

太陽フレアにおける硬 X 線, マイクロ波放射のモデル

—フラックスの時間変動から—

新 田 就 亮*

1. 共通の電子からの硬 X 線, マイクロ波放射

太陽フレアにおける硬 X 線 (≥ 10 keV) と電波 (マイクロ波) は, 共に高エネルギー電子から放射される. このような電子の起源が熱的か非熱的かはいまだ決着がつかないが, ここではコロナの一部の電子が何らかの非熱的なプロセスで加速される, という立場に限定する. 硬 X 線とマイクロ波の時間変動は, 一般に良く似ているので, 単一集団の電子がほとんど同じか, 少なくとも近接した場所で, 周囲のイオンとの制動放射によって硬 X 線を, 磁場中をらせん運動することからシンクロトロン放射によってマイクロ波を出している, と考えるのが自然である.

今までの放射域のモデル作りの大半は, このような共通の電子を仮定してきた. その 2 つの極端な場合を図 1 に模式的に示す. a) は, コロナで加速された電子のほとんどが, ミラーポイントで反射され, 結局コロナに閉じ込められる場合である. 高エネルギー電子は, コロナのプラズマとの衝突によりエネルギーを失いつつ, thin-target 的に X 線を放射し, 同時にマイクロ波を出す. b) は, ミラーポイントが実質的になく, ほとんどの電子が自由に彩層に突込んで, thick-target 的に硬 X 線を出す場合である. マイクロ波は, 電子が X 線を出す直前に, 密度がそれほど高くない場所 (硬 X 線源より少し上) で放射すると考える.

以上の他に, VLA と SMM 衛星の HXIS による 2 次元像の観測から, c) のようにピッチ角の小さな電子はロスコーンに入り, 彩層に突込んで thick-target 的に

X 線を出す, ピッチ角の大きな電子はコロナに閉じ込められてマイクロ波を出す, というモデルが示唆されている. これは共通の電子という大前提が崩れているわけで, 後で少し触れることにし, 当面は, a), b) を比較検討することにする. そして, a) を thin-target, b) を thick-target の場合と呼んで区別することにしよう.

2. フラックスの変動率

マイクロ波放射は磁場によるが, 硬 X 線放射はよらない. 従って, 共通の電子が, 両方の放射を出していると考えれば, 両方のデータを比べることによって磁場の強さ B が求まる. このような試みは, 実際 25 年も前から何度もなされている. これまでの方法を要約すると, 1) パーストのある時刻 (例えばピーク) の X 線データから, thin-target, または thick-target を仮定して電子のスペクトルを求め, 2) それを用いて, マイクロ波フラックスを計算し, 観測と合うような B を選ぶ, ということになる. ところが, マイクロ波が光学的に薄い (吸収を無視できる) という単純な場合でも, 次のようなパラメータを変えることにより, B 自体は, フラックスを合わせるだけでは求まらない: thin-target の場合は, 電子のスペクトルの中に, イオン密度 n_0 が含まれている; thick-target の場合, 1) で求まるのは, 密度が高い領域に降り注ぐ電子のフラックス (これは n_0 に無関係) であり, 2) を行なうためには, これをマイクロ波放射域 (高さ L) における電子の瞬時のスペクトルに置き換える必要がある. そのとき, L がパラメータとして残る.

また, n_0 や L を何らかの方法で推定し, B が求まっ

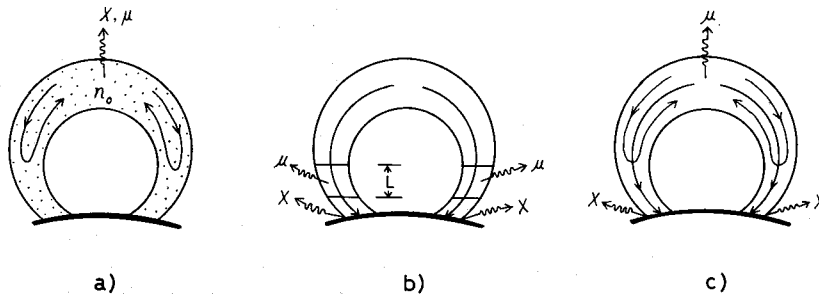


図 1 硬 X 線, マイクロ波放射の模式図

* 東京天文台 Nariaki Nitta: Model of Hard X-ray and Microwave Emission Solar Flares—from the Analysis Flux Time Variations—

a) ほとんどの電子がコロナに閉じ込められる場合 (X 線は thin-target). b) ほとんどの電子が彩層に突入する場合 (X 線は thick-target). c) 一部の電子が彩層に突入し硬 X 線を出す, 残りの電子はコロナに閉じ込められてマイクロ波を出す場合 (X 線は thick-target).

