1. GİRİŞ

1.1 Genel Bilgiler

Günümüzde en sık karşılaşılan hastalıklardan birisi de kanserdir. 1903 yılından başlayarak, kanser tedavisinde kullanılmış ilk radyoizotop Madam Curie tarafından keşfedilen radyum-226'dır. Fakat radyum kaynaklarının kullanımı ile ilgili önemli sorunlar vardır. En önemli problem, radyoaktif bulaşma riski oluşturan kaynak sızıntısıdır. Çok uzun yarılanma süresi nedeniyle aktivite pek çok nesilde kalabilir. Foton enerjisinin yüksek olması, kalın zırhların kullanılmasını gerekli kılmaktadır. Bu nedenle günümüzde kanser tedavisinde, daha kısa yarılanma süresine sahip radyoizotoplar kullanılmaktadır. Bunlardan birisi de ^{125}I radyoizotoplarıdır.

^{125}I kaynakları, tümör tedavisindeki brakiterapi uygulamalarında foton kaynağı olarak kullanılmaktadır. Uygulama sırasında sağlam dokuların limit değerin altında, tümörün ise maksimum miktarda doz alması gerekmektedir. Bu nedenle kaynağın etrafındaki doz dağılımının çok iyi bir şekilde bilinmesi gerekir.

Bu kaynaklar kullanılarak farklı dokulardaki doz değerlerini hesaplayabilmek için, radyoaktif kaynağın su içerisinde, kaynaktan değişik uzaklıklarda ve açılarda önceden ölçülmüş doz hızı değerleri kullanılır. Su içinde yapılan ölçümlerde, kaynağa göre değişik noktalardaki doz değerleri hesaplanır ve sudaki doz değerini dokudaki doz değerine çeviren dönüşümler yapılarak elde edilen parametreler, tedavi planlamasında hastanın almış olduğu dozun belirlenmesinde kullanılır. Dokudaki doz değerlerinin iyi bir şekilde belirlenmesi, tedavi planlamasında çok önemlidir.

Dokudaki doz değerlerini hesaplayabilmek için EGSnrc Monte Carlo kodlama sistemi kullanılmaktadır. Bu kodlama sistemi, düşük enerjilerdeki foton ve elektron etkileşimlerini en iyi simüle eden programların başında gelmektedir. Gerçek doz değerlerine daha yakın sonuçlar verdiği için bu çalışmada EGSnrc kodlama sistemi kullanılmıştır.

Brakiterapi kaynaklarının su ortamındaki dozimetrik karakteristiklerinin belirlenmesinde, deneysel yöntem ve Monte Carlo yöntemi olmak üzere iki farklı teknik kullanılmaktadır.

Deneysel yöntemde, kaynağın doz dağılımını belirleyebilmek için, su veya benzeri bir ortama, kaynaktan çeşitli uzaklıklarda ve farklı açılarda yerleştirilmiş termolüminesans dozimetreler (TLD) kullanılır.

Monte Carlo yönteminde, kaynağın içinde bulunduğu fantom ve radyoaktif kaynak bilgisayarda simüle edilir. Simülasyonda kaynaktan yayınlanan fotonun, kaynak içerisinde ve kaynağı çevreleyen ortamlardaki hareketi takip edilir. Ortam ile etkileşmelerinden elde edilen veriler toplanır. Milyonlarca fotonun simülasyonu sonucunda toplanan veriler kullanılarak kaynağın dozimetrik karakteristikleri elde edilir.

Son yıllarda, doz hesaplamalarında Monte Carlo yöntemi tercih edilmektedir. Bunun nedenleri, deneysel yöntemlerde karşılaşılan fiziksel sınırlamaların, Monte Carlo hesaplamalarında ortadan kalkması, deneysel yönteme göre maliyetinin çok düşük olması ve yüksek hızlı bilgisayarlar kullanılarak uzun süren Monte Carlo hesaplamalarını çok daha kısa sürede yapabilmesidir.

1.2 Brakiterapi Yöntemi

Tümöre yeterli radyasyon dozunu verebilmek için, küçük radyoaktif kaynakların tümöre çok yakın bir şekilde yerleştirilmesi ile yapılan radyoterapi yöntemidir.

Brakiterapide kaynaklar genel olarak üç şekilde bölgelere yerleştirilir.

1)Vücut boşluğuna (intrakaviter yada intraluminal uygulamalar): Bu tedavi yönteminde radyoaktif kaynak hastanın vücut boşluğu içerisine yerleştirilerek bu bölgenin istenen dozda ışınlanması sağlanır. Kullanılan radyoaktif kaynağın hemen yakınındaki tümörde en yüksek oranda doz dağılımı elde edilir.En çok rahim kanserlerinde kullanılır.

2)Tümör yüzeyine veya deri üstüne (yüzeysel tedavi):

3)Tümör içine(interstitial tedavi-dokular arası): Dil, dudak, meme, prostat kanserlerinde kullanılır.

Brakiterapide en çok kullanılan radyoaktif kaynaklar: ^{192}Ir, ^{125}I, ^{103}Pd, ^{137}Cs dir.

İğne, tel, tohum ve şerit şeklinde olan bu kaynaklar genellikle gama ışını yayan ve konulduğu yerin 1-2 cm çevresinde en yüksek doz sağlayan radyoizotoplardır.Tedavide uygulama süresi, verilmek istenen doz veya kullanılan radyoizotopun aktivitesine göre değişiklik göstermektedir.

Günümüzde çapı 1 mm'nin altına indirilmiş minik kaynaklar, uzaktan kumandalı sonradan yüklemeli sistemlerin gelişmesi ve kaynaktan uzaklaştıkça dozun hızlı bir şekilde azalması nedeniyle yakınında kritik organ bulunan kanser yerleşim bölgelerinde dışsal radyoterapi ile birlikte doz tamamlayıcı olarak (örneğin rahim, bronş, meme, yumuşak doku kanserlerinde), bazı göz tümörleri (koroidal malign, melanom), erken evre rahim ve rahim

ağzında yerleşmiş kanserlerde yada ileri evre bazı kanserlerde (bronş, safra yolu gibi) tedavi amacıyla kullanılmaktadır.

Brakiterapide, kaynaklardan uzaklaştıkça soğurulan doz çok hızlı bir şekilde azalır.Böylelikle kaynaklar ile neredeyse temas halinde bulunan tümör yüksek doz alır, fakat tümörün çevresindeki normal dokudaki doz ise çok düşük düzeylerdedir. Hedef bölgeye maksimum doz verilirken çevredeki normal dokuların da limit değerin altında doz alması sağlanmış olur.

