# Güneş III. Tür Radyo Patlamalarına Neden Olan Elektron Demetinin Difüzyonu

**E. Rennan PEKÜNLÜ, Oktay ÜNAL**

Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, 35100 Bornova-İzmir
e-mail: rpekunlu@astronomy.sci.ege.edu.tr

**ÖZET:** Güneşten gerek parlama (flare) olayı sırasında, gerekse parlama dışı dönemlerde salınan ve III. tür radyo patlamaları olarak adlandırılan ışınımın üretilmesinden sorumlu tutulan uyartıcı, manyetik akı ilmiklerinde tuzaklanmış olan elektron demetidir. Radyo dinamik tayftan türetilen frekans kaymaları demetin *c/3* hızlarına ulaştığını göstermektedir. Bu demetin uyarttığı radyo dalgalarının dinamik tayfı ters J, U ve N görünümü sergilemektedir. Biz bu çalışmada elektron demetinin manyetik akı ilmiği içindeki evrimini incelemeyi amaçladık. Elektron demetinin hız uzayındaki dağılımı yitik koni (loss cone) dağılımı olarak alındı. Bu dağılım biçimi, radyo dalgalarının yüksek parlaklık sıcaklığı, yüksek dereceden polarizasyonu ve dar bandını açıklayabilecek türden bir dağılımdır. Elektron demetinin difüzyonuna neden olabilecek süreçler olarak bu demetin whistler dalgalarınca saçılması, Coulomb etkileşimi ve synchrotron süreciyle erke yitirmesi ele alındı. Difüzyon denklemi bir başlangıç değer problemi olarak çözüldüğünde, demetin ilmik içindeki konumuna bağlı olarak hız uzayında nasıl değiştiği ve difüzyona nasıl uğradığı bulunabilir. Aynı difüzyon denkleminin çözümünden elde ettiğimiz difüzyon zaman ölçeği de dinamik tayfta niçin M veya MM patlamalarının olmadığını söyleyebilir. Bizim ulaştığımız çözüm demetin ilmik içinde belli konumlardaki değerini vermektedir. Bir sonraki aşama problemin nümerik çözümü olacaktır.

## 1. Giriş:

Güneş patlamalarıyla ilişkili olan üçüncü tür radyo patlamaları bir tür kararsızlık sonucunda üretilir. Parçacıkların hız uzayında ortaya çıkan yönbağımlılıklar karasızlıkları kolayca uyartabilir. Güneş patlamaları ve onlarla ilişkili ışınım süreçleri bağlamında sıkça kullanılan yönbağımlı parçacık dağılımları, *hollow-beam* (Wu & Freund, 1984), *tek yanlı yitik koni ve DGH* (Melrose, 1989) dir.

Gözlemler, III. tür radyo patlamalarının üretilmesinden sorumlu olan parçacıkların demet özelliği sergilediğine işaret etmektedir. Bu bağlamda demet sözcüğü relativistik parçacıkların açısal dağılımlarının ve hız dağılımlarının oldukça dar olduğuna işaret eder (Karlicky,1997). III. tür radyo patlamalarının dinamik tayfı ters J, ters U ve N harfi görüntüsündedir. Bu patlamalara neden olan ışınım sürecinin plazma ışınımı olduğu savunulur (e.g. Melrose, 1989). Güneş tacı manyetik ilmiklerinde tuzaklanmış olan elektron demeti plazma dalgaları üretir; bu dalgalar daha sonra dünyadan algılanan radyo patlamalarına dönüşür. Plazma dalgasının frekansı, dalganın üretildiği katmanın plazma frekansıdır ($\omega_{pe}= (e^2\ N_e\ /\ \varepsilon_0\ m_e)^{1/2}$ ). Dinamik tayfın görüntüsünden anlaşılacağı gibi patlamanın frekansı hızla düşük frekanslara kayar. Frekans kayma oranından demetin hızı $c/2<v<c/6$ düzeyinde saptanmıştır (Karlicky, Mann & Aurass, 1996).

N türü patlamalar J ve U türü patlamalardan daha enderdir. Bu durum, elektron demetinin ömrü üzerine bir araştırma yapmamızı dayatır. Bugüne dek niçin bir M türü dinamik tayf gözleyemedik? En yalın yanıt kuşkusuz elektron demetinin hızla dağılmasıdır. Bu konuyla ilgili bir çok ayrıntılı çalışma vardır (e.g. Miller & Ramaty, 1989; Bai, 1982; Hua, Ramaty & Lingenfelter, 1989).

