

「ひので」がとらえた太陽表面における 磁束管の浮上現象



大 辻 賢 一

〈国立天文台 太陽観測所 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: otsuji@solar.mtk.nao.ac.jp

太陽観測衛星「ひので」の可視光望遠鏡による高空間分解能観測によって、光球面に浮上した磁束管が水平方向に膨張した後に再び上昇するというプロセスを経ることが示された。また磁束管浮上現象の統計解析からは、浮上する磁束管の空間サイズおよび浮上のタイムスケールが、その磁束管のもつ全磁束量とべき乗則の関係にあることが示された。これらのべき乗則関係から、磁束管が浮上開始した初期の段階における磁束増加率から最終的に発生する活動領域の規模を推定することができ、太陽フレアやそれに伴うコロナ質量放出現象、地磁気嵐を事前に予測する「宇宙天気予報」においても重要な結果と言える。

1. はじめに

1.1 太陽活動と宇宙天気予報

太陽黒点は太陽活動のバロメーターである。数年前に黒点が観測されない日が続いたことで世間的にも騒がれたのは記憶に新しい。黒点は太陽内部から伸びる磁束管が太陽表面に現れた際の断面であり、強力な磁場によってプラズマの対流が妨げられている。そのため太陽深部からの熱輸送量が減少することで温度が低下(～4,000 K)し、周囲の領域(～6,000 K)よりも暗く見える。この黒点近傍の領域は太陽フレアやジェットといった多種多様な活動現象が観測され、そのため「活動領域」と呼ばれている。1回の太陽フレアで解放されるエネルギーは 10^{29} – 10^{32} エルグ(1エルグ[erg] = 10^{-7} ジュール[J])であり¹⁾、これは日本の電力消費量(約1兆kWh)のおよそ3千年から300万年分に相当する。このような莫大なエネルギー解放が、太陽活動周期の極大期には1日に複数回発生することもある。解放されたエネルギーの一部は、可視光や電波をはじめ、硬X線やガンマ線

といった高エネルギー放射線や、太陽プラズマの惑星間空間への噴出現象(コロナ質量放出現象²⁾)として地球に到達する。その結果、船外活動中の宇宙飛行士の被曝や人工衛星が荷電粒子にさらされることによる障害、はたまた地上の送電設備に誘導電流が流れることによる大規模停電など、われわれの社会にも大きな影響を与える^{3)–6)}。そのため、太陽フレア等の活動現象とそれによって引き起こされる地球への影響を事前に予測する「宇宙天気予報⁷⁾」が近年重要視されている。

1.2 浮上磁場領域—太陽エネルギー輸送の鍵

宇宙天気予報で太陽活動現象の鍵として見られているのが、浮上磁場領域である。浮上磁場領域とは太陽内部に存在する磁束管が光球面に浮上してきている領域であり、大きいものではサイズが10万km、全磁束量は 10^{22} Mx(マクスウェル、磁束の単位)に達する^{8)–10)}。現在では、この浮上磁場領域によって光球面にもたらされた磁気エネルギーが太陽フレアやジェットのエネルギー源と考えられている¹¹⁾。そのため、ある浮上磁場領域がどれだけの全磁束量をもって出現するかは、

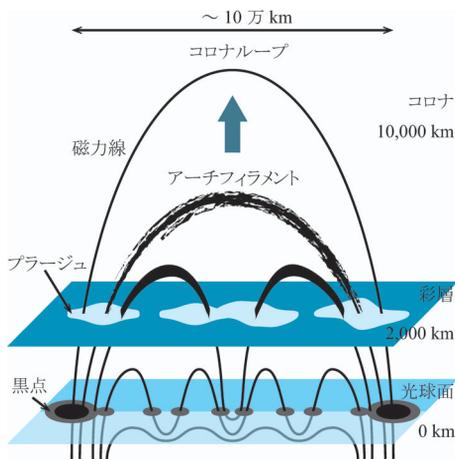


図1 浮上磁場領域の模式図。光球面下の磁束管（磁力線の束）は波打った形で浮上してくる。Ω型をした各ループは隣り合うループ同士で磁力線のつなぎ替わり（磁気リコネクション）を起こし、さらに大きなループとなって彩層、コロナへと上昇する。

