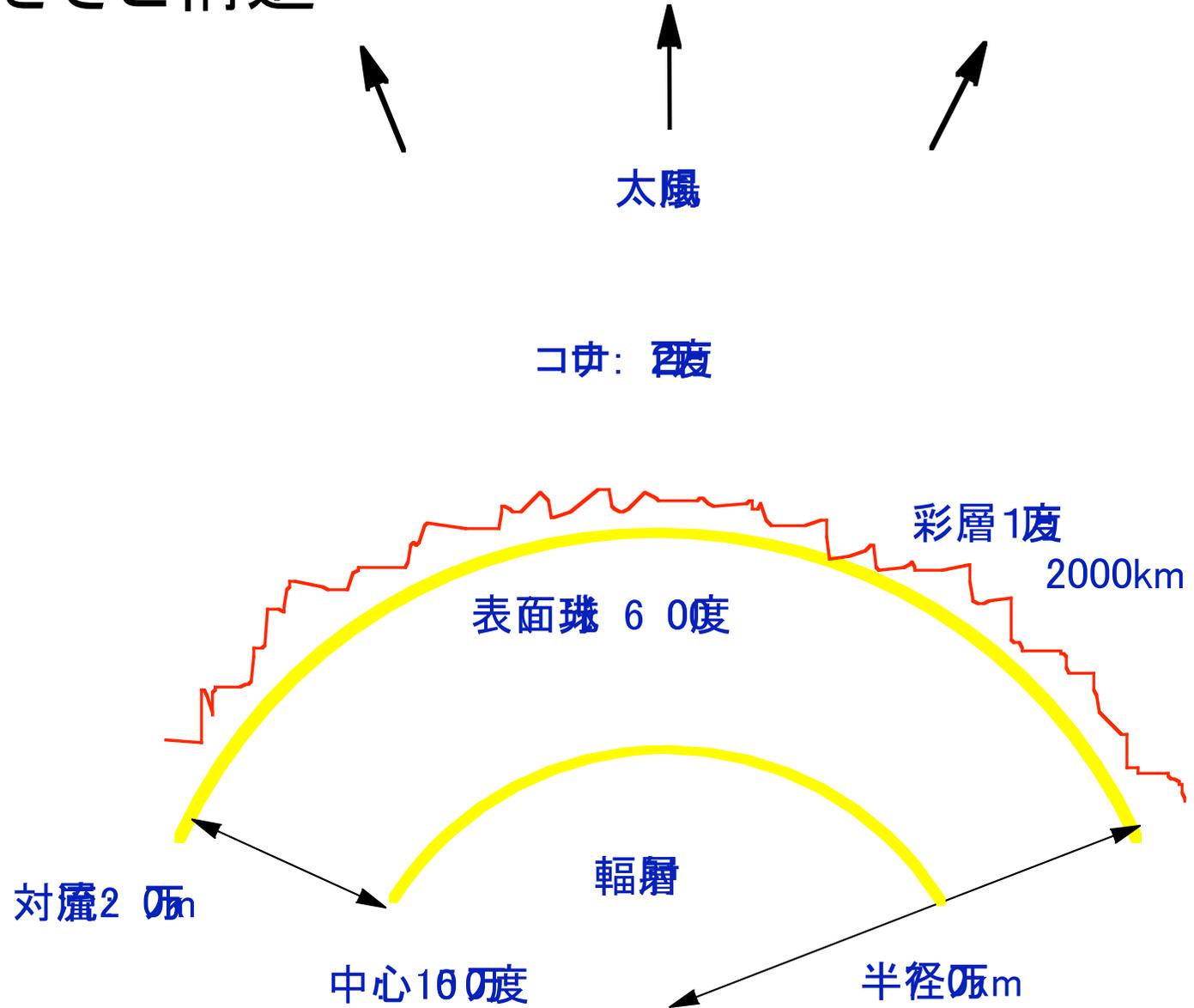


太陽コロナの加熱



桜井 隆 (国立天文台)

太陽の大きさと構造



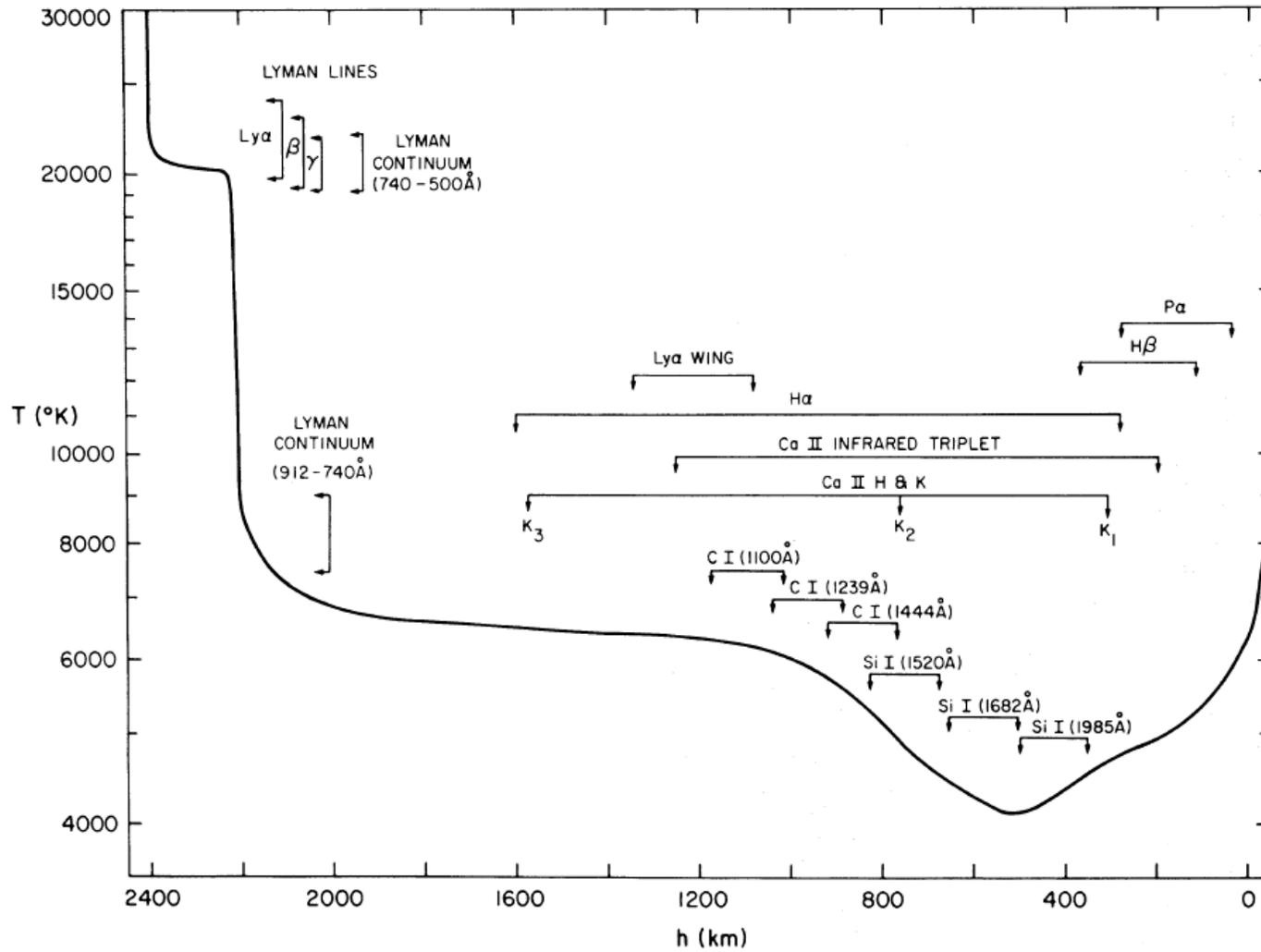
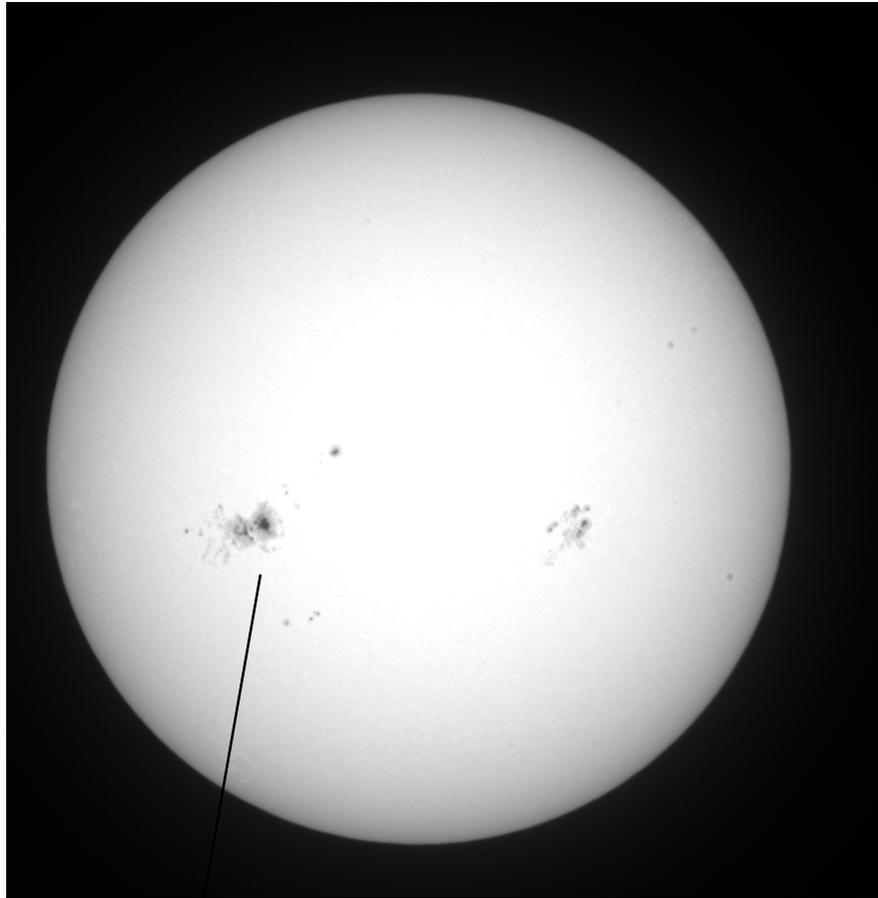
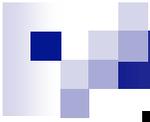
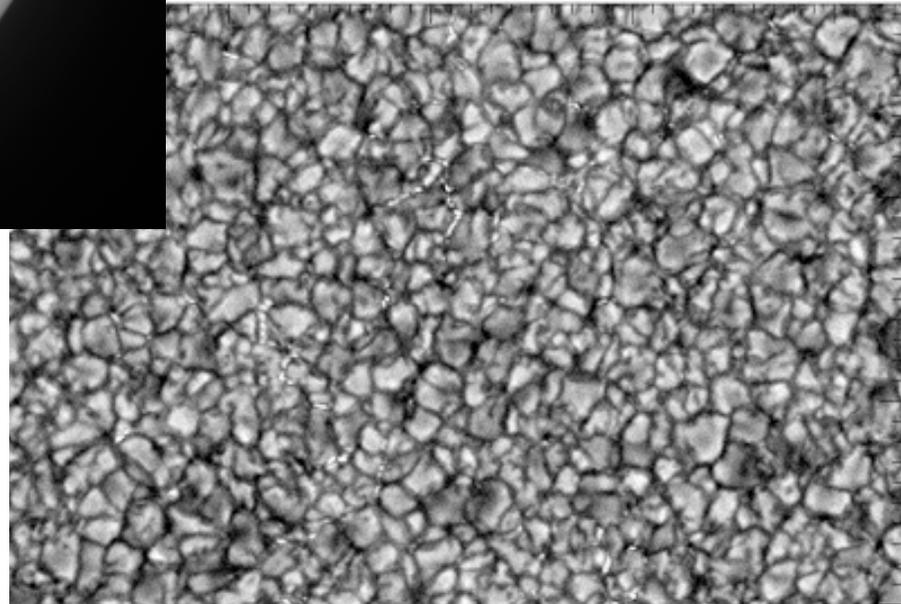


FIG. 1.—Our adopted temperature-height distribution for the photosphere (on the right), temperature-minimum, chromosphere, and chromosphere-corona transition zone. Also indicated are the regions of formation of the various lines and continua we have studied.



光球

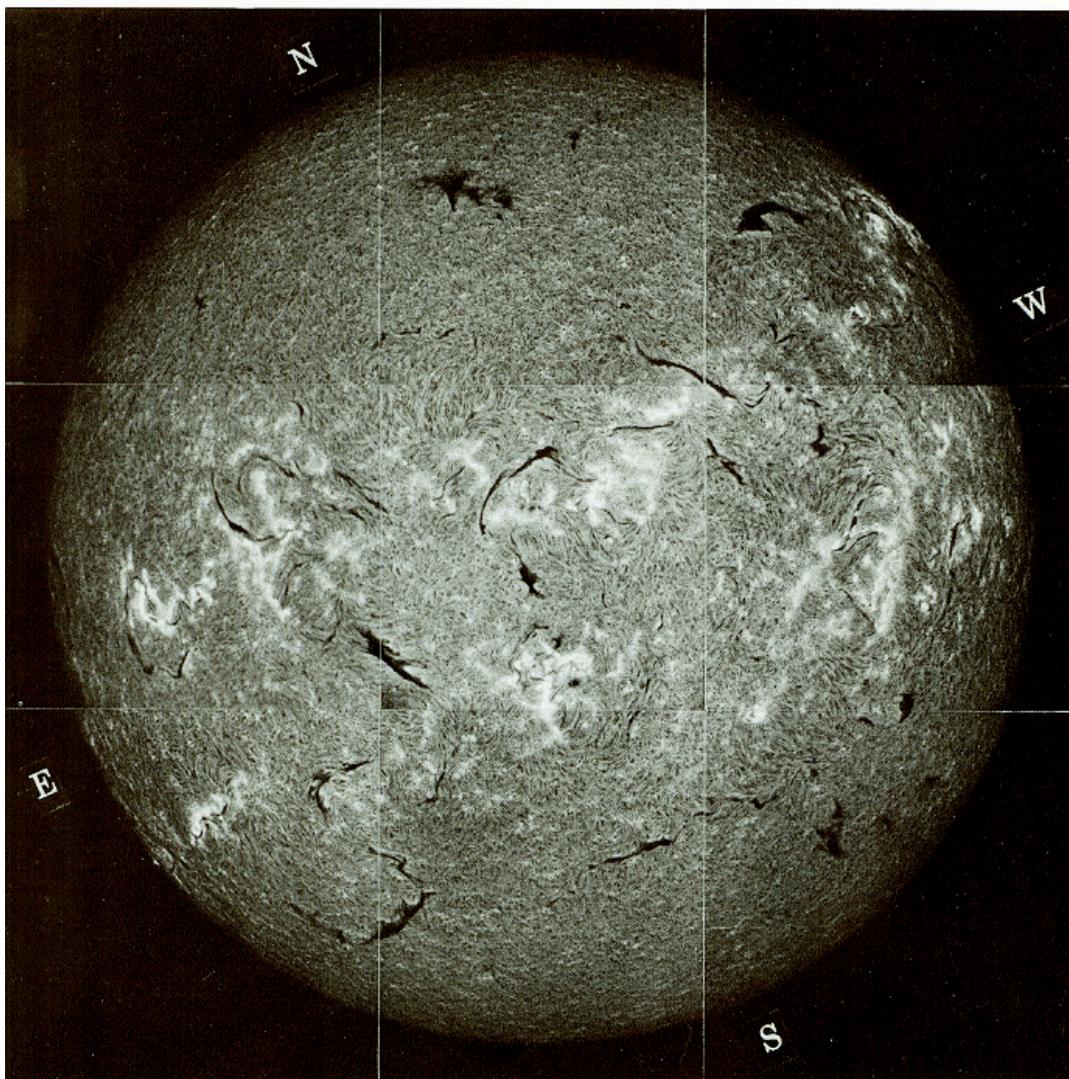
粒状斑(対流の渦)