Bu çalışmanın ana amacı relativistik elektron demetinin taşınımı ve bu sırada ortaya çıkan fiziksel süreçleri incelemek olacaktır. Daha özgün olmak gerekirse, tınıs açısı difüzyonunu betimleyen Fokker-Planck eşitliğinin çözümü olacaktır. Fokker-Planck eşitliğinin çözümü birim $\mu$ *(tınıs açısının kosinüsü)* başına parçacık yoğunluğu $f$ yi verir. Bu çözüm Langmuir dalgalarının büyüme oranı olan $\partial f/\partial v_\perp$ niceliğini belirlememizi sağlar. $(\mu\ ,\ df/dv_\perp)$ çizgesi elektron demetini Langmuir dalgalarını üretebildiği bölgeleri belirlemesi açısından önemlidir. Yukarıda da değindiğimiz gibi J, U veya N türü radyo patlamaları Langmuir dalgalarının elektromanyetik dalgalara dönüşmüş durumlarıdır.

II. bölümde tınıs açısı difüzyon modeline ve fiziksel süreçlere değineceğiz. Tınıs açısının saçılmasına neden olan süreçler, Coulomb etkileşimi, synchrotron süreciyle ışınım yitiği ve elektron-whistler etkileşimi Fokker-Planck eşitliğinde yer alacaktır.

## 2. Model ve Fiziksel Süreçler

Güneş tacında ilmik yapan bir manyetik akı tüpü ele alalım. İlmiğin ayakucu noktalarının geçiş bölgesinde olduğunu varsayalım. İlmik *xz* düzleminde yer alsın. *Z* yönü güneşin yarıçapı doğrultusunda *x* ekseni de ayakucu noktalarını birleştiren doğru boyuncadır. *Y* ekseni *inversion-line* adı verilen doğru boyuncadır. Şimdi manyetik enlemi *(λ)* tanımlayalım. Bu açı z ekseniyle konsayı düzeneğimizin başlangıç noktasından çizilen ve akı ilmiğini kesen doğrultu arasındaki açıdır. *L*, ayakucu noktaları arasındaki uzaklıktır. Böylece $\lambda$ ve *L* parametreleriyle çiftuçay (dipole) manyetik alanı tanımlamış oluruz (Roederer, 1970).

$$B(\lambda,L)=\frac{B_0}{L^3}\frac{\left[4-3cos^2\lambda\right]^{1/2}}{cos^6\lambda} \qquad (1)$$

Parlama erkesinin özgür duruma geçtiği bölge konusunda değişik görüşler vardır. Bu çalışmada hız, parlama bölgesi olarak bir veya birden fazla kararsız manyetik akı ilmiğinin oluşturduğu akım tabakasında ortaya çıkan potansiyel olmayan bölgeyi yeğleyeceğiz. Adı geçen bölgede plazmanın manyetik alana "donma" koşulu bozulmuştur (Syrovatskii, 1981). (Miller & Ramaty, 1989), birincil güneş parlama erkesinin salınma koşulu olarak "donma" koşulunun bozulmasıyla başlayan manyetik yeniden birleşme olduğunu belirtiyor. Benzer biçimde, (Karlicky & Henoux, 1993) de tek erkeli elektron demetinin ilmiğin tepe noktasından kaynaklandığına işaret etmektedir. Bu konuya ilgi duyan okuyucu Karlicky' nin bildirisine başvurmalıdır (Karlicky, 1997).

Açığa çıkan parlama erkesiyle ivmelenen parçacıkların ilk dağılımı önemlidir. J, U veya N türü patlamaların hepsi başlangıçta negatif frekans kayması göstermektedir; diğer bir deyişle radyo patlamalarının frekansı zamanla azalmaktadır. Bu gözlemsel gerçek, elektron demetinin akı tüpü içinde güneş tacına doğru ilerlediğine işaret eder. eğer elektron demeti açık manyetik alan kuvvet çizgisi boyunca ilerliyorsa radyo patlamalarının dinamik tayftaki görüntüsü ters J harfi biçimindedir. Eğer demet kapalı kuvvet çizgilerinde tuzaklandıysa dinamik tayftaki görüntü ters U veya N harfi biçimindedir (Leblanc ve ark. , 1983; Aschwanden ve ark., 1992, 1994).

