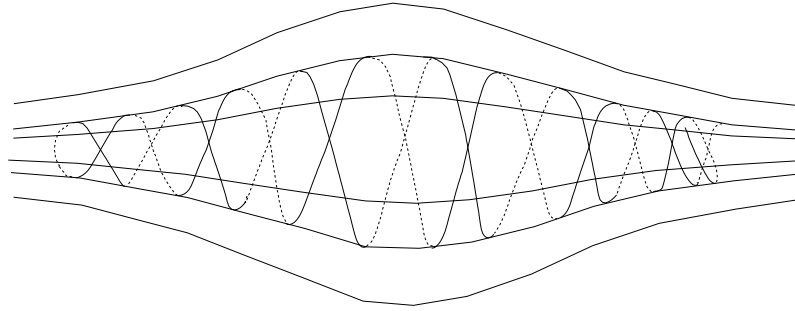


II- 14 MANYETİK AYNALAR, MANYETİK ŞİŞELER VE KOSMİK IŞIN PARÇACIKLARI

Daha önce bir betatron işlemi ile yüklü parçacıkların ivmelendirilebileceğini tanımlamıştık. Manyetik olarak ivmelenen kosmik ışın parçacıkları için diğer bir işlem FERMI tarafından teklif edildi. Fermi mekanizmasında, kosmik ışın parçacıkları kosmik gaz bulutları arasında dolaşırlar. Her bulutun gömülü bir manyetik alanı vardır. Bir parçacık buluta yaklaştığında ve alan yönüne dik olarak alana girdiğinde Lorentz kuvveti (11. denklem) ile geriye döner. Bir yarım daire çizdikten sonra, kendisini yeniden bulutun kenarında bulur ve geldiği yönde geri döner. Benzer bir yansıma kuvvet çizgileri boyunca yaklaşan parçacıklar için ortaya çıkar.



Şekil 10. Bir manyetik şişede yüklü parçacığın yörüngeleri.

Eğer bir parçacık kendisinden uzaklaşan bir buluta çarparsa, parçacığın momentumu, karşılaşmadan öncekinden daha küçük olur. Eğer parçacık yaklaşan bir buluta çarparsa, son momentum çarpışmadan öncekinden büyük olur. Genellikle, çarpışmanın olasılığı yaklaşan bir bulut için daha büyüktür (bu şuna benzer; bir otoyolda içinde bulunduğumuz arabanın karşı yönden gelen arabalarla karşılaşma olasılığı, aynı yönden giden arabaları geçmesi olasılığından daha fazladır).

İstatistik olarak, parçacıkların bulutlarla karşılaşmalarından artan bir momentum ve dolayısı ile yüksek enerjilere ivmelenebilirler. Ancak buna rağmen FERMI MEKANİZMASI kosmik ışın parçacıklarının ivmelenmesini tamamen açıklayamazlar. Kosmik ışın parçacığı sonuçta birçok işlemden biri nedeniyle bozucu bir çarpışma olmalıdır. Örneğin Galaksiden ve böylece ivmelenen bir buluttan kopan bir tanacikle inelastik çarpışma olabilir. Bunun sonucu bozucu işlemler arasındaki ivmelendirmelerin sayısı sınırlıdır. Dolayısı ile gerçekten yüksek enerjilere erişmek için, kosmik ışın parçacıkları, oldukça yüksek başlangıç enerjileri ile ivmelenen alanlara sokulmalıdır. Böyle yüksek enerjili parçacıklar mesala süpernova patlamalarından sağlanabilir. Ayrıca quasarlar (yarı yıldızimsı cisimler) da yüksek enerjili kosmik ışınları üretirler. Bunlardan başka pulsarlar ve büyük bir olasılıkla hızlı dönen beyaz cücelerde kosmik ışın kaynakları olabilirler. Yine güneş parlamaları da kosmik ışın kaynağı olabilir

Böylece fermi mekanizması artık kosmik ışınların oluşmasında temel bir işlem değildir. Çünkü:

1-) Biz biliyoruz ki 10^{20} eV mertebesindeki enerjilere sahip yüksek enerjili protonların galaktik yarıçap civarında bir larmor yarıçapı vardır. Bu nedenle bu parçacıklar galakside

tutulamazlar. Böyle parçacıklar ya extragalaktik (galaksiler arası) kökenli olmalı veya Samanyolunda çok yoğun manyetik bölgelerde oluşmalıdır.

2-) Kosmik ışın akısının bol bir kısmını teşkil eden ağır çekirdeklerin yıldızlararası uzayda uzun bir süre boyunca Fermi ivmelendirme mekanizması ile bozucu çarpışmalardan etkilenebilir. Henüz enerjileri 10^{12} - 10^{13} eV demir çekirdeklerinin bol olduğunu biliyoruz. Daha yüksek enerjilerdeki kimyasal bolluklar hakkında çok az bilgimiz vardır.

Yüklü bir parçacık bir manyetik alana girdiğinde spiral çiziyordu. Böylece hareketin simetri eksen etrafındaki açısal momentum ve aynı zamanda manyetik moment de korunur.

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{r}}{2c}; \quad \mathbf{J} = q\mathbf{v} \quad (45)$$

r için Larmor (gyroradius) yarıçapını kullanarak manyetik alan doğrultusunda

$$M = \frac{v_c P_c}{2B} \quad (46)$$

ifadesi bulunur. Burada v_c parçacığın dairesel hızıdır. Buradan ortaya çıkar ki dikine kinetik enerji B alanı ile doğrudan orantılıdır. Eğer parçacığın B alanındaki başlangıç ayrılma açısı θ ise, parçacık alanda, manyetik alanın B_0 ve $\sin \theta = 1$ olduğu yere kadar nüfuz eder, yani

$$B_0 = \frac{B}{\sin^2 \theta} \quad (47)$$

olur. Burada parçacık yansıtılır ve yoğun manyetik alanın gerisine doğru spiral çizer. Bir manyetik şişe böyle iki manyetik aynayı içerir. Yani parçacığın kaçma olasılığı olmaksızın ileriye ve geriye doğru yansıtılır.

2 – 15 MAXWELL DENKLEMLERİ

Bütün klasik elektromanyetik olayları açıklayabilen 4 temel denklem şöyle verilebilir: Yük ve elektrik alanının tanımı (denklem 10b'ye bak):

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho \quad (48)$$

Değişen bir manyetik alanın elektrik etkisi (43.denkleme eşdeğer):

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (49)$$

Değişen bir elektrik alan veya bir akımın manyetik etkisi (44. denkleme eşdeğer):

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \quad (50)$$

Manyetik alanı tanımı:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (51)$$

Son denklem elektrik yüklerine benzer hiç manyetik monopol (tek kutuplu yük) olmadığını ifade eder. Doğada yalnızca dipol ve daha çok kutuplu yükler mevcuttur.

Maxwell denklemlerini şu yardımcı ifadelerle tamamlayabiliriz:

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \varepsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} \end{aligned} \quad (52)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \sigma \mathbf{E} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{J} &= 0 \end{aligned} \quad (53)$$

Buradaki μ manyetik permeability 1'den büyük veya küçük değerler olabilir. Fakat burada $\mu=1$ alınabilir.

2 - 16 DALGA DENKLEMİ

(49) denklemi vektörel olarak ∇ ile çarparsak

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{B} \quad (54)$$

$B = \mu H$ koyarak ve (50) 'ü kullanarak yani

$$\nabla \times \mathbf{H} = - \frac{\mu}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{J}$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = - \frac{\mu}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{H} = - \frac{4\pi\mu}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{J}$$

ve \mathbf{J} için $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ 'yi kullanarak

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = - \frac{4\pi\mu}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\sigma \mathbf{E} + \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right)$$

bulunur. Burada ε ve μ sabit olarak alınıyor. Diğer yandan

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (55)$$

olduğu tanım gereği biliniyor. Eğer uzayda yükün nötr olduğu bölgeyi alırsak yani $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ ise o zaman

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\mu\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (56)$$

ve iletken olmayan bir ortamda $\sigma = 0$ dan

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (57)$$

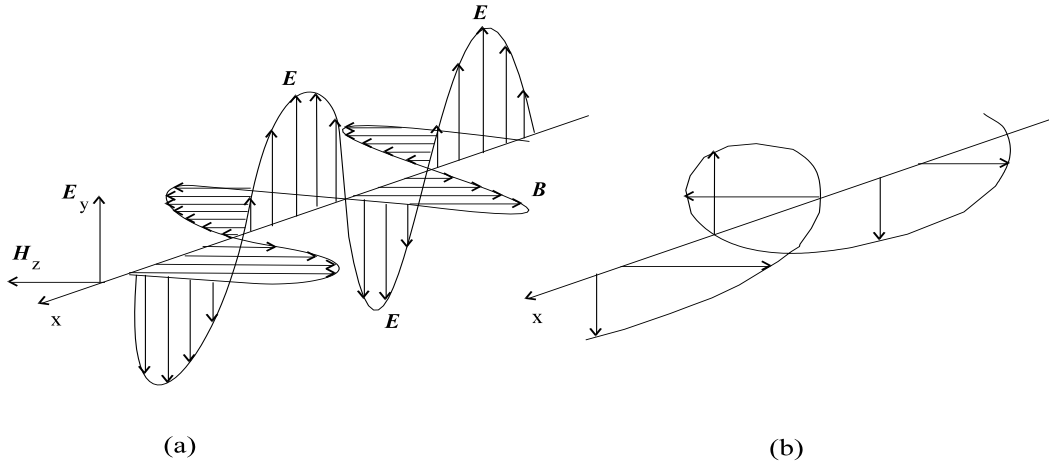
ki bu denklem

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (58)$$

hızı ile hareket eden dalgalar için geçerlidir. Hemen belirtelim ki yayınlanan dalgalar dikedir (Şekil 4'e bakın). Yani bir elektromanyetik dalga birbirine dik \mathbf{E} ve \mathbf{H} alanlarını içerir ve

$$\mathbf{H} = \mathbf{n} \times \mathbf{E} \quad (59)$$

koşulunu gerçekleştirir. \mathbf{n} yayılma yönündeki birim vektördür.