黒点

1981 SEPTEMBER 22

21.55-22.03

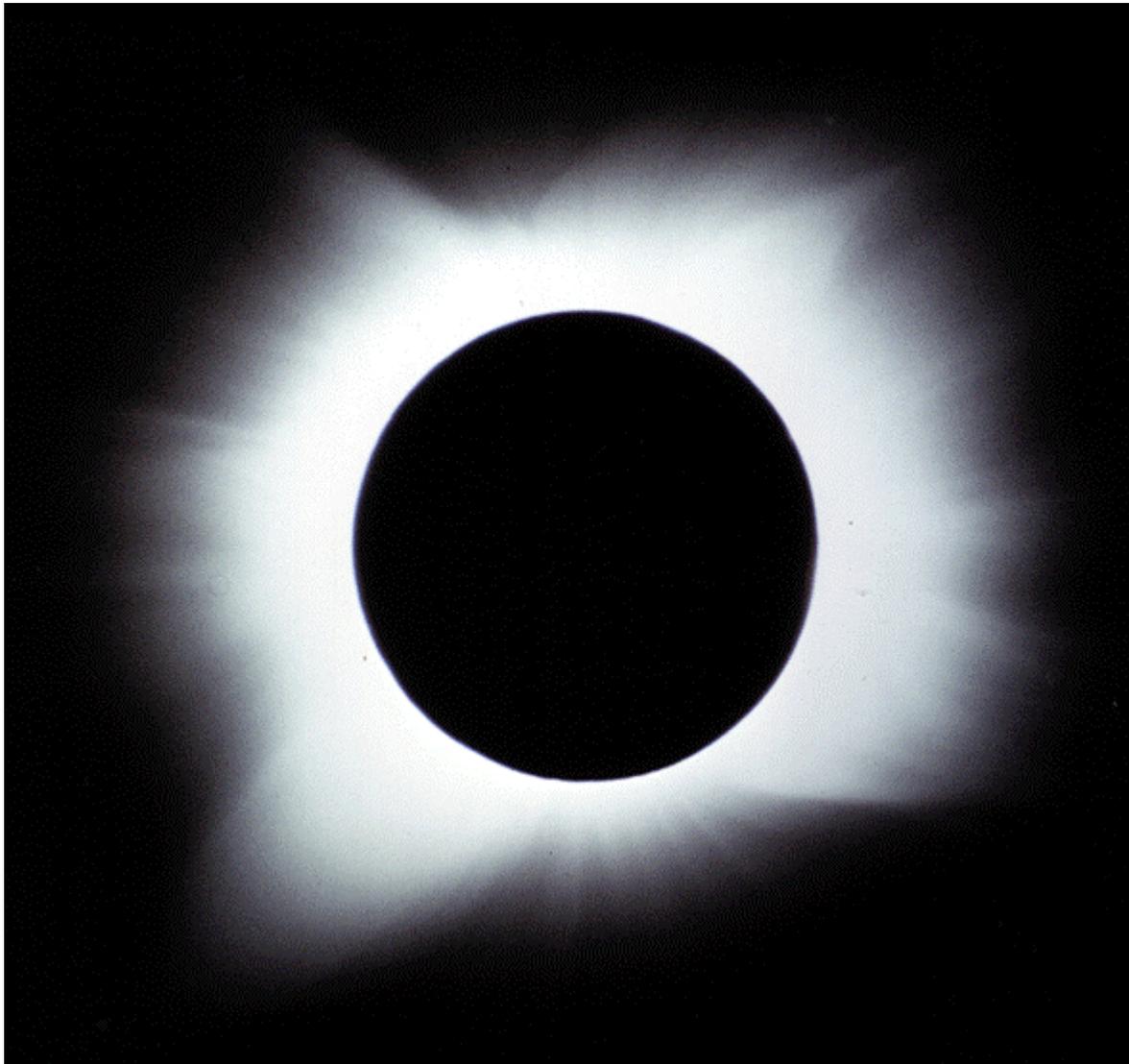


彩層

すじ模様多数

磁力線を表す

皆既日食のコロナ

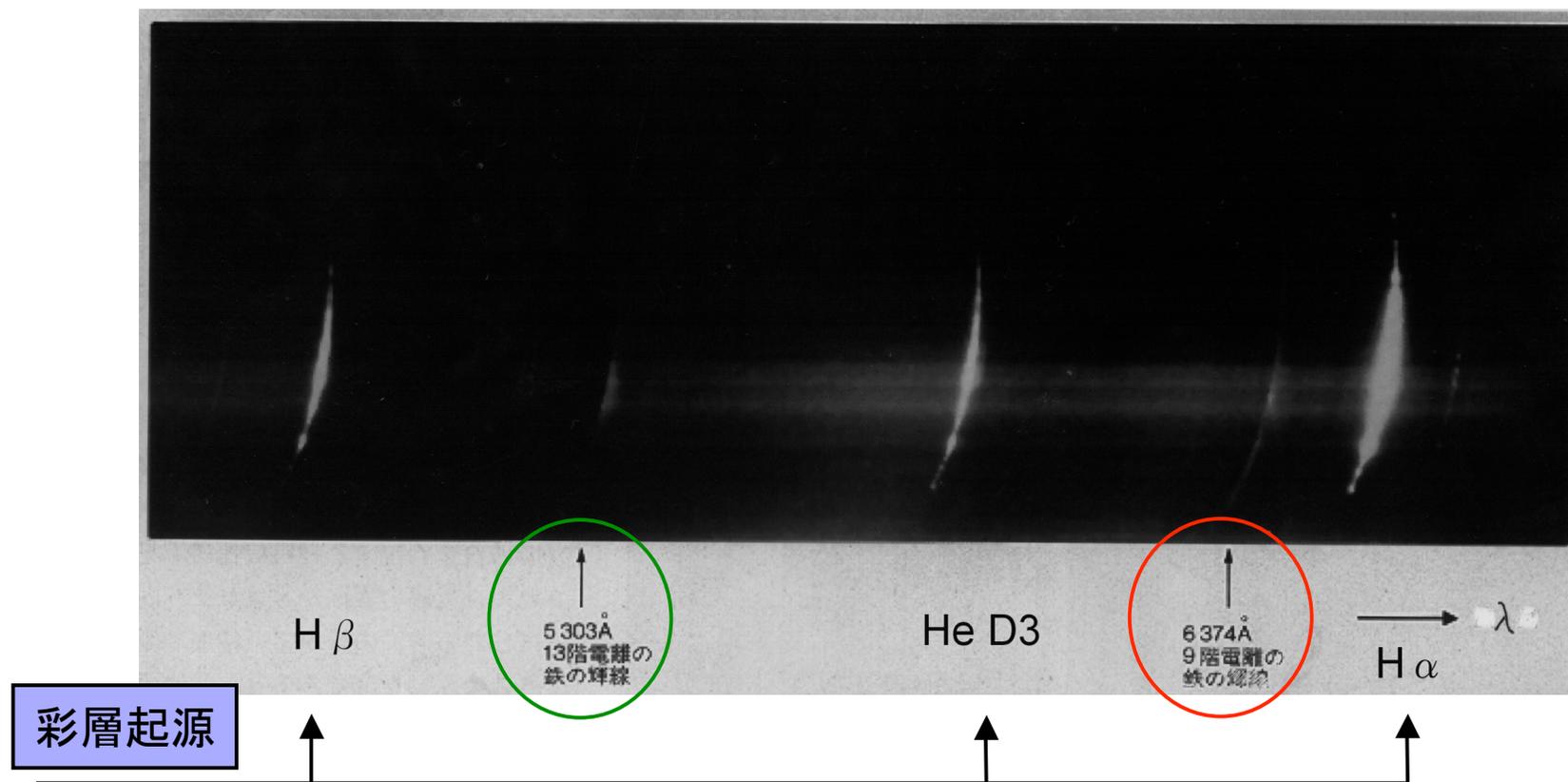


光球の光がコロナ中の
電子によりThomson
散乱されたもの
K-corona

コロナ自身の発光は紫
外・X線

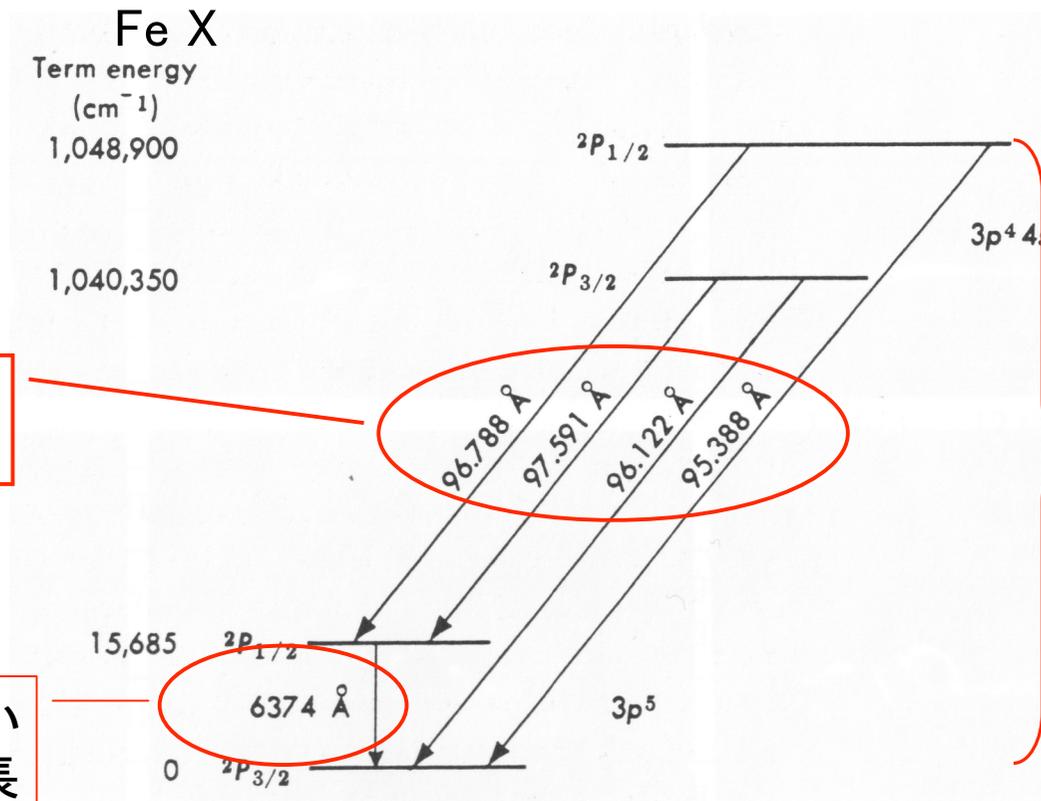
コロナ輝線の発見

C.A.Young, 1869年の皆既日食(アメリカ)で



コロナ輝線の同定

- ドイツのW.Grottrian(1939)、スウェーデンのB.Edlén(1942)による



スパーク放電
で出る紫外線

実験室では見えない
がコロナ輝線の波長
に一致

実験で決めた
エネルギー準位

コロナ輝線

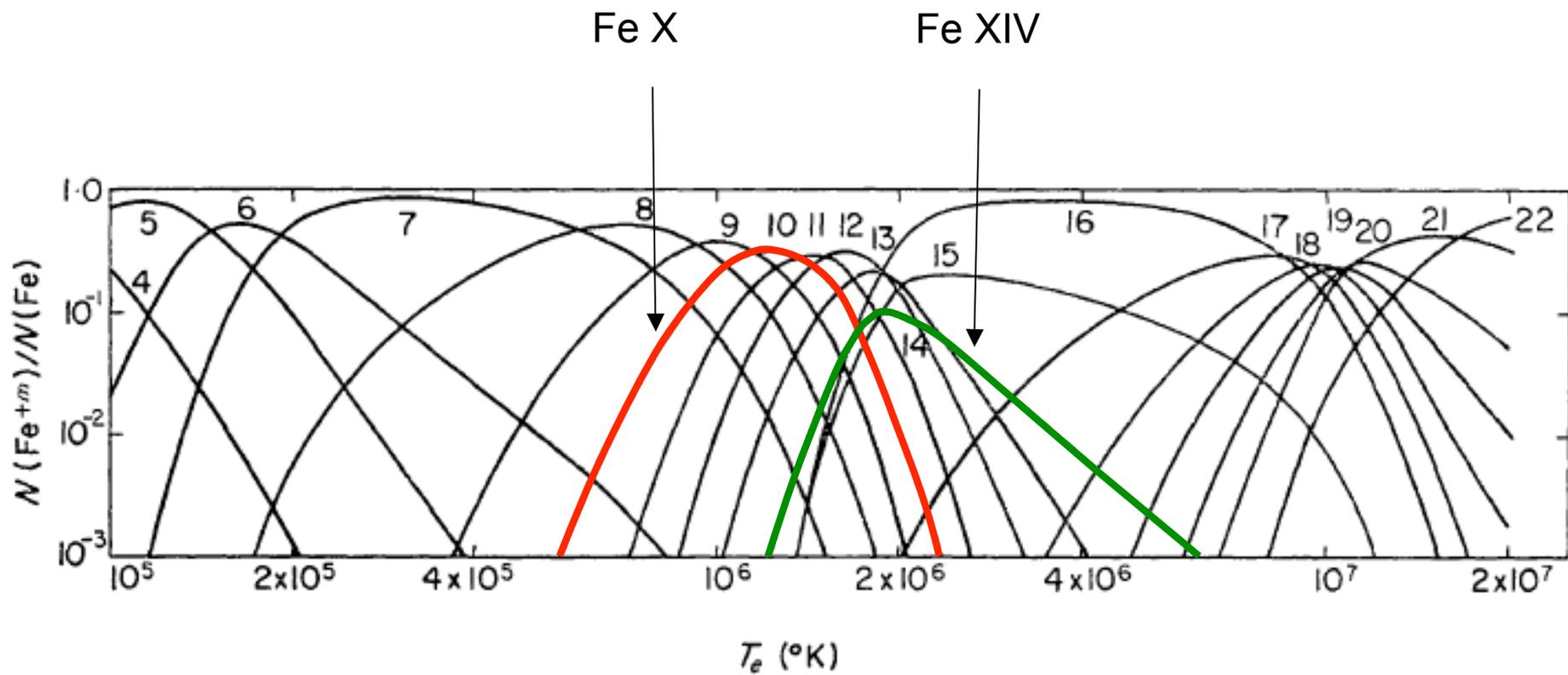
■ 高階電離イオンの禁制線

- 電気双極遷移確率ゼロ
- 電気四重極遷移または磁気双極遷移は起こるが遷移確率(アインシュタインのA係数)が小さい
- 実験室では密度が高いため、光を出して遷移する前に粒子衝突のために遷移してしまう
- コロナは希薄なので、衝突間の時間が長く、光を出す遷移が起こる