1.3 Iyot-125 Radyonüklidi

^{124}X'ün bir nötron yakalaması sonucunda ^{125}I elde edilir. Yarı ömrü 59,4 gün olan ^{125}I, ^{125}Te'in ilk uyarılma düzeyine elektron yakalama yolu ile bozunur ve burada zamanın %93'ünde iç dönüşüme, %7'sinde gama emisyonu ile geri uyarılmaya uğrar. İç dönüşüm ve elektron yakalama olaylarını flüoresans X-ışınları takip eder. Bozunma sonucu yayınlanan γ ışınlarının ortalama enerjisi 35.5 keV , X ışınlarının ortalama enerjisi ise 28 keV dir (Nath et al., 1995).

1995 TG-43 raporunun yayımlanmasından bu yana, ^{125}I tarafından yayınlanan fotonların yarı ömürleri, bollukları ve enerjileri NIST tarafından yeniden değerlendirilmiştir. Önerilen değerler çizelge 1.1 de verilmiştir. Bu değerler, Monte Carlo hesaplamalarında kaynak spektrumu olarak kullanılmaktadır (Rivard et al., 2004).

Çizelge 1.1: ^{125}I radyonüklidinin foton enerji spektrumu ve fiziksel karakteristikleri.

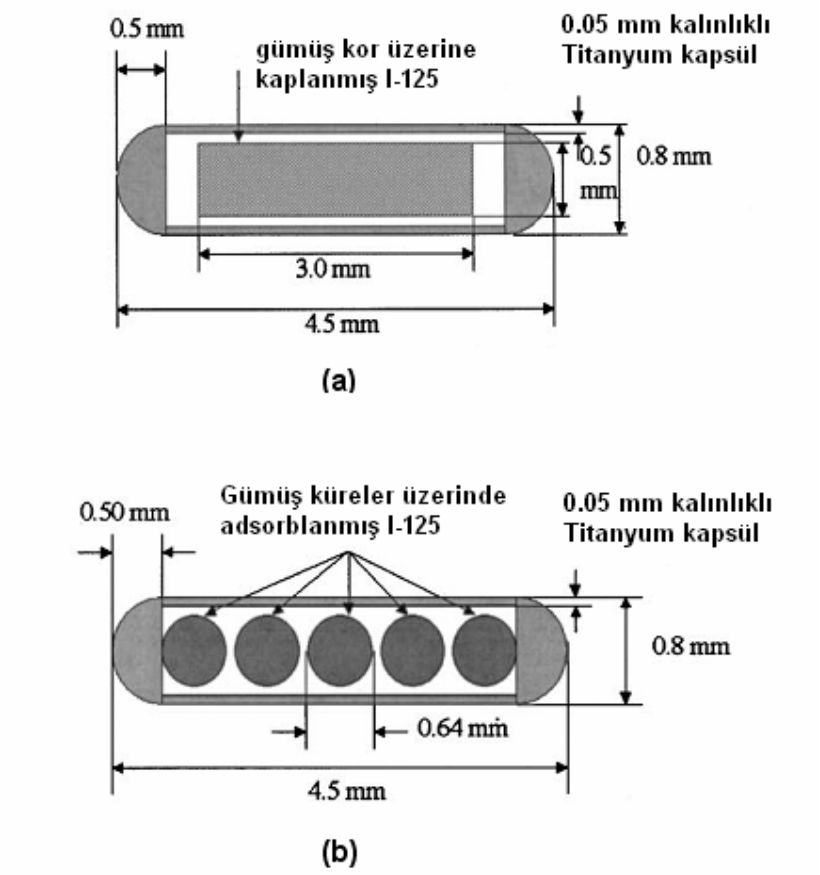
Foton enerjisi(keV)	Bozulma başına foton sayısı
27,202	0,406
27,472	0,757
30,98	0,202
31,71	0,0439
35,492	0,0668

Ağırlıklı ortalama foton enerjisi=28,37 keV

Bozulma başına ortalama foton sayısı=1,476

Yarı ömrü = 59,4±0,01 gün

Tümör içine konularak kullanılan ^{125}I, ticari olarak küçük ‘‘tohum’’ kaynaklar şeklinde elde edilir. Bu çalışma, ^{125}I Amersham 6711 OncoSeed ve Imagyn IsoSTAR kaynak modelleri üzerinde yapıldı. 6711 modelinde, 3 mm uzunluğunda, 0.5 mm çapında, yüzeyi ^{125}I ile kaplanmış gümüş kor, 0.05 mm kalınlıklı; Imagyn modelinde ise, çapı 0.64 mm olan, üzeri ^{125}I ile kaplı beş tane küre, 0.05 mm kalınlıklı Titanyum kapsül ile kapsüllenmiştir. Bu kaynak modelleri şekil 1.1 de verilmiştir.



Şekil 1.1: I-125 kaynak modelleri a) Amersham 6711 OncoSeed b)Imagyn IsoSTAR.

I-125 fotonlarının diğer radyonüklitlere göre daha düşük enerjili olmasından dolayı, önemli soğurma interstitial tohumların titanyum kapsülünde meydana gelir. Bu soğurma hem

hesaplamaları hem de tohum için 1 cm den daha küçük uzaklıklarda su içindeki doz dağılımının ölçümlerini zorlaştırır (Nath et al., 1995).

1.4 Tarihçe

I-125 kaynağının dozimetrisi ile ilgili ilk veriler 1960 yılının sonlarında verilmiştir.

1995 yılında Amerikan Medikal Fizikçiler Birliğinin Radyasyon Terapi Topluluğu (AAPM), tümör içi brakiterapi kaynakları için 43 No'lu bir Görev Grubu (TG-43) oluşturarak, doz hesaplamalarında kullanılacak yeni bir formalizm tavsiye etmişlerdir. Günümüzde brakiterapi kaynaklarının dozimetrik karakteristiklerinin belirlenmesinde bu formalizm kullanılmaktadır (Nath et al., 1995).

1999 yılında Williamson ve arkadaşları, I-125 tümör içi brakiterapi kaynaklarının implantasyonuna maruz kalan hastaların doz hesaplamaları için, düşük enerjili tohum dozimetrisinde iki değişiklik yapmışlardır: Birisi 1999 yılı Ocak ayında Standartların ve Teknolojilerin Ulusal Enstitüsündeki (NIST) yeni bir ilk hava kerma gücü standardının implantasyonu; diğeri ise, AAPM'nin 43 nolu Görev Grubunda düzeltilen doz hızı dağılımlarının yayınlanmasıdır.