Şekil 11. Elektromanyetik dalgalar. (a) y yönünde düzlem polarize olmuş bir elektrik alanı ile x yönünde yayılan dalga. (b) x yönünde yayılan dairesel polarize olmuş dalga. Basit olması için sadece elektrik alan yönü gösterilmiştir. \mathbf{E} 'nin yönü x etrafında döner. Burada gösterilen dönmeye sol el dairesel polarize olmuş denir. Esasında herhangi bir elektromanyetik dalga sol ve sağ dairesel polarize olmuş dalgaların üst üste binmesiyle meydana gelir.

Dalga deklemi (30)'un çözümü

$$f_i = A \cos (2\pi vt - kx); i = y, z \quad (60)$$

şeklindedir. Burada $k=2\pi/\lambda$ veya $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\epsilon}$ ve $\omega = 2\pi\nu$ olup ν

frekansı, ω dalganın açısal frekansını gösterir. k da yayılma yönündeki birim uzunluktaki dalganın sayısını gösterir. f_i ise hem elektrik hem de manyetik alan bileşenlerini gösterir.

2 - 17 FAZ VE GRUP HIZI

Açısal frekansları $\omega - \Delta\omega$ ve $\omega + \Delta\omega$ olan iki dalgayı yazarsak

$$f^- = A \cos [(\omega - \Delta\omega)t - (k - \Delta k)x]$$

$$f^+ = A \cos [(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)x]$$

ve bu iki dalganın süperpozisyonunu (bileşimini) alarak yeni bir dalga elde edilebilir:

$$f = f^- + f^+ = A \{ \cos[(\omega - \Delta\omega)t - (k - \Delta k)x] + \cos[(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)x] \}$$

$$f = 2A \cos(\omega t - kx) \cos[(\Delta\omega)t - (\Delta k)x] \quad (61)$$

bulunur. Bunun anlamı, frekansı $\cos(\omega t - kx)$ ile gösterilen bir taşıyıcı dalga vardır. Bu taşıyıcı dalganın genliği $\cos(t\Delta\omega - x\Delta k)$ ile modüle edilmiştir. Taşıyıcı dalganın hızı faz hızı olarak isimlendirilir:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad \text{ve} \quad k = \sqrt{\mu\epsilon} \frac{\omega}{c} \text{ 'den}$$
$$v = \frac{\omega}{k} \quad (62)$$

modülasyon hızı da grup hızı olarak bilinir:

$$u = \frac{\partial\omega}{\partial k} \quad (63)$$

u 'nun fizik olarak önemli bir anlamı var, buna daha sonra yine döneceğiz. Esasında bu bilginin taşınabildiği veya enerjinin nakledildiği hızı gösterir. Ortam dağıtıcı bir özelliğe sahip olduğu müddetçe [yani $\omega = \omega(k)$ ise] u 'yu bulmada bir zorluk olmaz. Fakat iletkenlik artmaya dolayısı ile bir de absorpsiyon olduğunda A genliği oldukça karışır ve u 'nun artık fiziksel bir anlamı kalmaz. Bu çeşit absorpsiyon, uzun dalgaboylu kozmik radyo dalgalarının arzın iyonosfer tabakasından geçişini önler. Uzun dalgalar bu nedenle roketlerden veya uydulardan gözlenmelidir. Daha uzun dalgaboylarını absorplar ve böyle dalgalar hiç geçirilmezler.

2 - 18 ENERJİ YOĞUNLU VE POYNTING VEKTÖRÜ

Maxwell denklemlerinden (49) ve (50)' ü aşağıdaki şekilde

$$\mathbf{H} \cdot [\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}]$$

ve

$$\mathbf{E} \cdot [\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}] \quad \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

çarpımlarını alarak bunların farkını bulursak

$$\frac{1}{c} \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{\mathbf{E}}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}}{c} = -(\mathbf{H} \cdot \nabla \times \mathbf{E}) + (\mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{H}) \quad (64)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{A} \cdot \nabla \times \mathbf{B} \quad (65)$$

vektör eşitliğini kullanarak ve düzlem bir dalganın taşıdığı elektromanyetik enerji yoğunluğunu yani $\varepsilon = 1/2 \varepsilon E^2 + 1/2 \mu H^2$ ifadesini kullanarak,

$$\frac{1}{8\pi} \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon E^2 + \mu H^2) = \sigma E^2 - \nabla \cdot \mathbf{S} \quad (66)$$

bulunur. Burada

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (67)$$

poynting vektörü olarak bilinir. Yukarıdaki denkleme Gauss teoremini uygularsak,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\varepsilon E^2 + \mu H^2}{8\pi} dV = - \int \sigma E^2 dV - \oint \mathbf{S} \cdot d\mathbf{S} \quad (68)$$

ifadesi bulunur. Burada sağ taraftaki ilk terim hareket halindeki yüklerin kinetik enerjisindeki değişim hızına eşittir. Yani parçacıklar üzerinde etkiyen kuvvet ile hızın skaler çarpımıdır, çünkü $\sigma \mathbf{E}$ akımı verir. O halde

$$\int \sigma E^2 dV \rightarrow \sum e \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} = \sum \mathbf{v} \cdot e \mathbf{E} = \sum \mathbf{v} \cdot \dot{\mathbf{p}} \quad (69)$$

Burada $e \mathbf{E} = \mathbf{F} = \dot{\mathbf{p}} = m \dot{\mathbf{v}} = m \mathbf{a}$ bu bütün parçacıklar üzerinden toplam kinetik enerjinin zaman türevidir. (68) denklemindeki diğer iki terim elektromanyetik enerjinin akısını gösterir. Sol taraftaki ifade hacimdeki enerji değişim hızını verir. $(\varepsilon E^2 + \mu H^2)/8\pi$ alanların enerji yoğunluğudur. Sağ taraftaki ikinci terim yüzeyden geçen enerji akımını gösterir. Diğer bir deyişle S elektromanyetik akı yoğunluğudur. O halde (68) denklemi, bir hacimdeki enerji değişim hızının, yüklü parçacıkların kinetik enerjilerindeki değişim hızı ile enerjinin yayılma hızının toplamına eşittir.

2 – 19 SEYREK İYONİZE BİR ORTAMDA DALGALARIN YAYILIMI

Elektrik veya manyetik alanların olmadığı iyonize bir ortam düşünelim. Bu ortamda iyonlar ve elektronlar arasındaki çarpışmaların seyrek olduğunu kabul edelim. Bu ortamda bir elektromanyetik dalga yayımlandığında, bu dalgadaki elektrik alanları ortamdaki elektronları ivmelendirebilir. Yani,

$$m \ddot{\mathbf{r}} = e \mathbf{E}(r, t) \quad (70)$$

burada e ve m elektronun yükü ve kütlesi, ve E de dalga ile ilgili alandır. Elektrik alanın tek bir $\omega=2\pi\nu$ frekansında titreştiğini düşünelim. Yani elektrik alanı için

$$\mathbf{E}(r,t) = E_o(\mathbf{r})e^{i\omega t} \quad (71)$$

varlığını kabul edelim. Burada zamana bağıllık matematik işlemlerde kolaylık sağlamak için sinusoidal fonksiyonlar yerine eksponansiyel fonksiyonlar cinsinden yazılmıştır. Ayrıca $E(\mathbf{r})$ fonksiyonu kompleks olabilir. Problemlerde fiziki bir değer arandığında, fonksiyonun reel kısmı alınmalıdır. Yani,

$$\mathbf{E}(r,t) = \text{Re}\{E_o(\mathbf{r})e^{i\omega t}\} \quad (72)$$

Elektronun denge durumundan ayrıldığı yerdeğişim için

$$\mathbf{F} = -m\frac{v^2}{\mathbf{r}} = -m\omega^2\mathbf{r} = e\mathbf{E} \quad (73)$$

$$\mathbf{r} = -\frac{e}{m\omega^2}\mathbf{E} \quad (74)$$

bulunur. Bu denklem hem (42) hemde (43) denklemini sağlar. Diğer taraftan p elektrik dipolü aralarında l mesafesi olan eksi ve artı iki eşit yükünün

$$\mathbf{p} \equiv ql \quad (75)$$

şeklindeki çarpımı ile tarif edilir. Benzer şekilde buradada elektronların dengeden uzaklaşmaları bir nevi dipol oluştururlar ve bir polarizasyon alanı meydana getirirler. Eğer elektronların sayısı n ise polarizasyon alanı her bir dipol alanının toplamı ile verilir.

