

X-EUV で見た太陽

— 磁場にまつわるいくつかの話題 —

内 田 豊*

1. はじめに

太陽コロナと其中で起る諸々の現象についての最近の観測は、太陽の様な静かな、言わば“宇宙における平均的小市民”といった星の周辺においてさえ、プラズマの強い加熱、その中の爆発的不安定の発生、高エネルギー粒子の加速、等の激しい非熱的現象が常に起っている事を我々に教え、宇宙における更に大規模な爆発現象の解明に多くの示唆を与えている。人工天体からの観測は、従来地球大気の吸収等のために見る事の出来なかった波長域での宇宙現象の観測を可能としたのであるが、最近の軟X線及び極端紫外線（以下X-EUVと略す）による太陽外層大気の観測はその最も華々しい成果の一つと言えるだろう。それは当然のことながら従来の太陽物理学の既成概念に対していくつもの大きなインパクトを与えるものであった。以下では敢えて多少の私見を混える事を恐れずに、これらの意味するところを考えてみることにする。

2. 軟X線、極端紫外線での観測

太陽コロナは可視光域では太陽本体の百万分の一程度の輝度しか持たないため、従来は日食の時、又はコロナグラフ等の装置で太陽本体の強い光を遮ることにより、観測されて来た。これらの研究で、コロナは百万度Kという謎の高温を持つこと、太陽本体と違って球対称でなく、重力以外の力を示唆する非対称構造（ストリーマー構造）を持つこと、等々が判って来ていた。これらの観測ではコロナ構造は太陽周辺で言わば横から見通す形で調べられてきたが、X-EUVの観測では6千度Kの太陽本体より、百万度から時に数千万度Kに及ぶコロナの方がずっと明るく見えるため、直接太陽面上で、コロナ構造を下の光球彩層の現象と関連づけながら、見る事が出来るようになった。

例えば、スカイラブ搭載の軟X線（AS & E グループ）、極端紫外線（NRL グループ）等による写真を見ると、極めて明るく輝いているのは南北両半球に散在する黒点活動域の上空である（写真1の上）。これらは、良く見ると多くの細かいループから成り立っている。そして

試みにこれを光球磁場の分布（写真1の下）と比べてみると、ループは総て互いに逆符号の磁場域を結んでおり、磁場との関連は明瞭である。高温高密度のコロナの形成には磁場が重要な役割を果たしているらしい。コロナ中には磁気力が他の力に卓越していると考えられる根拠があり、またプラズマは磁力線を横切っては動けない（フローズン・イン条件）ので、これらのループは高温高密度のプラズマが磁力管に閉じ込められて、磁力線の形を我々に見せてくれているものと考えてよい。磁力線の形とその端点上での磁場の強さが判ればコロナの磁場は定まってしまうから、この観測は、同時に、従来測定手段の無かったコロナの磁場について始めて具体的な情報を与えたものであった訳である。コロナの磁場に関して予想されていなかった事の一つは、従来各々独立したものと考えられていた数十万 km も離れた黒点活動域が互いに多くのループで結ばれ、特に赤道をへだてた南北両半球の活動域さえも長いループで結ばれていた事であった。

もっと露出の長い写真では、これらの明るい活動域の間にも、薄明るい、これもやはり細いすじから成っているバックグラウンドのコロナが見えて来る。日食の写真と比べて見ると、これが従来地上から観測されていたコロナにつながっていくものであることが判る。ところがこの様な長時間露出の写真でも何も見えず真暗に写る部分があることが発見された（写真2）。これはコロナル・ホール（コロナの穴）と名づけられたが、驚くべき事には、光球には良く知られた様に差動自転（赤道近くの方が高緯度より自転が速い）があるのに、上空のコロナル・ホールは差動自転の影響を受けず、太陽自転の数周期にわたって形を保ち続ける。

