

GÜNEŞ'İN MİKRODALGA RADYO PATLAMALARI

Rennan PEKÜNLÜ

EGE Üniversitesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Bornova, İZMİR

I. ÖZET

Güneş'ten gelen mikrodalga spike patlamaları Güneş flare etkinliği ve sert X ışınlarıyla (HXR) sıkı bir ilişki içindedir. Mikrodalga ışınımının yüksek parlaklık sıcaklığı ($T_B \geq 10^{10}$ K), % 100 e varabilen dairesel uçuşma, olabildiğince dar frekans band aralığı ($\Delta\omega / \omega = 0.01$) ve 1 ms denli kısa olan patlama süresi sergilemesi ışınımın *cyclotron maser* gibisinden bir uyarılmış ışınım süreciyle üretilebileceğine işaret etmektedir.

Mikrodalga bölgesinde ışınım yapan elektronları *kayıp koni (loss-cone)* dağılımı gösteren yönbağımlı (*anisotropic*) bir plazma ortamının flare yapan manyetik ilmiğin Güneş tacı/renkküre sınırında oluştuğu varsayılmıştır. Bu ortamda yayılan *extraordinary (X)* dalga biçimi için Green işlevi elde edilmiştir. Bu işlev, ışınım elektrik alanının bulunmasında, aynı alan yardımıyla da ışınımın erke akısı, açılal dağılımı ve frekans tayfının elde edilmesinde kullanılır. Elde edilen sonuçlar *maser* sürecinin bazı gereksinimlerini karşılar görünmektedir.

II. MİKRODALGA GÖZLEMLERİ VE IŞINIM MODELİ

II.1. Gözlemler

Cyclotron maser süreciyle salınan ışınımın başlıca gözlemsel özellikleri, (1) radyo akı yoğunluğunun zamanla çok hızlı değişimi: herbir patlama akısının yükselip doruk noktasına erişme zamanı birkaç milisaniye veya daha kısa bir sürede olmaktadır (Slotte, 1987). Bu da kaynağın boyutlarının 1000 km den daha küçük olduğuna işaret eder; (2) 10^{15} K dereceye varabilen yüksek parlaklık sıcaklığı; (3) % 100 e varan dairesel uçuşma derecesi ve (4) dar frekans band aralığıdır, $\Delta\omega / \omega = 0.01$.

Tüm bu özelliklere sahip olan Güneş mikrodalga spike patlamaları, Güneş flare etkinliği sırasında salınan ışınımın *cyclotron - maser* süreciyle gerçekleştiğinin dolaysız kanıtıdır (Crannell ve ark., 1988; Melrose ve Dulk, 1982).

II.2 Cyclotron - Maser Işınımı

Güneş flare etkinliği sırasında yapılan yumuşak X - ışın, HXR ve mikrodalga gözlemleri, örneğin kayıp - koni yönbağımlılığı gösteren relativistik elektronlarda depolanmış olan flare erkesinin % 10 - 50 denlisinin *cyclotron - maser* kararsızlığıyla mikrodalga ışınımına dönüştüğüne işaret eder (Crannell ve ark., 1988). *Cyclotron - Maser* süreci, (1) pompa; (2) ters topluluğun oluşması; (3) maser sürecinin doyuma ulaşması ve (4) kayıp koni dağılımının gevşemesi biçiminde dört aşamalı bir süreçtir.

Manyetik akı ilmiğinin tepe noktasında ortaya çıkan uyarılmış elektrik alanlar parçacıkları relativistik hızlara ivmelendirir. Kaynak bölgedeki manyetik alan yeğinliğine B_k ve ayakucu noktasındaki yeğinliğe de B_a dersek ilk *tıms* açıları $\alpha > \alpha_I$ ($\alpha_I = \arcsin(B_k / B_a)$) olan elektronlar manyetik ayna noktalarından yansıyacak, $\alpha < \alpha_I$ koşulunu sağlayanlarsa manyetik ayna noktalarından sızarak Güneş tacı veya renkkürenin daha yoğun bölgelerine inip iyonlarla Coulomb etkileşimine girecek ve *bremsstrahlung* süreciyle HXR salacaktır (*tıms* açısı - pitch angle; parçacığın anlık hız vektörüyle manyetik alan yönü arasındaki açı). Ancak bizi ilgilendiren, ayakucuna yakın bölgelerdeki manyetik ayna noktalarından yansıyıp yükselmeye başlayan parçacıkların ışınımsal evrimidir.