$$\mathbf{P} = ner = -\frac{ne^2}{m\omega^2}\mathbf{E} \quad (76)$$

polarizasyon alanının tanımını daha önce şöyle vermiştik:

$$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{D} - \mathbf{E}}{4\pi} = \frac{(\varepsilon - 1)\mathbf{E}}{4\pi}$$

Buradan ortamın dielektrik sabiti

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi ne^2}{m\omega^2} \quad (77)$$

Eğer bir dalga kosmik ortamda x-yönünde yayılıyorsa dikine E ve B alan bileşenleri şu şekle sahiptir.

$$f = f_o \cos(kx \pm \omega t) \quad (78)$$

Kozmik dalga yayılımını ile ilgili tüm problemlerde $\mu=1$ olarak frekans için

$$\omega^2 = \frac{k^2 c^2}{\epsilon} = \frac{k^2 c^2}{1 - \frac{4\pi n e^2}{m \omega^2}} \quad (79)$$

veya

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \frac{4\pi n e^2}{m} \equiv k^2 c^2 + \omega_p^2 \quad (80)$$

bulunur. Burada

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n e^2}{m} \right)^{1/2} \sim 5.6 \times 10^4 n^{1/2} \text{ Hz} \quad (81)$$

ifadesi plazma frekansı olarak isimlendirilir. Eğer $\omega < \omega_p$ ise, k sanal olur ve dalga ortamda yayılamaz. Daha öncede söylediğimiz gibi, radyo astronomide düşük frekanslardaki gözlemler ionosferden aşağıda yapılamaz. Radyo dalgaları ionosferik plazma frekansı altındaki frekanslarda taşınmaz. Elektrik yoğunluğu üniform olmadığı için frekans değişir.

$\omega > \omega_p$ olduğunda yayılma mümkün hale gelir. Dalganın grup hızı

$$U = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{\sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{c^2 k^2}}} \quad (82)$$

olur. Yayılma hızı, görüldüğü gibi frekansa bağlıdır. Bu olayın önemli olduğu bir durum bir pulsarın gönderdiği pulsların yayımı ile ilgilidir. Eğer yayınlanan bir puls frekans birleşenleri olan bir aralığı içeriyorsa, bu frekansların arza gelme zamanı düşük frekanslarda gecikecektir. (82)'yi şöyle yazabiliriz:

$$U = \frac{c}{\sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_p^2)}}} \quad (83)$$

Bir D yolunu kateden bir pulsun varış zamanı D/U dir ve varış zamanının frekansa bağlılığı da şöyle olur:

$$\frac{d(D/U)}{d\omega} \sim -\frac{D}{c} \frac{\omega_p^2}{\omega^3} \quad \omega \gg \omega_p \quad (84)$$

Pulsarların gözlemleri gösterir ki, pulsun varış zamanı frekansa bağlıdır ve varış zamanında ki gözlenen gecikmeler (84) formülüne göre olur. Bu nedenle plazma frekansının radyasyon (ışınım) frekansından küçük olduğu bir ortamda zaman gecikmesi meydana gelir. Böylece (83). denklem dağıtıcı bir ortamda elektronların yoğunluğu üzerine bir üst limit getirir. Daha önemli bir sonuç zaman gecikmesinin frekans bağımlılığının doğrudan Dn ile yani puls yayınlayan cisim doğrultusunda (görüm doğrultusu) bir yüzey kesitinden geçen elektronların toplam sayısı ile orantılıdır. Bu bağıntı (83) ve (84) 'den kolaylıkla görülebilir. Böylece görüm doğrultusu boyunca olan toplam elektron yoğunluğunu Dispersiyon ölçümü, D ile tanımlarız.

$$D \equiv \int_0^D n(s) ds = D \langle n \rangle \quad (85)$$

Eğer yıldızlararası ortamdaki elektronların ortalama sayı yoğunluğu biliniyorsa, dispersiyon bağıntısı (84). denklem bize pulsarın uzaklığını verebilir. Tersine, diğer kaynaklardan D biliniyorsa, görüm doğrultusu boyunca n'nin ortalama bir değeri elde edilir. Bu şekilde tahmin edilen ortalama değer, hem esas kaynak (pulsar) hem bu kaynağın çevresinden gelen elektronları ve yıldızlar arasında normalde bulunan elektronları içerir. Pulsarın içindeki dispersiyon ölçümü uzaklığa bağlı olmazken yıldızlar arasından kaynaklanan dispersiyon uzaklığa bağlıdır. Böylece bu iki katkıyı ayırırız ve pulsarın kendisinin katkısını ihmal edebiliriz. Bilinen uzaklıklardaki kaynaklar için görüm doğrultusundaki dispersiyon ölçümü bize ortalama bir elektron yoğunluğu olarak $\langle n \rangle = 0.03 \text{ cm}^{-3}$ değerini verir. Bu değerden hareket ederek yakın pulsarların dağılımı Galaksinin yakın spiral kollarında ki uzaklıklarla uyuşur

2 – 20 FARADAY DÖNMESİ

Kosmik ortamda ki elektron sayı yoğunlukları hakkında bilgi, düzlem polarize bir dalganın Faraday dönmesinden de elde edilebilir. Bu etkiyi anlamak için, bir manyetik alan \mathbf{B} 'nin yönüne dik bir düzlemde hareket eden bir elektron düşünelim. Bu elektron Lorentz kuvveti ile saptırılır:

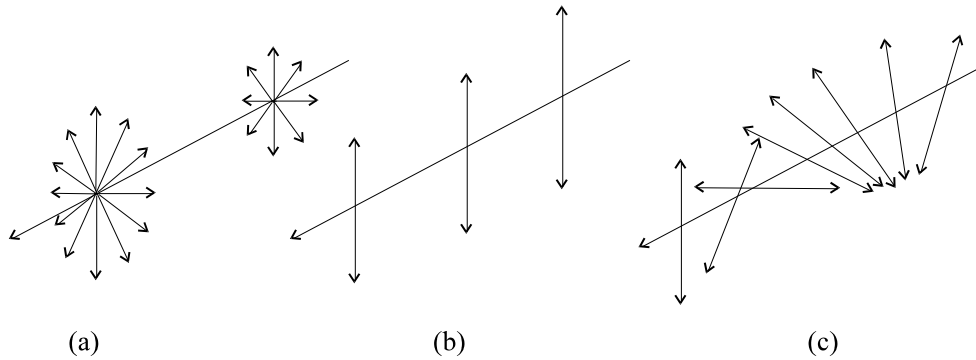
$$\mathbf{F} = \frac{e\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c}$$

Elektron bir elektromanyetik dalganın etkisinde ise, elektronun üzerine birde ilave olarak dalganın elektrik alanından ileri gelen bir kuvvete maruz kalır. Bu kuvvetler dışı doğru olan bir merkezkaç kuvveti ile dengelenmelidir.

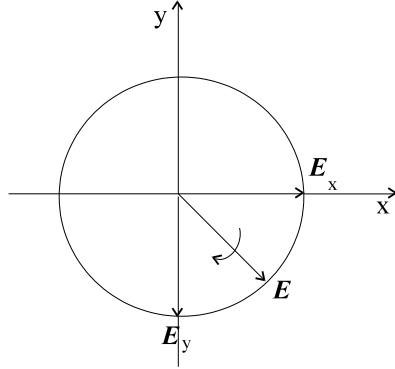
$$e\mathbf{E} \pm \frac{eB\omega\mathbf{r}}{c} = -m\omega^2\mathbf{r} \quad (86)$$

Burada ki \pm işaretlerinin şu anlamı var. Elektron, \mathbf{B} nin yönünde bakıldığında saat ibresinin tersi yönünde dönüyorsa negatif işaret olur, aynı yönde ise pozitif olur. Bu, \mathbf{B} 'ye paralel sağ polarize olmuş bir elektromanyetik dalga ile olur. Sol polarize dalga da $+eB\omega\mathbf{r}/c$ kuvvetine neden olur.

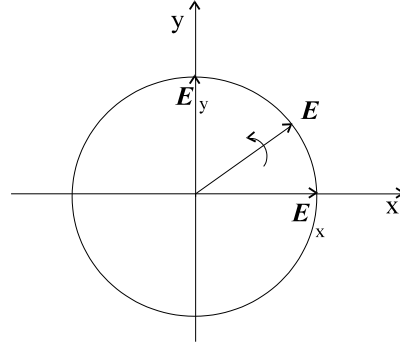
Şimdi polarizasyon kavramını açıklayalım. En genel durumda elektrik alan vektörü uzayda yayılma yönüne dik bir elips çizerek yayılır. Elektrik alanın uzayda ki yönü alanın polarizasyonunu verir. Dairesel polarize dalga birbirine her zaman dik olan fakat bileşmeleri yayılma istikametinde dönerek hareket eden bir dalgadır. Böyle bir dalgada \mathbf{E} 'nin genliği her zaman sabit kalır.