■ 温度と電離段階には関係がある

- red line (6374 Å) Fe X 百万度
- green line (5303 Å) Fe XIV 2百万度

C.Jordan, MNRAS 142, 501, 1969

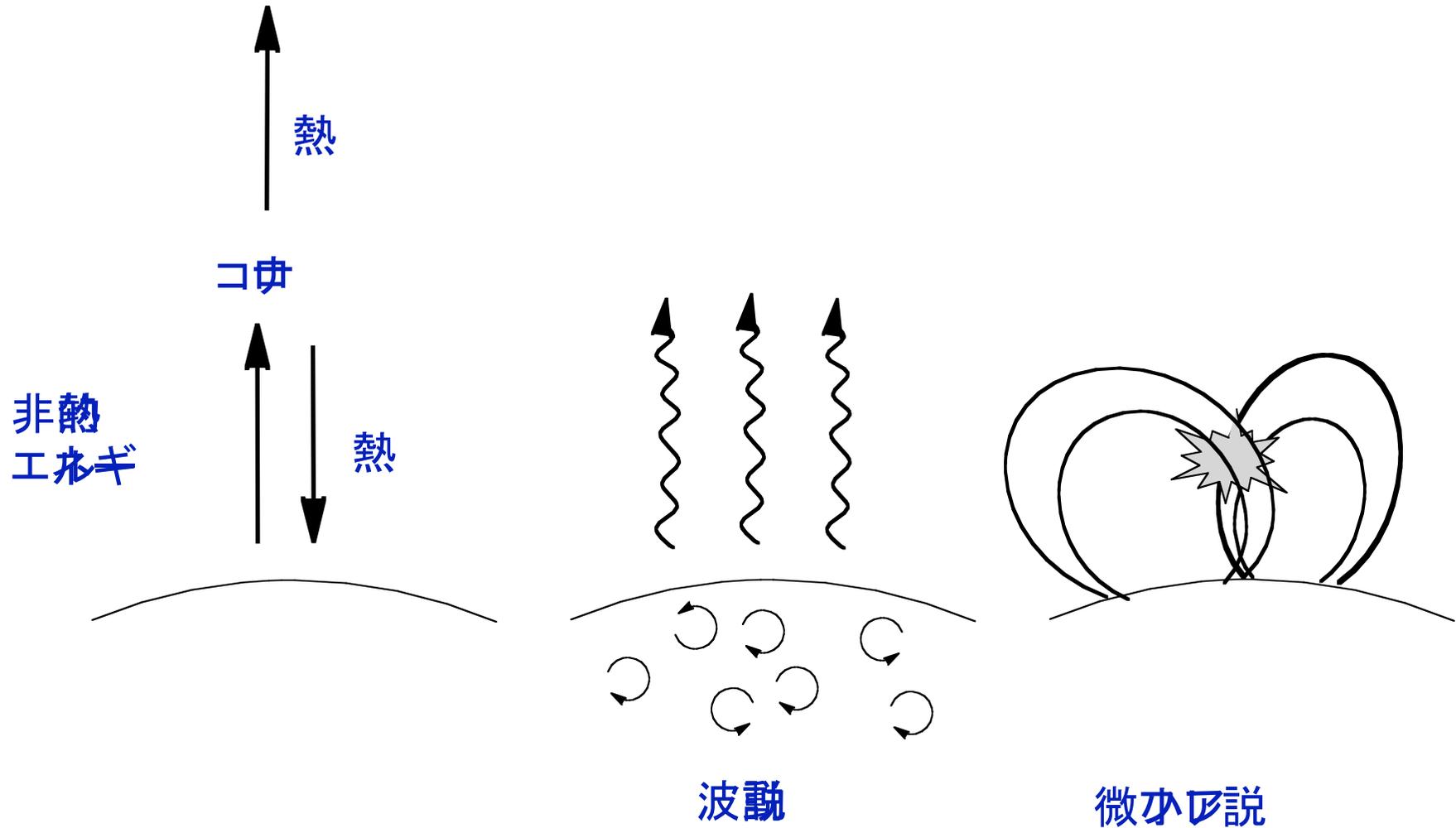


コロナ加熱に必要なエネルギー

- 熱はコロナから太陽表面へ流れる
熱以外の(例えば力学的)エネルギーの注入が必要
- 観測から
 - 静穏コロナへのエネルギー供給: $3 \times 10^5 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$
 - 活動領域コロナへのエネルギー供給: $10^7 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$
- 単位体積あたりのエネルギー供給
コロナループ(長さ L)への入力エネルギーが熱伝導と放射の損失と釣り合う (energy balance model)
$$e_H = 4 \times 10^{-3} (T_{\max}/10^6 \text{ K})^{7/2} (L/10^9 \text{ cm})^{-2} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$$
- スケーリング則
$$T_{\max} \sim (\rho L)^{1/3}$$

T_{\max} : ループ頂上の温度
 ρ : ループ内圧力(一定)

加熱機構： 波動説と微小フレア説



波動説

- 最初に提案されたのは音波説
(Biermann 1948; Schwarzschild 1948)
 - 対流層の圧力擾乱が音波として上層に伝わる
 - 密度の低い層へ伝わるので振幅が増大し、非線型性により衝撃波となる
 - 衝撃波面で運動エネルギーが熱に変わる



光球の粒状斑

音波加熱説の困難点

- 音波のエネルギー供給量は静穏域でも活動領域でもほぼ同じ
- しかし高温高密のコロナは磁場の強いところに行ける
- 測定された音波流束 ($<10^4 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) は小さい
- 圧縮性の波は彩層で既に散逸して消滅
- 星のコロナからのX線強度：
質量が同じでもX線強度は多様 \implies 自転速度にも依存

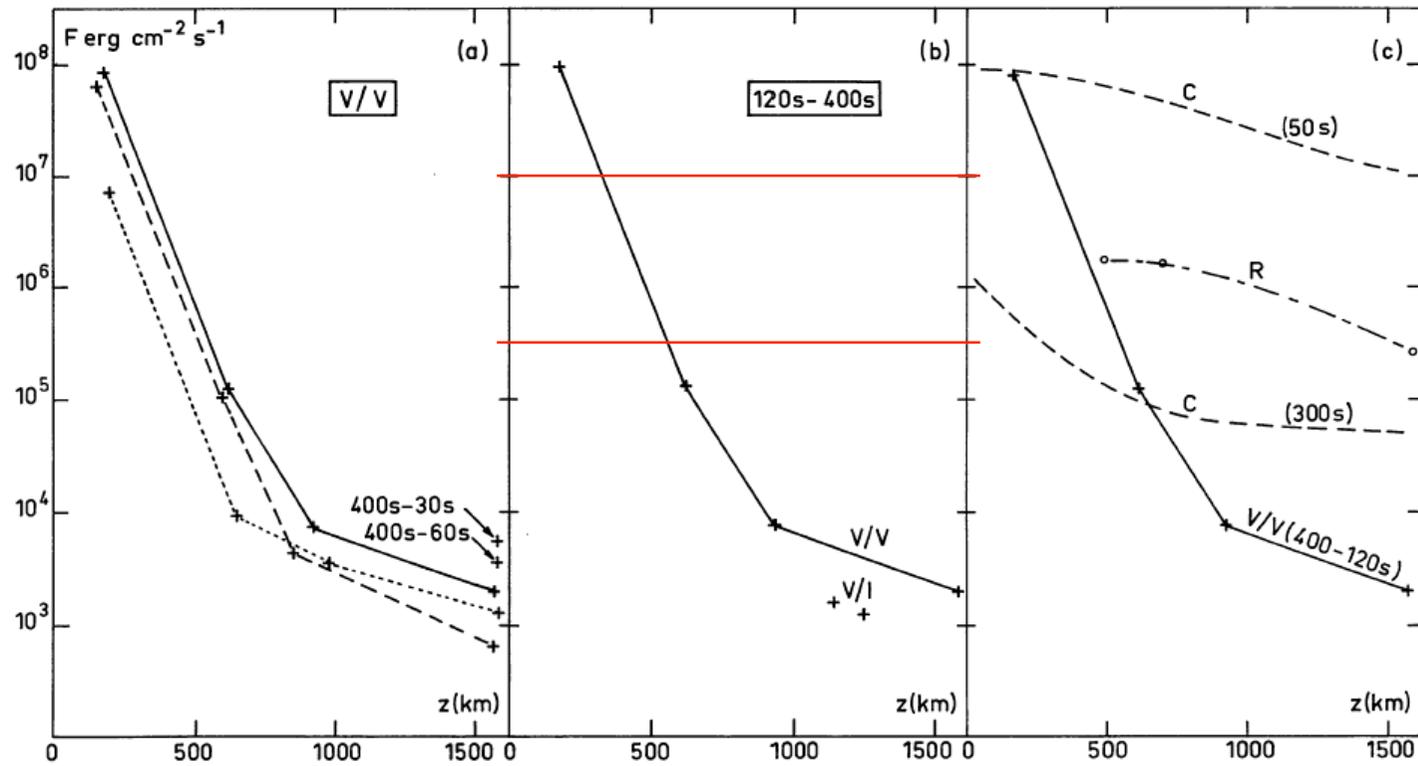
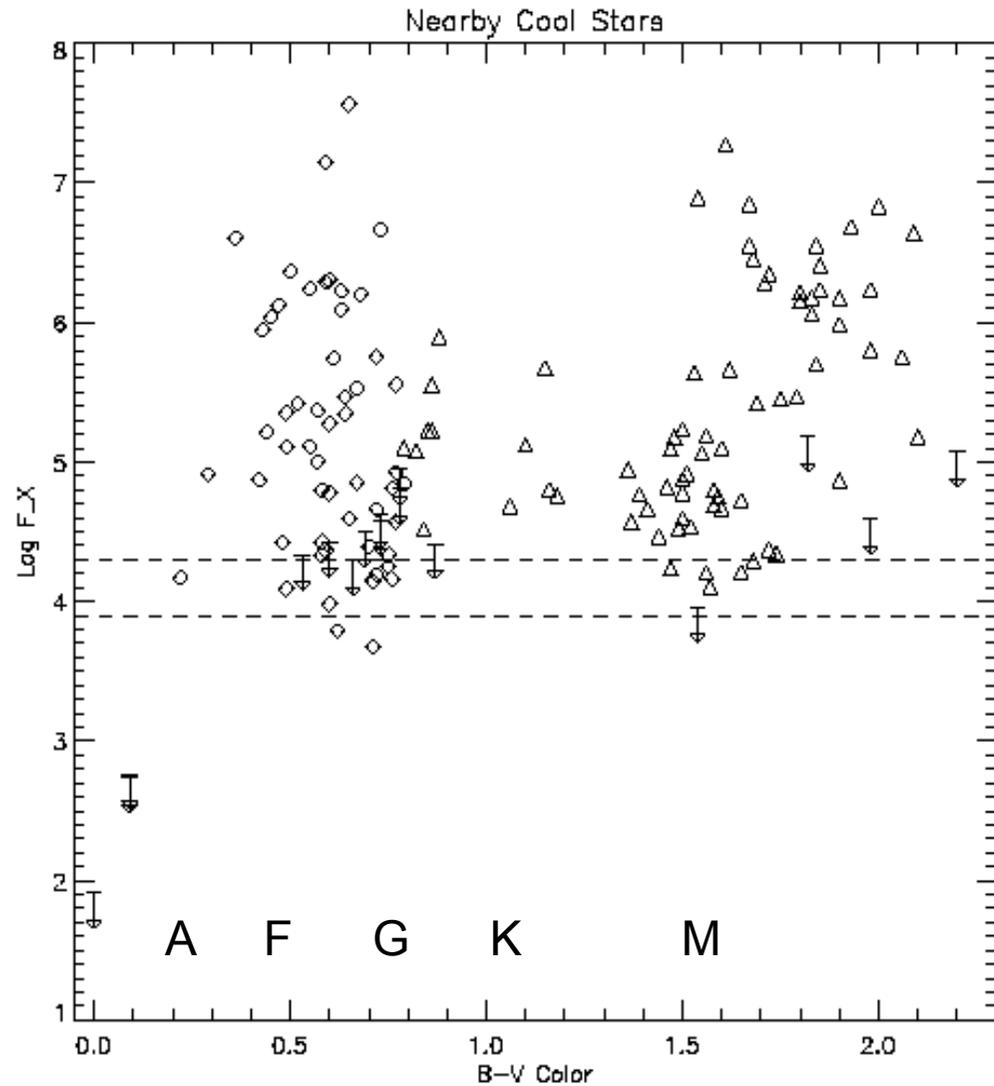


Fig. 3. **a** Mechanical flux (V/V) versus the altitude integrated over different period ranges: — 120–400 s, --- 200–400 s, ... 120–200 s. For 1500 km, two more ranges are considered: 60–400 s, 30–400 s. The altitude value is averaged over the integration range. **b** Mechanical flux obtained by two calculation methods (V/V) and (V/I). **c** Mechanical flux (V/V) integrated over 120–400 s compared to mechanical theoretical flux (---) by dissipation of shock waves (Stein and Leibacher, 1974) and to radiative losses (- · - · -)

A型星にはコロナがない
(対流層がないから)