Bu gözlemsel gerçekler, güneş tacından ayakucu noktalarına doğru ivmelenen elektron demetinin radyo dalgalarına dönüşecek olan plazma dalgalarını üretemediği hipotezini dayatmaktadır. Elektron demetinin hız uzayındaki dağılımının başlangıç biçimi (kaymış-Maxwell, atmalı Heaviside, vb.) elektron manyetik ayna noktalarından yansıyıp güneş tacına dönmeden önce çok önemli değildir. Diğer bir deyişle, başlangıç elektron dağılımı, Langmuir dalgası üretebilecek yönbağımlılığa sahip değildir.

Şimdi, ısısal genişliği olabildiğince dar olan yönbağımsız bir hız dağılımı düşünelim. Bu demet içinde manyetik alana koşut momentumu büyük olan parçacıklar yitik konisine girip renk küreye doğru *c/3* hızıyla ineceklerdir. Gerçekten de güneş parlamasının başlangıç aşamasında ayakuçlarında gözlenen sert *X-ışın* ve $H\alpha$ bölgelerinin oluşabilmesi için bu tür parçacıklara gereksinim vardır (Kosugi, Dennis & Kai, 1988). Diğer yandan, dikine momentumları daha büyük olan parçacıklar yitik konisi dışında kaldığından kendi manyetik aynalarından yansıyıp geriye ilmiğin tepe noktasına doğru devineceklerdir. İşte tam bu aşamada, manyetik ayna noktalarından yansıyan elektronlar için bir yönbağımlı elektron dağılımı varsayımı yapmalıyız.

Örneğin, benzer bir sorunun çözümü için (Karlicky ve ark., 1996) ardalandaki bir Maxwell dağılımı içinden geçen relativistik yitik koni dağılımı varsayımı yapmışlardır. Bizim çalışmamızda proton dağılımı dikkate alınmamıştır; çünkü proton demetinin neden olduğu kararsızlığın büyüme oranı $\gamma_p$, elektronlarınkinden $\gamma_e$ daha düşüktür, $\gamma_p=\gamma_e(m_e/m_p)^{1/3}$; burada $m_e$ ve $m_p$ elektron ve proton kütlesidir (Karlicky, 1997).

Bu çalışmada, ayna noktalarından yansıdıktan sonra güneş tacına doğru ilerleyen elektron demetindeki parçacıkların hız uzayındaki dağılımlarının, ardalandaki Maxwell dağılımı gösteren plazma içinden geçen yitik koni dağılımı biçiminde olduğu varsayılmıştır. Ardalan plazmasındaki parçacıkların Maxwell dağılımı;

$$f_{e0}=\frac{N_0}{\left(2\pi v_{e0}{}^2\right)^{3/2}}exp\left(-\frac{v^2}{2v_{e0}{}^2}\right) \qquad (2)$$

burada $N_0$, ısısal parçacıkların sayı yoğunluğudur; $v_{e0}$, elektronların ısısal hızı, yani $v_{e0}=\left(k_bT_e/m_e\right)^{1/2}$; $k_b$, Boltzmann sabiti, $T_e$, elektron sıcaklığı, $m_e$, elektron kütlesidir. Elektron demetindeki elektronların dağılımı (Karlicky ve ark., 1996) verilen yitik koni biçiminde olacaktır:

$$f_{lc}(v)=\frac{N_{lc}}{\left(2\pi v_{lc}{}^2\right)^{3/2}cos\,\alpha_{lc}}H\left(v_\perp-v_{//}\,tan\,\alpha_{lc}\right)exp\left(-\frac{v^2}{2v_{lc}{}^2}\right) \qquad (3)$$

bu bağıntıda $N_{lc}$, relativistik elektron sayısı; $v_{lc}$, relativistik parçacıkların ortalama hızı; *H*, Heaviside step fonksiyonu (demette $v_\perp<v_{//}\,tan\alpha_{lc}$

koşulunu sağlayan parçacıkların bulunmadığına işaret eder); $v_\perp$ ve $v_{//}$ parçacıkların ortalama hız vektörlerinin dış manyetik alana dik ve koşut bileşenlerini simgeler; $\alpha_{lc}$, yitik koni yarı açıklığıdır.