Şekil 12. (a) Polarize olmamış ışık hüzmesi. (b) Düzlem polarize dalga. (c) Dairesel polarize dalga



Şekil 13. Sağ dairesel polarize dalga.



Şekil 14. Sol dairesel polarize dalga.

Yayılmaya istikametine bulunan bir gözlemci kendisine doğru gelmekte olan dalga'nın dönüş yönüne göre dairesel polarize dalgayı şu şekilde tanımlar;

- 1) Elektrik alan saat ibresi yönünde dönüyorsa sağ polarize dalga
- 2) Elektrik alan vektörü saat yönüne ters yönde dönüyorsa sol polarize dalga oluşur (Şekil 14).

Elektron için e 'nin değeri negatif olduğundan ve (58). denklemden

$$\mathbf{r} = -\frac{e}{m} \left(\frac{1}{\omega^2 \pm \frac{eB\omega}{mc}} \right) \mathbf{E} \quad (87)$$

Dielektrik polarizasyon $\mathbf{P} = n e \mathbf{r}$ den dielektrik sabit

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi n e^2}{m\omega(\omega \pm \omega_c)} \quad , \quad \omega_c = \frac{eB}{mc} \quad (88)$$

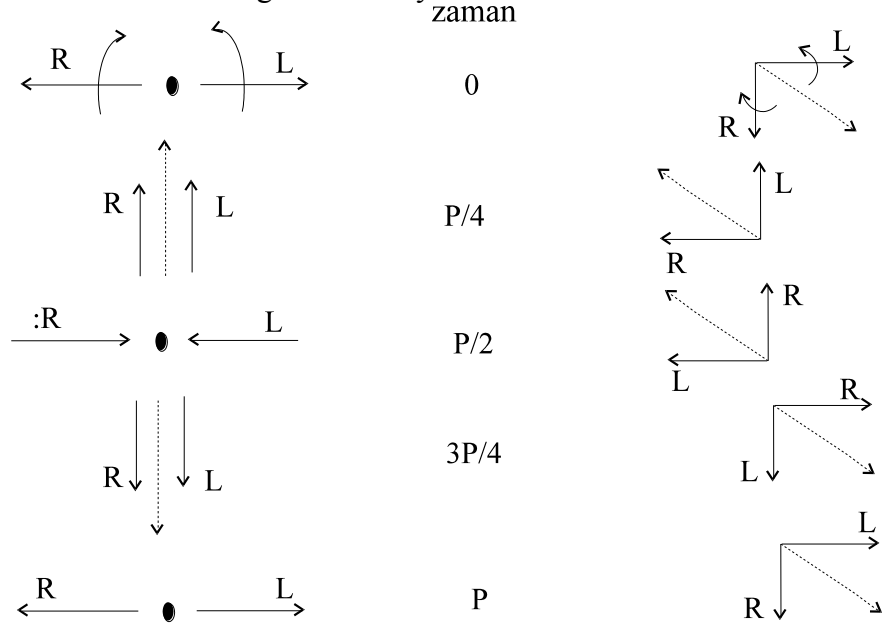
Burada ω_c gyro veya siklotron frekansı ($\omega_c = \frac{qBv_c}{p_c c}$ Bkz. Bölüm II.10.1.)'dir. Kırılma indisi

$$n_\omega = \varepsilon^{1/2} \quad (n = \frac{c}{v} = \frac{\sqrt{\mu\varepsilon}}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \cong \sqrt{\varepsilon})$$

her iki durumda aynı olmadığından, sol ve sağ polarize ışınım boylamsal manyetik alandaki iyonize bir ortamda farklı hızlarda hareket edecektir.

Başlangıçta verilen bir polarizasyon yönü ile bir dalga düzlem polarize ise, polarizasyon açısı eşit genlikli ve faz açısı θ_0 olan iki dairesel polarize dalga'nın süperpozisyonu ile ifade edilebilir. Dalgalar yayılırken, faz değişecektir, çünkü bir dalga diğerinin gerisinde kalır ve bu nedenle polarizasyon yönü döner. \mathbf{E} vektörleri bazen faz 'da olurlar diğer zamanlarda ise faz dışında olurlar. Şekil 15 dairesel polarize olmuş birbirine aksi istikamette iki dalga'nın süperpozisyonunu göstermektedir. Sol taraftakinin faz açısı $\theta_0 = 180^\circ$ ve sağdakinin $\theta_0 = 90^\circ$ dir. P periyodu boyunca \mathbf{E} vektörleri ve toplamları farklı zamanlarda gösteriliyor. Vektörlerin toplamı kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Burdan görebiliriz ki düzlem

polarize dalganın yönü faz gerilemesinin yapısına eşit bir açıyla verilmektedir. Bununla beraber \mathbf{E} vektörlerinden birinin başlangıçtaki yönü belirlenmelidir. Örneğin şekilde $t = 0$ anında sol polarize \mathbf{E} vektörü sağ tarafa bakıyor.



Şekil 15. Dairesel polarize dalgaların eklenecek düzlem polarize dalgalar oluşturması.

Şimdi yeniden yayılma hızına ve kırılma indisine dönersek, n_L ve n_R indisleri arasındaki Δn farkını şöyle buluruz:

$$n_L^2 - n_R^2 = \epsilon_L - \epsilon_R = \underbrace{(n_L - n_R)}_{\Delta n} \underbrace{(n_L + n_R)}_{\sim 2n_\omega} = 2n_\omega \Delta n \quad (89)$$

Diğer yandan $\epsilon = 1 - \frac{4\pi n e^2}{m\omega^2}$ den $n_\omega - 1 \ll 1$ varsayımı altında

$$n_\omega \sim 1 - \frac{4\pi n e^2}{2m\omega^2} \quad (90)$$

yazılabilir.

$$\epsilon_L = 1 - \frac{4\pi n e^2}{m\omega(\omega + \omega_c)} \quad \text{ve} \quad \epsilon_R = 1 - \frac{4\pi n e^2}{m\omega(\omega - \omega_c)} \quad ; \quad \omega_c = \frac{eB}{mc}$$

dan (90) 'nı de kullanarak (89) denkleminde

$$\Delta n = \frac{\frac{4\pi n e^2 2\omega_c}{m\omega(\omega^2 - \omega_c^2)}}{2\left(1 - \frac{2\pi n e^2}{m\omega^2}\right)} \quad (91)$$

ve $\omega \gg \omega_c$ ve $\frac{2\pi ne^2}{m\omega^2} \ll 1$ kabul ederek

$$\Delta n = \frac{4\pi ne^2(2\omega_c)}{2m\omega^3} = \frac{4\pi ne^2\omega_c}{m\omega^3} \quad (92)$$

bulunur. Birim zamanda uzaklık gerilemesi $c \frac{\Delta n}{n_\omega^2} \sim c\Delta n$ dir. Sol polarize dalganın sağ polarize dalgaya nazaran faz kayması $\omega \Delta n$ olur ve polarizasyon düzlemi birim zamanda bu açının yarısı kadar döner:

$$\Delta\theta \sim \frac{\omega\Delta n}{2} \quad (93)$$

Yayımla hızındaki fark ve böylece polarizasyon vektörünün döndüğü oran sayı yoğunluğu n ve B ile orantılıdır. Verilen bir hız farkı için faz λ dalgaboyu ile ters orantılı bir hızda döner, çünkü diğerinin arkasında olması gereken bir dalganın uzaklığı daha büyük dalgaboyları için daha büyüktür. Diğer taraftan dalgalar arasındaki hız farkı (64) 'e göre ω^{-3} ile orantılıdır ve bu nedenle λ^3 ile orantılıdır. Polarizasyon düzleminin döndüğü açı $\theta(D)$ D uzaklığı üzerinden λ^2 ile orantılıdır. Polarize ışınım yayınlayan uzak radyo kaynaklarının gözlenmesiyle θ 'yı λ 'nın bir fonksiyonu olarak bulunabilir. Bu, görüş doğrultusunda (yol uzunluğu biliniyorsa), elektron yoğunluğu n ve manyetik alan bileşeninin çarpımını verir. Daha doğru olarak söylersek, dönme hem uygun yönlene manyetik alana hem de alanın bulunduğu yerdeki parçacık yoğunluğuna dayandığından, dönme, gerçekte görüş doğrultusunda integre edilen parçacık yoğunluğu ve manyetik alanın çarpımını verir.

Bazen parçacıklar ve alanlar uzayda aynı yeri işgal etmezler ve birbirlerinden fiziksel olarak ayırırlar. O zaman Faraday dönmesi sadece alanın şiddeti ve parçacık yoğunluğu için bir alt limit sağlar.