F~M型星のX線放射強度は様々

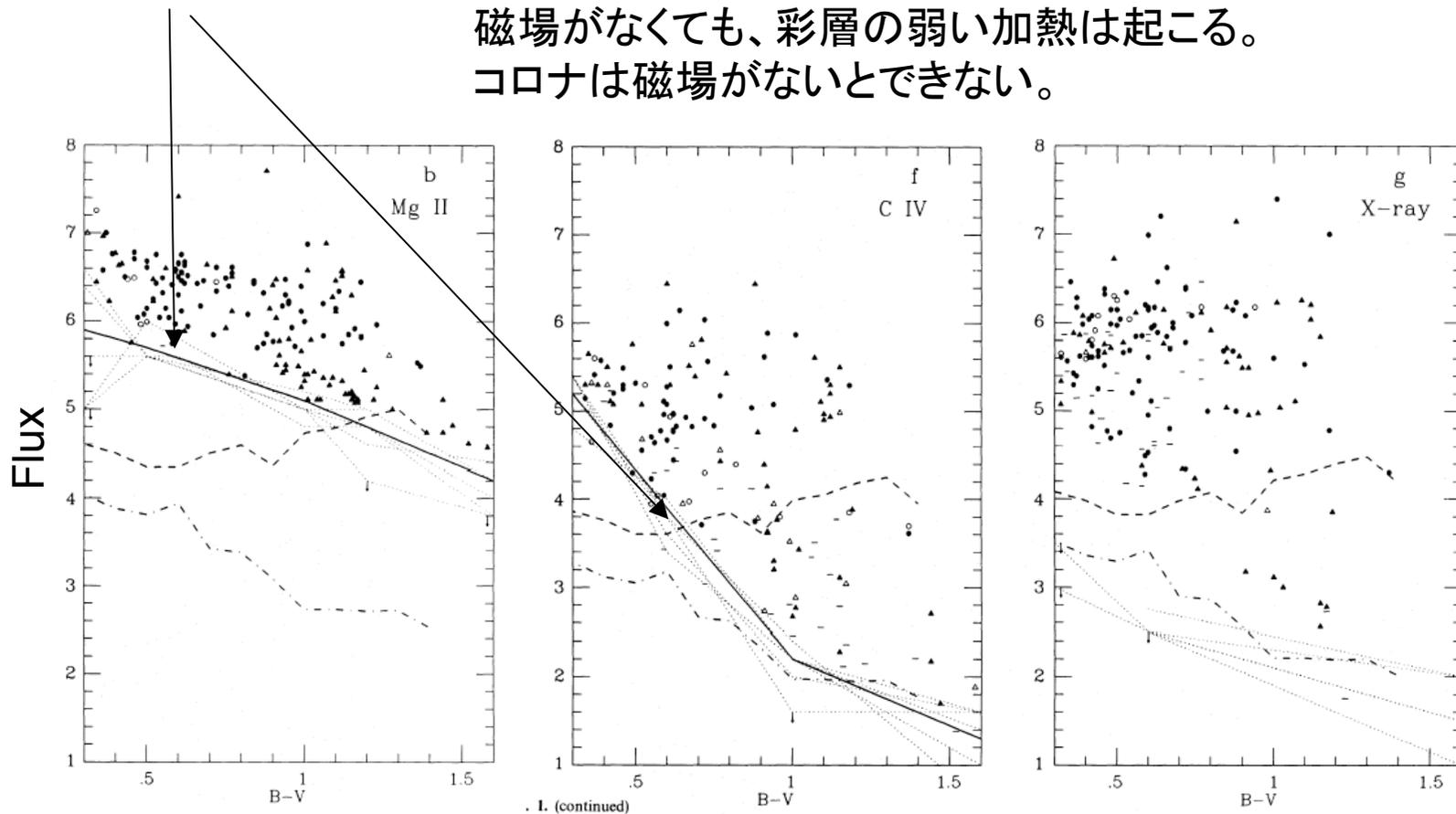
いろいろな自転速度があるから



$$F = F_0 + C \Omega^\alpha$$

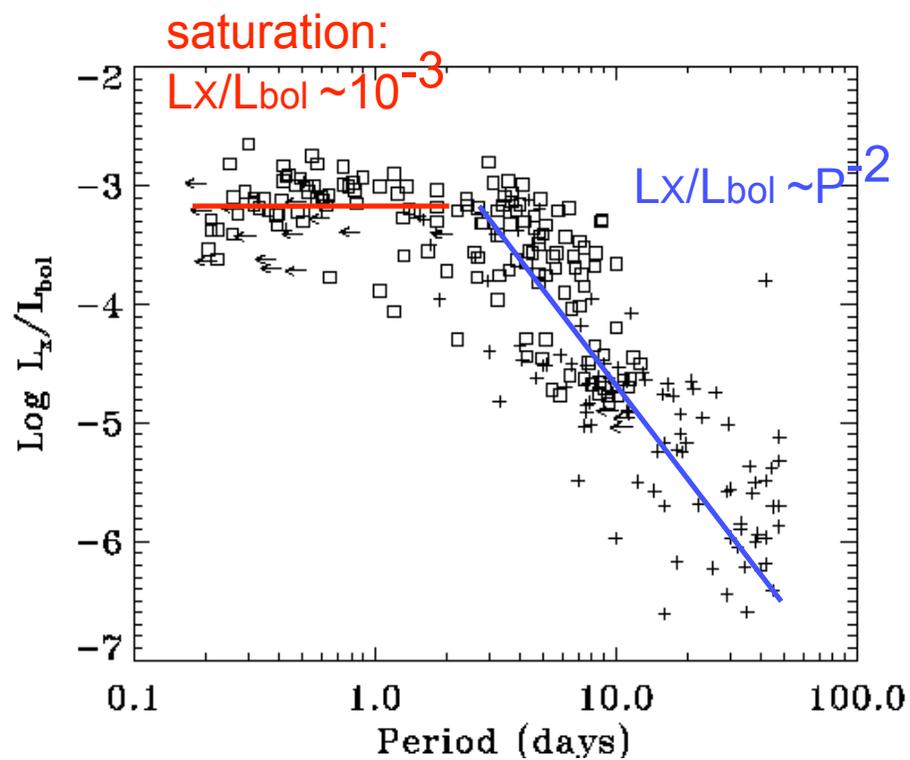
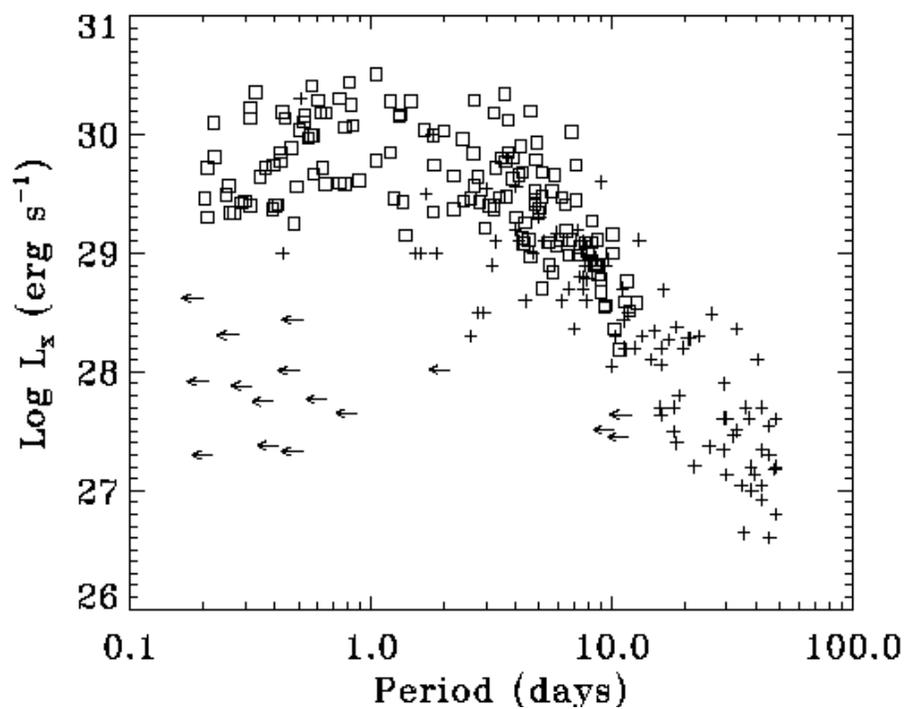
F₀: basal heating (~0 for X-rays)

磁場がなくても、彩層の弱い加熱は起こる。
 コロナは磁場がないとできない。



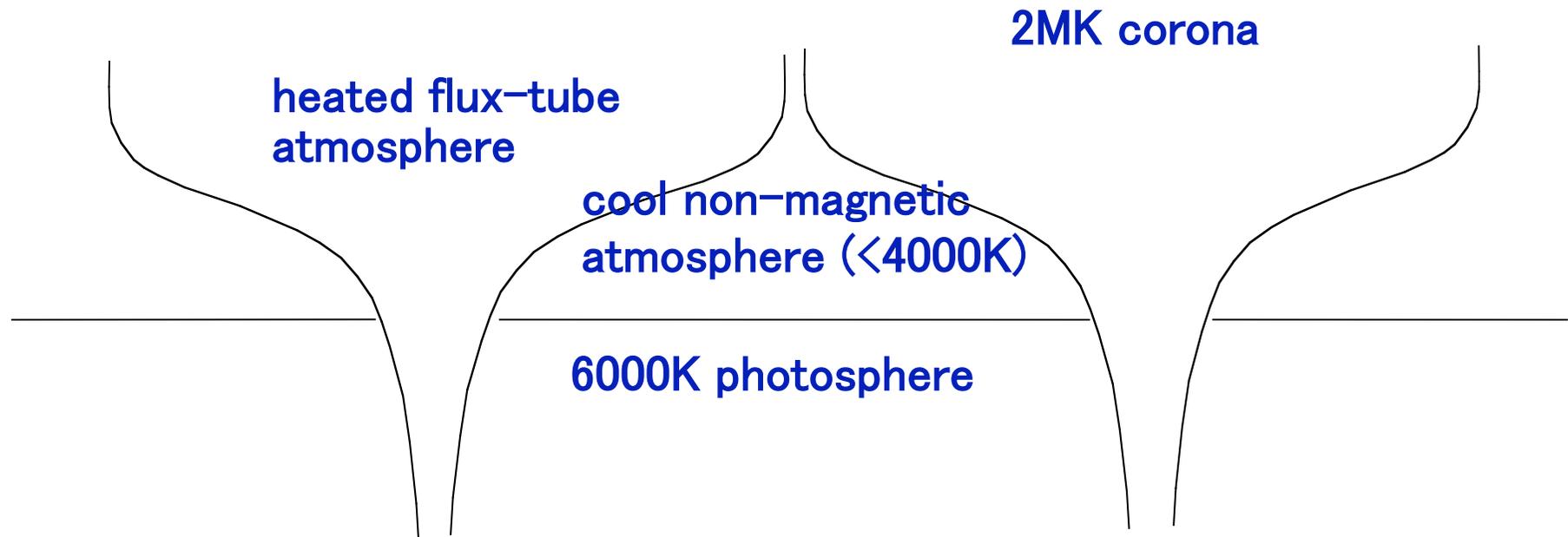
----- : detection limits

自転の速い星ほど強いX線を放射



大気構造の二極分化

- 磁場を持つ大気はコロナ温度にまで加熱される
- 磁場のない大気は加熱されない



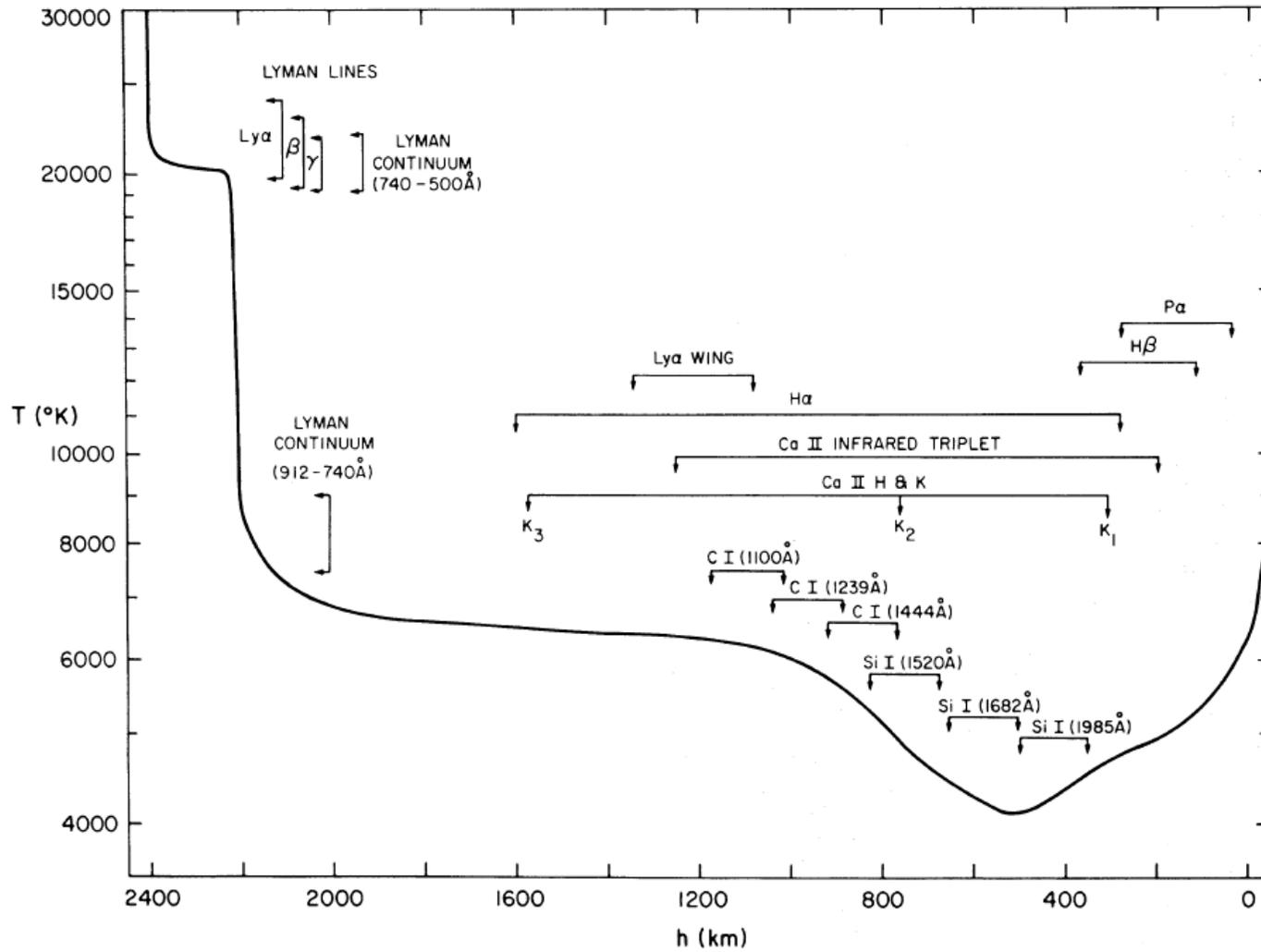
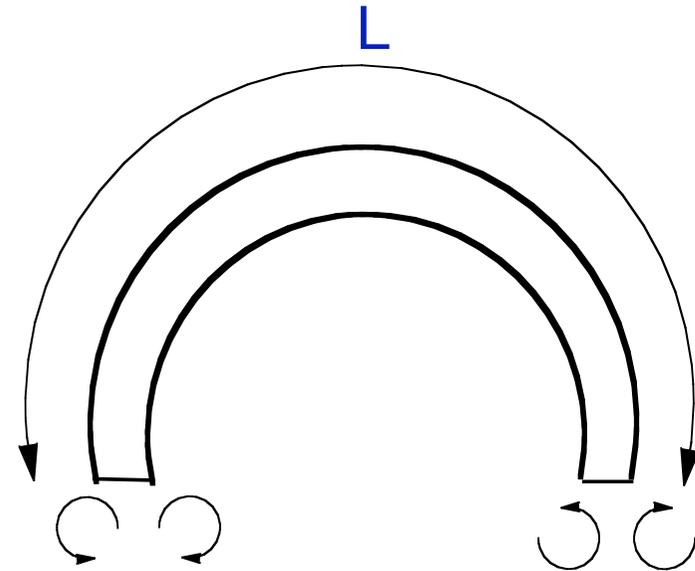


FIG. 1.—Our adopted temperature-height distribution for the photosphere (on the right), temperature-minimum, chromosphere, and chromosphere-corona transition zone. Also indicated are the regions of formation of the various lines and continua we have studied.