太陽全面に現れては数分から数時間で消えて行く多くの小さな輝点（写真2）も予想されなかったものの一つであるが、これは良く調べると光球面に現れては消える小さな磁場領域に対応している。小さな磁場領域がX線輻射をするような高温を作り出しているなどとは誰も考えもしなかった事であろう。この新出現磁場域が成長して新しい活動域になる場合もあるが、この様な時にその磁場のループは、従来の理論的予想に全く反して何気なく、しかも速やかに、既存の数十万 km 離れた活動域の逆極性の部分につながり替って行くのである。これは磁場のつながり替りがあるのにフレアが見られない例であるが、一方フレアの初相に数千万度Kの高温を持つ小さい

* 東京天文台 Y. Uchida: The sun seen in soft X-ray and extreme ultra-violet—Several topics related to the magnetic field in the corona—

(数千 km²の) ループ状の領域が光球の磁気中性線をまたいで出現する事がつきとめられた。それは 10 分位で消えるが、同時に上空コロナ中に数百万度Kの“温かい”ループが出現する。もしフレアのエネルギーがコロナの磁場のエネルギー解放によっているという仮説が正しいなら、コロナ中の磁場パターンを視覚化したこれらの X-EUV ループの変化を追求する事がフレアの謎への手掛りともなる。

以下では上で簡単に概観した事のうちのいくつかのトピックを取上げて、もう少し詳しくその問題点を考えてみよう。

3.1 コロナ加熱の問題

§2 で触れた様に、コロナ形成の謎解きの対象たるべき最も高温高密度のコロナは、磁場と密接に関係している。従来のコロナ加熱の考え方は、「光球下の対流層内の乱対流から発生する音波が希薄なコロナ中に伝播進入するにつれ衝撃波と化し、衝撃波面での非可逆過程で運動エネルギーの熱化が起り、この熱を輻射能力の低いコロナでは逃がしきれずに温度が上昇してしまう」というものであるから、加熱と磁場の相関がこう密接だと少なくとも何が最も有効な加熱機構かと言う見地からすればコロナ加熱の問題は根本から考え直さなければならぬであろう。また、他の所の光球と同様に乱対流の存在が見られる一部光球の上空にコロナの無い所（あっても極めて弱い）が見られることなども音波衝撃波仮説では格別の説明がなされなければならない。これについては、「コロナル・ホール」の所は磁場構造が開いたラップ状をしていて（ラバル加速管）、コロナが速い太陽風として流出してしまっているのがカラップなのである」という説もあるが、いかに効率の良い加速管でも、太陽風が熱膨張風である以上、温度、圧力の高い源がなければいけない筈であるが、コロナ