Tam bu aşamada gözlemsel bir gerçeğe değinmede yarar var. HXR ve mikrodalga zaman tayflarında büyük benzerlikler gözlenmektedir. Diğer yandan, mikrodalga akısı HXR akısından saniyenin fraksiyonları denli gecikmektedir. Bu gecikmişliğin nedeni dalga yayılma özelliklerine bağlanabileceği gibi (Melrose ve Dulk, 1982) tuzaklanmış - yansıyan parçacıkların devinimine de bağlanabilir. HXR ve mikrodalga uçuşma gözlemleri ikinci nedeni güçlendirici yöndedir (Crannell ve ark., 1988). Bu gözlemsel destek nedeniyle mikrodalga spike patlamalarına neden olan elektron topluluğunun işte bu yansıyıp manyetik akı tüpleri boyunca yükselmeye başlayan parçacıklardan kaynaklandığını varsaymak her zaman haklı gösterilebilir.

Yansıyan parçacıkların hız ve konsayı dağılımlarını dolaysız olarak ölçmek olası değildir. Bu nedenle, bu parçacıkların dağılımına ilişkin gözlemsel desteğin yanısıra kuramsal gereksinimleri de dikkate almamız gerekir. *Flare* etkinliğinde ortaya çıkan özgür erkenin % 50 ye varan bir bölümü mikrodalga bölgesine gidiyorsa, bu erke ancak parçacıkların hız uzayında sergilediği yönbağımlılıkla (anisotropy) açıklanabilir. Bu noktayı dikkate alan *elektron - cyclotron - maser* modellerinin çoğunda elektron hız dağılım işlevinin yerel biçimi ve ilgili uzay gradyantleri üzerine varsayımlar yapılır. Hız uzayında yönbağımlılık gösteren dağılımlardan en yaygın olarak kullanılanları, *Hollow - beam* dağılımı (Wu ve Freund, 1984) , *DGH* dağılımı (Melrose, 1989) ve *one - sided - loss - cone* dağılımıdır (Aschwanden, 1990).

II.2.1 Pompa

Maser sürecinin gereksinimi olan *pompalamayı* elektronların ivmelenmesi ve kayıp - koni yönbağımlılığının oluşmasına neden olan yansıma sağlar. Kayıp - koni yönbağımlılığı, hızının manyetik alana dik yöndeki bileşeni küçük olan parçacık sayısının çok az olduğunu anlatır; değişik bir tanımlamayla, bu türden bir dağılımda *tıms* açısı küçük olan parçacıkların sayısı yönbağımsız bir dağılımdakilere kıyasla çok daha azdır. Heriki durumda da kayıp - koni dağılımı küçük v_{\perp} değerlerinde $dI/dv_{\perp} > 0$ sergiler.

II.2.2 Ters Topluluk

Bu durum, kuantum fiziği kavramlarıyla ele alacak olursak *ters topluluğun* varlığına işaret eder. Diğer bir deyişle, elektron topluluğunun dağılımı Maxwell dağılımından sapmış, üst erke durumundaki elektron sayısı alt erke durumundaki elektron sayısından daha fazladır. Bu nedenle dizge kararsızdır; özgür erkesini mikrodalga bölgesine salarak Maxwell dağılımına gevşemek isteyecektir.