磁氣的加熱機構: AC機構 対 DC機構

- コロナループの力学的応答時間: $t_A = L / V_A$
- 駆動源の特徴的時間: t_{driver}
- $t_{\text{driver}} > t_A$: 磁場の準静的変形 (DC) → 微小フレア説
- $t_{\text{driver}} < t_A$: 波動 (AC)
- $V_A \sim 500\text{-}1000\text{km/s}$,
 $t_A \sim 1\text{-}5 \text{ min}$



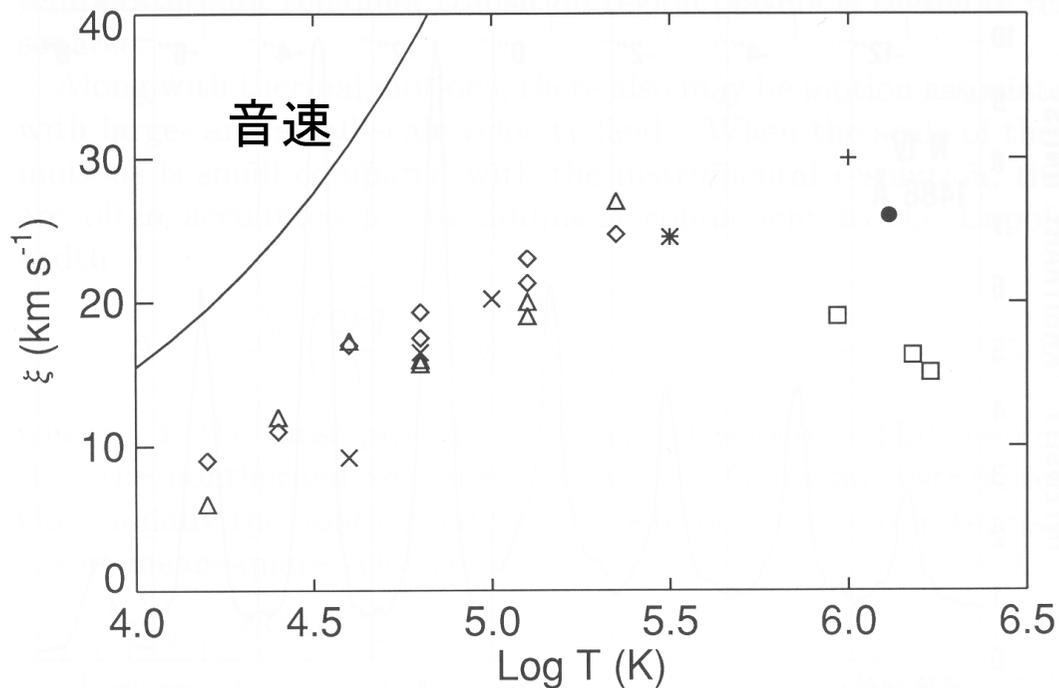


磁気波動加熱

- 圧縮性波動はコロナまで達しない(非線型性により衝撃波に発展し、消滅する)
- Alfvén波は非圧縮なのでコロナまで達するが、散逸しにくい
- 従って
 - コロナ中で圧縮性の波を発生させる
 - Alfvén波を効果的に散逸させるメカニズムを考える
- スペクトル線の乱流幅(微視的運動) 15-30 km/s.

乱流線幅の高さ依存性

J.T.Mariska, The Solar Transition Region, p.118



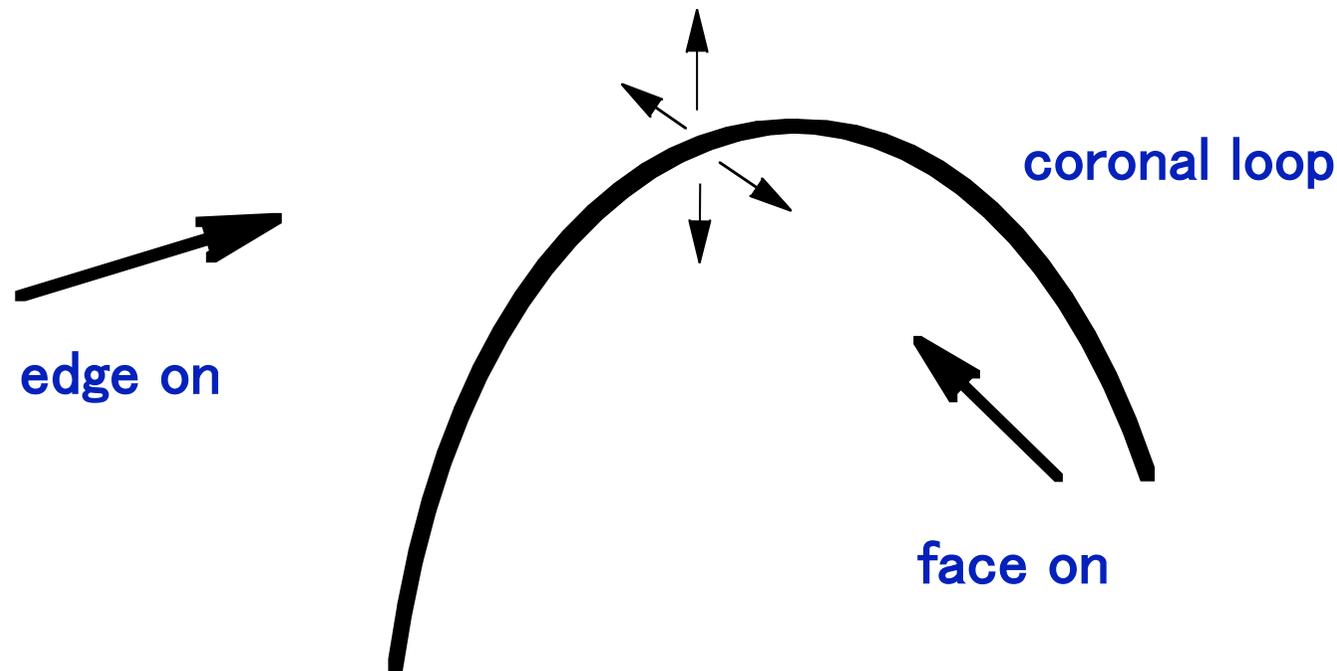
- 波動の伝搬に伴う振幅増大を表している？

Fig. 5.2. Nonthermal broadening of optically-thin emission lines as a function of temperature. The data represented with triangles are from Doschek *et al.* (1976*b*), with diamonds are from Mariska *et al.* (1978), with crosses are from Boland *et al.* (1975), with a star is from Bonnet *et al.* (1978), with a plus is from Feldman and Behring (1974), with the squares are from Cheng *et al.* (1979), and with a filled circle is from Hassler *et al.* (1990).

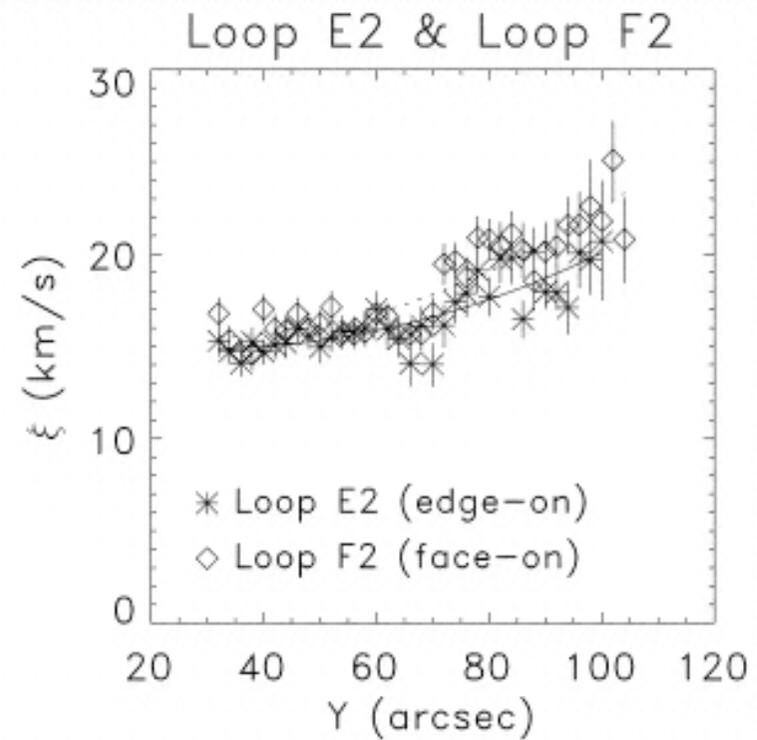
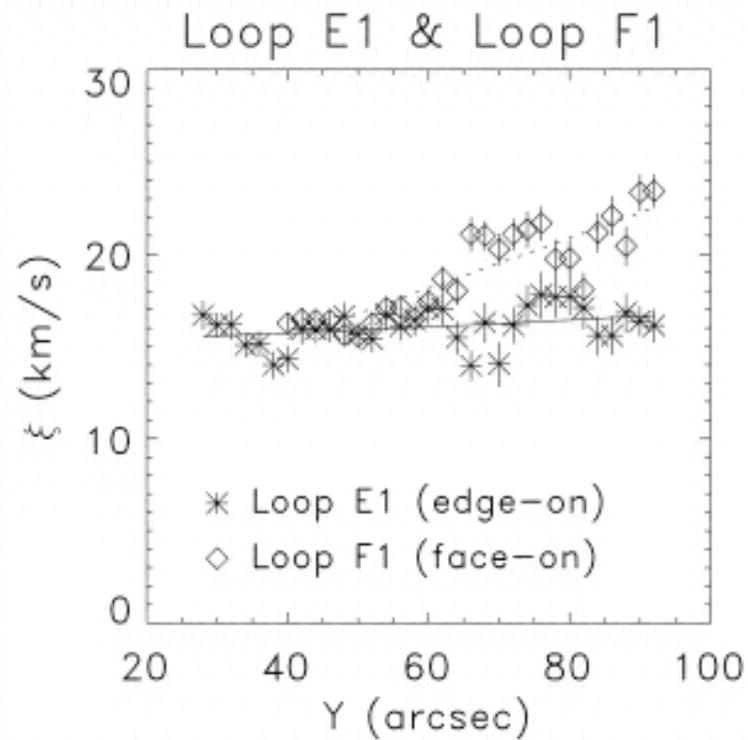
スペクトル線乱流幅の非等方性

(Hara & Ichimoto 1999)