2000 yılında Sloboda ve Menon, Nath ve arkadaşlarının deneysel yaklaşımını kullanarak model 6711 I-125 tohumu için anizotropi ölçümlerini tekrarlamışlardır. Bu ölçümler için 0,5 mm çapında, 3 mm uzunluğundaki gümüş telin yüzeyinde adsorblanan gümüş iyodür şeklinde I-125 içeren model 6711 tohumu kullanılmıştır. Gümüş tel, 0,05mm kalınlıklı titanyum bir silindirle kaplanmıştır. Fotonlar kendi kendine radyonüklit'den yayınlanmış ve 22,1 ve 25,2 keV enerjili floresans X ışınları gümüş telden yayınlanmıştır. Model 6711 I-125 tohumları, 0,191'den 6,24 mCi'ye kadar görünür aktiviteyle elde edilmiştir.

2001 yılında Chen ve Nath, tümör içi brakiterapi kaynaklarının doz hız sabiti ve enerji spektrumunu belirlemişlerdir. Bu çalışmanın amacı, doz hız sabitinin (Λ) belirlenmesinin altında yatan genel özellikleri araştırmak ve Λ'nın hızlı ve doğru bir şekilde tahmin edilebilmesi için basit bir metot geliştirmekdir. Klinik tohumların doz hız sabiti belli bir referans noktasında tanımlandığı için, tohumu etkili bir nokta kaynak olarak ele alarak Λ'nın hesaplanabileceğini kabul ettiler.Tohumun kaynak gücü S^k olarak belirtildi. Kaynak karakteristikleri, referans noktasında havada ölçülen foton enerji spektrumu ile belirlendi. Yarı analitik bir yaklaşım kullanılarak, bilinen foton enerji spektrumu ile nokta kaynaklar için Λ elde edildi. Ölçülen enerji

spektrumu kullanılarak model 6711 ve 6702 I-125 tohumları için hesaplanan Λ, AAPM'nin önerdiği değerlerle %1 farklılıkla uyum sağlandı.

Yine 2001 yılında Karaiskos ve arkadaşları, Monte Carlo simülasyonunu kullanarak yeni seçilen tohum ve 6711 I-125 tohumu için, hava kerma gücü, doz hız sabiti, radyal doz fonksiyonu, anizotropi fonksiyonu ve anizotropi faktörü değerlerini hesaplamışlardır. SelectSeed tohumunun hesaplanan doz hız sabiti 0,954±0,005 cGyh $^{-1}$ U $^{-1}$, 6711 tohumu için 0,953±0,005 cGyh $^{-1}$ U $^{-1}$ dir. 4 cm ye kadar olan radyal uzaklıklarda iki kaynağın radyal doz fonksiyonu iyi bir uyum içinde olmuştur. Fakat daha büyük uzaklıklarda seçilen tohumun daha az girici olduğu bulunmuştur. Bu çalışmaya göre her iki kaynak modeli de benzer anizotropik karakteristikler vermiştir.

2004 yılında Iwata, Yue ve Nath, iki boyutlu doz dağılım ölçümleri için geliştirilen, geniş ve oldukça hassas termolüminesans (TL) filmi kullanarak düşük enerjili foton yayan I-125 kaynaklarının iki modeli için dozimetrik karakteristikleri ölçmüşlerdir. Model 6711 ve 6702 I-125 kaynaklarının çeşitli dozimetrik parametreleri (radyal doz fonksiyonu, 2D ve 1D anizotropi fonksiyonları), 15 mm'lik kaynak yüzeyinden çeşitli uzaklıklarda elde edilmiştir. TL ile elde edilen bu parametreler, güncelleşmiş AAPM TG-43 raporunda önerilen verilerle karşılaştırılmıştır. TL ile ölçülen radyal doz fonksiyonları, model 6711 I-125 tohumu için elde edilen verideki uzaklıkların %5'i ile, model 6702 I-125 tohumu için elde edilen verideki uzaklıkların %7'si ile uyum içindedri.1 cm de ölçülen 2D anizotropi fonksiyonu değerleri, önerilen değerlerle uyum içindeydi. TL ile ölçülen 1D anizotropi fonksiyonunda iki noktada farklılıklar vardı. Bu farklılıklar 1 cm de model 6711 I-125 kaynağı için %0,7 ve model 6702 I-125 kaynağı için %1,9 ; 0,5 cm de 6711 için %1,5 ve 6702 için %1,7 idi.

Yine 2004 yılında, AAPM düşük enerjili tümör içi Brakiterapi Altkomitesi (LIBD), foton yayan brakiterapi kaynakları etrafındaki doz hız dağılımlarının hesaplanması için AAPM TG-43 raporunu güncelleştirmiştir. Güncelleştirilmiş rapor (TG-43U1); a) hava kerma gücünün düzeltilmiş tanımını; b) kaynak gücünün tanımlanması için görünür aktivitenin atılması; c)uzaklığa bağlı bir boyutlu anizotropi fonksiyonunun onaylanmasındaki anizotropi sabitinin atılması; d) daha kısa ve daha uzun uzaklıklar içinde tahmin edilen tablolanmış TG-43 parametreleri üzerinde yol gösterme; ve e) orijinal protokolün uygulanmasındaki küçük çelişkileri doğrulama gibi değişiklikleri içermektedir.

Doz hesaplama protokolü ve parametreler halen bireysel fizikçiler tarafından kullanıldığı için, bu protokolün değiştirilmesi hasta doz hesaplamalarında değişikliğe neden olabilir. Bu değişiklikler dikkatlice değerlendirilmeli ve bu protokol yürürlüğe girmeden önce radyasyon onkolojisti ile tekrar gözden geçirilmelidir.(Rivard et al., 2004)

2005 yılında Williamson ve arkadaşları, 2004 TG-43 raporunu kullanarak model 6711 I-125 tohumu için dozimetrik parametreleri hesapladılar. Elde edilen I-125 implantları için önemli bir değişiklik (% 2 den daha az) gözlemlemediler.

2000 yılında Nath ve Yue, katı su fantomunda LiF Termolüminesans dozimetreler kullanarak I-125 Imagyn IsoSTAR 12501 kaynak modeli için doz hız sabiti ve radyal doz fonksiyonunu ölçtüler. Bu kaynak modeli için, ilk hava kerma gücü standardı NIST tarafından 2000 yılında oluşturuldu. 6 cm'ye kadar olan radyal uzaklıklar için, kaynağın radyal doz fonksiyonu model 6711 kaynağına çok benzerdir.