Kayıp - koni dağılımı gösteren bir plazma ortamından mikrodalga bölgesinde erke koparma süreci şöyle gelişir:

II.2.3. Maser Sürecinin Doyuma Ulaşması

Manyetik ayna noktalarından yansıyan özgür elektronlar manyetik alan çizgileri çevresinde sarmal yörüngelerini çizerken ivmelenirler. Bu ivmelenme sırasında erkelerinin bir kısmını mikrodalga bölgesine salarlar. Ters topluluğun bulunduğu bu ortamda yayılmaya başlayan mikrodalgalar *negatif soğurmaya* uğrarlar. Bilindiği gibi Maxwell hız dağılımı, termodinamik dengede bulunan bir ortamdaki parçacıkların dağılımıdır. Böylesi bir ortamda ışınım yapan elektronlar için soğurma katsayısı κ_{ν} daima pozitifdir; yayılan ısıl ışınımın yeğinliği de kaynaktan olan uzaklıkla azalır. Ancak, parçacıkları *kayıp - koni* yönbağımlılığı gösteren bir plazma ortamında soğurma katsayısı negatif olabilir ($\kappa_{\nu} < 0$). Ters topluluk nedeniyle optik kalınlık $\tau_{\nu} = \int \kappa_{\nu} dl$ negatif olur. Mikrodalga ışınımının parlaklık sıcaklığı $T_B \approx \exp(-\tau_{\nu})$ olduğundan *maser* süreci doyuma ulaşmaya dek eksponansiyel bir biçimde artar. Isıl ışınımın tersine *maser* ışınımının yeğinliği yayıldığı plazma ortamında giderek artar. Bu nedenle, 10^8 K derecelik bir ortamda üretilen mikrodalga *spike* patlamalarının parlaklık sıcaklığı 10^{15} K denli yüksek olabilmektedir. Kuşkusuz, parlaklık sıcaklığının erişebileceği üst sınırı *maseri* doyuma ulaştıran doğrusal olmayan süreçler belirler (Melrose ve Dulk, 1982).

Ters topluluğun özgür erkesinin büyük bir bölümü ışınımına dönüştüğünde *maser* doyuma ulaşır. Doyum, dalga - parçacık saçılması sonucunda elektronların hız uzayının daha düşük "nüfuslu" bölümlerine sızmasıyla gerçekleşir. Yönbağımlılığı gevşemiş, daha çok Maxwell dağılımına benzemeye başlamış olan parçacık topluluğu artık dalga genliğini yükseltemez duruma gelmiştir.

Elektron - cyclotron - maser ışınım süreci mikrodalga *spike* Patlamalarını açıklayabilen tek değil en olası, gözlemlerle en tutarlı görünen süreçtir. Diğer seçenek süreçlere değinmek yerine ışınım süreçlerinin sınıflamasını anımsayarak bir kıyaslama yapabiliriz. Işınım süreçleri, (1) *ısıl (thermal)*; (2) *ısıl olmayan ve uyumsuz (non - thermal and incoherent)* veya (3) *uyumlu (coherent)* olmak üzere sınıflandırılabilir. Işınımın parlaklık sıcaklığı, T_B , gözlenen ışınımın hangi türden olduğunu belirlemede iyi bir göstergedir. Yüksek parlaklık sıcaklığı, ışınımın *uyumlu* süreçlerle üretildiğine işaret eder. Dolayısıyla, *ısıl olmayan ve uyumsuz* bir süreç olarak sınıflanan *synchrotron* ışınımı ve *ısıl* bir süreç olan elektron - iyon *bremsstrahlung* süreci yarışamayacak denli zayıf adaylardır (Melrose ve Dulk, 1982).

III. X - DALGA BİÇİMİ İÇİN GREEN İŞLEVİ

Boşlukta devinen tek bir yüklü parçacığın salmış olduğu ışınımın frekans tayfi, açılal dağılımı, anlık erke akısı ayrıntılarıyla incelenmiş ve olabildiğince iyi anlaşılmıştır (Jackson, 1975). Adı geçen kaynaktaki

kullanılan yöntem, Güneş mikrodalga *spike* patlamalarının üretildiği ortama benzer bir ortamda yayılan *extraordinary (X)* dalga biçimi için kullanılabilir.