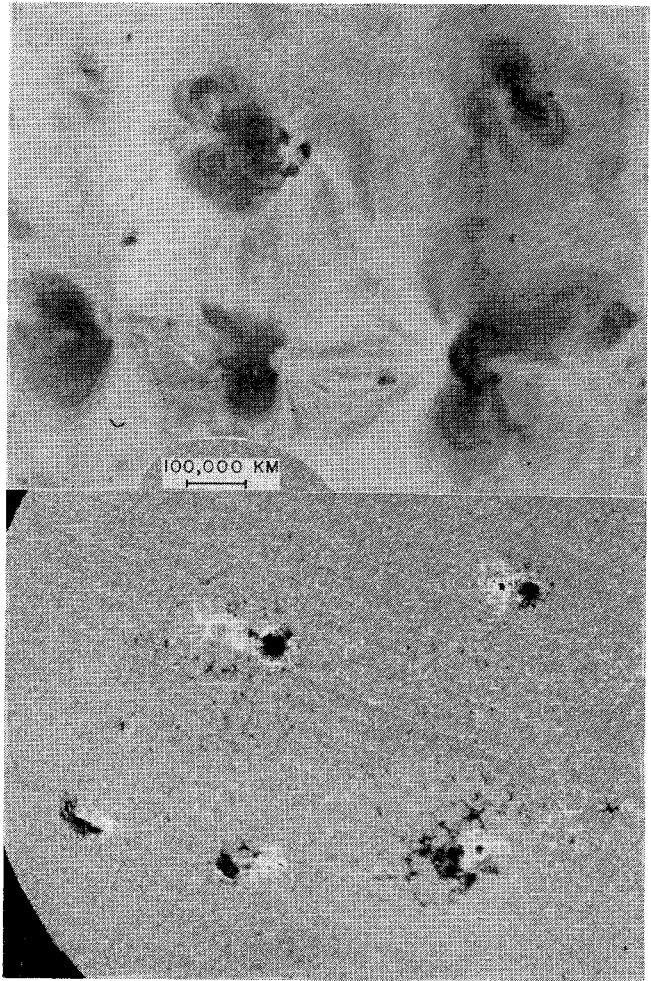


写真 1

写真 1 上は Skylab よりの極端紫外線写真 (FeXV, $\lambda 285 \text{ \AA}$, ネガなので明暗が逆転している。NRL, Dr. Brueckner の御好意による)。1973 年 9 月 5 日のもので、表紙の磁場モデルと比較すべきもの。下は Kitt Peak National Observatory のマグネトグラフによる光球磁場 (白が磁場の正極, 黒が負極, Solar Physics 誌の permission による)。

写真 2 スカイラブよりの軟 X 線写真 (Solar Physics 誌の permission による)。コロナル・ホールが右寄りに見え、X 線輝点も方々に輝いて見える。(ASE 提供)

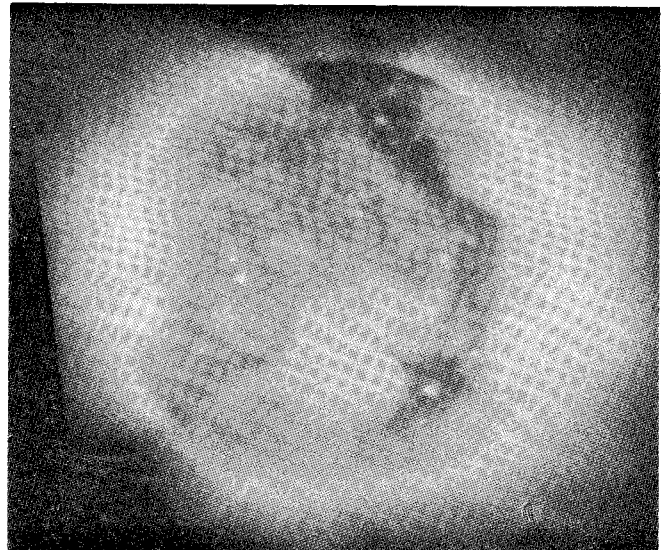


写真 2

ル・ホールにはその様なものは見られず、その辺がまだ釈然としていない。仮にコロナル・ホールについてはそれで説明がついたとしても、より強いコロナ加熱が磁場に関連して起っている事は確かで、音波衝撃波仮説はコロナ加熱の主役を磁場の関係する他の機構に譲らざるを得ないであろう。

新しい加熱機構にはアルヴェン波がエネルギー運搬役を果している可能性が大きい。昔 Alfvén がアルヴェン波の存在を示し、これをコロナ加熱に応用しようとしたが、コロナ中ではジュール損失、イオンと中性粒子の相互運動による損失等の微視的散逸が極めて少ない為、アルヴェン波はコロナ中に入っても熱化出来ないという反論、更に逆にこれらの損失が光球付近で大きくて、光球下の対流等でアルヴェン波が仮に励起されてもコロナ中に出て来られないという反論、等で立ち消えになっていた。しかし、上の反対論のうち後者は磁場がある程度以上強い領域については当てはまらず、磁場域はアルヴェン波に対して透明な窓となっている事が思い起される。問題は上の反論のうち前者であり、確かにコロナ中で熱化の何等かの機構がなければならぬ。一つの考え方はアルヴェン波に対する直接熱化の微視的機構がないなら、波のモード結合などを考えて、熱化可能な電磁流体遅進波等への変換を起させる事である。この他、根元をゆすぶられたループ同士の衝突なども考えられる機構の一つであろう。