2001 yılında Heintz, Wallace ve Hevezi, 6711, 6702, Imagyn IsoSTAR ve birçok model için dozimetrik karakteristikleri belirleyip, 6711 modeli ile karşılaştırmışlardır. Radyal doz fonksiyonu, 0.1 cm den 14 cm ye kadar olan yarıçap alanı için, 1 cm ye kadar 0.1 cm aralıklarla ve 1 cm den 14 cm ye kadar 0.5 cm aralıklarla hesaplandı. Imagyn IsoSTAR, 6711 kaynağına çok yakın bir radyal doz fonksiyonuna sahiptir. Bu kaynağın radyal doz fonksiyonu, 1.5 cm ve 5 cm de 6711 kaynağından %2.5 daha düşüktür. Bu iki kaynak arasındaki benzerlik, kaynağın iç korunun yapılışı için yüksek atom numaralı aynı malzemelerin kullanılmasından olabilir.

2004 yılında Rivard et al., Imagyn IsoSTAR ve bütün düşük enerjili brakiterapi kaynak modelleri için, doz hız sabitleri, radyal doz fonksiyonları ve bir (1D) ve iki (2D) boyutlu anizotropi fonksiyonlarını hesapladılar.

2006 yılında Melhus ve Rivard, MCNP5 MC kodunu kullanarak, 50 cm yarıçaplı küresel bir su fantomundaki nokta kaynak için, her bir radyonüklidin radyal doz fonksiyonunu hesapladılar. Herhangi bir uzaklıktaki bütün radyonüklitlerde , fantom yarıçapı (R) 50 cm den küçük alındığında hesaplanan g(r) değeri, yarıçapı 50 cm alındığında hesaplanan g(r) değerine eşit veya daha küçük çıkmıştır. r, R'ye yaklaştıkça g(r)/ g(r)$_{50}$ oranı hızla azalmıştır. Tam saçılma şartlarını sağlamak için R değerleri 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35,40 ve 45 alındı. Bu çalışmada I-125 için g(10)$_{15}$/ g(10)$_{50}$= 0.0997±0.001 elde edildi.

2. MONTE CARLO TEKNİĞİ

2.1 Simülasyon Tekniği

Monte Carlo yöntemleri, çeşitli fiziksel işlemler için etkileşim olasılıklarını taklit etmede rasgele sayılar kullanarak problemlerin çözümlenmesinde kullanılır.

Foton madde etkileşimini simüle edecek Monte Carlo tekniği birkaç özelliğe sahip olmalıdır. Birincisi, fotonların etkileşime gireceği materyal ortamları ve aynı zamanda bu materyalleri içeren bölgeler ve koordinatları belirlenebilmelidir. Monte Carlo simülasyonunda foton, kullanıcı tarafından yazılan kodda ayarlanmış bir noktada, belirli bir enerjide yayınlanır ve daha sonra her bir fotonun ilerlemesi olay olay takip edilir. Her bir tanecik yayınlandıktan sonra, belirli bir mesafe kat eder ve etkileşime girer. Etkileşmelerde birincil parçacıklar etkileşime girdikçe takip edilirler ve bu etkileşmelerde oluşan ikincil parçacıklar da takip edilirler ve olaylar böylece devam eder. Kod, kullanıcının simülasyondan enerji miktarı, enerji spektrumu gibi veriyi elde edene kadar devam eder.

Bilgisayar teknolojisindeki hızlı gelişmelere paralel olarak Monte Carlo teknikleri gittikçe yaygın biçimde kullanılır hale gelmektedir. Genelde bunun nedeni, hesaplama maliyetinin büyük oranda düşmesidir. Bu yüzden çok amaçlı ve uzmanlaşmış kod sistemleri (EGS, GEANT, BEAM gibi) artmakta ve bu artış Radyoterapi fiziğini sürekli geliştirmektedir (Rogers, 2002).

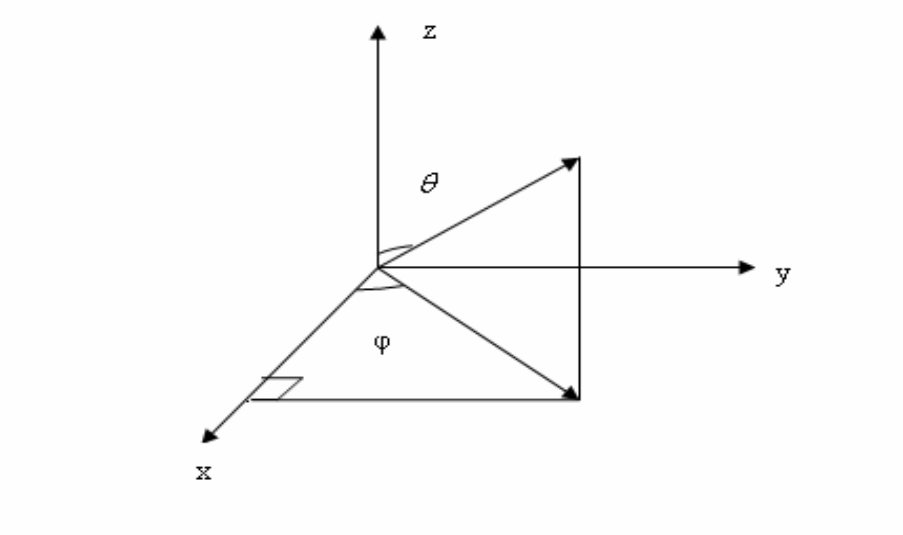
Monte Carlo foton transport (MCPT) kodu, çeşitli brakiterapi geometrilerinde doz ölçümlerine karşı büyük ölçüde kıstas olmuştur. MCPT simülasyon kodu paketi, düşük enerjili brakiterapi tohum kaynaklarının dozimetrik karakteristiklerinin belirlenmesinde, detektör veya üç boyutlu karmaşık geometrileri kapsayan simülasyon problemlerini çözmek için kullanılır. Kod paketi, fotonun hareketi sırasında koherent (Rayleigh) saçılma, koherent olmayan (Compton) saçılma, fotoelektrik olay, K, L ve M kabuklarından yayınlanan flüoresans X- ışını ile Auger ve Coster-Kronig elektronlarını simüle eder. Bu kod paketinin önemli avantajlarından birisi, temel geometrik objeleri kullanarak, kompleks yapıların oluşumuna izin veren birleşmiş geometrik model rutinlerinin elde edilebilmesidir (Zuofeng Li, 2002).