たとしても, thin-target と thick-target のどちらが現実的かを判定するには, フラックス以外にどうしても別の情報が必要になってくる.

そこで我々は, 時間変動という情報を新たに取り入れた. 最初に, マイクロ波と最も似た時間変動を示す X 線を放射する電子が, マイクロ波を放射している, という単純な原理を使って, マイクロ波放射に効く電子のエネルギーを求めた. そして, これに対応して B を n_0 や L に無関係に推定し, 最後にその B を使って, 観測されたマイクロ波フラックスと合うような n_0 や L を算出し, その値の適切さにより, thin-target, thick-target の優劣を判断した. 以上を, ひのとり衛星の HXM (硬 X 線スペクトル計) と野辺山太陽電波観測所の 17 GHz 偏波計で同時に観測された 22 個の比較的強いバースト (少なくとも X 線が 100 keV まで受かっている) について行なった.

具体的には, X 線の各エネルギーチャンネルについて, 時間変動を見やすくするため, バーストの各時刻における 17 GHz の強度を, X 線計数率に対して同じスケールの両対数でプロットする (図 2). 1 つのバースト中に複数個のスパイクが見られることがあるが, 最大のスパイクについて, 図 2 のように立ち上がりの 1 点とピークを結ぶ線の傾きを θ とする. すなわち, この 2 点間のフラックスの変動率を問題にするのである. 22 個のバーストについて, θ を X 線の各エネルギーチャンネルの平均エネルギーに対してプロットしたのが図 3 である. θ は, X 線のエネルギーに対して減少傾向にあるのがわかる. これは, 立ち上がりからピークにかけて, 硬 X 線スペクトルが硬くなることに対応している. つまり, 硬 X 線フラックスの増加率は, エネルギーが高いほど大きいので, 図 3 のような右下がりの曲線になるのである.

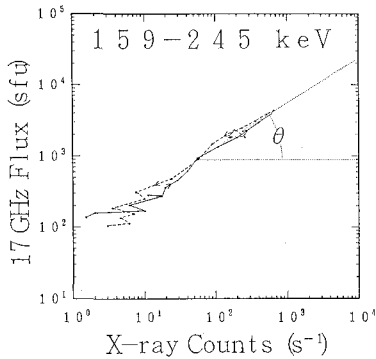


図 2 硬 X 線に対する 17 GHz の時間変動 (1 例). 実線は立ち上がり, 破線はピーク過ぎを表す.

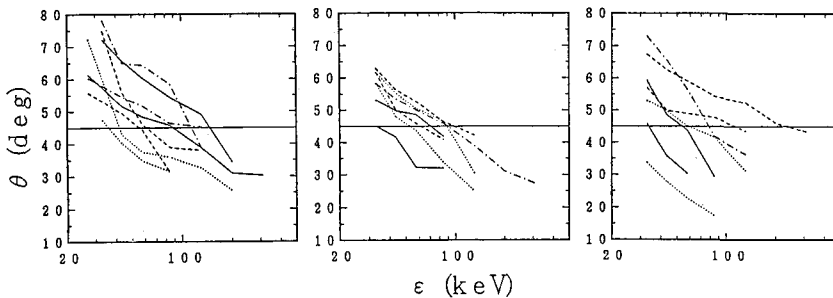


図 3 22 個のバーストについての θ と X 線エネルギーの関係.

ーストについて, θ を X 線の各エネルギーチャンネルの平均エネルギーに対してプロットしたのが図 3 である.