アルヴェン波仮説以外にも、ループ中に電流が流れていて、その熱化によるという考えや、明るいループは根元に新出現磁場域があるのだという考え方もある。しかし、前者はコロナ中でジュール損失が少ないという事に再び抵触し、後者については、それらしいループもあるが、それで総てを説明するのは少し難しい様に思われる。

3.2 コロナの磁場と電流の問題

X-EUV 観測の最も実質的な収穫の一つは §2 でも触れた様に、それまで測定手段の無かったコロナ磁場に関して具体的な情報を与えた事であろう。これは例えばコロナの電波や電磁流体波等の振舞を論ずる場合等の定量的磁場モデルとなるばかりか、コロナ加熱への磁場の関与の仕方、フレア発生とコロナ中の電流分布の関係等についての現実的議論の出発点を与えた。

既に述べた様にループは磁力線を表わしていると思わせるので、ループ（磁力線）の立体パターンと端点（光球面）での磁場の値が与えられるとコロナ磁場が求まり、これから純観測的にコロナ中の電流分布も出せる筈である。しかし、諸々の制約で、そこまでは多分精度が出ないであろう。これをやる代りに逆向きのアプローチとして、

光球磁場を用いて理論的モデルによりコロナ磁場を計算して、ループと比べてみるという方法もある。従来提唱された方法としては、第一近似として、仮にコロナ中に電流が流れていないと仮定すると磁場はポテンシャル磁場となるので、静電場の場合と同様、考えている領域の境界に、そこを通る磁束密度に比例した密度で磁場の単極子を分布させてこれを表わす方法 (Schmidt の方法) や、磁場のポテンシャルを調和関数展開して、その係数を境界条件で決める方法 (Altschuler-Newkirk の方法) 等がある。これらの計算は X-EUV 観測の得られる以前だったので、計算に用いる磁場が太陽面中心附近のものなのに、計算を比べるべきコロナ構造はそれが横に回って来る 7 日程後にしか見えないという不利な点があった他、例えば境界値は太陽面をメッシュに分けてその上で与えるが、メッシュの数を実際上ある程度より増やす訳に行かない為、例えば肝心の黒点活動域の詳細は平滑化されてしまつてうまく取入れられない、等の短所があり、必ずしも太陽の様子を良く再現するとは言えなかった。これらの点を補うものとして筆者と桜井(隆)が考案した方法は、むしろ活動域の強い磁場のみに着目し、活動域磁場を対流層の底を這う磁束が浮上してコロナに頭を出したのとして見る考え方に基づいて、その磁束の管を対流層の厚さだけの長さを持つソレノイドコイルで置き換え、それらの作る磁場を計算する。表紙の図はこの様なモデル磁場の一例で、データの得られる 1973 年 9 月 4 日の光球磁場を用いて計算し、時間の差に対応する太陽自転の角だけ回転させたもので、写真 1 の上のスカイラブからの EUV 写真 (9 月 5 日) と比べるべきものである。観測されたループ構造の大局は再現されていると言えると思う。ここではこのモデルが活動域以外の磁場をまだ考えに入れていないものである事に注意したい。逆に言うと、明るいループは殆ど基本的には活動域の磁場のみで決まってしまう事を示している。

勿論計算された磁力線がループと詳細が食い違っている部分もない訳ではない。計算はコロナ中に電流は存在しないと仮定している第一近似のものなので、もしコロナ電流があれば当然その辺では食い違ってくる。むしろ、この食い違いこそ、コロナ電流を推定する手掛りでありこの食い違いの特徴から電流の形態が推定出来るはずである。

コロナ中の電流の形態としては特徴的には (i) ある磁束領域内を広がって流れているもの、(ii) 磁束領域の境界にシート状に流れているもの、等が考えられる。前者は何等かの原因で磁力線端点間に電位差がかかったり、磁力管の両端 (光球上の) が相対的に振れ運動を行った時に生ずる。後者は始め独立だった二つの磁場域が外因