EGSnrc parçacık transport modeli EGS4'e dayanır ve Monte Carlo yöntemi ile parçacık transportunu simüle eden en önemli bilgisayar kodlarından bir tanesidir.

2.2 Parçacık Transportu

Her an deneysel yolla yapılması mümkün olmayan olayların bilgisayarda gerçekleştirilmesi işlemidir. Simülasyonun yapılabilmesi için aşağıdaki bilgilerin bilinmesi gerekir.

a) x, y, z, u, v,ω, E, q gibi başlangıç bilgilerinin bilinmesi gerekir.



Şekil 2.1: Koordinat düzlemi

u= sinθcosφ, v = sinθsinφ, ω = cosθ (Bu değerler parçacığın yönelimini belirler.)

Bu değerler belirlendikten sonra ortam maddesine ait tesir kesiti değerleri kullanılarak parçacığın ortalama serbest yolu şu şekilde yazılır.

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_{toplam}} \qquad \textbf{(2.1)}$$

Fotonun madde içinde bir cm başına toplam etkileşme olasılığı Σ_{Toplam} ile gösterilir (birimi cm^{-1} dir), bu da etkileşmelerin her birinin olma olasılıklarının toplamı ile meydana gelir, yani;

$$\Sigma_{Toplam} = \Sigma_{compton} + \Sigma_{\substack{foto- \\ elektrik}} + \Sigma_{\substack{çift \\ oluşlu}} \qquad \textbf{(2.2)}$$

Çift oluşumun gerçekleşmesi için fotonun enerjisi 1.022 MeV den büyük olmalıdır. Bu çalışma 1 MeV'in altındaki enerjilerde gerçekleştirilmiştir. Bu yüzden çift oluşum hesaplamalara dahil edilmez ve toplam tesir kesiti,

$$\Sigma_{Toplam} = \Sigma_{compton} + \Sigma_{\substack{foto- \\ elektrik}} \qquad \textbf{(2.3)}$$

şeklindedir.

Ortalama serbest yol, λ, fotonun madde içine girdiğinde her adımdaki etkileşme mesafelerinin toplamını verir. Birimi cm dir.

Tesir kesitleri ve ortalama serbest yol uzunluklarının üstel olarak değiştiği bilinmektedir. Eğer fotonun etkileşime girmeden önce kat edeceği mesafe ''S'' olarak alınırsa;

$$S = -\ell n(R) / \Sigma_{toplam} \quad \text{cm}$$

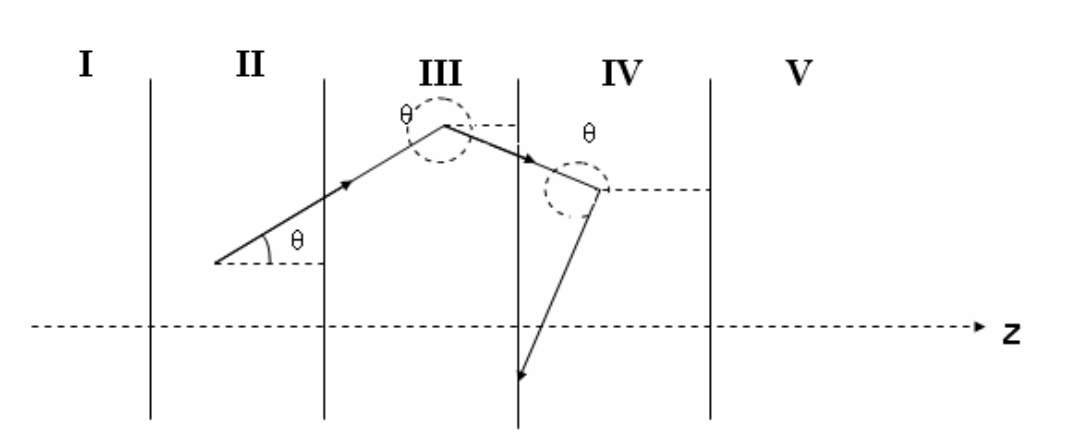
$$S = -\ell n(R).\lambda$$

R : Random sayı, [0,1]

$$\lambda \cong \frac{S_1 + S_2 + ... + S_n}{n} \qquad \textbf{(2.4)}$$

λ, bir random sayı ile çarpılarak parçacığın ikinci etkileşmeyi yapacağı nokta rasgele bir şekilde belirlenmiş olur.

b) Parçacığın düzlemler arasındaki yönelimi



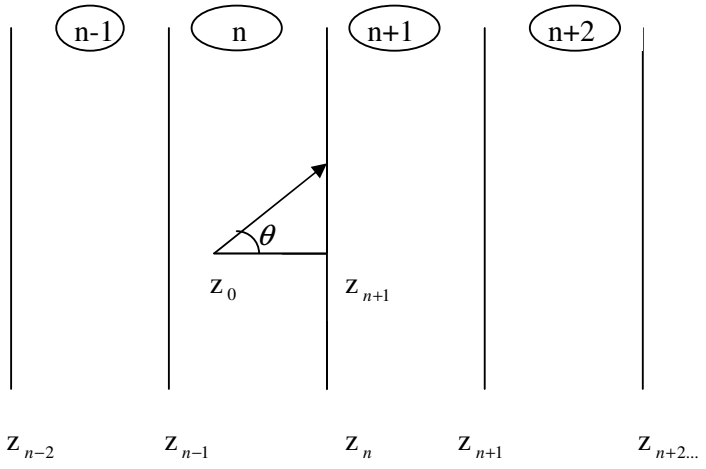
Şekil 2.2: Parçacığın düzlemler arasındaki yönelimi

$\cos\theta > 0$ ise parçacık sonraki plakaya çarpar.

$\cos\theta < 0$ ise parçacık önceki plakaya çarpar.

$\cos\theta = 0$ ise parçacık plakalara paralel hareket eder.

c) Parçacığın ilk konumdan son konuma taşınması işlemi, x_{son}, y_{son}, z_{son};yeni koordinatlarının hesaplanmasıyla gerçekleştirilir.Ortam aynı ise;



Şekil 2.3: Parçacığın ilk konumdan son konuma taşınma işlemi

n: Bölge numarası

z^n : Düzlem numarası

ω>0 ise $S = \frac{z_{n+1} - z_0}{\omega}$, ω <0 ise $S = \frac{z_0 - z_{n-1}}{\omega}$ şeklindedir.