Modelimiz, Langmuir dalgaları üretmekten sorumlu olan elektronların manyetik aynalarının manyetik enlemleri üzerine bir üst sınır dayatmaktadır. Buna göre, parçacıkların manyetik eşlek ($\lambda=0^o$) tınıs açıları ($\alpha_0$) aşağıdaki koşulu sağlamalıdır (Roederer, 1970)

$$sin^2\alpha_0 > sin^2{}_{lc} = \left[L^3\left(4-\frac{3}{L}\right)\right]^{-1} \quad (4)$$

eşlek tınıs açıları yitik koni yarı açıklığı dışında kalan parçacıklar kendi manyetik aynalarında yansıyacaklardır.

Çiftuçay manyetik alana tuzaklanmış olan parçacıklar çizgiler boyunca sarmal yörüngelerde devinirken, yerel tınıs açıları $\alpha(\lambda)$ ile eşlek tınıs açıları $\alpha_0$ arasında aşağıdaki gibi bir bağıntı olacaktır.

$$sin^2\alpha(\lambda) = sin^2\alpha_0\frac{\left[4-3cos^2\lambda\right]^{1/2}}{cos^6\lambda} \quad (5)$$

Parçacıklar için erke yitirme veya yörüngeden saçılma süreçleri olmazsa parçacıkların tınıs açısı ayna noktalarında $\pi/2$ eşlekte de minimum değeri olan $\alpha_0$ arasında düzenli olarak azalır sonra yine düzenli olarak artar ve eşlenik ayna noktasında yine $\pi/2$ değerine ulaşır. Bu dönemsel devinim sırasında parçacığın birinci adyabatik değişmezi (manyetik momenti) $\rho^2 sin^2\alpha(\lambda)/B(\lambda)$ korunur. Ancak (Miller & Ramaty, 1989) çalışmasında erke yitirmesi durumunda parçacığın birinci adyabatik değişmezin korunmadığını göstermişlerdir. Aynı araştırıcılar Coulomb etkileşimi veya synchrotron ışınımıyla erke yitiren parçacıkların $sin^2\alpha(\lambda)/B(\lambda)$ niceliğini koruduklarını göstermişlerdir. Eğer bu nicelik korunuyorsa aşağıdaki bağıntı geçerlidir:

$$\frac{1-\mu_0{}^2}{B_0} = \frac{1-\mu_m{}^2}{B_m} = sabit \quad (6)$$

Bu bağıntıdaki “*0*” ve “*m*” alt indisleri ilgili niceliklerin eşlek ve manyetik ayna değerlerini simgelemektedir. $\mu_m=0$ olduğundan, $sabit= B_m$ yazılır.

Şimdi Coulomb etkileşimiyle erke yitirmenin relativistik elektron taşınımını nasıl etkilediğine değinelim. (Bai, 1982) çalışmasında Coulomb erke yitiği parçacıkların kat ettiği yol ve etkileşim nedeniyle açılarında ortaya çıkan değişiklikler arasında bir bağıntı türetmiştir. Coulomb etkileşimi bu bağlamda vazgeçilmez bir etmendir.

Güneş III. tür radyo patlamalarının gözlemsel özelliklerinden birisi dalga frekansının $8GHz\leq f \leq 10\ kHz$ arasına düşmesidir. Frekansın azalmasıyla frekans kayma oranı ($df/dt$) da azalır. bu gözlemsel veriden elektron demetinin hızının $0.2c\leq v_{lc} \leq 0.6c$ aralığına düştüğü bulunur (Vlahos & Raoult, 1995). Güneş plazması için Coulomb erke yitikleri için erke yitik zaman ölçeğinin tınıs açısı difüzyon zamanına oranı $\tau^c{}_E / \tau^c{}_\mu = 2\gamma^{-1}\beta^{-2}$ olarak verilir (Petrosian, 1985). Kaba bir değerlendirme yapma amacıyla $v_{lc}/c = 0.4$ alalım. Bu durumda Lorentz çarpanı $\gamma=1.19$ olur. $\tau^c{}_E/\tau^c{}_\mu=10.5$ elde edilir. Bu şu demektir: elektronlar tüm erkelerinin Coulomb etkileşimleriyle yitirmeden önce yitik konisine sızmaya devam edeceklerdir. Diğer bir deyişle, güneş tacındaki relativistik bir elektron çok sayıda Coulomb etkileşimi sonucunda büyük niceliklerde erke yitirecek, tınıs açısı birikimli etkilerle yitik konisi içine girecek biçimde difüzyona uğrayacaktır (e.g. Spitzer, 1962). Yukarıda söylenenler ultrarelativistik elektronlar için doğru olmayabilir (Miller & Ramaty, 1989). Ancak bizim modelimizdeki elektron hız aralığı için Coulomb erke yitikleri elektronların tınıs açılarını önemli ölçüde değiştirecektir.