θ は, X 線のエネルギーに対して減少傾向にあるのがわかる. これは, 立ち上がりからピークにかけて, 硬 X 線スペクトルが硬くなることに対応している. つまり, 硬 X 線フラックスの増加率は, エネルギーが高いほど大きいので, 図 3 のような右下がりの曲線になるのである.

本来ならば, 各時刻での X 線に対するマイクロ波の変動率を調べるべきだろうが, こまで X 線側の SN が良くなく, 解析バーストの数が非常に少なくなるので, 2 つの点間の変動率に注目したのである.

各曲線はある X 線のエネルギーで, θ が 45° になる. このエネルギーは, 17 GHz フラックスと比例して変化する, すなわち 17 GHz と時間変動が最も似ている X 線のエネルギーであり, ε と記すことにしよう. ε の X 線を出す電子の重心エネルギーは, 17 GHz のマイクロ波を出す電子の重心エネルギーにほぼ等しいであろう. もし 17 GHz を放射する電子のエネルギーの方が, ε の X 線を出す電子のエネルギーより高ければ, 電子のスペクトルが硬くなる (これは X 線スペクトルが硬くなることから明らか) ことに対応して, ε の X 線よりも 17 GHz の方が増加率が大きくなる (θ が 45° より大きくなる) だろうし, 反対の場合は, ε における θ は 45° より小さくなるだろう.

図 4 に 22 個のバーストについて, ε とピークにおける X 線スペクトルのパワー・ロー指数の関係を示す. これを見ると, ε はほとんど 100 keV 以下 (典型的には 70 keV 程度) であり, また X 線のスペクトルが軟かい方が, 低エネルギーの電子が 17 GHz に効いていることがわかる.

3. 17 GHz のマイクロ波を出す電子のエネルギー

マイクロ波放射域の磁場の強さを求める前に, マイクロ波を放射している電子の重心エネルギーを求めておこう. これは今までのやり方だと, 磁場の強さがわかっただけではじめて算出できたにすぎないが, ここでは ε から, X 線放射の断面積を使って直ちに計算できる. 図 5 に 70

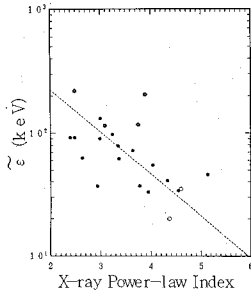


図 4 $\tilde{\epsilon}$ とピークにおける硬X線スペクトルの相関。
● は4節における多数派のバースト, ◎ と ○ は各々 L が大きくなりすぎるバースト, 小さくなりすぎるバーストを示す (本文参照)

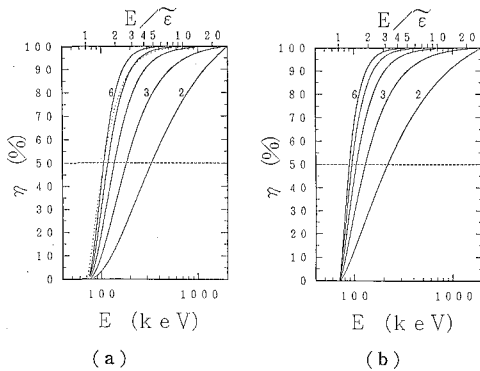


図 5 70 keV の硬X線に寄与する電子のエネルギー。(a) は thin-target の場合, (b) は thick-target の場合である。各曲線は右から, 硬X線パワー・ロー指数 γ が 2, 3, 4, 5, 6 の場合を示す。(b) の点線は比較のため, (a) で $\gamma=4$ の場合を表わす。

keV のX線放射には, 何 keV の電子が何 % 効くかを累積的に (すなわち, ある E に対する縦軸の値は, E keV 以下の電子からの寄与の割合を表わす) 示した。全体の 50% に対応するエネルギーを重心エネルギーと考えると, その値は, 観測されそうないろいろな硬X線スペクトルに対して, thin-target の場合は 85~250 keV, thick-target の場合は 100~350 keV である。これから, 17 GHz のマイクロ波に効く電子のエネルギーは, 多くの場合, 2,300 keV 以下であると結論できる。