的な運動により押しつけられた様な場合、境界面に発生する。活動域コロナ上空の、磁気力の卓越した条件下では、(i) の場合は、電流は磁場と平行でなければならず、force-free 磁場と呼ばれるものになる。この電流と磁場の比を至る所一定とすると方程式は解ける事が知られており、Nakagawa 達は光球磁場を境界値として実際これを計算し、その渦巻構造を持つ磁場を $H\alpha$ で見られる彩層構造と比較した。X-EUV 観測が得られる様になってから Levine はこれをコロナのループに適用してみたが、この比一定という特殊な解ではうまく行かず、この比は小さい(電流が弱い)が場所により一定でないという場合を考えなければいけないと結論した。いずれにせよ、force-free 磁場の場合は磁場、電流共に、らせん構造を持つ。一方(ii) の場合は両磁束領域の間に押しつけられたプラズマ層は上の条件のもとでは非常に薄い層となると考えられる。筆者と桜井は、この様な場合磁場が半無限又は閉じた分離面を持つならば、置換法で電流面の形とその上の電流分布が求まる事を示した。この場合は電流面の各々の側に源を持つ磁力線は、その側に閉じ込められた形となる。この様に電流形態によりその附近の磁場の特徴はかなり違うから、フレアの起る場所の近くのループの形がフレアの前後でどう変化するかを調べれば、どんな電流としてフレアのエネルギーが貯えられていたか(次節参照)を知る手掛りが得られる筈なのである。

3.3 新出現磁場域の加熱とフレアの問題

軟 X 線観測で発見された輝点が、光球面の新出現磁場域に一致するという事は §2 で触れた。可視光域では目立たない小さな磁場域が、なぜ X 線を輻射する様な高い温度になるのであろうか? そして、その磁力線はコロナ中で成り立っていると考えられるフロズン・イン条件を無視して(!?), どんどんつなぎ替ってしまうのはどう考えたらよいのか? 磁力線のつなぎ替りをフレアのエネルギー解放に結びつけようとして、フロズン・イン条件の為に期待したつなぎ替え速度が得られず四苦八苦して来た“フレア磁気中性面説”の努力は、すいすいと起る磁力線つなぎ替りと、その際に別にフレアが起らないという事の為に、二重に愚弄された形となった。もっとも、フレアが起らないというのは、“いろいろと派手な非熱的現象を示す典型的フレアは起らない”という意味で、静かながらかなりの加熱は起っている。これも確かに数多いフレアの属性のうちの一つではある。一方、本当のフレアでは、これより更に高い温度(数千万度 K)への、静かでない加熱が起っている事がつき止められた。これは光球の磁気中性線をまたぐ小さな(数千 km の)ループ状の領域として見られ、フレアの始めに出現する。これ自身は 10 分程で消えてしまうが、様々の激しい現象がこの発生には伴う。

Sweet, Parker 以来多くの人により発展させられて来たフレアの磁気中性面説(磁力線つなぎ替り理論)や、Giovannelli から Alfvén-Carlqvist を経て、これまた多くの人の論じた電流チューブ説(電流遮断説と電流チューブの電磁流体的不安定説)は果してこれらの観測をうまく説明出来るであろうか? しかし、これらの理論自身、まだ従来得られていた情報すらよく説明出来ない状態であった事を思うと、質問は、“新しい X-EUV の観測は、これらにどんな考え直しの手掛りを与えるであろうか?”とした方が当を得ているであろう。