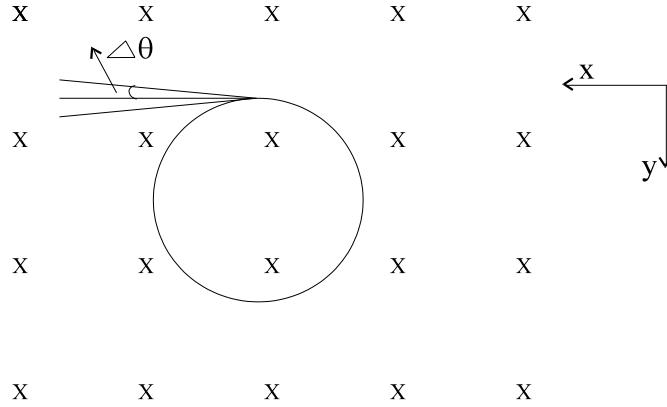
Pulsarlar durumunda, dispersiyon ölçümü bize görüş doğrultusundaki ortalama elektron sayı yoğunluğunu verir. Faraday dönmesi ise görüş doğrultusunda manyetik alan şiddetinin ortalama bileşenini tahmin etmek için kullanılabilir. Bu işlem Galaktik lokal manyetik alanı elde etmede kullanılmıştır. Bu yol boyunca alanın yönü değiştiği için bu yolla sadece alan şiddetinin istatistik bir değeri elde edilir.

2 – 21 SENKROTRON (SYNCHROTRON) IŞINIMI

Bir manyetik alanda hareket eden yüklü parçacıklar, hareketleri alana paralel olmadıkları sürece bir ivmelendirmeye maruz bırakılırlar ve klasik elektromanyetik kurama göre, elektromanyetik dalga yayınlamalıdır. Bu salınım, eğer elektronlar relativistik değilse siklotron ışınımı ve elektronlar relativistik ise senkrotron ışınımı olarak adlandırılırlar. Senkrotron ışınımını anlamak oldukça önemlidir çünkü bu işlem nedeniyle ortaya çıkan olayların çoğunluğunda termal olmayan radyo salınımı gözlenir. Senkrotron ışınımı galaktik radyo salınımında, süpernova kalıntılarının radyo salınımında, radyo galaksilerden ve arasına da Güneş ile Jüpiterden gelen radyo salınımında gözlenir. Siklotron ışınımı daha az önemlidir. Bununla beraber bu ışınım Güneş parlamaları (radyo ışınımında), beyaz cüceler (optik

ışınımında) ve nötron yıldızları (x-ışınlarında) gibi şiddetli manyetik alan durumlarında önemli bir rol oynar.

İlk olarak, manyetik alana dik bir düzlemde relativistik olarak hareket eden bir parçacığın hareketini düşünelim. Eğer momentum değişimine karşılık gelen kuvveti hatırlarsak, parçacığın saptırıldığı oranı Lorentz kuvveti ile hesaplayabiliriz. Hareketin yönü şekildeki gibi x yönünde ve radyal yönde y yönünde olsun. Δt_0 zamanında y yönündeki momentum değişimi



Şekil - 17. Bir manyetik alanda dönen yüklü relativistik bir parçacık. Manyetik alanın yönü sayfadan içeriye doğru.

$$\Delta p_y = \frac{evB}{c} \Delta t_0 \quad (94)$$

olur. Başlangıç p_x relativistik momentumu da

$$p_x = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (95)$$

olur. Δt_0 zamanı süresince açısal sapma şu şekli alır.

$$\delta = \frac{\Delta p_y}{p_x} = \frac{eB}{m_0 c} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \Delta t_0 = \frac{eB \Delta t_0}{m_0 c \gamma(v)} \quad (96)$$

burada m_0 parçacığın durgun kütesidir. Buradan parçacığın bir radyanlık ($\delta=1$) bir yörünge çizmesi için gerekli Δt_1 zamanı

$$\Delta t_1 = \frac{m_0 c}{eB} \gamma(v) \quad (97)$$

olur. Esasında Δt_1 'in tersi bize siklotron (gyrofrekans) frekansını verir. Gerçekten

$$\omega_c = \frac{eB}{c} \frac{v_c}{p_c}$$

de $\frac{v_c}{p_c}$ yerine

$$p_c = m_0 v_c \gamma(v) \quad (98)$$

relativistik momentumu kullanarak ($\frac{v_c}{p_c} = \frac{1}{m_0 \gamma(v)}$)

$$\omega_c = \frac{eB}{c} \frac{1}{m_0 \gamma(v)} = \frac{1}{\Delta t_1}$$

Ancak parçacığın siklotron frekansını (gyrofrekans) elde etmekle, parçacığın bu frekansta enerji yayınladığını ve dolayısı ile problemi tümüyle çözdüğümüzü zannedebiliriz. Bununla beraber çözüm böyle değildir. Hareketli parçacığın yayınladığı spektrum genellikle ω den daha büyük mertebelerdeki frekansları içerir. Bunun nedeni salınan ışınımın bir koninin açısız yarı-genişliğinde kuvvetli bir yoğunlaşması ile ilgilidir; yani

$$\Delta\theta \sim \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \gamma(v)^{-1} \quad (99)$$

ve ışınım hareketin ilerleme yönündedir. Bu nedenle bir gözlemci bu koni içinde bulunursa parçacığın yayınladığı ışınımı alacak ve bu süre de her yörünge için

$$\Delta t_2 = 2\Delta\theta \Delta t_1 = \frac{2m_0 c}{eB} \quad (100)$$

olur. Fakat Δt aralığında yayınlanan ışınım gerçekte gözlemciye daha küçük bir sürede ulaşır. Çünkü Δt aralığının başlangıcında yayınladığı ışınım, aralığın sonunda parçacık gözlemciye daha yakın olduğundan, yayınlanan ışınımın daha fazla yol kateder. Δt aralığında parçacık L mesafesini gidiyorsa, aralığın sonunda yayınlanan ışınım aralığın başında yayınlanan ışınımından

$$\Delta t \sim -\left(\frac{L}{c} - \frac{L}{v}\right) \quad (101)$$

zamanı kadar sonra varır.

$$L \sim v\Delta t_2 \quad (102)$$

olduğu için

$$\Delta t \sim \left(1 - \frac{v}{c}\right)\Delta t_2 \sim \frac{m_0 c}{eB} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (103)$$

elde ederiz. Çünkü oldukça yüksek relativistik parçacıklar için

$$\left(1 - \frac{v}{c}\right) \sim \frac{1}{2} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \left(1 - \frac{v}{c}\right) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (104)$$

yazılabilir. Bu zamanın tersine karşılık gelen radyasyon frekansı:

$$\omega_m \sim \frac{1}{\Delta t} \sim \frac{eB}{m_0 c} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1} = \gamma^2(v) \omega_c = \frac{eB}{m_0 c} \left(\frac{E}{m_0 c^2}\right)^2 \quad (105)$$

burada E parçacığın toplam enerjisi olup, $E \gg m_0 c^2$ ve

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad (106)$$

ile verilir. Burada $p = \frac{E}{c^2} v$ dir. Bunu (78) de kullandıktan sonra (77) elde edilmiştir. (77) de geçen ω_c manyetik alanda küçük hızlarla (yani relativistik olmayan) hareket eden parçacığın frekansıdır. Böylece bir manyetik alanda relativistik hızlarla hareket eden parçacıkların büyüklüğü mertebesindeki frekanslardaki ışınımı görmeyi bekleyebiliriz. $\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)$ çok küçük bir sayı olduğundan, $\omega_m \omega_c$ den çok büyük mertebededir:

$$\omega_m \gg \omega_c = \frac{eB}{m_0 c} \quad (107)$$

Eğer yaptıklarımızı özetlersek:

1) İlk olarak manyetik alanda hareket eden bir parçacığın yörünge frekansını hesapladık.

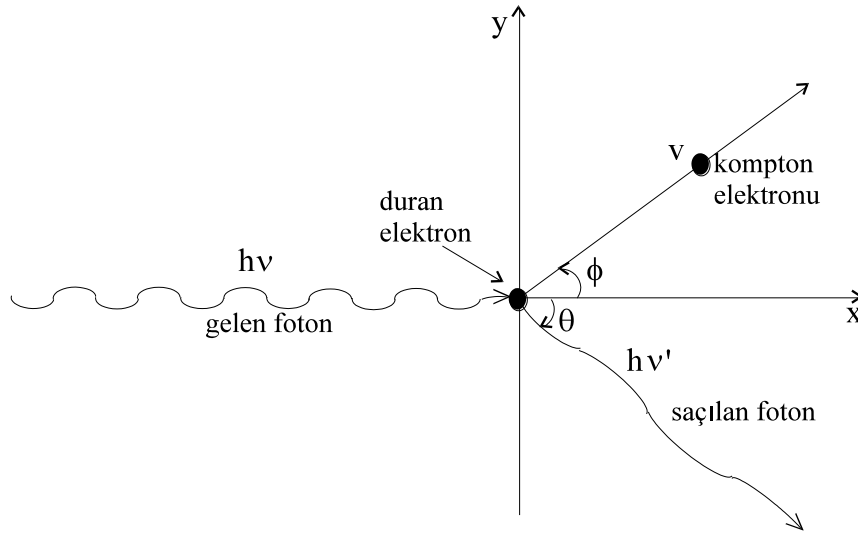
2) Sonra, bir gözlemcinin referans sistemindeki zamanı hesapladık ki bu zaman gözlemcinin yönünde salınan ışınımı alabilme süresidir.