- 乱流幅: 14-20 km/s (red line, 1MK)
- 非等方成分 (Alfvén波?): 3-5 km/s

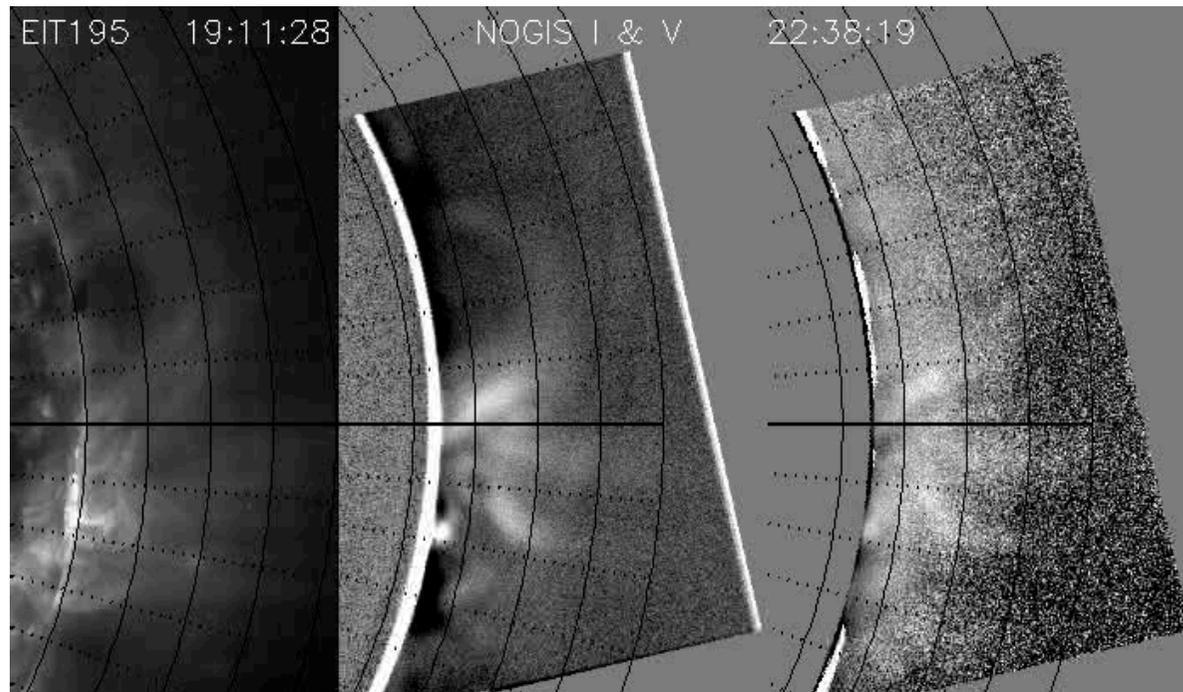


Hara and Ichimoto, ApJ 513, 969, 1999

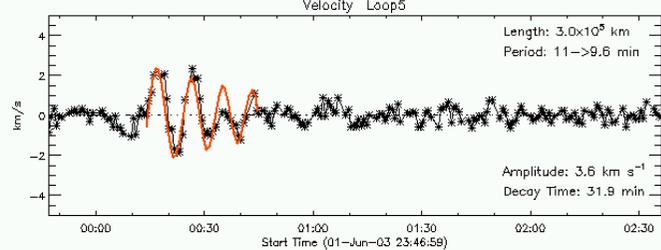
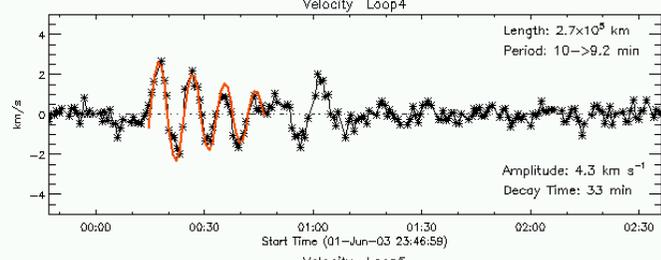
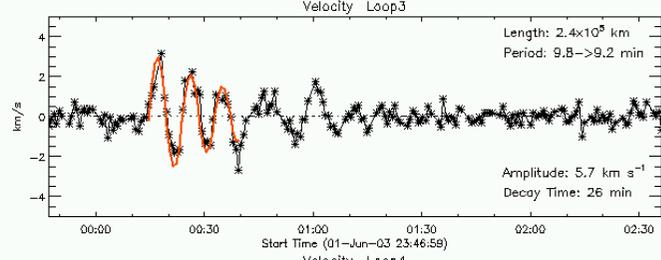
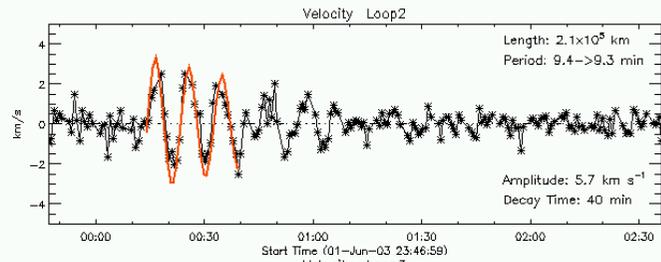
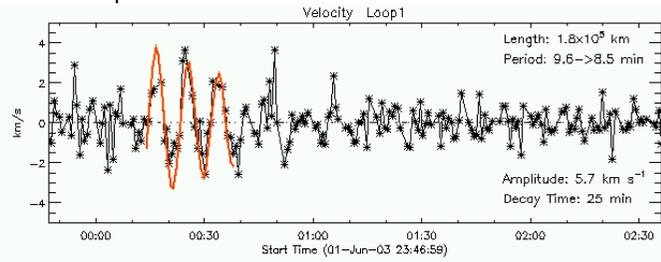


コロナループの振動

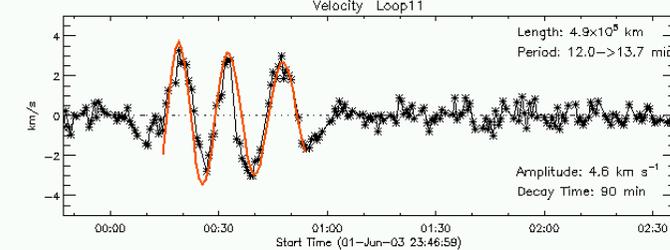
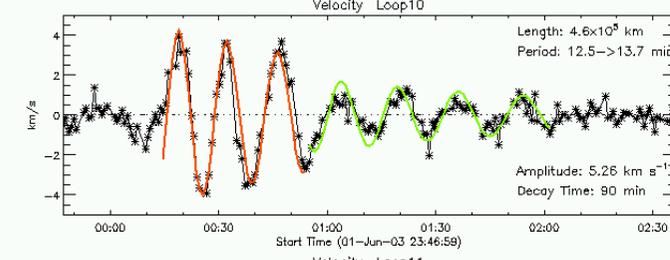
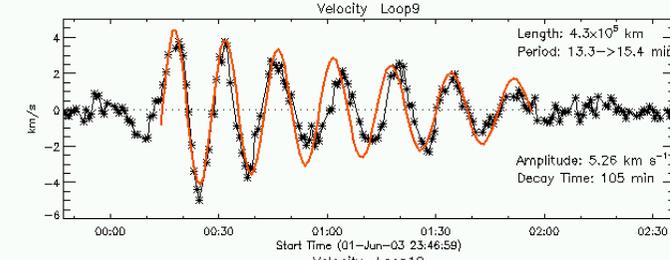
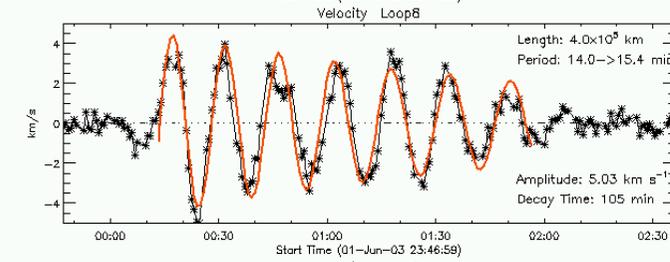
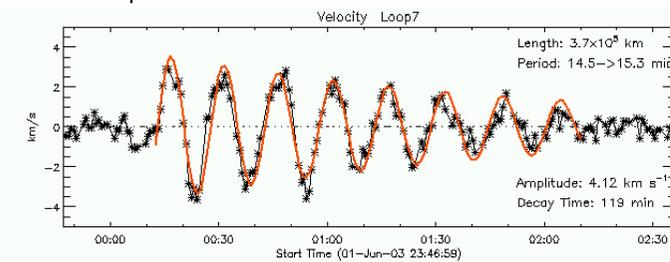
- 近傍のフレアにより励起
- 周期 10-15 min → Alfvén波と考えられる
- 減衰時間 ~ 100 min



Inner loops



Outer loop





振動の減衰メカニズム

- エネルギーが足元から抜ける
- エネルギーがループ周囲のコロナに伝わる
(fast mode)
- ループ内でエネルギーが転換または散逸する
 - 位相混合→コヒーレントでない振動になる
 - 粘性・抵抗散逸

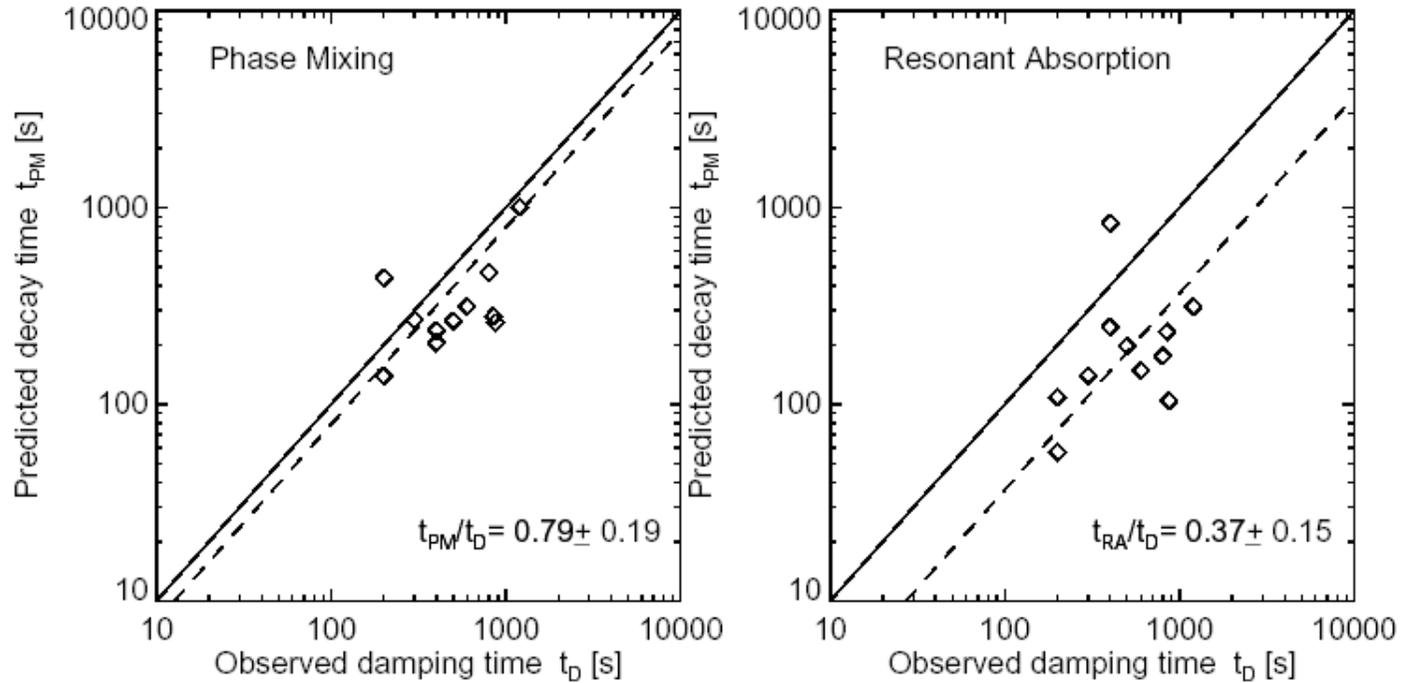


FIG. 9.—*Left*: Scaling of loop oscillation damping time t_D with (aP) , which does not show a close correlation. For damping by phase mixing a scaling of $t_D \propto (Pl)^{2/3}$ is expected. *Right*: Scaling of loop oscillation damping time t_D with $(R/l)P$, for which a linear correlation is expected in the framework of resonant absorption. The linear regression fit shows a slope of 0.84 ± 0.34 , which is consistent with the expected proportionality.

微小フレア説の起源

Parker問題とParkerの仮説

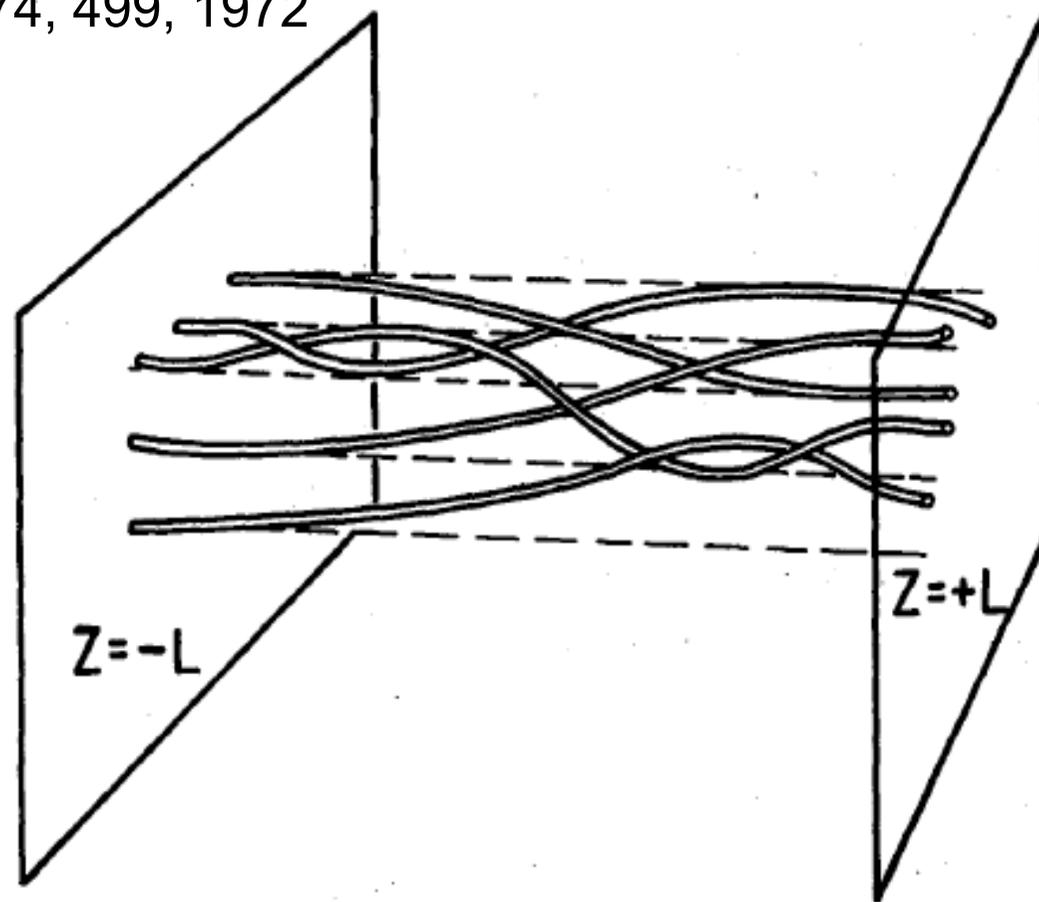
■ 仮説（まだ信奉者多数）

- 2平面間の一様な初期磁場を考える
- 境界に運動を与える。運動は磁力線の巻きパターンを乱すようなものにする
- 自然に不連続ができる
- (リコネクションにより) エネルギー散逸が起こる

■ シミュレーションではこうはならない

- 電気抵抗ゼロでは何事も起こらない
- 電気抵抗がゼロでないと、まずリコネクションが起き、磁力線のパターンを変える→さらにエネルギー解放が起こりやすい状況になる