ここで手短かに理論面の現状の概観を試みておこう。フレアのエネルギーがその時点で光球下から補給されるとすれば光球に何等かの徴候が見える筈だが、これが仲々見つからないことから、フレアのエネルギーは予めコロナ中に貯えられていると普通は考えられている。いろいろな仮説が論じられたが、現在ではこれが磁気エネルギーの形、しかも、光球下に源を持つものでは、光球に変化がないと考えている今の場合そのエネルギーを取り出せないで、コロナ中に源(電流)のある磁場成分の形で貯えられてなければならぬと考えられている。実はこの理由でコロナ中の電流の事が重要なのである (§3.2 参照)。そこで論じた電流の特徴的形態に従って、フレア理論も磁気中性面説と電流チューブ説に分れる事は既に上に触れた。しかし、いずれの考え方にとっても、コロナの高電気伝導度に基づくフロズン・イン現象(プラズマに相対的に磁場が拡散し、電流が熱化消失する時間はフレア領域の厚さを 1 万 km とすると 10^{14} 秒もかかる)が困難の源となっていた。しかし通常これが成り立っている事は、例えば X 線ループの形が保たれること等々証拠は多い。従って特別の場合だけにこれが成り立たなくなると考えなければならない。磁気中性面説では逆極性の磁場を中性面に押しつけて拡散領域の厚さを薄くし且つ新しい磁束を補給する為にプラズマの定常流が導入されたが、これでもフレアの立上り時間 (10^{1-2} 秒)を説明するに足る程の促進は全く得られなかった。電気伝導度が特別の場合に低くなるのではないだろうかという事で、プラズマ乱流に基づく異常電気抵抗の考えが導入されたが、これも、電気伝導度を 5~6 桁も下げるとは言うものの、これだけでは上記の 10^{14} 秒を 10^{1-2} 秒に縮めるには全く不足である。しかし、異常電気抵抗のために中性面で抵抗性不安定などが起る可能性も出て来、これらをお互いに有利なパラメータを用いて組合せる事によりフレアの立上り時間を説明する事も全く不可能ではないと主張されている。Petschek による別の考え方は、磁場拡散域を発熱域(磁気エネルギーの熱への変換器)と考えるのをやめて、単に磁力線をつなぎ替えて通す窓と考える。この場合、エネルギー変換は磁場→熱でなく磁場→運動

であるが、エネルギーを供給する為に十分な磁束を 10^{1-2} 秒の間に通してやろうとすると、磁場拡散域の大きさは何と 10^{-2} cm という非現実的なものになってしまう。

一方、電流チューブ説は、フレア前のダークフィラメントの上昇等との関連で電磁流体不安定の見地から論じられて来たが、これもフレアの説明としてはまだ成功を見ていない。しかしこのモデルも異常電気抵抗の発生、抵抗性不安定の導入等で別の形のエネルギー解放を考えることが可能となった。例えば最近の例では Spicer はこれを 2 千万度 K ループの発生に適用して、その一応の説明をつけているが、これもまた統一的且つ最終的な解決には程遠い。

この様な状況において新出現磁場域ループの“フレアなしのつなぎ替り”はどの様な意味を持つのであろうか？ 磁力線のつなぎ替りは磁気中性面を示唆するが、少くとも、“十分な量の磁束の速いつなぎ替り=フレアの発生”という磁気中性面説の従来の考えは単純過ぎたといえる。周囲の磁場配位などにより異った状況があり得るのではなからうか？ また、特に磁気中性面説においては、“フレアの立ち上り時間=電流の熱化が最大に達する時間”という固定観念がある様に思われる。これも正しいとは限らない。

筆者と桜井は従来の中性面説が状況を定常流導入の為に単純化し過ぎて、磁気中性面を含む配位が、電磁流体の交換型不安定に対して、安定の場合と不安定の場合があり得るという事を見落して来た事を指摘した。もし配位が始めからこれに対して不安定なら、それはどんどん“崩壊”してしまう筈である。新出現磁場域は概ねこの条件を満たしている事が示された。これに対し、配位が安定な時のみ崩壊せずに、光球の磁場の足の運動によりコロナ磁場は磁気歪としてエネルギーを貯え得る。そしてこれが何等かの原因（例えば磁気歪の貯った中性面附近に新出現磁場域が頭を出す等）で不安定に転ずると、配位は“崩壊”して磁気歪を一気に運動エネルギーとして放出する。その速さは極めて自然に（歪の戻り幅）/（アルヴェン速度） $\approx 10^{1-2}$ 秒となる。この激しい運動と、それがまわりに衝突して熱化（550 km/s 位の運動エネルギーが完全に熱化すると 2 千万度 K 位になる）する過程がフレアの“爆発相”ではないだろうか？ この“崩壊”はこの不安定性の特徴（フルート型不安定と呼ばれる）として、磁気プラズマが極く細い（100 m ~ 1 km の）束になって互に中性面の反対側に侵入する形をとる。この為、正負の磁場の接触面積は始めの一万倍以上に増えると計算され、電流の熱化と磁場のつなぎ替りははるかに能率良く促進される。これをフレア後半の熱的段階と考える。新出現磁場域の場合は不安定で磁気歪を貯える前にどんどん崩壊し、爆発相ぬきでこの熱的段階が始まると考え