その領域で発生する太陽フレアの最大規模を推定するうえで非常に重要である。

1.3 磁束管浮上のメカニズム

浮上磁場領域およびその中で発生する磁束管浮上現象はこれまで精力的に研究されている。図1に、現在提唱されている浮上磁場領域の模式図を示す¹²⁾。太陽光球面下の対流層中の磁束管には「磁気浮力」と呼ばれる力が働く¹³⁾。このために磁束管は光球面に向かって上昇する。このとき、磁束管が対流によって変形され上下にわずかに変位すると、磁束管中のプラズマは磁力線に沿って最も低いところに移動する。その結果、下に凸（U型）となった部分は周囲からプラズマが流れ込むことにより重くなるので上昇せず、波打った磁束管の上に凸（Ω型）となった部分はプラズマ密度が小さくなり軽くなるのでさらに浮上する。この正のフィードバック機構は「パーカー不安定性¹⁴⁾」と呼ばれ、太陽などの恒星のみならず、降着円盤や銀河円盤中の磁場構造の進化においても重要な役割を担っている¹⁵⁾。

やがて光球面上に出現したΩ型の部分は、周囲

のガス圧が減少するために膨張する。この段階で隣り合うΩ型のループ同士で磁力線のつなぎ替わり（「磁気リコネクション」）が発生し、大きな磁束管のループが形成される。彩層ではこれらの磁束管ループは暗いフィラメント状の構造として観測され、「アーチフィラメント」と呼ばれる。アーチフィラメントの頂上付近では $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ の上昇運動、足元付近では $30\text{--}40 \text{ km s}^{-1}$ の下降流が観測される。これはそれぞれ、磁束管の上昇および磁束管内部を流れ落ちるプラズマを観測していることになる。彩層中の磁束管は上昇を続け、やがてコロナまで到達する。このときX線で浮上磁場領域を観測すると、明るいループ構造が見え、これを「コロナループ」と呼ぶ。

2. 「ひので」がとらえた微小磁束管浮上現象

2.1 「ひので」可視光望遠鏡

太陽観測衛星「ひので」は2006年9月23日に打ち上げられた。「ひので」搭載の可視光望遠鏡（Solar Optical Telescope; SOT¹⁶⁾）は10月31日のファーストライト以降、太陽表面のさまざまな活動現象を0.2秒角という高空間分解能で観測している。主に観測に用いられる波長は、Gバンド（波長4305 Å, 光球上部）、Ca II H線（波長3968 Å, 彩層）、Fe I 6302 Å（光球面磁場）、Na D 5896 Å（彩層磁場）であり、SOTはこれらの波長を用いて、光球面から彩層における活動現象を明らかにしている。

2.2 浮上直後の微小磁束管

SOTの観測成果の一つに、浮上磁場領域の発生初期における磁束管の発展を観測的に明らかにしたことが挙げられる^{17), 18)}。これまでの地上観測等による研究では、地球の大気の揺らぎや天候の影響により磁束管浮上現象の高空間分解能連続観測は難しかった。宇宙空間に存在する「ひので」はこのような制限を受けずに、磁束管が浮上する様子を連続して観測することができる。さら

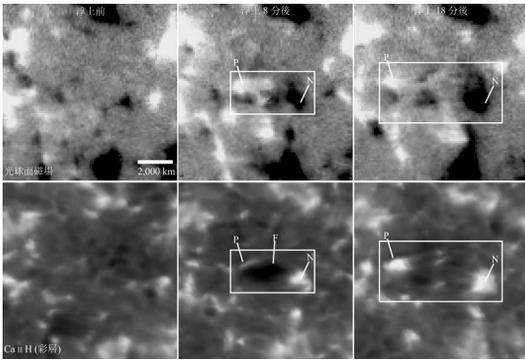


図2 「ひので」 SOT で観測された磁束管浮上現象。上段は光球面における磁場の分布の様子。白黒の領域はそれぞれ正負の磁極を表す。下段はCa II H線で観測された彩層。各段において、左から順に浮上前、浮上8分後、浮上18分後の磁束管の様子。P, Nはそれぞれ浮上した磁束管の足元 (P: 正極, N: 負極), Fは彩層における磁束管 (アーチフィラメント) を示す。