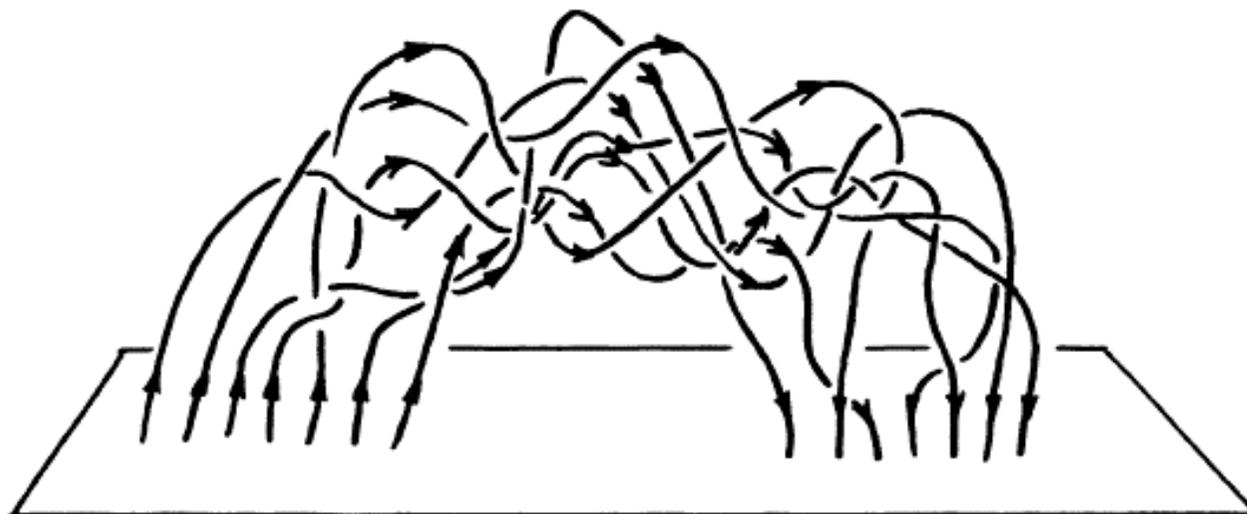
Parker: ApJ 174, 499, 1972



- 平衡状態では磁力線に沿って圧力は一定でなければならないのに、両足元の圧力が矛盾する → 非平衡状態になる

Parker: Solar Phys. 121, 271, 1989

コロナループはこんなになってる？



数値シミュレーション

(Mikic, Schnack, and van Hoven: ApJ 338, 1148, 1989)

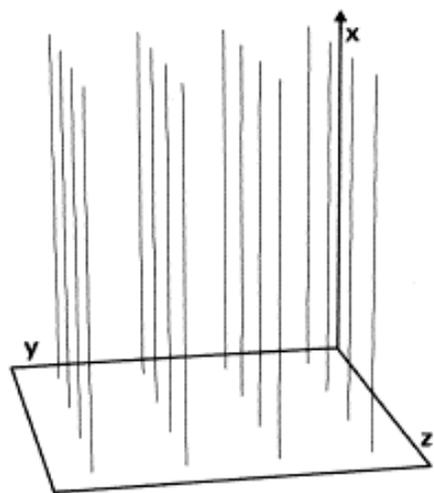


FIG. 1a

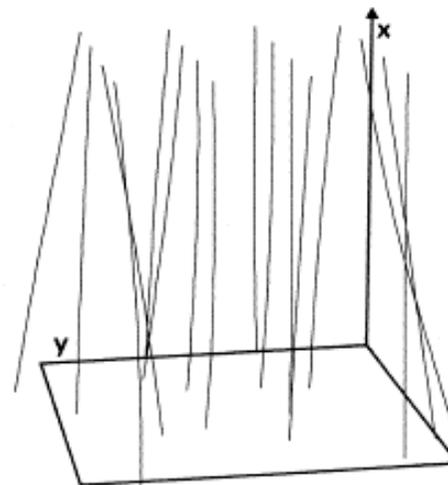


FIG. 1b

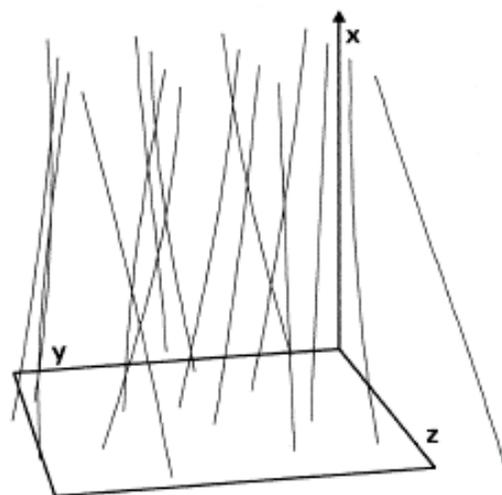


FIG. 1c

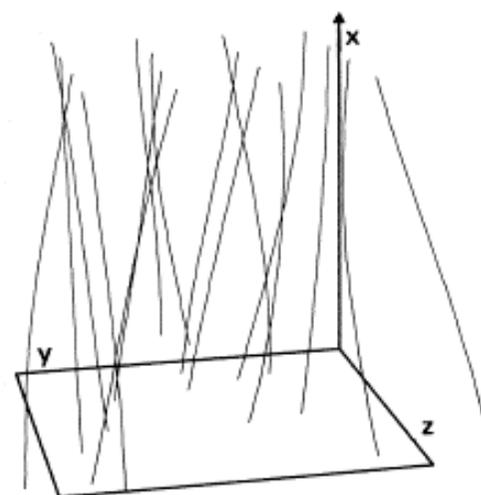


FIG. 1d

FIG. 1.—(a–d) Traces of magnetic field lines at (a) step $i = 0$, corresponding to the initial field, (b) $i = 4$, (c) $i = 8$, and (d) $i = 12$

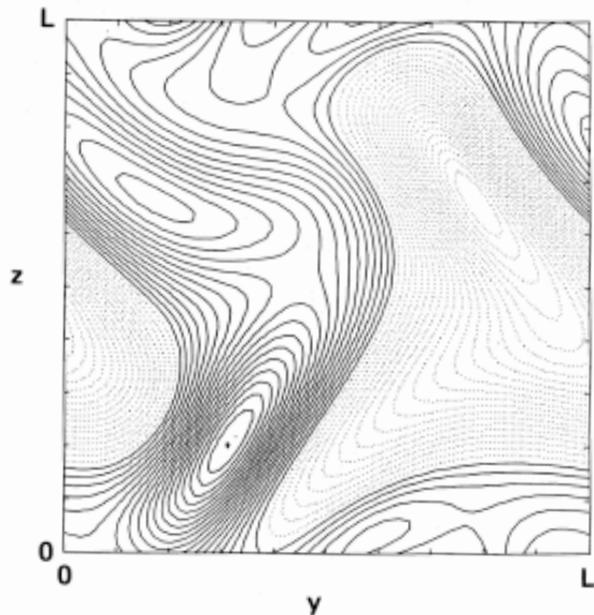
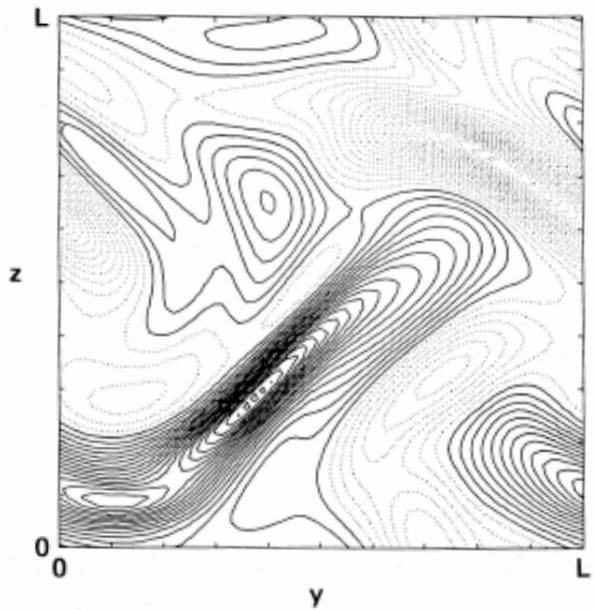
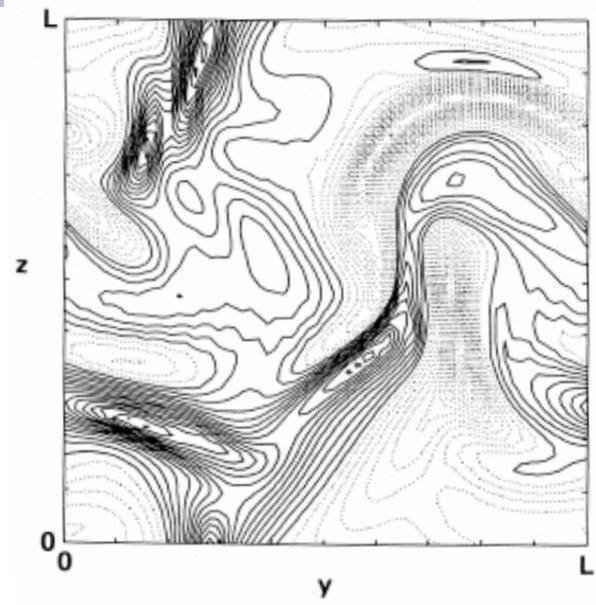


FIG. 2a



電流密度の分布

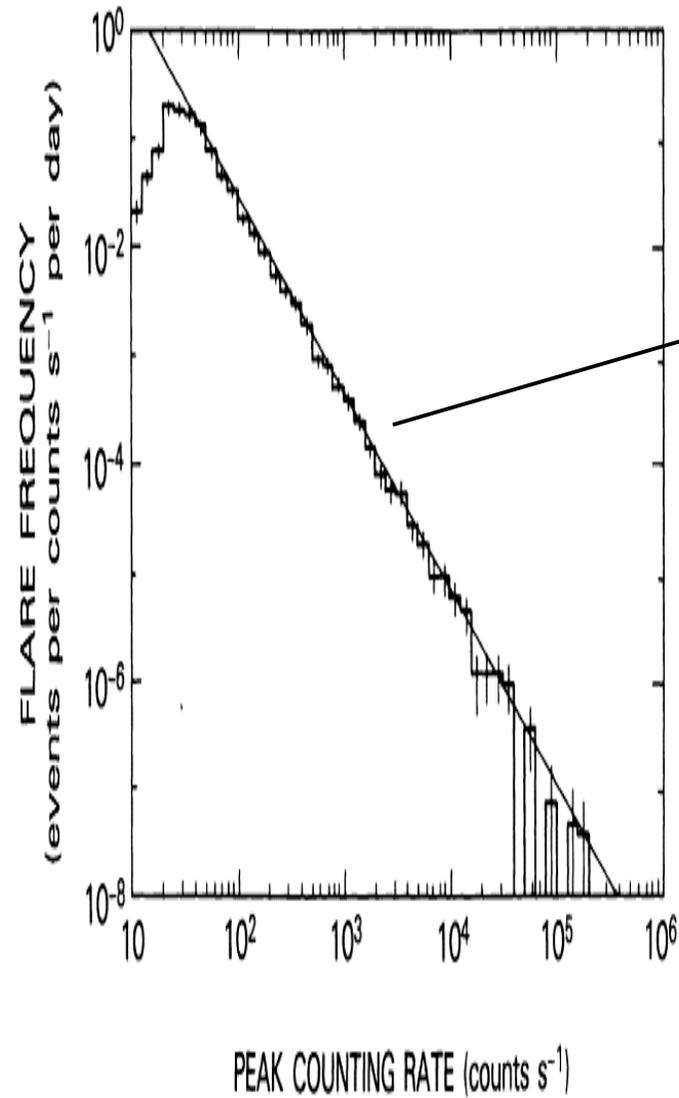
不連続はできない

微小フレア説

- フレアの分布関数 $f(E) \propto E^{-\gamma}$
- フレアが供給する総エネルギー $\int_0^{\infty} f(E) E dE$
 - $\gamma > 2$ ならば小さなフレアの総エネルギーが大きな寄与
 - $\gamma < 2$ ならば、少数の巨大フレアが総エネルギーのほとんどを占める
 - フレアでは $\gamma \approx 1.5$
 - 微小フレアでは $\gamma > 2$ となるのか？