$L$ yolunu kat eden bir elektron için Coulomb erke yitiği aşağıdaki bağıntıyla verilir.

$$\Delta E = \frac{4\pi N_0 e^4}{m_e v_{lc}{}^2} C \times l \quad (7)$$

Burada $C=25$ dir. Eğer demet elektronları $l$ yolunu $\Delta t$ zamanında kat ederlerse, $l$ yerine $v_{lc}\Delta t$ yazabiliriz. Bu durumda Coulomb etkileşimiyle erke yitirme oranı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \dot{E}_c = \frac{4\pi N_0 e^4}{m_e v_{lc}} \times C \quad (8)$$

Coulomb erke yitiğiyle, yansıma açısının karesinin ortalaması arasındaki ilişki (Bai, 1982):

$$\left\langle \alpha^2 \right\rangle = \frac{\Delta E}{E_0}\cdot\frac{4}{\gamma_0+1} \quad (9)$$

burada, $E_0=(\gamma_0 -1)m_e c^2$ dir.

Bir dış manyetik alan içinde devinen elektronlar Coulomb sürecinin yanı sıra synchrotron süreciyle de erke yitirirler.

Synchrotron ışınımıyla yitirilen erkenin oranı:

$$\frac{dE}{dt} = \dot{E}_s = -\frac{4}{3}\frac{e^4 B^3}{m_e^3 c^5}\frac{\frac{1}{2}m_e V_\perp^2}{B} \qquad (10)$$

Synchrotron süreciyle erke yitirerek tınıs açısı difüzyonuna uğrayan parçacığın erke yitirme oranı manyetik alana ve parçacığın dikine kinetik erkesine güçlü bir biçimde bağlıdır. Modelimizdeki elektronların tınıs açıları büyük olduğundan çok güçlü bir tınıs açısı saçılmasına uğrayacaklardır. Benzer şekilde synchrotron ışınımı sönümlenme zaman ölçeğinin $\tau^s_E$ , tınıs açısı değişim zaman ölçeğine oranı $\tau^s_E/\tau^s_\mu = \gamma^2$ dir (Petrosian, 1985). $\gamma \approx 1.19$ olduğundan yukarıdaki oranın değeri 0.7 dir. bu değer, Coulomb etkileşimi için elde ettiğimiz değerden düşüktür. Diğer bir deyişle, parçacıkların tınıs açısı sistematik bir değişim göstermeden parçacıklar synchrotron ışınımıyla önemli ölçüde erke yitireceklerdir. Tınıs açısı difüzyonunda son olarak ele alacağımız fiziksel süreç dal-parçacık etkileşimi olacaktır. Elektron demetindeki elektronlarla whistler dalgaları gyroresonant saçılmaya uğrarlar. Whistler çalkantısı olasılıkla birincil erke salınım aşamasında üretilmiştir. Bu incelemede biz whistler dalgalarının üretilme sürecine değinmeyeceğiz. Ancak bu dalgaların varlığını varsayacağız. Ayrıca, yitik koni kararsızlığının whistler adı verilen elektron-cyclotron dalga biçemlerini uyarttığı bilinmektedir (Schmidt, 1976). Elektronların whistler dalgalarıyla zoruna titreşime girebilmeleri için

$$43\beta_a / |\mu||cos\theta| << \gamma\beta << 1836\beta_a / |\mu||cos\theta|$$

koşulunun gerçekleşmesi gerekmektedir (Melrose, 1974; Miller & Ramaty, 1989). Bu sıralama bağıntısındaki simgeler, $\beta_a$, $\theta$, $\gamma$ ve $\beta$ sırasıyla Alfven hızı $(\beta_a = V_a / c)$, whistler dalga vektörüyle dış manyetik alan arasındaki açı, $\gamma$ Lorentz çarpanı ve β demet elektronlarının hızıdır $(v_{lc}/c)$.

Etkin bir tınıs açısı difüzyonunun gerçekleşebilmesi için whistler türbülansının erke düzeyi yüksek saçılma bölgesinin de yeterince uzun olması gerekir. Eğer bir üstteki paragrafta verilen zoruna titreşim koşuluna tipik parametreleri uygularsak, $\theta = 0^o$ için türbülans bölgesinin en uzun değerine ulaştığını görürüz (Karlicky ve ark., 1996). Eğer demet elektronlarının difüzyon ölçek zamanının $\tau^w$, demetin bu bölgeyi geçme ölçek zamanına $\tau^b$ oranı $\tau^w/\tau^b < 1$ koşulunu sağlıyorsa türbülant bölge elektronları yitik koni içine etkin biçimde saçacaktır.