3) En son olarak da, gözlemcinin pozisyonunda elektromanyetik dalga katarının ilk ve son katarları arasında geçen zaman uzunluğunu hesapladık. Geçen zaman manyetik alanda parçacığın gyrasyon (siklotron) periyoduna göre çok küçüktür ve bu (magnetik) alanda buna karşılık gelen frekans $\omega_m \sim 1 / \Delta t$, relativistik olmayan siklotron frekansından $\left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^2$ miktarı kadar büyük olmaktadır.

2 – 22 KOMPTON OLAYI VE TERS KOMPTON OLAYI

Işığın veya genel anlamıyla elektromanyetik dalgaların taneciksi bir özelliğe sahip olabildiklerini bize Compton Olayı vermektedir. Bu olay ışık fotonlarının elektronlarla tıpkı bilardo toplarının çarpışmalarında olduğu gibi esnek çarpışmalara yol açtığını ortaya koymaktadır. Diğer bir deyişle compton olayı büyük enerjili e.m. ışınımıyla yüklü parçacıkların etkileşmesidir.

Şimdi bir fotonun (e.m. dalgayı oluşturan tanecik) duran bir elektronla çarpıştığını düşünelim.



ŞEKİL- 15. Kompton saçılması.

Şimdi bu şekle göre şu denklemleri yazabiliriz: Kütle-enerji korunumuna göre

$$m_0 c^2 + hv = \mathbf{E} + hv' \quad (108)$$

(Çarpışmadan önceki enerji = Çarpışmadan sonraki enerji) burada v ve v' çarpışmadan önceki ve sonraki ışınım frekansı, m_0 elektronun durgun kütlesi ve \mathbf{E} da irkilen (compton) elektronun relativistik-kütle enerjisidir ve bunun için

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \equiv m_0 c^2 \gamma(v) \quad (109)$$

yazılabilir.

Diğer taraftan gelen foton yönünde (x-yönü) momentum korunumuna göre şu yazılabilir.

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + m_0 \gamma(v) v \cos \phi \quad (110)$$

ve y yönü için de

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta - m_0 \gamma(v) v \sin \phi \quad (111)$$

yazılabilir. Burada $\frac{h\nu}{c}$ momentum olup

$$E = m_0 c^2 \Rightarrow E = m_0 c \cdot c = pc \Rightarrow p = E / c = h\nu / c \quad (112)$$

vasıtası ile yukarıda yazılmışlardır. Böylece şimdi 4 denkleminiz (108,109,110 ve 112) ve 4 bilinmeyeniniz (ν, ν', θ ve ϕ) var. Işınımın dalgaboyunu yani $\lambda = c/\nu$ ve $\lambda' = c/\nu'$ ifadelerini gözönüne alarak ve yukarıda ki denklemleri kullanarak

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (113)$$

elde ederiz. Burada,

$$\lambda_c \equiv \frac{h}{m_0 c} \quad (114)$$

ifadesi parçacığın compton dalgaboyu olarak tanımlanır (85) ifadesi bize gelen fotonla θ açısı yaparak saçılan fotonların dalgaboyları $\Delta\lambda$ kadar büyüktür ve bu fark λ ya değil yalnız saçılma açısına bağlıdır. Bu sonuç deneylerle gerçekleşmiştir. Bir elektron için $\lambda_c = 2.4 \times 10^{-2} \text{ \AA}$ veya $2.4 \times 10^{-10} \text{ cm}$ ' dir. Hemen belirtelim ki görünen ışık için dalgaboyunda ki değişim miktarı mesela 5000 \AA de yaklaşık 0.05 \AA dir ki, bu etki ihmal edilebilir. Ancak X-ışın

bölgesinde mesela 0.5 Å dalgaboylarında bu olayla %10 kadar bir etki meydana gelir ve daha yüksek enerjilerde çok büyük kaymalar beklenebilir, $\left(\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda}\right) \gg 1$.

Şimdi compton olayına karşılık gelen, aynı paralelde bir durumda ters compton olayıdır. Burada yüksek enerjili parçacık momentumunu düşük enerjili fotona transfer ederek foton büyük bir momentuma ve enerjiye sahip olur. Bu olay elektronla hareket eden bir gözlemcinin bakış noktasından takip edilebilir. Gözlemci gelen ışınımı maviye kaymış olarak yani dalgaboyu (relativistik anlamda)

$$\lambda_D = \lambda \sqrt{\frac{c-v}{c+v}} \quad (115)$$

olacak şekilde görür. Bu denklem Doppler olayını kullanarak elde edilir.

Bir ışınım kaynağına göre hareketsiz duran bir gözlemci kaynaktan yayınlanan fotonun dalgaboyuna λ ve frekansını ν olarak belirlesin. Bu kaynağa göre hareket eden gözlemcinin hızı v ise fotonun dalgaboyu ve frekansını λ' ve ν' olarak tespit eder ve bu şu şekilde verilir.

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{\nu}{\nu'} = \frac{1 + \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (116)$$

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{\sqrt{(c+v)^2}}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \sqrt{\frac{c+v}{c-v}}$$

eğer hızlar küçükse yani $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 1$ ise

$$\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{\nu - \nu'}{\nu} = \frac{v}{c}$$

bulunur.

Diğer taraftan saçılan dalganın dalgaboyu

$$\lambda' = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2} + \lambda_D \quad (117)$$

olur, çünkü bu başlangıçta elektronlara göre hareketsiz bir gözlemciye göre basit bir compton olayıdır. Geri saçılan ışınım için $\sin^2 \theta/2 = 1$ dir.

Şimdi bu dalga yeniden durağan referans sisteminden bir kere daha gözlemlendiğinde, geri saçılmış bir fotonun dalgaboyu

$$\lambda_s \sim \lambda' \sqrt{\frac{c-v}{c+v}} \sim \lambda \left(\frac{c-v}{c+v} \right) + 2\lambda_c \left(\frac{c-v}{c+v} \right)^{1/2} \quad (118)$$

olur. Bu (115) ile aynı transformasyondur, durağan bir gözlemci geri-saçılan ışınımı yine maviye kaymış görür. Belirtelim ki burada, işlemlerde yön kavramını kullanmıyoruz. Bu nedenle işlemler sadece merteye olarak doğrudur. Bununla beraber gayet açıktır ki fotonun dalgaboyu bu işlemde kısaltırmıştır ve enerjide şu faktörle büyültülmüştür:

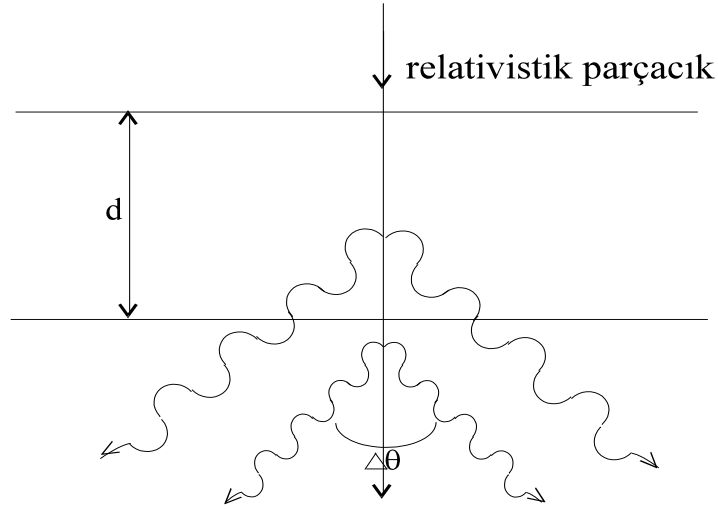
$$\frac{c+v}{c-v} \sim \frac{\left(1 + \frac{v}{c}\right)^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \sim \frac{E}{m_0^2 c^4} \quad (119)$$

burada E parçacığın başlangıç enerjisidir. Ters Compton saçılmasında elektronun yayınladığı toplam ışınım gücü senkrotron salınımı uzayda magnetik alan enerji yoğunluğu $B^2/8\pi$ ile orantılıdır. Elektronlar için toplam ters Compton saçılma gücü uzayda elektromagnetik ışınım enerji yoğunluğu ile orantılıdır. Bu iki olayda orantı katsayısı aynıdır.

2 – 23 ÇERENKOV OLAYI

Çerenkov olayının kozmik ışınların araştırılmasında oldukça bir önemi vardır. Esasında bu olay, kozmik ışınların evrendeki madde ile etkileşmesinde çok önemli olmayıp, arz atmosferi ile etkileşmesi önemlidir. Çerenkov olayı ile bu parçacıklar oldukça yavaşlar ve salınan ışık parçacıklarını belirlemek için hassas bir vasıta olarak kullanılabilir.

Olayın nasıl işlediğini görmek için oldukça yüksek hızlı relativistik bir parçacığın dünya atmosferine girdiğini kabul edelim. Parçacık çok küçük yoğunluklu bir bölgeden ayrıldığı ve oldukça büyük yoğunluklu bir bölgeye girdiği için, bu parçacık bazı ayarlamalar yapmalıdır. Atmosferin üst tabakalarına yaklaşırken, elektrik yüklü bu parçacık atomlar üzerinde bir impuls meydana getirir ve atomların ışın yayınlamasına neden olur. Bu impuls meydana gelir çünkü yoğun ortamda parçacığın hızı ışınımın yayılma hızından daha büyüktür. Parçacığın oluşturduğu elektrik alan atomları pertürbe eder ve böylece atomlardan ışınım salınır. Relativistik parçacık kendi yolu üzerindeki atomları etkilemeye devam eder. Bu parçacığın hızının ortamdaki ışık hızına düşene kadar devam eder. O anda atomların civarındaki elektrik alan değişimleri birden azalır ve atomlardan ışınım etkileri kaybolur.