$x_{son} = x_{ilk} + S \cdot u$

$y_{son} = y_{ilk} + S \cdot v$

$z_{son} = z_{ilk} + S \cdot \omega$ **(2.5)**

Bu taşıma işlemi ortamda başka madde yoksa böyledir. Eğer başka maddeler varsa daha kompleks olur.

Fotonun taşınması işleminde, öncelikle STACK (taşınmak üzere olan fotonun özelliklerinin elde edildiği yerdir.) daki ilk fotonun parametreleri (enerjisi, yönü, geometrisi, pozisyonu) okunmaktadır. Eğer fotonun enerjisi kesme değerinin altında ise history sona erdirilir. Eğer enerjisi kesme değerinin üstünde ise o zaman bir sonraki etkileşim bölgesine olan uzaklık hesaplanır ve aynı işlemler tekrarlanır. Daha sonra foton nakledilir (eğer geometri birkaç maddeden oluşuyorsa, geometri farklı bölümlere ayrılır). Foton bölgeyi terk ederse history bitirilir. Terk etmezse hangi etkileşimi yapacağı (fotoelektrik olay, Compton olayı, Rayleigh olayı) belirlenir. Fotonun hangi etkileşimi yapacağı, enerjisi ve tesir kesitine göre belirlenir. Kalan parçacıklar enerjilerine, yönlerine ve uygun dağılımdan seçilmiş başka özelliklere sahiptir (yenileri oluşmuş, bazıları kaybolmuş olabilir, etkileşimden önceki özellikleri değişmiştir). Kalan parçacıklar STACK'a konur. STACK'ın taşmasını önlemek için en düşük enerjiye sahip olanlar STACK'ın üstüne konur. Daha sonra STACK boşalana ve bütün parçalar kullanılana kadar tüm işlemler tekrar edilir.

2.3 Geometri Modelleme

Kompleks yapıya sahip sistemlerde ele alınan geometriyle ilgili Monte Carlo parçacık nakil hesaplamaları için yeni bir teknik geliştirilmiştir. Bu teknikte, problemin geometrisi aynı uzaydaki birçok basit geometrinin üst üste gelmesi ile belirlenir. Bir bölgenin gerçek geometrisi, uzayda belirli bir noktada gerçek ve sanal olarak bulunan geometriler arasından seçilerek belirlenir. Bu yöntem EGS kod sisteminde uygulanmıştır.

Monte Carlo (MC) kodları çoğunlukla doz hesaplamaları, detektör veya üç boyutlu karmaşık geometrileri kapsayan koruyucu tasarımların fiziksel simülasyon problemlerini çözmek için kullanılır. Aslında söylenen bu problemler için parçacık geçiş teknikleri aynıdır. Parçacık geçmek üzereyken, program parçacığın konumunu, yönünü ve önerilen kaçış uzaklığını (yani etkileşme noktası uzaklığı) ve geometri bölgesini bilir. Uzaydaki parçacığın konumu, yüzeylerin sonlu bir set ile sınırlandırılmasıyla belirlenir.

Foton/elektron MC kodlarının yaygın üretimi (EGS ve PENELOPE gibi), silindir, levha ve küre gibi çok basit geometriler için geçiş çekirdeği ve geçiş kodu sağlar. Buna rağmen, kaynak kodunu değiştirmek için kullanıcı gereksinimini azaltan katışımsal geometri paketlerini sağlayan, MCNP gibi geçiş kodlarının bir numarası vardır. Bu kodlar oldukça fazla karıştırılan input sözdizimi yerine kullanılır. Bu yüzden sıradan metotları kullanarak geometri taslağının belirlenmesi zor olabilir, bazen imkansızdır. MC hesaplamalarında kompleks geometriye sahip sistemlerde parçacık geçişine imkan sağlayan yöntem, çoklu geometri tekniğidir ve EGS kod sisteminde uygulanır.

EGS, tıp ve radyasyon fiziğinin değişik alanlarında en sık kullanılan MC kodlarından birisidir. EGS'nin EGS4 ve EGSnrc olmak üzere iki farklı versiyonu vardır. EGS sisteminde bir problemin geometrisi HOWFAR alt programında belirlenir.HOWFAR'da EGS, USTEP düz çizgi uzaklığı ile yaygın parçacık geçişini istediğini belirtir. Kullanıcı, bölge sınırının geçilmesine neden olacak USTEP uzaklığı ile sınırın geçilip geçilmeyeceğini kontrol eder. Sınır geçilemeyecekse o zaman USTEP ve yeni bölge numarası IRNEW aynı kalır. Sınır geçilecekse o zaman USTEP, o anki yönü boyunca o anki konumundan sınıra olan uzaklığına ve IRNEW de sınırın diğer tarafındaki bölgenin indeksine ayarlanmalıdır. Bu, karmaşık geometriler için kullanıcı kodunun en karmaşık kısmıdır(Yeğin, 2003).

2.3.1 Çoklu Geometri (MG) Tekniği

MG tekniğinde geometri, farklı uzaylarda konfigürasyonlar kurularak belirlenir. Bu teknikte parçacığın her bir uzayda aynı zamanda aynı pozisyona sahip olduğu varsayılır. Böylece parçacığı her bir uzayda bağımsız olarak taşımak mümkündür. Kullanıcı, tanımlanan her bir uzay için farklı koordinat sistemi kullanabilir veya kullanmayabilir, bu yüzden koordinat değişimlerindeki ayrıntılı hesaplamaları önlemek için bu çalışmada sadece kartezyen koordinatlar kullanılmıştır.

MG tekniğinin ilk problemi, farklı konfigürasyonlarda, aynı zamanda aynı pozisyona sahip olan parçacıkların, farklı bölge içinde bulunmalarıdır ve kullanıcı onların her biri için farklı özellikler (yani materyal tipi) belirleyebilir. Buna rağmen, kullanıcı parçacık geçiş hesaplamaları

için bu özelliklerin sadece birisini kullanmalıdır. Bu problemlerden kurtulmak için bütün konfigürasyonlardaki her bir bölge için bir öncelik numarası belirlenmelidir, o zaman aynı uzaya yerleştirilmiş bölgeler arasında en yüksek öncelik numarasına sahip olan bölge gerçek bölge seçilir. Parametrelere bağlı bölge, sadece bu bölge için kullanır ve parçacık geçişi, parçacığın pozisyonunu kapsayan bütün bölgelerin en yüksek öncelik numarasına sahip bölge içinden dışa doğru olur. En yüksek öncelik numarasına sahip olan bölgeyi diğerlerinden ayırt etmek için, büyük öncelik numarasına sahip olan bölge ''gerçek'' diğerleri ise ''sanal'' olarak kabul edilir.