にSOTは光球面の磁場分布の観測によって、浮上した磁束管の磁力線形状や磁場強度、磁束量を導出することも可能である。

図2にSOTで観測された発生直後の磁束管浮上現象の時間発展を示す。この磁束管浮上現象は2006年12月9日に、活動領域NOAA 10930の近傍に出現した。上段はFe I 6302 Åで観測された光球面磁場、下段がCa II H線で観測された彩層の様子を示している。各画像の視野はそれぞれ1万km四方である。光球面磁場画像では、磁束管の足元が正負の磁極(P, N)として現れており、彩層画像では磁極の間にアーチフィラメントが黒い領域(F)として観測された。磁束管の時間発展からは、二つの足元P, Nが互いに遠ざかっていく様子が見て取れる。この遠ざかる速さを測定すると4 km s⁻¹であった。また、彩層のアーチフィラメントの幅(太さ)も4 km s⁻¹の速さで増大することも明らかになった¹⁷⁾。

2.3 飛騨天文台—「ひので」共同観測

2007年8月に、太陽表面の微細構造の3次元的描像の解明を目的として、太陽分光観測とSOT

の高空間分解能観測による共同観測が行われた。この共同観測では、京都大学の飛騨天文台(岐阜県高山市)に所在する「ドームレス太陽望遠鏡(Domeless Solar Telescope; DST)」が用いられ、地上観測では最高クラスの波長分解能を活かして太陽表面に出現直後の磁束管の3次元的進化を解明した¹⁸⁾。DSTは1979年に建設された太陽観測用の望遠鏡であり、その名のとおり望遠鏡を覆うドームは存在しない。これは太陽光でドームが暖められ、陽炎が立つことによる画像の質の劣化を防ぐためである。また同じ理由で、地面からの陽炎の影響を避けるために、望遠鏡の鏡筒は地上23 mの塔上に設置されている。塔体自身からの上昇気流も抑制するために、塔体表面下には冷却水の循環を施し表面温度を外気温と同じに保っている。さらに望遠鏡内の光路を真空に引くことで空気の揺らぎや光の散乱を最小限に抑えている。これらの設備により、DSTは0.3秒角の高空間分解能で太陽表面を観測することができる。

また、DSTの地下部分には焦点距離14 mの真空分光器(垂直分光器)が設置されており、焦点面で0.14 Å mm⁻¹の波長分解能で太陽表面上のスペクトル線を観測できる。この高分散スペクトログラフで太陽表面の浮上磁場領域をスキャンすることにより、出現する磁束管の上昇速度をスペクトル線のドップラーシフトから求めることができる。今回の観測では、DSTの垂直分光器の観測波長としてCa II K線を採用した。これは「ひので」のSOTの観測波長であるCa II H線と同じく、彩層観測に適したスペクトル線である。SOTではCa II H線に加え、Gバンドによる光球観測、Fe I 6302 Åによる光球面磁場(視線方向磁場および水平方向磁場)の観測を行った。観測日時は2007年8月7日であり、活動領域NOAA10966の黒点近傍に出現した磁束管に対してDSTとSOTによる同時観測を行った。

その結果、SOTによる光球面での水平磁場検出とCa II H線で観た彩層へのアーチフィラメン

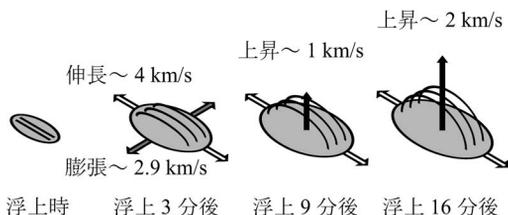


図3 飛騨天文台DSTと「ひので」SOTの共同観測で明らかになった磁束管浮上現象の初期段階の模式図。左から順に、光球面に磁束管が浮上した直後、3分後、9分後および16分後の様子を示す。図中の楕円は浮上した磁束管、アーチ状の線は磁力線の形状を表す。

ト出現、およびDST垂直分光器による磁束管の上昇運動に伴うドップラーシフト検出との間にはそれぞれ時間差が存在することが明らかになった。図3に共同観測から得られた磁束管浮上現象の初期段階の模式図を示す。まず最初に、光球面上に浮上した磁束管はSOT画像では粒状斑^{*1}間の黒い筋模様(dark granular lane)として観測される。また、光球面における光度減少と同期して、光球面水平磁場の増大が検出された。浮上3分後には光球面に水平に横たわる磁束管の両端に正負の磁極が出現し、お互いに4 km s⁻¹の速さで離れていく様子が観測された。一方でSOTのCa II H線では、磁束管の膨張現象が見られ、その速さはおおよそ3 km s⁻¹であった。DSTの垂直分光器によるCa II K線のドップラー速度測定では、この段階ではまだ磁束管の浮上運動は検出されなかった。磁束管が光球面に浮上してから9分後、磁束管の中央部分で1 km s⁻¹のドップラー速度(上昇方向)が観測された。その後ドップラー速度は2 km s⁻¹まで加速し、彩層における磁束管の加速現象が確認された。