Şekil -16. Çerenkov ışınımını açıklayan diagram.

Bu şekilde oluşturulan ışınımın tüm genişliği $\Delta\theta$ olan (Şekil -10) ileriye doğru küçük bir açı içine yayılır:

$$\Delta\theta \approx 2\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

ki bu tam bir sinkrotron ışınımında olduğu gibidir. Işınımın varış zamanı sinkrotron ışınımında bulunanlara benzer düşünceyle bulunabilir. Eğer ışınımın hızının yeterince yavaşlamadan önce geçtiği tabakanın kalınlığı d ise, bir dalga katarının ilk ve son fotonlarının bir gözlemciye varma anları arasında geçen zaman (73'e benzer şekilde)

$$\Delta t_c \approx \left(\frac{d}{v} - \frac{d}{c}\right) \approx \frac{d}{v} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \approx \frac{d}{2c} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (120)$$

olur, ki buna karşı gelen frekansın mertebesi

$$\omega_c = \frac{1}{\Delta t_c} \approx \frac{2c}{d} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1} \approx \frac{2c}{d} \left(\frac{\varepsilon}{m_0 c^2}\right)^2 \quad (121)$$

olur. Eğer üst atmosferdeki dikine uzaklık $d \sim 10^6$ cm = 10 km ve bir protonun enerjisi 3×10^{14} eV olarak düşünülürse, $\varepsilon/mc^2 \sim 3 \times 10^5$ ve $\omega_c \sim 6 \times 10^{15}$ veya $\nu_c \sim 10^{15}$ çevrim/san bulunur.

Bir çok durumda, dünya atmosferine giren primer tanecikler (ki bunlar hızlı protonlardır genellikle) atmosferdeki atomlarla çarpışmalardan çok sayıda sekonder tanecik (bunlar da girici fotonlar gibi nötr veya iyonize bir çok yeni parçacıkları kapsar) oluşur. Bu sekonder parçacıklar da çerenkov ışınımına neden olabilir.

Çerenkov olayının önemli bir özelliği de bu olayla sadece kosmik ışınların varlığı ortaya konmaz aynı zamanda da gelme yönü de belirlenebilir.

Bu olayla dünyaya gelen gama ışınları belirlenebilir, eğer bunların enerjileri oldukça yüksekse. Bu örnekle belirleme işlemi doğrudan olamaz ve ancak üst atmosfer de büyük enerjili yüklü sekonder taneciklerin oluşumuna dayanır.

2 – 24 YÜKSEK ENERJİLİ PARÇACIKLARIN MADDE İLE ETKİLEŞMESİ İYONİZASYON KAYIPLARI

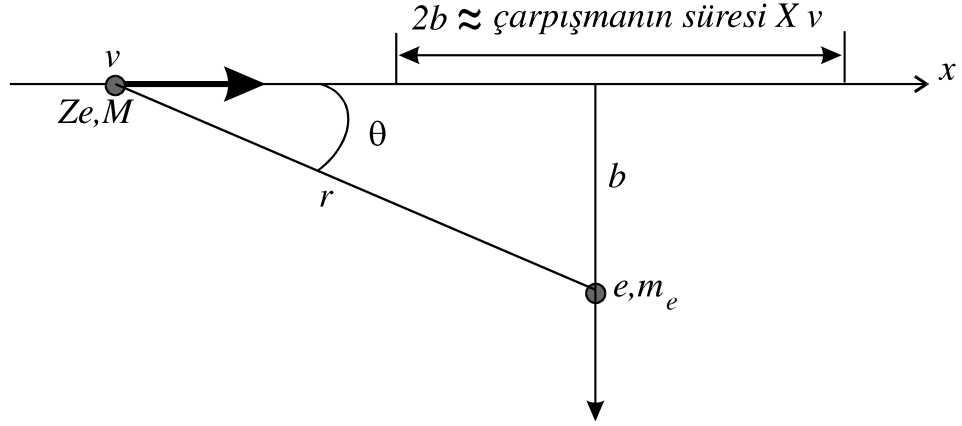
Yüksek enerjili parçacıklar bir katı, bir sıvı veya bir gazdan geçerken şu olaylara neden olabilir.

- 1-) Maddenin atomlarının iyonizasyonu. Bu durumda elektronlar, iyonize olmuş yüksek enerjili parçacıklar ve elektronlar arasında ki elektrostatik kuvvetlerle atomdan koparılırlar.
- 2-) Kristal yapılarının ve moleküler zincirlerin bozulması,
- 3-) Maddenin atomlarının çekirdekleri ile nükleer etkileşmeler.

Bu etkileşmelerinin fiziğinin iki nedenden dolayı bilmeliyiz. Bu etkileşmeler kozmik ışın detektörlerini yapabilecek vasıtaları temin ederler. İkincisi bu işlemler kozmik koşullarda kozmik ışınların yayılımını kuvvetlice etkilerler. Şimdi bu etkileşmelerden iyonizasyon kayıplarını inceleyelim.

İlk olarak kararlı elektronlara çarpan kozmik ışın protonlarını ve çekirdeklerini düşünelim. Genel olarak kozmik ışından bir elektrona enerji transferi kozmik ışının kinetik enerjisinin çok küçük bir kesridir. Kütlesi M olan bir kozmik ışınla, kütlesi m_e olan bir elektronun çarpışmasını ele alalım. Eğer her ikisini de katı küreler olarak düşünürsek, o zaman elektrona verilebilen maksimum hız tam bir elastik çarpışmada $2v$ 'den küçük olmalıdır. Ancak $M \gg m_e$ 'yi kabul edersek bu hız yaklaşık olarak $2v$ dir.

Bu nedenle kozmik ışınlar kinetik enerji kaybı $\frac{1}{2}m_e(2v)^2 = 2m_e v^2$ den daha küçüktür ve kozmik ışının kinetik enerjisindeki kesirsel kayıp $\frac{1}{2}m_e(2v)^2 / \frac{1}{2}Mv^2 = 4\left(\frac{m_e}{M}\right)$ 'den daha küçüktür. Böylece elektron-elektron karşılaşmalarında kesirsel enerji kaybı çok küçüktür. Bunun anlamı, gerçek çarpışmalarda, etkileşme parçacıkların elektrostatik alanları ile dengelenir ve gelen kozmik ışın parçacığı saptırılmaz. Parçacığın elektrostatik çekme veya itmesiyle elektron küçük bir yer değişime maruz kalır. Burada kozmik ışının oldukça hızlı hareket ettiğini ve etkileşme sırasında elektronun kendi yörüngesinde kararlı olduğunu kabul ediyoruz. Etkileşmenin dinamiği şekilde gösteriliyor.



Şekil - 17. Yüksek enerjili bir tanecik ile durağan bir elektronun çarpışmasının geometrisi ve b çarpışma parametresinin tanımı.

Kosmik ışının yükü Ze ve etkileşimde bunun saptırılmadığı kabul ediliyor. b etkileşiminin çarpışma parametresi olarak biliniyor. Bu karşılaşmada elektrona verilen momentum impulsu,

$$mdv = Fdt$$

dir. Kosmik ışının geldiği yöndeki kuvvetler simetri nedeniyle birbirini yok ederler ve bu nedenle kosmik ışının yansıma yönüne dik kuvvet sadece vardır ve değeri:

$$F_{\perp} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \sin\theta, \quad dt = \frac{dx}{v}$$

Değişkenleri θ 'ya çevirerek

$$\frac{b}{x} = \tan\theta, \quad r = \frac{b}{\sin\theta}, \quad dx = \left(-\frac{b}{\sin^2\theta}\right)d\theta$$

ve v 'yi sabit alarak

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F_{\perp} dt = -\int_0^{\pi} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 b^2} \sin^2\theta \frac{b \sin\theta}{v \sin^2\theta} d\theta$$

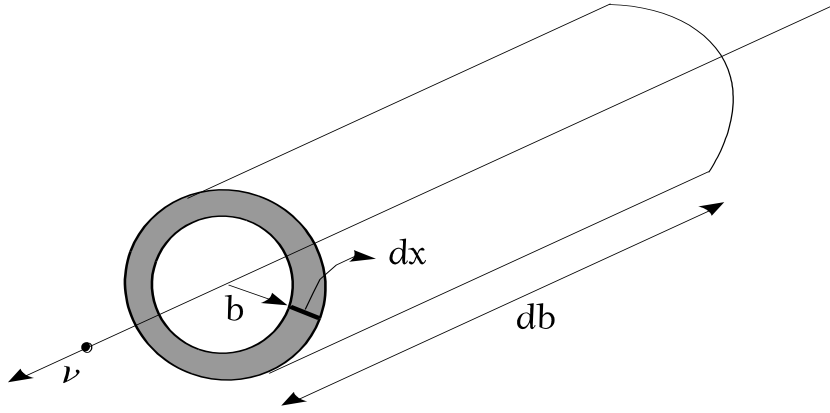
momentum impulsu

$$p = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 bv}$$

olur. Bu nedenle elektrona transfer edilen kinetik enerji

$$\frac{p^2}{2m_e} = \frac{Z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 b^2 v^2 m_e} = \text{Kosmik ışının kaybettiği enerji.}$$

Şimdi bunu birim uzunlukta ortalama enerji kaybı şekline sokmak istiyoruz. Bunun için bile $b+db$ arasındaki çarpışma parametrelerine göre çarpışmaların sayısını yazmalıyız ve çarpışma parametreleri üzerinden integral almalıyız (şekile bak).