られる。

3.4 赤道越えループと巨大アーチの問題

§2 で赤道を越えて南北半球の活動域がループ（磁力線）で結ばれていたのが意外だったと述べた。これは我々が想像力を欠いていた為もあるだろうが、しかしそれ以上の意味合いもあるのである。即ち、赤道越えループ（trans-equatorial loop, 以下 TEL と略す）の殆どは南北半球の活動域の先行極性間を結んでいるが、Babcock に始まる従来の太陽磁場発生理論では光球下で直接南北両半球の活動域を結ぶ磁力線は存在しないので、形成される TEL の磁力線の帰路がない事を心配しなければならないのである。これは一体どこを通過しているのだろうか？ 又、先行極性間のみがつながる事は、「活動域は太陽の差動自転により巻きあげられた磁束が局所的に浮び上ったものの二つの足の切口」という通常考え方に反して、活動域内に正負磁極の不均衡がある事を示唆するのではないだろうか？ 後行極性は広がって弱くなっている傾向があると言っても、赤道を越えて他半球の活動域につながる距離よりも速くまで広がっていると言うなら、これまた考えを変えるに等しい。Stenflo は実際に活動域の磁束を積分してみて磁束の不均衡を見出している。又、筆者と桜井は測定された活動域磁場のデータを用いて §3.2 で述べた方法で計算すると、実際に両半球の活動域の先行極性同士を結ぶ TEL が再現出来る事を示した。磁力線の帰路の問題を追求する早道は、TEL 形成前に活動域内で過剰であった先行極性磁束はどこにつながっていたかを知る事であろう。活動域内の磁束の不均衡を内蔵する理論として思い起されるのは吉村の理論である。これは Babcock 理論の系統のものだが、それによると、太陽の差動自転で巻きつけられ、浮上して活動域を作るトロイダル（緯度線に沿う方向）成分磁束の他に、それを“くるんで”ポロイダル（経度線に沿う方向）成分がある。その低緯度側の足は活動域内に多分まとめ込まれているが、この高緯度側の足は高緯度領域に散在し、太陽活動周期と共に極方向に動いて行くと言う。つまり活動域内の過剰な先行極性磁束は高緯度につながっていることになる。周期の終り近くになって黒点緯度が低くなった時、この過剰先行極性同士が結びつくのが TEL の発生ではないだろうか？ もしそうなら、この“つなぎ替え”は何を後に残すか？ それは高緯度からそれまで活動域につながっていたポロイダル磁束同士が結びついた高緯度同士をつなぐ巨大なループではないだろうか。これは正にスカイラブの白色光コロナ観測で発見された上昇する巨大アーチを示唆する。これは太陽活動極小期近くでフレアもないのに、高い頻度で見られる大きなアーチで、静かにその形を保ったままひろがりつつ上昇する。通常その真中辺下方に上昇紅炎が見られる

が、これがピストンとして押し込んでいるにしてはアーチは余りにも大きくスムーズな形を保っているのだから、この関係も謎とされていた。我々の考えによると、これは赤道のあたりを巨大な（低磁気歪の）磁気中性面と見立てた“つなぎ替り”と考える訳で、上昇紅炎が真中辺に見られるのはそれが磁気中性面内におし込められた濃いプラズマだと考えれば不思議ではなくなる。アーチの上昇は始めは磁気復元力により、後に太陽半径の数倍以上では太陽風に乗って流されるのであろう。