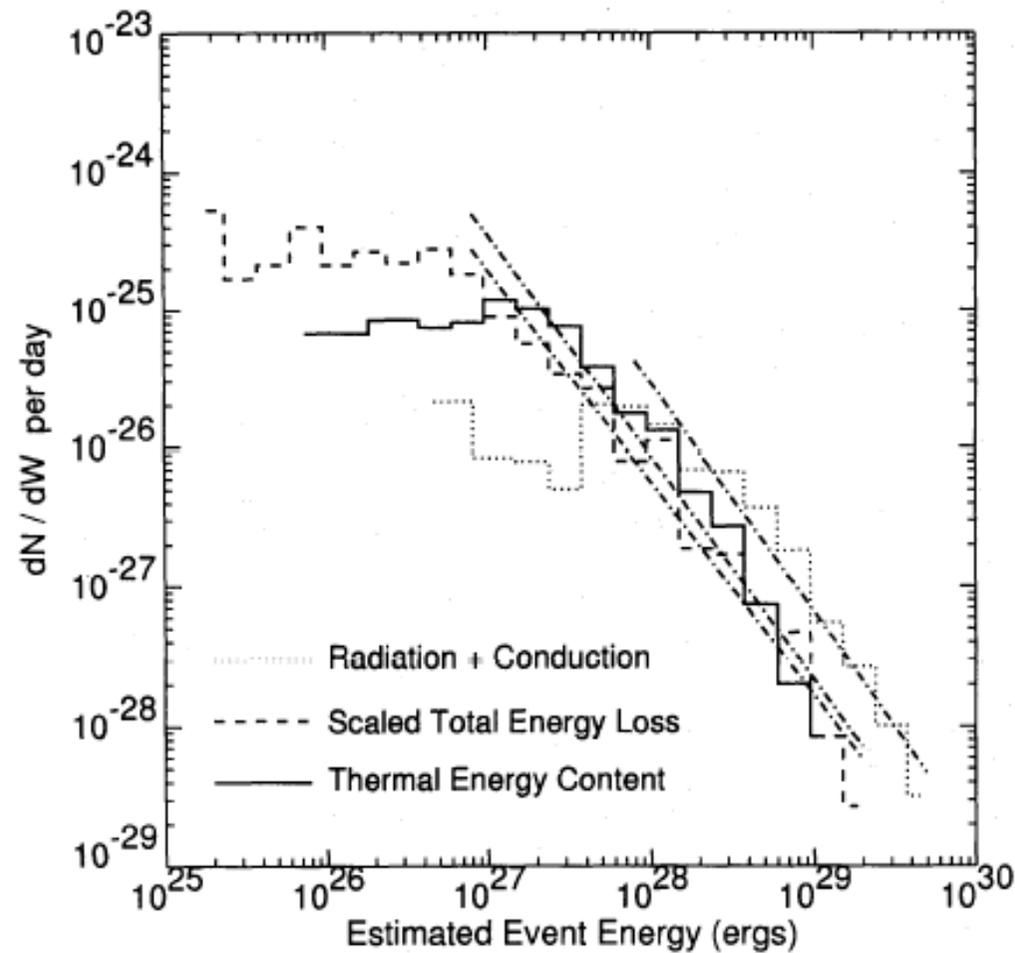
フレアの分布関数

Dennis: Solar Phys. 100, 465, 1985



$$\gamma \approx 1.8$$

「ようこう」の小フレア観測 $\gamma=1.5$ 、コロナ加熱の2割

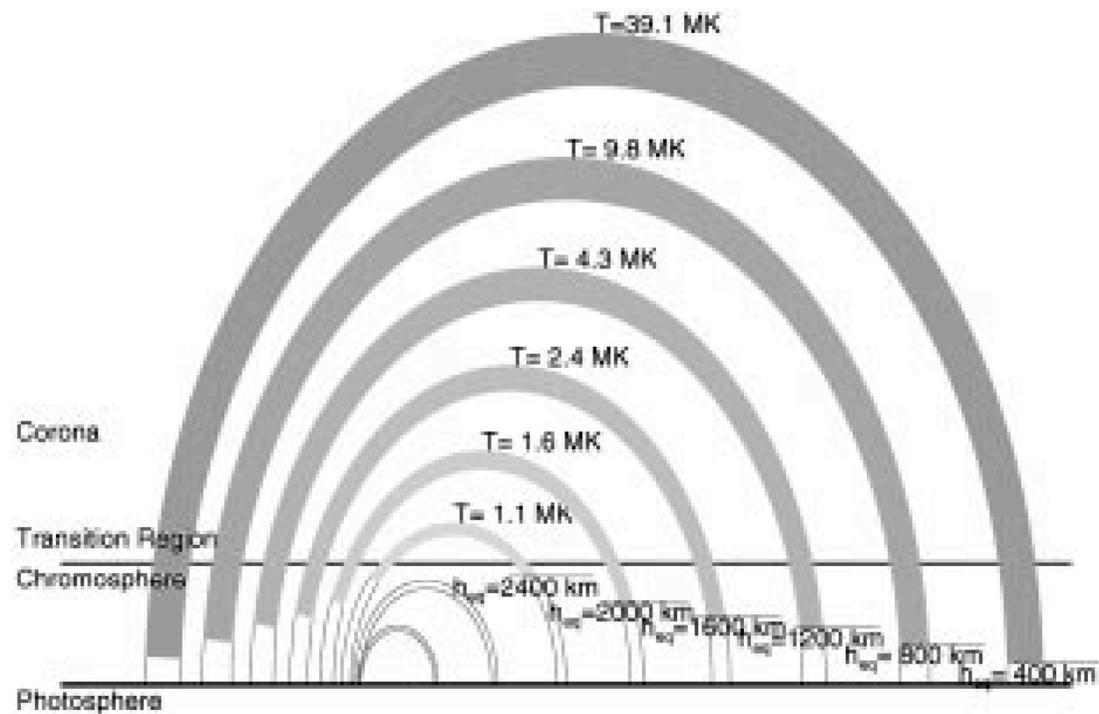


Shimizu, PASJ 47, 251-263, 1995

無限に小さいフレアはない？

Aschwanden, Solar Phys. 190, 223, 1999

あまり小さいと、冷たい光球
に近すぎて高温になれない



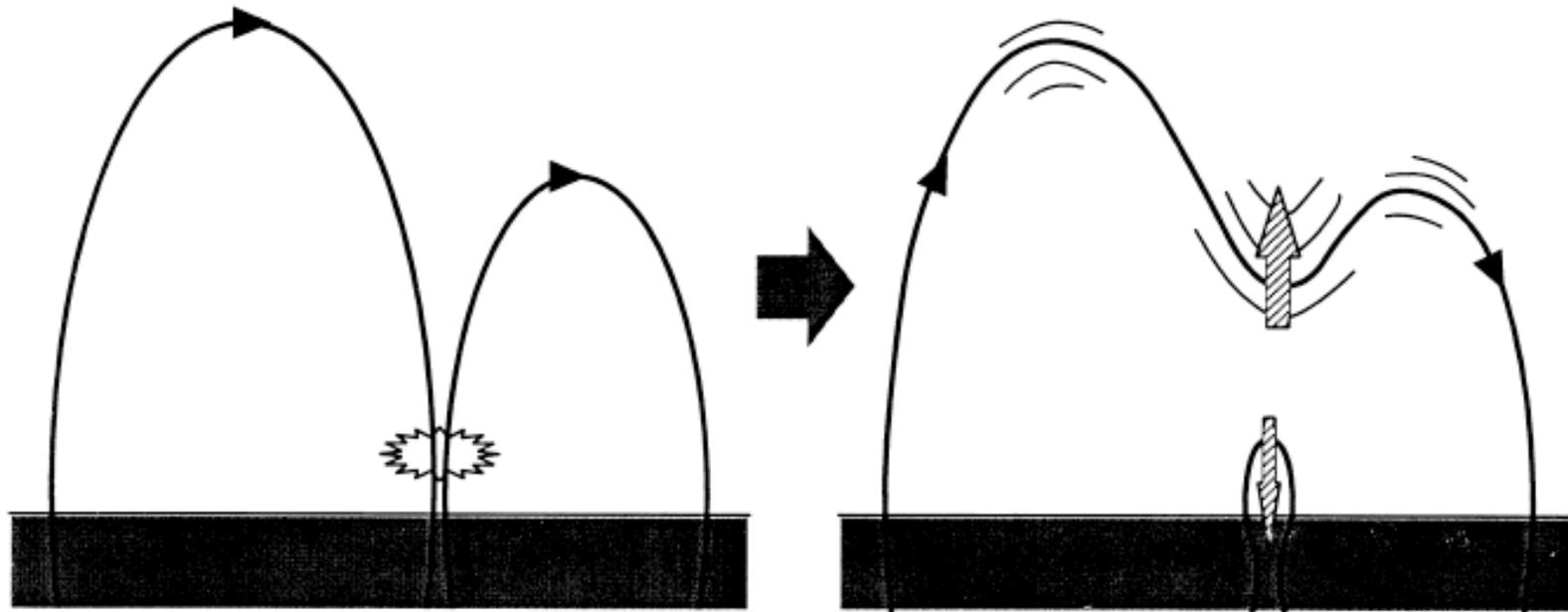
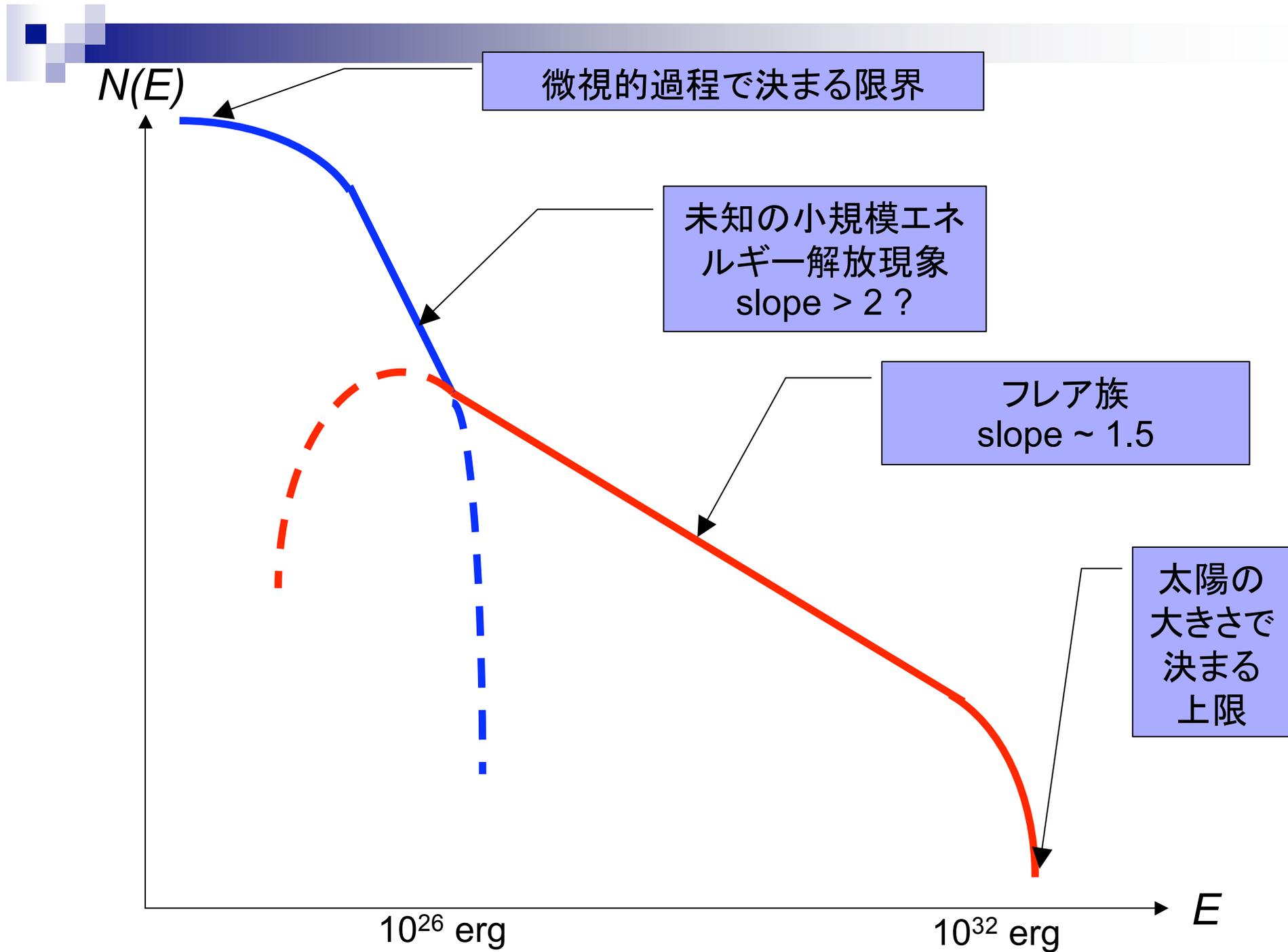


FIG. 3.—Schematic representation of expected evolution of the magnetic field when two elements from two different bipoles are brought together in a network region: (a) reconnection occurs preferentially near the temperature-minimum region; (b) as a result of reconnection, the lower loop subsides into the photosphere, and the upper loop relaxes rapidly into the corona, where it excites sound waves.

コロナの中にじかに擾乱を作ればよいのか？





コロナ加熱：まとめ

■ 波動説：

- 波動は検出されている
- モードもわかりつつある
- コヒーレントな波の持つエネルギーは小さい
- 乱流幅の正体は未だ不明
- 散逸機構の問題

■ 微小フレア説：

- 観測的には微小フレアの数不足

■ 光球のエネルギー源とコロナの関係は、「ひので」で初めて研究可能となった

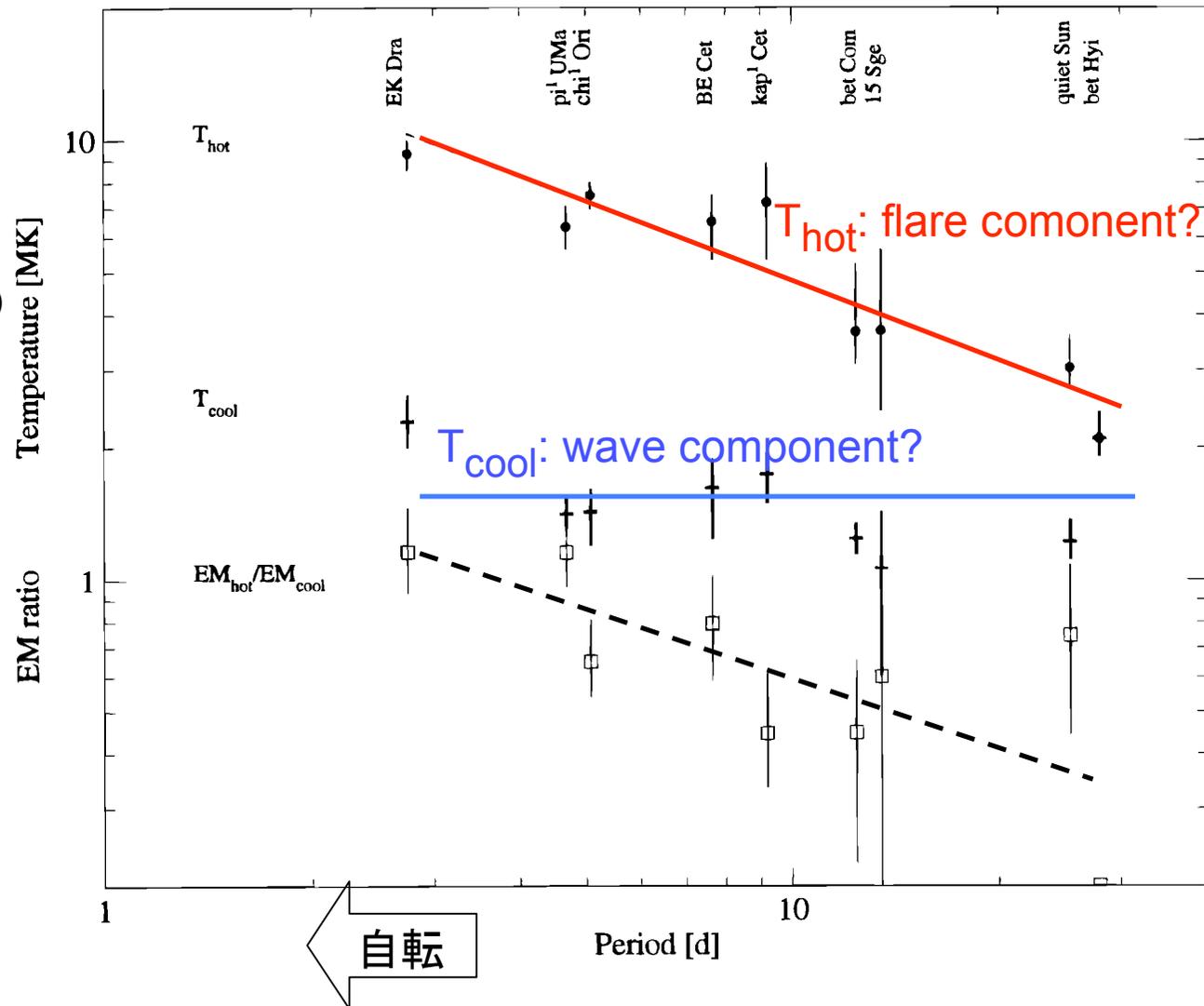
Güdel et al., ApJ, 483, 947-960, 1997

太陽類似の星 (G0~G2)

コロナの2温度モデル

Solar-like stars (G0-G2)

Two-component model:
 T_{hot} , T_{cool} , EM_{hot}/EM_{cool}





完 つづく,,