Şekil- 18.

Bu nedenle materyelin dx uzunluğundaki kosmik ışının toplam enerji kaybı $-dE$ şöyle yazılabilir:

($2 \pi b db dx$ hacmindeki elektronların sayısı) \times (çarpışmadaki enerji kaybı)

$$= \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} N_e 2\pi b db \frac{Z^2 e^4}{8\pi\epsilon_0^2 b^2 v^2 m_e} dx$$

burada N_e elektronların sayı yoğunluğudur. Şimdi integral sınırları b_{\max} ve b_{\min} olarak integrali yaparsak

$$-dE = \frac{Z^2 e^4 N_e}{4\pi\epsilon_0^2 v^2 m_e} \ln\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right) dx$$

Bunun nasıl olduğuna dikkat edelim. Daha yakın bir karşılaşma daha büyük bir momentum impusuna ($p \propto b^{-2}$) neden olmaktadır. Bununla beraber büyük uzaklıklarda ($\propto b db$) daha fazla elektron vardır ve böylece toplam enerji kaybının logaritmik bağılılığı söz konusudur. Böylece logaritmik bir terime her zaman neden olan b^{-2} ile orantılı bir etkinin olduğu plazma olayları ile sık sık karşılaşılır. Burada problem esasında oldukça karışıktır ve b_{\max} ve b_{\min} 'i ayrıntılı bilmek gerekir. Problemi tam çözmek için kosmik ışının elektronu ivmelendirmesi hesaba katılmalıdır ve aynı zamanda etkileşme quantum mekaniğinde incelenmelidir. Ancak burada ki yaklaşımımızda iyi bir cevap vermiştir. Çünkü b_{\max} ve b_{\min} limitleri sadece logaritma içinde ortaya çıkmaktadır ve böylece bunların kesin bilinmesine gerek yoktur. Şimdi bu alt ve üst limitleri ayrı ayrı ele alalım:

Üst limit b_{\max} :

Çarpışma parametresi üst limit, çarpışma süresi yörüngesinde bulunan elektronun periyodu ile aynı mertebede olduğunda meydana gelir. Bu noktada etkileşme artık çok kısa zamanda olmaz. Gerçekte çarpışma süresi yörüngenin periyodundan çok daha uzunsa, elektron kendini bir miktar pertürbe olmuş bir alanda hisseder ve pertürbasyon süresince hareketini koruyacaktır ve hiç bir gerçek iyonizasyon vuku bulmayacaktır. Çarpışma süresiyle neyi kastediyoruz? Toplam enerji transferi şu şekilde de elde edilebilir: Eğer çarpışma süresi olarak $t = 2b/v$ 'yi alırsak ve elektrona en yakın uzaklıkta kuvveti kullanırsak o zaman

$$F = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 b^2}, \text{ impuls } p = F\tau = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 b v}, \text{ ve } p = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 b v}$$

olur ki bu da önce elde ettiğimiz cevaptır. Bu nedenle çarpışma süresi $2b/v$ 'dir. Eğer çarpışma zamanı yörüngesinde bir atoma karşı hareket eden bir elektronun aldığı zaman ise b_{\max} için kabaca bir büyüklük mertebesi elde ederiz:

$$\frac{2b_{\max}}{v} \approx \frac{1}{2\nu_0}$$

burada ν_0 elektronun frekansıdır ve $\omega_0 = 2\pi\nu$ yazarak ,

$$b_{\max} \approx \frac{v}{4\nu_0} = \frac{\pi v}{2\omega_0}$$

bulunur.

Alt limit b_{\min} :

Burada iki olasılık vardır:

(i) Klasik mekaniğe göre, en yakın uzaklık, kozmik ışın ve elektronun etkileşmesinin elektrostatik potansiyel enerjisinin mümkün maksimum enerji transferine (yani $2m_e v^2$ 'ye göre) eşit olduğundaki çarpışma parametresine karşılık gelir. Böylece

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 b_{\min}} \approx 2m_e v^2$$
$$b_{\min} = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 m_e v^2}$$

Enerjinin bu miktarı etkileşme sırasında transfer edilirse o zaman çarpışmada elektron kabaca b_{\min} uzaklığına kadar hareket eder ve bu nedenle hesaplar üzerine yapılan varsayımlar yanlış olurlar. Bunu göstermek için, bir parçacığın ortalama hızının $\approx p/m_e$ olduğunu anımsayalım. Çarpışma zamanında ($2b/v$) hareket edilen uzaklık

$$(p/m_e) \times 2b/v = Ze^2 / \pi\epsilon_0 m_e v^2$$

olur ki, b_{\min} 'nin büyüklüğü ile aynı mertebededir.

(ii) b_{\min} 'nin ikinci olası değeri şu gerçekten kaynaklanır: yakın karşılaşmaları tanımlamak için gerçekte quantum fiziğini kullanmalıyız. Elektronla kazanılan maksimum hız

$$\Delta v \approx 2v$$

ve böylece

$$\Delta p \approx 2m_e v$$

olur. Bu nedenle, Δx pozisyonuna karşılık gelen bir belirsizlik vardır, Heisenberg belirsizlik kuralına göre (yani $\Delta x \approx h/2m_e v$), yani

$$b_{\min} = \hbar/2m_e v$$

Bu gerçekten b_{\min} 'nin uygun değeri ise, bu toplam bize bir kuantum toplamı yapmamız gerektiğini söyler. Herhangi bir durumda bu da integrasyonumuz için b 'nin en küçük anlamlı değerini belirtir.

Özel bir uygulama için, b 'nin değerlerinden şu oran yazılabilir;

$$\begin{aligned} \frac{(b_{\min})_{\text{quantum}}}{(b_{\min})_{\text{klasik}}} &= \frac{\hbar}{2m_e v} \cdot \frac{8\pi\epsilon_0 m_e v^2}{Ze^2} = \frac{4\pi\epsilon_0 v \hbar}{Ze^2} \\ &= \frac{1}{Z\alpha} \left(\frac{v}{c}\right) = \frac{137}{Z} \frac{v}{c} \end{aligned}$$

burada $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c \hbar} = \frac{1}{137}$ ince yapı sabittir. Eğer parçacıklar $\frac{v}{c} > 0.01$ Z olacak şekilde iseler o zaman b_{\min} için ikinci olasılık kullanılmalıdır.

Böylece b_{\max} ve b_{\min} (relativistik olan) değerlerini alarak relativistik durumda olmayan kozmik ışınlar için birim uzunluktaki enerji kaybı olarak

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2 e^4 N_e}{4\pi\epsilon_0^2 v^2 m_e} \ln\left(\pi \frac{m_e v^2}{\hbar\omega_0}\right)$$

bulunur.

Bohr teorisinden biliyoruz ki bir atomun en alt seviyesi

ile verilir. Bunu yukarıdaki denklemde kullanırsak

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2 e^4 N_e}{4\pi\epsilon_0^2 v^2 m_e} \ln\left(\frac{\pi m_e v^2}{2 I}\right)$$

olur, burada $I = -e$ atomun ionize potansiyelidir. Pratikte I için atomun bütün bulunabileceği durumlar üzerinden ortalama alınmalıdır, dolayısı ile I yerine I yazılmalıdır. I 'nin bu değeri maddenin atomunda kozmik ışınlarla serbest hale getirilebilen birçok farklı enerji düzeylerindeki elektronları hesaba katar. I yi hesaplamak çok zordur ancak deneysel olarak bulunmalıdır. Yukarıdaki denklem

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2 e^4 N_e}{4\pi\epsilon_0^2 v^2 m_e} \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right)$$

yazılabilir, burada $2m_e v^2$ 'yi elektrona transfer edilebilen maksimum enerji olarak alıyoruz. Dolayısı ile logaritmik kısım

$$\ln\left(\frac{E_{\max}}{I}\right)$$

yazılabilir.

Sonuç olarak bu konuda şunları söyleyebiliriz İyonizasyon kayıpları kozmik ışının kütesinden bağımsızdır. Öte yandan birim uzunluktaki enerji kaybını ölçersek ($-dE/dx$), (z/v) hakkında bir bilgi elde edebiliriz. Son olarak, enerji kayıpları me^{-1} ile orantılı olduğundan hemen görebiliriz ki protonlarla ve çekirdeklerle olan elektrostatik etkileşmeler nedeniyle ortaya çıkan iyonizasyon kayıpları ihmal edilebilir.