Özetleyecek olursak, demet elektronlarının whistler dalgalarıyla etkileşimi parçacıkların momentlerini büyük ölçüde değiştirirken erkelerinde değişiklik ortaya çıkarmayacaktır. Bu nedenle bu sürece zoruna titreşimsel saçılma denir.

Şimdi tınıs açısı difüzyonunu nicel olarak inceleyebiliriz. Bunun için Fokker-Planck eşitliği çözülür (Miller & Ramaty, 1989; Mc Clements, 1990; Karlicky, 1997).

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \mu}\left(D^w_\mu\right) + \frac{\partial^2}{\partial \mu^2}\left(D^w_{\mu\mu} f\right) \qquad (11)$$

burada $D^w{}_\mu$ ve $D^w{}_{\mu\mu}$ sırasıyla dinamik sürtünme ve difüzyon katsayılarıdır. $D^w{}_\mu = \partial D^w{}_{\mu\mu}/\partial\mu$ (Jokipii, 1966). Bu durumda (11) eşitliği aşağıdaki gibi yazılır:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \mu}\left(D_{\mu\mu}\frac{\partial f}{\partial \mu}\right) \qquad (12)$$

Difüzyon katsayısı $D^w{}_{\mu\mu}$ aşağıdaki gibi verilir (Karlicky, 1997):

$$D^w_{\mu\mu} = C|\mu|^{n-1}(1-\mu^2) \qquad (13)$$

$C$ katsayısı da aynı kaynakta bulunabilir.

$$C = \frac{\pi^2 e}{m_e c}\frac{2n}{n+1}\frac{W^{tot}_w}{B}\frac{1}{\gamma}\left(\frac{\beta\gamma}{1836\beta}\right) \qquad (14)$$

burada $n$ whistler dalgaları tayf indeksidir ve $n=7/3$ dir; $W^{tot}{}_w$ whistler dalgalarının toplam erke yoğunluğudur.

(12) eşitliği değişken katsayılı kısmi diferansiyel denklemdir. Bu denklem, bileşke fonksiyonlar yardımıyla adi diferansiyel denkleme dönüştürülecektir. Amacımız $f$ niceliğini $v_\perp$ in işlevi olarak bulmaktır. Çünkü bilindiği gibi, radyo patlamalarından sorumlu olan Langmuir dalgalarının büyüyebilmesi için iki uygun koşuldan birisi veya herikisi de gerçekleşmelidir: **a)** yitik koni karasızlığını ortaya çıkaracak olan keskin bir gradyent, $df/dv_\perp$ (yitik koni dağılımında) veya **b)** $\alpha=45^o$ denli büyük bir yitik koni açısına sahip bir dağılım (Melrose, 1989). Parçacıklar erkelerini dalgalara aktarıp dalga genliğinin büyümesine neden olurken, parçacık dağılım işlevi de "düzleşir". Yitik koni karasızlığı baskın olarak, $\omega_{ce} >> \omega_{pe}$ koşulunun gerçekleştiği kuvvetli manyetik alan bölgelerinde ortaya çıkar (Kaplan & Tsytovich, 1973). Tuzaklanmış elektron demeti, Coulomb etkileşimleri, synchrotron ışınımı ve elektron-whistler etkileşimleriyle saçılmaya uğrar. Demetin bu yolla evrimi $df/dv_\perp$ in μ

bağımlılığından yola çıkarak Langmuir dalgalarının büyüme oranının manyetik ilmik boyunca geçirdiği evrimi saptayabiliriz. Bundan başka, whistler dalgalarıyla zoruna titreşimsel etkileşime giren parçacıkların difüzyonu $\partial f/\partial t \propto v^{-1}_{\perp}\, d^2f/dv^2_{\perp}$ ile belirlenir. $df/d\,v_{\perp}>0$ olan bölgede $d^2f/dv^2_{\perp}$ inceleyerek Langmuir dalgalarının evrimi ve zoruna titreşim bölgesinde parçacık dağılımının nasıl bozulduğunu bulabiliriz (Krall & Trivelpiece, 1973).

