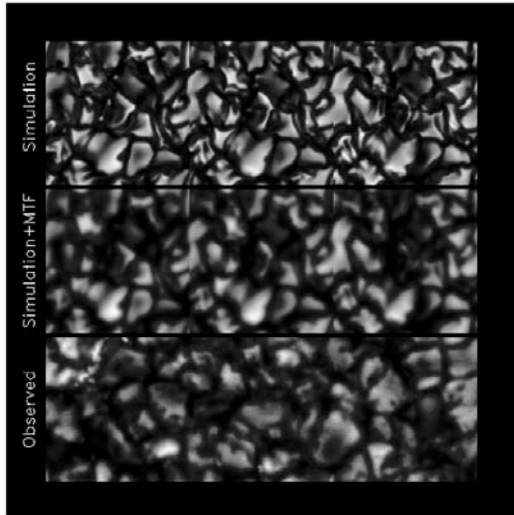
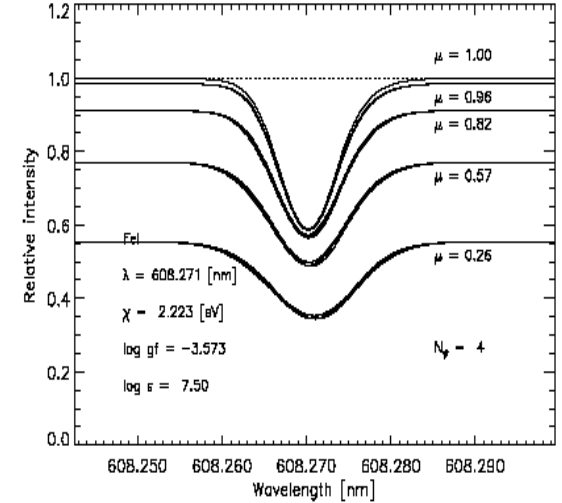
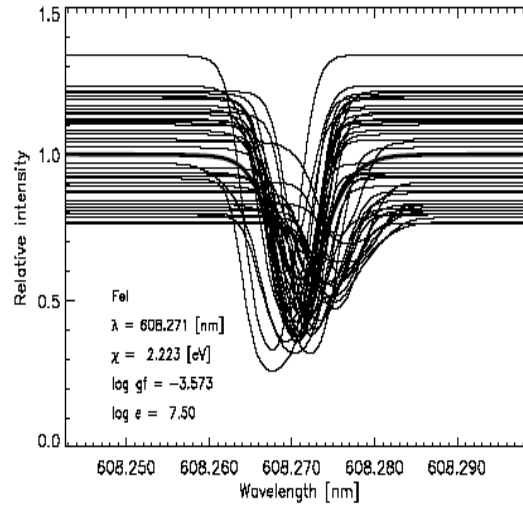
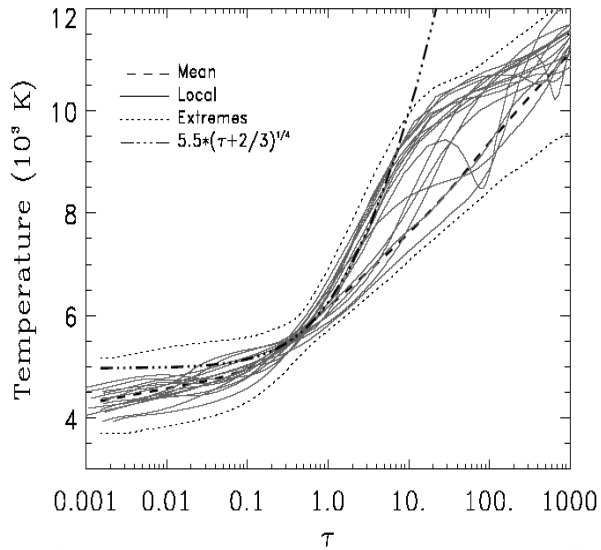
are solved on a non-staggered Eulerian mesh with 200 x 200 x 82 gridpoints; simulations with resolutions 100 x 100 x 82, 50 x 50 x 82 and 50 x 50 x 41 have also been computed but have not been utilized here since they are hampered by less good agreement between predicted and observed line profiles (Asplund et al. 2000a). In these equations,  $\rho$  denotes the density,  $\bar{v}$  the velocity,  $\bar{g}$  the gravitational acceleration,  $P$  the pressure,  $e$  the internal energy,  $\sigma$  the viscous stress tensor,  $Q_{\text{visc}}$  the viscous dissipation,  $Q_{\text{rad}} = \int_{\lambda} \int_{\Omega} \kappa_{\lambda} (I_{\lambda} - S_{\lambda}) d\Omega d\lambda$  the radiative heating/cooling rate,  $I_{\lambda}$  the monochromatic intensity,  $S_{\lambda} = B_{\lambda}(T)$  the corresponding source function,  $\tau_{\lambda}$  the optical depth and  $\kappa_{\lambda}$  the absorption coefficient.