4. 磁場の強さ

磁場の強さ B は, 立ち上がりからピークにかけての 17 GHz の増加率を計算し, 観測と合わせることで得られる。ここでは, 図 3 との関連から, 17 GHz のX線に対する増加率を求め, $\tilde{\epsilon}$ を観測と合わせることにしよう。このようにして得られる B は, 前節で求めたマイクロ波放射に効く電子のエネルギーに対応したものである。この場合 17 GHz の増加率だけが問題なので, フラックスの絶対値は知らなくてもよく, また 17 GHz で

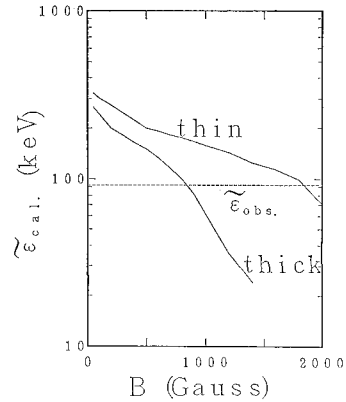


図 6 thin-target と thick-target の場合の, B を変えたときの $\tilde{\epsilon}$ の変化。この例では $\tilde{\epsilon}$ の観測値は 92 keV。

は吸収の影響が少ないと考えられるので, n_0 や L の値は不要である。つまり, n_0 や L に無関係に B が求まるのである。

図 2 のバーストについての結果を図 6 に示す。観測された $\tilde{\epsilon}$ (92 keV) と合う B は, thin-target の場合の方が, thick-target の場合より大きくなっている。その理由は, もし両方の場合で B が同じだったら, 17 GHz に効く電子のエネルギーは, 同じX線スペクトルから求まる電子のスペクトルが硬い分だけ, thin-target の方が高くなるはずなのに, 前節で求めたように実際は thick-target の場合の方が高い, ということにある。すなわち, 17 GHz に効く電子のエネルギーが下がるために, thin-target の場合は B が大きくなるのである。この例では, B の大きさは, thick-target の場合は 850 G, thin-target の場合は 1800 G になる。

この値からして, thin-target はまず不適当 (コロナの磁場は 1800 G もないであろう) だと判断できそうだが, もっと決定的には, 求めた B を用いて計算した 17 GHz のフラックスが, 観測と合うように, L (thick-target), n_0 (thin-target) を出してみればよい。図 5 の例では, $L=9 \times 10^3$ km ($\sim 13''$), $n_0=2 \times 10^{14}$ cm $^{-3}$ である。 L は最近の干渉計による像の大きさ (周波数によって異なるが $2'' \sim 20''$ が文献で見出せる) から察して, おかしくない値であるのに対して, n_0 はそもそも thin-target が成り立たなくなるほど大きな値である。従って, 少なくともこのバーストでは thick-target で説明され得ることがわかった。

他のバーストはどうであろうか? 上の例も含めた 22 個のバーストについて, thick-target で求めた B の頻度分布を図 7 に示す (thin-target から求まる B は, thick-target の場合の 1.4~2.2 倍である)。このうち, 500~1000 G の 16 個のバーストでは, L は 2×10^3 km

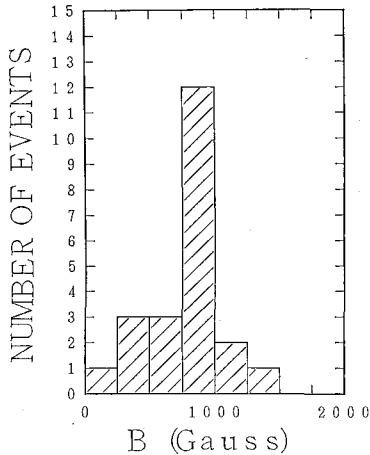


図7 22個のバーストについて, thick-target から求めた磁場の強さの分布.

と 2.5×10^4 km の間に入り ($3'' \sim 35''$), まずは許容範囲内であるのに対し, thin-target で得られた B を使ってを求めると, $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 以上になり, thin-target としては大きすぎることになる. すなわち, 16/22 は thick-target で説明可能である.

残りのバーストのうち, 1000G 以上の2個は, L が 3×10^{12} km より小さく, 500G 以下の4個では 8×10^4 km より大きくなった. これらは, 観測される像の大きさと矛盾する. つまり thick-target が現実的でない例である.