Şimdi (12) eşitliğinde $\mu$ türevini alalım:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = D^{w}_{\mu\mu}\frac{\partial^2 f}{\partial \mu^2} + D^{w}_{\mu}\frac{\partial f}{\partial \mu} \tag{15}$$

Zincir kuralını kullanarak $\partial f/\partial t$ terimini $\partial f/\partial \mu$ cinsinden yazabiliriz:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial f}{\partial \mu}\cdot\frac{\partial \mu}{\partial E}\cdot\frac{\partial E}{\partial t} \tag{16}$$

Erke ile tınıs açısı kosinüsü ($\mu$) arasındaki ilişkiyi (Emslie, 1978) Emslie' nin çalışmasında bulabiliriz:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\beta/2} \tag{17}$$

Burada $\mu_0$ ve $E_0$ ilk değerleri simgeler. Bu aşamada okuyucuya bir uyarıda bulunmamız gerekiyor. Emslie için ilk değerlerin alındığı bölgeler minimum sıcaklık bölgesi veya üst renkküredir. Ancak, bizim çalışmamızın (6) numaralı eşitliğinden de açıkça görüldüğü gibi Emslie'nin $\mu_0$ değeri bizim $\mu_m$; $E_0$ değeri de bizim $E_m$ değerimize karşılık gelmektedir. Bu aşamadan sonra biz $\mu_0$ yerine $\mu_m$ ve $E_0$ yerine $E_m$ kullanacağız.

Güneş tacı plazması için (17) eşitliğinde görünen $\beta=2$ olur. Böylece $\partial\mu/\partial E=\partial\mu_m/\partial E_m$; $\partial E/\partial t$ terimi de Coulomb etkileşimleri ve synchrotron ışınımıyla yitirilen toplam erkeyi simgeler:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \dot{E}_c + \dot{E}_s \tag{18}$$

ilgili değişikleri *(14)* eşitliğine taşırsak aşağıdaki denklemi elde ederiz:

$$\frac{d^2 f}{d\mu^2} + \left[\frac{D^{w}_{\mu}}{D^{w}_{\mu\mu}} + \frac{\mu_m E_m^{-1}\left(1.7\times10^{-36} v_{lc}^2 B_m^2 \left(1-\mu^2\right)^3 + 1.8\times10^{-9} N_0 v_{lc}^{-1}\right)}{D^{w}_{\mu\mu}}\right]\frac{df}{d\mu} = 0 \tag{19}$$

(19) numaralı adi diferansiyel denklemin çözümü ilk değer problemi olarak ele alınacaktır. Bunun için ilk dağılım işlevinin biçimi ve Neumann sınır koşulu, $df/d\mu\,\big|_{\mu=0}$ belirlenecektir (Clements, 1990). Modelimizde elektron demeti yitik koni dağılımı göstermekte ve manyetik ayna noktalarından akı ilmiğine gönderilmektedir. Bu demet ardalandaki Maxwell dağılımı gösteren plazma içinde devinmektedir. Dolayısıyla elektron dağılımı;

$$f_0 = f_{e0} + f_{lc} \tag{20}$$

biçiminde varsayılmıştır. Neumann sınır koşulu aşağıdaki gibidir:

$$u_0 = \left.\frac{df}{d\mu}\right|_{\mu=\mu_0} = \frac{N_{lc}}{\left(2\pi v_{lc}^2\right)^{3/2}\mu_{lc}} exp\left(-\frac{v^2}{2v_{lc}^2}\right) \times 10^{10}\left(\frac{-\mu}{\sqrt{1-\mu^2}} - tan\,\alpha_{lc}\right)\times\delta\left[10^{10}\left(\sqrt{1-\mu^2} - \mu\, tan\,\alpha\right)\right] \tag{21}$$

Difüzyon katsayısının integrasyonundan elde edilen integral sabiti:

$$D^{w0}_{\mu\mu} = 248\mu_m^{4/3} B_m^{-1} \tag{22}$$

dir. Böylece (19) eşitliğinin çözümünü:

$$f = f_0 + \int \mu^{-4/3} exp\left\{\begin{matrix} u_0 D^{w0}_{\mu\eta}\mu_m E_m^{-1} \\ \left[\begin{matrix} 6.8\times10^{-39} v_{lc}^2 B_m^3 \sqrt[3]{\mu^2}\left(0.175\mu^5 - 0.81\mu^3 + 1.2\mu + 3\mu^{-1}\right) + \\ 2.16\times10^{-11} N_0 v_{lc}^{-1} B_m \mu^{-1} \end{matrix}\right]\end{matrix}\right\} \tag{23}$$

olarak elde ederiz.