以上の結果をまとめると、太陽表面に浮上した磁束管は光球面でいったん上昇が停滞し、太陽表

面に沿って水平に膨張することがわかる。このプロセスは以下のように解釈される。光球面では磁束管の外の圧力が急激に減少することにより、磁束管は内部のプラズマによるガス圧と磁場のもつ磁気圧によって膨張する。このとき、太陽表面に垂直な方向には太陽の重力に対して磁束管内部のプラズマを持ち上げる必要があるので膨張しにくく、結果として磁束管は太陽表面に沿って水平に広がる。さらに時間が経過して磁束管の二つの足元の間隔がある程度まで増大すると、磁束管の磁気張力(磁束管の曲がりに対抗する力)が弱まり、また磁束管内部のプラズマが足元へ向かって流れ出すことでプラズマ密度が減少して軽くなるため、磁束管は太陽表面に垂直な方向に膨張、上昇できるようになる。これらの観測から得られた磁束管浮上現象の描像は、シミュレーション結果とも一致する^{19),20)}。

3. 「ひので」による浮上磁場領域の統計解析

3.1 浮上磁場領域の磁束量、空間サイズおよび磁束増加率

浮上磁場領域は様々なスケールにおいて発生し、太陽表面にもたらす磁束量も非常に幅広いスケールにわたる。またそのサイズも数千kmの小規模なものから、大きいものでは10万kmにも及ぶ(図4)。さらに磁束管の浮上現象が継続して観測される時間(=浮上磁場領域のタイムスケール)も、短いものでは数十分で終了する一方で大規模な浮上では数日に及ぶこともある。一見すると、これらの性質には関連性がないように思われるが、果たして浮上磁場領域の空間サイズ、磁束量およびタイムスケールの間には一貫した相関が存在するのであろうか。この問題を解明するため

*1 太陽光球面で観測される対流構造。直径1,000 km程度の明るいセル構造とそれらに網目状に存在する暗い粒状斑間隙(intergranular lane)から構成される。対流によるプラズマ運動により、粒状斑の中央部では1 km s⁻¹の上昇流が、粒状斑間隙では下降流が観測される。寿命は5分程度。

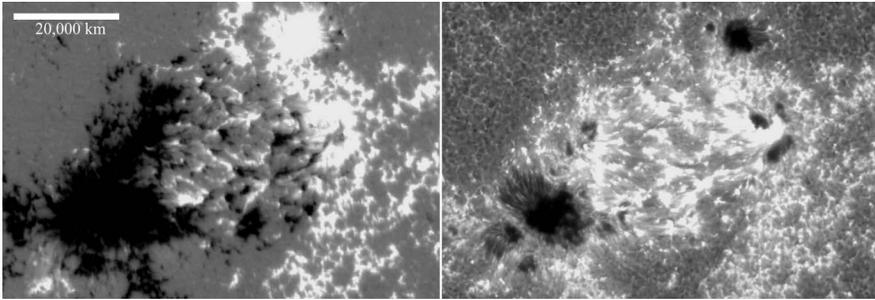


図4 2009年12月30日にSOTにより観測された大規模な浮上磁場領域. 左図は垂直磁場強度, 右図はCa II H線で観測された彩層の様子. 垂直磁場強度の画像からは, 大きな白と黒の領域が左右に分布しているが, これは主となる黒点に対応する. さらに主黒点の間には, 新たに太陽表面に浮上してきた磁束管の足元が小さな磁気パッチとして多数存在していることがわかる. 同じ領域のCa II H線による画像では, 明るく輝くプラージュ領域の中にフィラメント状の磁束管が並んで分布している.