MG tekniğinin ikinci problemi ise, parçacığın iki etkileşme noktası arasındaki adım uzunluğunu hesaplarken ortaya çıkar. MG tekniği, parçacığın her bir konfigürasyonda eşzamanlı olarak geçiş yaptırılmasını gerektirir. Bunu yapmak için, parçacığın adım uzunluğu gerçek veya sanal bölgelerin herhangi birinde, parçacık pozisyonunun en yakın sınıra olan uzaklığı kadar küçük olmalıdır. Kullanıcı uygun adım uzunluğu değerini elde etmek için, bütün gerçek ve sanal bölgelerde bu niceliği hesaplamalıdır ve gerçek adım uzunluğu olarak elde edilen minimum değer alınmalıdır. Böylece adım uzunluğu hesaplaması, çok sayıda konfigürasyon için yapılır.

EGS sisteminde MG tekniğini kullanmak için, benzer biçimler konfigürasyon numarası içinde gruplara ayrılır. Bunu yapmak için, kullanıcı her bir konfigürasyon için ardışık olarak HOWFAR alt programındaki geometri programlarını saptar. Bütün bu konfigürasyonların uzayda aynı alanı kapladığı varsayılır. O zaman parçacık geçişi, geçerli EGS kodunda yapılmış her bir konfigürasyonda bağımsız olarak tamamlanır.

MG tekniği, aşağıdaki yol uygulanarak EGS kod sisteminde kullanılabilir.

g_i, herhangi bir konfigürasyonu temsil etsin

i= 1,2,3,…,N,

N, konfigürasyon sayısıdır

$r_j(i)$, herhangi bir bölgesinin indeksi; $p_j(i)$, herhangi bir bölgenin öncelik numarasıdır.

J= 1,2,3,…,$M_{i,}$

M_i, i. konfigürasyondaki bölgelerin numarasıdır. I, gerçek bölgeyi kapsayan gerçek konfigürasyonun indeksidir. v(i), gerçek ve sanal bölgelerin indekslerinin sırasını gösterir. t(i), bütün konfigürasyonlarda geçerli yön boyunca geçerli konumdan sınıra olan uzaklık değerlerinin sırasını gösterir. n(i), parçacık i**.** konfigürasyondaki sınırı geçerse, parçacığın gireceği bölge indekslerinin sırasını gösterir.

Ana programda;

1) v(i) ve I, STACK içine yerleştirilir. STACK, yeni değişkenler için geçerli parçacık özelliklerini gösterir.

2) Her bir r_j(i) bölgesine bir p_j(i) öncelik numarası verilir.

3) Parçacığın ilk koordinatlarına göre gerçek ve sanal bölgeler belirlenir. Bu bölgelerin v(i) ile ilgili indeksi verilir.

HOWFAR alt programında;

4) Her bir g_i için, t(i) ve n(i) hesaplanır.

4) t(i)'nin minimumu olan t_{min} elde edilir.

5) USTEP'in değeri t_{min}'a ayarlanır.

Parçacık i**.** konfigürasyonda yeni bir bölgeye girerse v(i)'nin değeri değiştirilir(v(i)=n(i)).

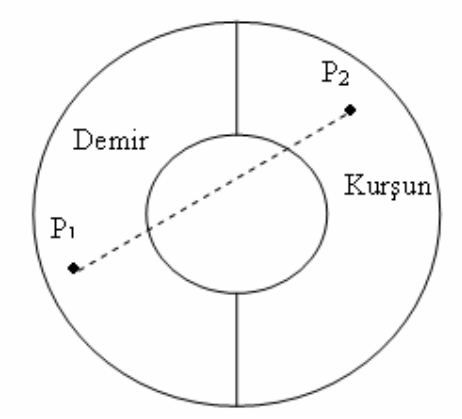
6) v(i) deki en yüksek öncelik bölgesi elde edilir.

7) I için gerçek konfigürasyon indeksi belirlenir.

EGSnrc MC kodu, aşağıdaki hesaplamaları yapmak için ona verilen algoritmayı ilave ederek değiştirildi.

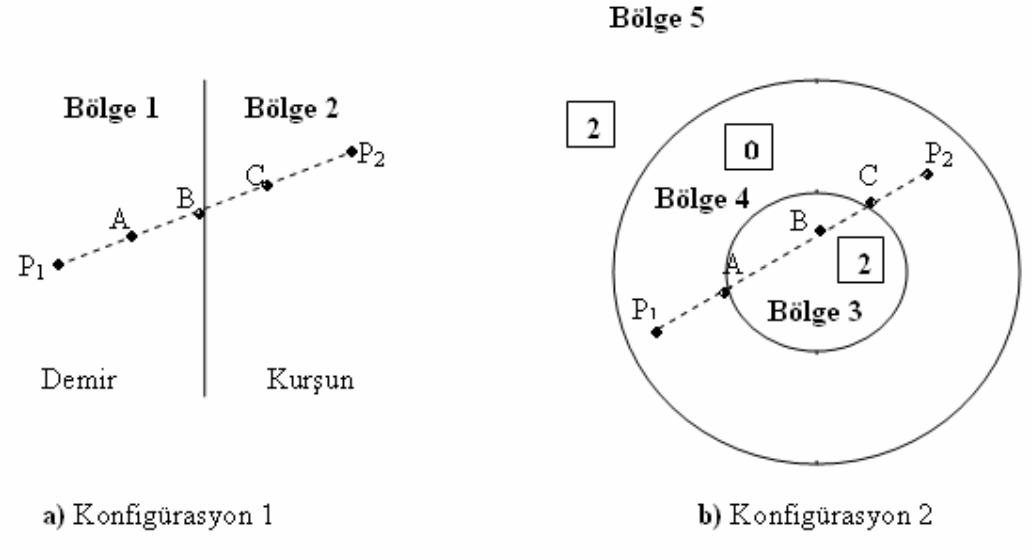
2.3.2 Çoklu Geometri Tekniğine Örnek

Şekil 2.4'de MG tekniğine örnek olarak basit bir geometri verilmiştir. Bu örnekte, geometri sadece bir küreden meydana gelir. Bu küre, merkezindeki bir düzlemle iki eşit parçaya ayrılır. Sol yarımküre demirden, sağ yarımküre kurşundan yapılmıştır. Buna ek olarak merkezinde küre şeklinde bir boşluk vardır. Hem merkezdeki boşluğun hem de çevredeki ortamın vakum olduğu varsayılır. Ele alınan bu geometriye MG tekniği uygulanabilir.