## 3. Sonuç

$V_{\perp} = V\sqrt{1-\mu^2} = V\, sin\theta$ dır. (23) numaralı eşitlikten $df/dv_{\perp}$ kolayca elde edilebilir. Langmuir dalgalarının büyüme oranını, dolayısıyla III. tür radyo patlamalarının ömrünü bu nicelikten türetebiliriz. (23) eşitliğinden görüldüğü gibi büyüme oranı hem güneştacı plazmasının hem de demetin parametrelerine bağlıdır. $B_m$, radyo dalgalarını üreten elektron demetinin tuzaklandığı akı ilmiğinin ayna noktalarındaki değeri; $E_m$, hızları $c/3$ düzeylerine çıkan elektronların başlangıç erkesini(*~30 keV*); $v_{lc}$, elektron demetinin ortalama hızını; $\mu$, elektronların tınıs açısını; $N_0$, ardalandaki elektron yoğunluğunu; $N_{lc}$, yitik koni dağılımı gösteren demetteki elektron sayı yoğunluğunu, $\mu_{lc}$, $B_m$ ile belirlenen yitik koni yarı açıklığını simgelemektedir.

$B_m$ , $E_m$, $N_0$, $v_{lc}$ nicelikleri gözlemlerden dolaysız olarak türetilmektedir. $\mu_{lc}$, $B_m$ değerinden bulunmaktadır. Radyo patlamalarının süresi bize manyetik akı ilmiğinin uzunluğuna ilişkin bilgi sunar. Bu bilgileri kullanarak (1) ve (5) eşitliklerinden demetin ilmik içindeki konumunu buna bağlı olarak Langmuir dalgalarının büyüme oranını belirleyebiliriz. $N_{lc}$, model bağımlı parametredir. Bu parametreyi saptayabilecek bir gözlem programı bulunmamaktadır. Ayrıca yitik koni dağılımı da bir varsayımdır. Kısacası, demetteki elektronların hız dağılımı ve hız uzayındaki gradyentler varsayımlar olarak durmaktadır.

## Kaynaklar


Aschwanden M.J., Bastian T.S., Benz A.O., Brosius J.W., 1992, *ApJ*, **391**, 380

Aschwanden M. J, Benz A.O., Montello M.L., 1994, *ApJ*, **431**, 432

Bai T., 1982, *ApJ*, **259**, 341

Emslie G., 1978, *ApJ*, **224**, 241

Hua X,-M., Ramaty R., Lingenfelter R.E., 1989, *ApJ*, **341**, 516

Jokipii J.R., 1966, *ApJ*, **146**, 480.

Kaplan S.A., Tsytovich V.N. 1973, "Plasma Astrophysics", Pergamon Press Oxford.

Karlicky M., 1997, *Sp.Sci.Rev.*, **81**, 143

Karlicky M., Mann G., Aurass H., 1996, *A&A*, **314**, 303

Karlicky M., Henoux J.C., *A&A*, **283**, 202

Kosugi T., Dennis B., Kai K., *ApJ*, **324**, 1118

Krall N.A., Trivelpiece A.W., 1973, "Principles of Plasma Physics", McGraw-Hill, New York

Leblanc Y., Poquerusse M., Aubier M.G, 1983, *A&A*, **123**, 307

Mc Clements K.G., 1990, *A&A*, **234**, 487

Melrose D.B., 1974, *Solar Physics*, **37**, 353.

Melrose D.B., 1989, "Instabilities in Space and Laboratory Plasmas", Cambridge University Press, Cambridge

Miller J.A., Ramaty R., 1989, *ApJ*, **344**, 973

Petrosian V., 1985, *ApJ*, **299**, 987

Roederer J.G., 1970, "Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation", Springer-Verlag

Schmidt G., 1976, "Physics of High Temperature Plasmas - An Introduction", Academic Press, New York.

Spitzer L.Jr., 1962, "Physics of Fully Ionized Gases", No.3, John Wiley & Sons, Inc.

Syrovatskii S.I., 1981, *Ann.Rev.A&A*, **19**, 163

Vlahos L., Raoult A., 1995, *A&A*, **296**, 844

Wu C.S., Freund H.P., 1984, *Radio Sciences*, **19**, 519