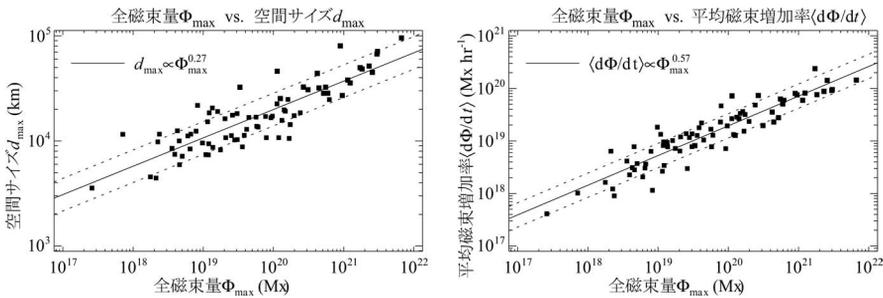


図5 統計解析によって求められた浮上磁場領域の全磁束量 Φ_{\max} (Mx)と最大空間サイズ d_{\max} (km), および平均磁束増加率 $\langle d\Phi/dt \rangle$ (Mx h^{-1})の相関図.

に、「ひので」SOTを用いて浮上磁場領域の統計解析を行った. ひので打ち上げ当初から2010年8月までのSOTによる観測データから, 計101例の浮上磁場領域について時間発展を追い, 浮上した全磁束量, 領域の最大空間サイズおよび平均磁束増加率を測定した. 浮上した全磁束量は, 浮上終了後の領域の全磁束量から浮上前に同領域中に存在していた全磁束量を差し引くことにより求めた. また, 領域の最大サイズとしては主黒点間の距離を用いた. 平均磁束増加率は, 浮上した全磁束量を浮上継続時間で平均したものを採用した.

3.2 全磁束量—空間サイズ

図5の左側のグラフは, 統計解析によって求められた浮上磁場領域の全磁束量 Φ_{\max} (Mx)と最大空間サイズ d_{\max} (km)の相関である. このグラフ

より, 非常に幅広い磁束量の範囲(10^{17} – 10^{22} Mx)において最大空間サイズが全磁束量 Φ_{\max} のべき乗に比例していることがわかる. このときのべき指数は0.27と求まった. これから, 浮上磁場領域の空間サイズ(主黒点間の距離)は, 領域の全磁束量の増加に伴い大きくなる傾向にあるが, べき指数が1よりも小さいためその増え方は磁束量の増え方に比べると緩やかであることが言える.

3.3 全磁束量—平均磁束増加率

図5の右側のグラフからは, 全磁束量と最大空間サイズの関係と同じく, 全磁束量と平均磁束増加率 $\langle d\Phi/dt \rangle$ (Mx h^{-1})もべき乗則の関係にあることが読み取れる. このときのべき指数は0.57であった. これより, 大きな磁束量をもつ浮上磁場領域では単位時間当たりに浮上する磁束量も大

きいことが言える。またこの関係から、磁束管浮上現象のタイムスケールは全磁束量の0.43乗に比例することが求まる。

3.4 浮上パラメーターとしての全磁束量

以上より、浮上磁場領域の最大空間サイズ、磁束増加率およびタイムスケールはすべて全磁束量の関数として記述できる。例えば、全磁束量が 10^{18} Mxの磁束管は、太陽表面に浮上した際の最大空間スケールが 6×10^3 km、磁束増加率は 2×10^{18} Mx h⁻¹、浮上のタイムスケールは30分程度と求まる。また、全磁束量が 10^{22} Mxの磁束管は、最大空間スケールが 7×10^4 km、磁束増加率が 3×10^{20} Mx h⁻¹、タイムスケールは1日前後となる。表1に今回の統計解析から得られた浮上磁場領域の全磁束量とその他の物理量の関係を表せる。

3.5 宇宙天気予報への適用

本稿の冒頭で述べたように、太陽フレアおよびそれに伴うコロナ質量放出現象のエネルギーは浮上磁場領域によってもたらされる磁場がその源となっている。すなわち、浮上磁場領域の全磁束量がわかれば、その領域で発生するフレアの規模に一定の制限を設けることができる。今回の統計解析からは、浮上磁場領域における磁束増加率は、浮上期間全体を通じて大きく変化しないことも明らかになった。そのため、浮上初期段階の磁束増加率を測定すれば、おおよその平均磁束増加率も推定することができ、さらに上記のべき乗則の関係から最終的な浮上磁場領域の全磁束量や空間サ