Asplund et al. (2000)



# 顕著な非均一性を持つ大気が再現される

観測される線輪郭は数多くの異なる輪郭の平均



Stein & Nordlund (1998)

Asplund et al. (2000)

# メリットと問題点

- 混合距離のようなフリーな対流パラメータは陽に現れず
- 組成解析においてもマイクロ乱流のようなfudge parameterを導入する必要なし
- 計算量が非常に大きくなる
- 完全というわけではなく、空間メッシュの大きさより小さいスケールの速度場(乱流なので色々なモードが存在)は決められないので、「大きいスケールのグラニュール速度場」に焦点を絞り(large eddy simulation approach)、決められない小さいスケールの乱流は「乱流粘性」項として取り入れるのが普通→この点不確定性あり

この分野で活発なグループは主に欧州を中心とした二つ

- Asplund達のグループ(Stein+Nordlundの流れを汲む)
- ドイツ発のCO<sup>5</sup>BOLDグループ(Freytag, Steffen, ...)

COnservative COde for the COmputation of COmpressible COnvection in a BOX of LDimensions with l=2,3'

# 各仮定の改善への必要性と展望のまとめ

## (恒星の化学組成解析を考えた場合)

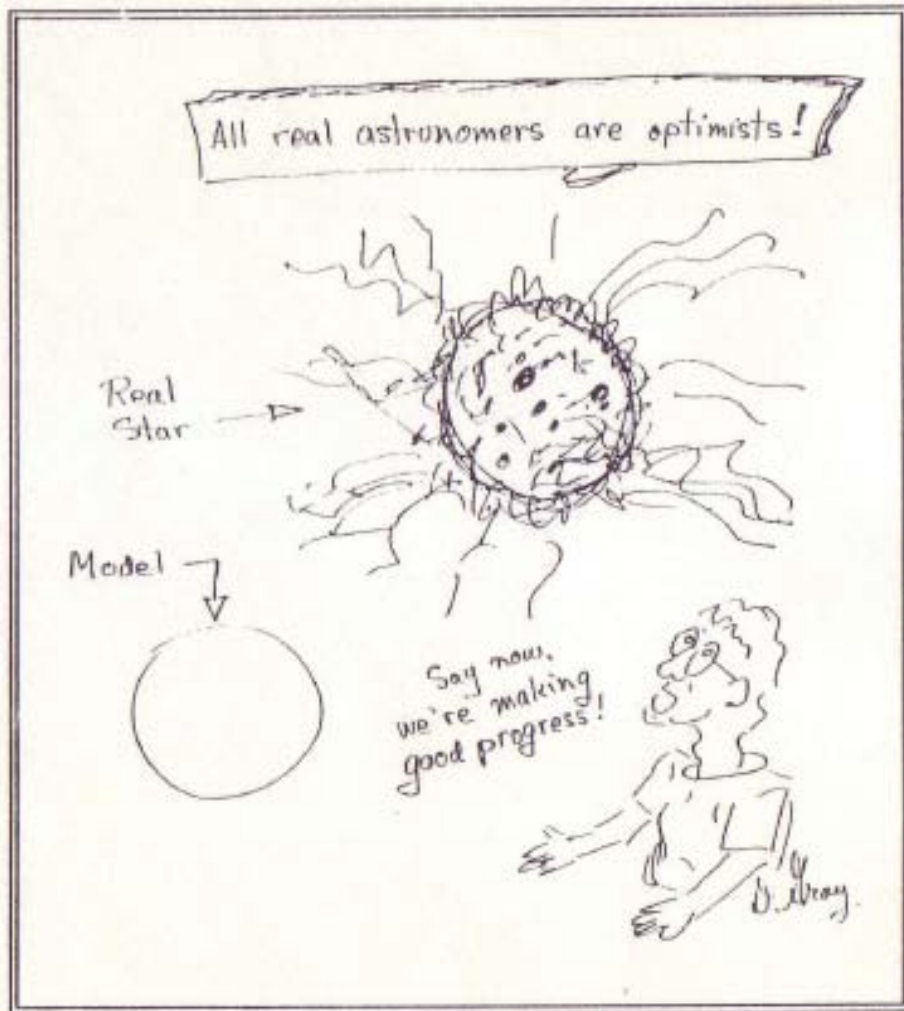
仮定	改善の必要性	改善の方策	難易度
LTEの仮定	○	non-LTE計算	計算自体の困難はないが原子定数不確定性が問題
平行平面の仮定	△	球状大気モデル	やや面倒になるだけで本質的な困難は無い
彩層の無視	△	彩層モデル構築	かなり難(観測データも不足)
マイクロ/マクロ乱流の仮定	◎	3D動的モデル	容易ではないが、可能
対流の混合距離理論	○	3D動的モデル	容易ではないが、可能
静的一様大気の仮定	○	3D動的モデル	容易ではないが、可能

その他、もちろん磁場や恒星風なども星の種類によっては考慮が必要になってくる

この表が示すようにと3D動的非均一大気モデルが次世代のモデルとしては特に重要  
もちろんこの3Dモデルにnon-LTEや彩層も加えることができればさらにリアリスティックに

# おわりに

恒星研究者の世界では未だに古典的モデルが幅を利かせている  
コロナ、彩層、動的大気、非均一性...有ることは確かだが一切無視



Gray (1988)

- これまで恒星研究者はこのことは自覚していながら眼をつぶってきたが、誰かが壁の打破に取り組まないと永久に今のまま
- だが、恒星分光の最近のトレンドは恒星をプローブとして銀河系・近傍銀河の構造・進化を探る方向にシフト
- このような大気構造・スペクトル線形成の基礎的恒星物理学に取り組む恒星研究者は目立って減少
- この意味で、最先端を走る太陽物理学者にこの分野に参入してもらえればありがたい