5. 共通の電子の仮定について

前節では, 多数派のバーストで, 硬X線=thick-target* マイクロ波=彩層に突入する電子, という図式が成り立っているという情況証拠を示した. ここで, マイクロ波はコロナに閉じ込められた電子から出る, という図1c)のモデルを思い出そう. 1c)では, 硬X線を出す電子がマイクロ波を出す電子なので, ここでやったような解析法は使えないのだが, それでも, 閉じ込められる電子と突入する電子の割合は, エネルギーによらない, と考えると, 次のようなことがいえそうである. コロナ・ループの上部では, B はせいぜい 100~300G であろうから, 17 GHz に効く電子のエネルギーは, MeV 程度になる. 従って, 我々が得た値よりもずっと大きく (例えば 500 keV 程度に) なるのではなからうか. また, それ以外に, 共通でない電子からの放射だと, そもそも時間変動が, 似てこないのではないかと疑問も生じる. よって時間変動を見る限り, 図1b)の方が観測に適していることになる.

ただし, ピークのあとではこの限りでない. つまり, かなり多くのバーストで, ピークを境にして, マイクロ

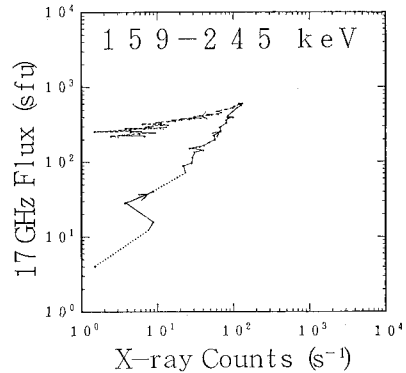


図8 図2とは別のバーストにおける硬X線に対する17 GHzの時間変動. 点線はデータ欠損の時間を表わす. ピーク過ぎの17 GHz フラックスの過多に注意.

波/硬X線比が大きくなるのである. 図2では, 有意な差が見られないが, 図8の例のように, ピーク後は, 硬X線とマイクロ波の時間変動は似ていない(減衰時間が, 後者の方がずっと長い)ことが多いのである. これは, バーストの前半では, マイクロ波を出す電子は, 硬X線を出す電子(彩層に突入する電子)と一致しているが, 後半では, X線では見えないが, マイクロ波は放射する電子がつけ加わる, と解釈できる. すなわち, バーストの後半では, 共通の電子という仮定がくずれている可能性が高い. 我々の解析で, ピーク以後の時間変動を無視してきたのはこういった理由による.

そのような硬X線は出さないが, マイクロ波は出す電子としては, ポスト・バースト増加(PBI)に関与する熱的な電子も考えられるが, 図7のようにマイクロ波の残り方が甚だしい場合には, それだけでは十分でなく, 図1c)のようにコロナに閉じ込められた電子というのも1つの可能性である. このような電子は, 周囲のプラズマの密度がそれほど高くないので, X線放射の効率は悪く, またエネルギー損失も小さいので, 次第に蓄積されていくのである. また, ビッチ角分布は, 彩層に突込む電子よりも一様化されているだろうから, マイクロ波放射の効率は悪くならないと予想できる. このようなコロナに閉じ込められた電子は, 実はピーク前にも, 非常に小さな割合で, マイクロ波放射に寄与しているかもしれない. というのは, 最近のマイクロ波のピークが硬X線より平均して0.2秒遅れるということが, 最近の高時間分解能の観測からわかり, これはコロナに閉じ込められた電子に引張られた結果ではないか, とされるからである.