イズを予測することが可能となる。大規模な浮上現象では磁束管の浮上が1日以上継続することもあるが、その場合浮上磁場領域の規模がピークに到達する十数時間前にはその領域の全磁束量の予測が可能となり、より早い段階において太陽フレア発生の危険度を見積もることができる。このように、今回の浮上磁場領域における統計解析結果は宇宙天気予報の一つの可能性を提起するものである。

4. ま と め

本稿で述べてきたように、「ひので」SOTによってこれまで未解明であった太陽表面における磁束管浮上現象の詳細が明らかにされ、光球面に浮上した磁束管が太陽表面に沿って膨張した後に彩層へ浮上する様子がとらえられた。さらにSOTで観測された浮上磁場領域の統計解析によって、個々の領域の空間サイズ、磁束増加率および浮上タイムスケールがその領域がもつ全磁束量によって支配されていることが明らかになった。この関係を用いることで、浮上磁場領域によってもたらされる磁気エネルギーを事前に予測することが可能となり、宇宙天気予報への貢献が期待される。

謝 辞

本稿は筆者の博士論文から抜粋したものであり、指導教官の北井礼三郎先生ならびに一本 潔先生、また花山・飛騨天文台台長である柴田一成先生には博士論文執筆の際において本当にお世話になりました。ここに御礼申し上げます。また、「ひので」データを用いるに当たって、国立天文台ひので科学プロジェクトの皆様にご指導いただいたことを感謝いたします。特に研究結果の宇宙天気予報への応用については、国立天文台の久保雅仁氏からアドバイスをいただいたことをここに記します。最後に、天文月報編集委員の勝川行雄氏には今回の執筆の機会をいただき感謝いたします。

表1 浮上磁場領域の全磁束量と諸物理量の推定値。

全磁束量 (Mx)	最大空間サイズ (km)	磁束増加率 (Mx h ⁻¹)	タイムスケール
10^{18}	5.7×10^3	1.8×10^{18}	33分
10^{19}	1.0×10^4	6.5×10^{18}	1.5時間
10^{20}	2.0×10^4	2.4×10^{19}	4時間
10^{21}	3.7×10^4	9.0×10^{19}	11時間
10^{22}	6.9×10^4	3.3×10^{20}	1日6時間

最大空間サイズ、磁束増加率、タイムスケールの値は図5の回帰直線(実線)からの推定値を記載。

参考文献

- 1) Kopp G., et al., 2005, Sol. Phys. 230, 129
- 2) Andrews M. D., 2003, Sol. Phys. 218, 261
- 3) Smith D. S., et al., 2007, Space Weather 5, S06004
- 4) Shea M. A., et al., 1992, IEEE Trans. Nucl. Sci. 39, 1754
- 5) Miyasaka H., et al., 2003, 28th International Cosmic Ray Conference p. 3265
- 6) Bolduc L., 2002, JASTP 64, 1793
- 7) Marubashi K., 1989, Space Sci. Rev. 51, 197
- 8) Bruzek A., 1967, Sol. Phys. 2, 451
- 9) Zwaan C., 1987, ARA&A 25, 83
- 10) Otsuji K., et al., 2011, PASJ, in press
- 11) Shibata K., et al., 1992, PASJ 44, 265
- 12) Pariat E., et al., 2004, ApJ 614, 1099
- 13) Parker E., N., 1975, ApJ 198, 205
- 14) Parker E., N., 1969, Space Sci. Rev. 9, 651
- 15) Matsumoto R., et al., 1988, PASJ 40, 171
- 16) Ichimoto K., et al., 2004, SPIE 5487, 1142
- 17) Otsuji K., et al., 2007, PASJ 59, 649
- 18) Otsuji K., et al., 2010, PASJ 62, 893
- 19) Nozawa S., 2005, PASJ 57, 995
- 20) Toriumi S., 2011, PASJ 63, 407

Flux Emergence on the Solar Surface Observed by Hinode

Kenichi OTSUJI

*National Astronomical Observatory of Japan,
2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan*

Abstract: The Solar Optical Telescope (SOT) on-board Hinode revealed that the flux tube emerged upon the solar photosphere expands laterally and then rises towards chromosphere. Also, a statistical study on the flux emergences observed by SOT revealed the power-law relations between the size or timescale and the total flux of emerging flux regions. Using the power-law relations, the final size or activity of an emerging flux region can be estimated from its flux growth ratio at the initial phase of emergence. This result is important for the "space weather forecasting," which predicts solar flares and their effects, Coronal Mass Ejections (CMEs) and geomagnetic storms