3.5 コロナル・ホールと内部磁場の問題

コロナル・ホールはコロナ形成の問題に関連しても面白い謎を提供した事は §3.1 でも述べたが、コロナル・ホールの謎は本当はもう少し深い。磁場は太陽内部で発生しているのだから、途中の光球面が差動自転をしているのに、どうしてコロナ中の磁場が差動自転の影響を受けないでいられるのだろうか？ 差動自転（赤道加速）というのは何か“系統的誤認”とでも言ったものに基づいてでもいたのだろうか？ 実際差動自転は黒点やダークフィラメント等により測られたので、それだけならこう言う局所的磁場に関連した構造が赤道近くだけ速く光球中を“泳ぐ”のだという事もあるかも知れない。しかし Howard 等によると、光球のガスも、黒点などより少し遅いけれどやはり差動自転をしている。AS & E のグループによると、更にショックなことには、コロナル・ホールの形は赤道の自転速度で回転をしているのであって、高緯度の自転速度ではない！ つまり仮にコロナル・ホールが規準剛体回転をしていると考えると、黒点等は赤道加速ではなくて“高緯度減速”を受けていると考え直さなければならなくなりそうである。

最近の考え方として、上記の光球ガスの差動自転の測定が周期変化成分を持つらしいことなどもあり、太陽表面には、自転の影響により起り易くさせられたスイカの皮の模様のような巨大対流胞が存在していると考えられており、例えば前出の吉村の太陽ダイナモ理論等もこれに基づいている。コロナル・ホールは、この巨大対流胞の“縁”のあたりではないかという想像もされ得る。湧き口から流れに乗って出て来る黒点磁場等はコリオリ力等により速いものは赤道寄りに、遅いものは極寄りに動くことになる。ところが、速くなった赤道寄りの黒点等が流れ寄るべき巨大対流胞の“縁”がこの速さで回転しているのは少し困りはしないだろうか？ しかし、この差動自転、ダイナモ過程等がからみ合う太陽全体の流体・電磁流体力学の問題はその本格的解明が始まったばかりの活力のある分野であり、近い将来にこの辺の統一的理解が得られる事が期待される。

4. むすび

以上、かなり私見の混った解説になってしまったが、身近でいろいろ詳しく判ってしまっているかの様に思われている太陽の問題にも、“良く判れば判る程次に現れる謎は広く且つ深くなる”という自然科学の謎の拡大法則が良く現れていると言ってよい。幸か不幸か、我々の前から興味の尽きない自然の謎解きの問題が消え失せる事は決してないと思われる。

掲 示 板 I

昭和 52 年度 C. W. A. J. 奨学生募集要項

1. 募集人員 女性 3 名
2. 支給額 1 人 170 万円
3. 留学期間 昭和 53 年～54 年の 1 年間
4. 日本国内において 4 年制大学を卒業し、外国での勉強を特に必要とする分野を専攻し、将来もそれを専門職とする事をめざしている女性
5. 海外の大学院、研究機関から昭和 53 年～54 年度の入学許可を得た方、または得られる見込みのある方
6. TOEFL の成績 500 点以上相当の英語学力を持つ方*
7. 年 令 昭和 52 年 12 月 31 日において 40 才以下の方
8. 選考方法 昭和 52 年 10～11 月 第一次書類選考
昭和 52 年 12 月中旬に C. W. A. J. が委嘱した選考委員会で個人面接の上決定
9. 応募希望者は返信用切手 60 円を同封の上昭和 52 年 9 月 1 日より 9 月 21 日までに当協会指定の申請用紙送付を下記へお申し込み下さい
申し込み先 〒152 東京都目黒区自由ヶ丘 2-8-5
等松史子
10. 申請書受付期間
昭和 52 年 9 月 16 日より昭和 52 年 10 月 15 日
申請書は英文による推薦状 1 通、大学の成績書と当協会指定の調査書を添付の上、上記期限内に必着のこと

* TOEFL (Test of English as a Foreign Language) についての問合せは各地アメリカンセンターへ