時間変動に基いた以上の研究は, 繰り返すが情況証拠にすぎず, 硬X線とマイクロ波が, バーストの前半では共に下方に飛び込む電子から放射され, 後半ではマイクロ波源の位置が変わる, という予想は, 実際に像観測で

確かめたいものである。1980-81年をピークとする太陽活動期には、ひのとりや SMM の硬X線望遠鏡、VLA などがあったにもかかわらず、そのような観測がなかったのは、そもそも SN 比が十分あるフレアの同時観測が

少なかったこと以外に、硬X線望遠鏡の分解能不足、エネルギー域が低すぎたこと、位置合わせの不確定などの原因があった。しかし、次の活動極大期には、そのかなりの部分が克服されることが期待される。

雑報

天文・天体物理若手夏の学校

第15回天文・天体物理若手夏の学校は、1985年7月30日～8月2日に長野県小県郡真田町菅平高原の菅平総合センターおよび菅平ホテルにて開催されました。今回の担当は東京大学理学部天文学教室でした。参加者は講師1名を含めて123名で、昨年よりも更に増加しました。今回も、全体企画、各分科会、夜の部とも若手の活発な意見交換が行なわれ盛況でした。なお、今回は宇宙線夏の学校(参加約30名)と合宿となり、例年よりも広い視野にたった活発な意見交換ができました。プログラムの概要は以下の通りです。

○全体企画

テーマ:「大型光学赤外線望遠鏡計画(JNLT)」

講師:小平桂一氏

31日(午後) 望遠鏡計画

1日(午後) サイエンス

2日(午後) 運用体制

○分科会

31日(午前) 銀河形成I, 太陽系, 天体における粒子加速I(宇宙線と合同)

1日(午前) 銀河形成II, 観測機器, 天体における粒子加速II(宇宙線と合同)

2日(午前) 高エネルギー, 恒星・太陽, interstellar

3日(午前) 天文学と社会

なお、大型光学赤外線望遠鏡計画に関する議論については次の機会に発表したいと思います。また、集録に掲載していますので御希望の方は事務局(東大理・天文市川)までお知らせ下さい。

夏の学校に有形・無形の御支援を下された方々にこの場をお借りして感謝いたします。

今回は、名古屋大学理学部物理学教室が担当します。

(戒崎俊一, 市川伸一)

書評

光世紀の世界

石原 藤夫 著

(早川書房, 昭和59年11月20日発行, 定価16,000円)

天体のカタログは、従来から、さまざまな目的のものが数多く作られてきた。本書は、太陽からの距離に着目して編まれた太陽近傍恒星のカタログである。もちろん近距離恒星表は、研究者を対象としたものが、既にいくつかあり、本書のデータも大部分は、ウーリイ等(1970)の近距離恒星表からとっているが、一般愛好家をも対象にしている点がユニークである。

本書は、大きく分けると3つの部分からなっている。

まず、本書の主要部を占める星表である。これは、赤経赤緯順ではなく、距離順となっており、観測の利便よりも、近傍恒星の分布の把握に重点をおいたものとなっている。

2つ目は、近傍恒星の3次元位置を示した星図である。従来、我々の持つ宇宙像では、太陽系と銀河系との中間にあたる近傍恒星系に関する認識が、いささか抽象的であったが、本星図によって、運動まで含めた、きわめて具体的なイメージが与えられよう。また、このイメージは、太陽近傍のみならず、銀河円盤部の典型的な一

領域のイメージであることにも注意したい。もっとも、编者自身も指摘しているように、現代天文学では、星以外の成分——星間ガスや磁場など——も無視するわけにはいかないが、恒星以上に距離決定が困難である現状を考えるとやむをえないところであろうか。

3つ目は、総合解説書である。この本は、太陽近傍恒星系について、初心者にもわかりやすく、かつ、おもしろく書かれており、上記の星表・星図の意義や科学的精度についても触れている。また、SF作家兼科学者である编者の立場を反映して、科学啓蒙とSFとの立場のちがいを明記し、科学的事実と正統派SFとのあるべき関係にも言及している。

天文学の究極的な目標が、我々をとりまく宇宙の理解にあることを考えるとき、地球から観測するという実用的な立場をはなれ、我々をとりまく恒星を3次元的にとらえようという本書の試みは評価されてよい。一昔前の人々が、世界地図をながめて、地球像をイメージしていたように、太陽をとりまく恒星たちを3次元的にとらえる地図として一見に値する好書である。

(半田利弘)

尚、本書は直販で、書店での取り扱いはないので、『〒101 東京都千代田区神田多町2-2 早川書房(光世紀の世界係)』まで、現金・書留で申し込んで下さい。販価は送料込で16,000円です。