Böylesi bir çalışma sonunda elde edilen ilk sonuçlar, *maser* ışınım süreci için gerekli olan koşulları karşılar görünmektedir. Örneğin *Green* işlevi yardımıyla elde edilen *X* dalgasının ışınım elektrik alanı

$$\mathbf{E}^{\text{rad}}(\mathbf{r}, t) \sim [\dot{\beta}R - \beta \times \dot{\beta}] \quad (1)$$

biçiminde türetilmiştir. Burada $\beta = v/c$; $\dot{\beta} = d\beta/dt$; R de uzaklığı temsil eder. Maser sürecine katılan elektron topluluğu için elde edilmiş olan bu sonuçtan erke akısı

$$S = c/4\pi |\mathbf{E}^{\text{rad}}|^2 \mathbf{n} \sim [(\dot{\beta}R)^2 - (\beta \times \dot{\beta})^2] \quad (2)$$

bağıntısıyla elde edilir. Bu sonuç, relativistik çarpanı γ olan tek bir elektrondan gelen ışınım erke akısı için Lienard'ın elde ettiği sonuca

$$P = (2/3)(e^2/c)\gamma^6 [(\dot{\beta})^2 - (\beta \times \dot{\beta})^2] \quad (3)$$

benzemektedir. Kuşkusuz, tek bir parçacıktan gelen erke akısıyla toplu olarak uyarılmış ışınım yapan elektron topluluğundan gelen erke akısı ayrımlı olmalıdır. Bu ayrımlı ve aynı zamanda *maser* sürecinin gereksinimlerinden biri olan *uzayda büyümeyi* (spatial growth) sağlayan şey (1) eşitliğindeki R çarpanıdır. R , salınan *X* dalgasının negatif soğurmaya uğradığı ölçek uzunluk olarak alınabilirse, ışınımın yeğinliğinin eksponansiyel olarak arttığı, kuramın sergilediği doğal bir sonuç olur. Işınımın frekans tayfı ve açısal dağılımı da (1) eşitliğinden türetilir.

IV. ÖZET VE SONUÇ

Güneş *flare* etkinliğiyle sıkı bir ilişkisi olan mikrodalga *spike* patlamaları gözlemleri uyarılmış ışınım süreçleriyle açıklanabilecek özellikler sergilemektedir. 10^8 K derece sıcaklığa sahip bir ortamdan gelen bir ışınımın parlaklık sıcaklığı eğer 10^{15} K derece denli yüksek olabiliyorsa bu ortam termodinamik dengeden sapmış ve özgür erkesini parçacıkların hız dağılımındaki yönbağımlılıkta depolamış demektir. Bu erkenin mikrodalga bölgesinde atılması ve salınan erkenin *maser* süreciyle yükseltilebilmesi için dalganın *negatif soğurmaya* uğrayacağı yol yeterince uzun olmalıdır. Işınım yeğinliğinin yola olan bağımlılığı geliştirilmiş olan bir modelde doğal olarak ortaya çıkmaktadır. Seçenekleri olmasına karşın *elektron - cyclotron - maser* süreci, Güneş mikrodalga *spike* patlamalarının değişik yanlarına açıklama getirebilen en olası model olarak durmaktadır.

KAYNAKLAR

- Aschwanden, M.J., 1990, *A&A Supp. Ser.*, **85**, 1141
 Cornell ve ark., 1984, *Ap. J.*, **279**, 875
 Crannell ve ark., 1988, *Solar Physics*, **118**, 155
 Jackson, J.D., 1975, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & sons, Inc., NY
 Kosugi, T. ve ark., 1988, *Ap. J.*, **324**, 1118
 Melrose, D.B., 1989, *Instabilities in Space Laboratory Plasmas*, CUP, Cambridge
 Melrose, D.B. & Dulk, G.A., 1982, *Ap. J.*, **259**, 844
 Slottje, C., 1987, *Nature*, **275**, 520
 Stahli, M & Magun, A., 1986, *Solar Physics*, **104**, 117
 Wu, C.S. & Freund, H.P., 1984, *Radio Sci.*, **19**, 519