Şekil 2.4: Küresel bir fantomda iki etkileşme noktası arasındaki düz çizgi uzaklığı.

Bu uygulama için iki konfigürasyon kullanılır. Bu konfigürasyonlar şekil 2.5 (a) ve 2.5 (b) de verilir. İlk konfigürasyonda uzayı iki bölgeye ayıran sadece bir düzlem vardır. Bu düzlem y ekseni üzerindedir. Birinci bölge demir, ikinci bölge kurşundur. İkinci konfigürasyonda eşmerkezli iki küre vardır. Bu kürelerin merkezi orijindedir. Bütün bölgelerin ortamı vakumdur. Her bir bölgenin öncelik numarası, kare içine alınmış bir sayı ile şekil 2.5'de verilir. Bu örnekte, yüksek sayısal değer daha yüksek bir öncelik gösterir.



Şekil 2.5: İki etkileşme noktası arasındaki uzaklık ve adım noktaları

Parçacık geçişi MG tekniği uygulanarak gerçekleştirilir; P_1 ve P_2 iki etkileşme noktası arasındaki parçacık yörüngesi, hem şekil 2.5 (a) hem de (b)'de gösterilir. P_1 den P_2 ye parçacık geçişini göstermek için yukarıdaki uygulama takip edilir. Geometriye göre, parçacık iki nokta arasında dört adımda taşınır. Şekil 2.5'e göre ilk etkileşme noktası P_1'de, parçacık ilk konfigürasyonda bölge 1 ve ikinci konfigürasyonda bölge 4 olmak üzere iki bölge indeksine sahiptir. Birinci bölgenin öncelik numarasının daha büyük olmasından dolayı, bu bölge gerçek olarak kabul edilir. Parçacık yolu ilk konfigürasyonda düzlem ile, ikinci konfigürasyonda iç küre ile kesiştirilir. Düzlem için parçacığın düz çizgi uzaklığı $|P_1B|$, iç küre için $|P_1A|$ dır. $|P_1A|$, $|P_1B|$ den daha küçük olduğu için parçacık her iki konfigürasyonda da A noktasına taşınır. Bu noktada parçacık ikinci konfigürasyonda yeni bir bölge olan üçüncü bölgeye girer. Bu bölgenin öncelik numarası, birinci bölgeden daha büyük olduğu için üçüncü bölge gerçek bölge olarak belirlenir. Bu aşamada ilk geçiş adımı tamamlanır. Aynı uygulama parçacık ikinci etkileşme noktası P_2 ye

varıncaya kadar devam ettirilir. Parçacığın geçişi boyunca adım uzunlukları ve diğer nicelikler çizelge 2.1 ve 2.2 de verilir(Yeğin, 2003).

Çizelge 2.1: Parçacığın pozisyonuna göre, iki konfigürasyondaki bölge numarası, öncelik numarası ve her adımdaki gerçek bölgenin materyal türü.

	Adım noktası				
	P_1	A	B	C	P_2
FC[a]	Bölge 1 Öncelik = 1	Bölge 1 Öncelik = 1	Bölge 2 Öncelik = 1	Bölge 2 Öncelik = 1	Bölge 2 Öncelik = 1
SC[b]	Bölge 4 Öncelik = 0	Bölge 3 Öncelik = 2	Bölge 3 Öncelik = 2	Bölge 4 Öncelik = 0	Bölge 4 Öncelik = 0
MTRR[c]	Demir	Vakum	Vakum	Kurşun	Kurşun

[a] Birinci konfigürasyon

[b] İkinci konfigürasyon

[c] Gerçek bölgenin materyal türü

Çizelge 2.2: Her bir konfigürasyonda en yakın sınıra olan uzaklıkların karşılaştırılması ile gerçek adım uzunluğunun belirlenmesi.

	Adım noktaları			
	P_1	A	B	C
FC	$\lvert P_1B\rvert$	$\lvert AB\rvert$	$\lvert BP_2\rvert$	$\lvert CP_2\rvert$
SC	$\lvert P_1A\rvert$	$\lvert AC\rvert$	$\lvert BC\rvert$	$\lvert CP_2\rvert$
PSS[a]	$\lvert P_1A\rvert$	$\lvert AB\rvert$	$\lvert BC\rvert$	$\lvert CP_2\rvert$

[a] Gerçek adım uzunluğu

3. EGSNRC MONTE CARLO KODU

EGSnrc Monte Carlo kodu, National Research Center (NRC) tarafından kullanıma sunulmuş olan, EGS Kod Sisteminin bir versiyonudur. EGSnrc, özellikle düşük enerjili foton etkileşmeleri ve elektronların çoklu elastik saçılmalarının simülasyonu ile ilgili yenilikler içermektedir. Bu çalışmada, elektronların taşınmasıyla ilgilenmeyip sadece fotonların simülasyonunu dikkate alacağız.

Fotonların, elektronların ve pozitronların taşınması, herhangi bir element, bileşik veya karışımda simüle edilebilir.

Hem fotonlar hem de yüklü parçacıklar, random adımlarla taşınabilir.

Fotonların enerji aralığı 1 keV ile birkaç yüz GeV arasındadır.

Fortran dilinin Mortran 3 formunda yazılmıştır.

EGSnrc Monte Carlo kodunda fotonlar için simülasyonu yapılan etkileşmeler; Çift oluşum, Koharent olmayan (Compton) saçılma, koharent (Rayleigh) saçılma, fotoelektrik olay, atomik relaksasyon sonucunda K, L ve M kabuklarından yayınlanan flüoresans fotonları ile Auger ve Coster-Kronig elektronlarıdır

EGSnrc, ortam materyaline ilişkin bilgileri ve farklı etkileşme türleri için tesir kesiti değerlerini, veri hazırlama programı olan PEGS4 tarafından oluşturulan veri dosyasından alır.PEGS4, 12 alt program ve 85 fonksiyondan oluşan bağımsız bir bilgi işleme kod sistemidir.

EGSnrc, esnek bir kullanıcı ara yüzüne sahip standart kısım ve subrutinler paketidir. Bu, kullanıcının standart kısmın detaylarını tam olarak anlamasını gerektirmeden, büyük bir kullanım esnekliği sağlar.

Verilen herhangi bir problemin geometrisi, yardımcı alt programları kullanılabilir hale getiren HOWFAR adındaki kullanıcının yazdığı bir altprogram ile belirtilir. HOWFAR, bir silindirin yarıçapı veya orta diliminin kalınlığı gibi geometriyi tanımlayan bilgilerin girilmesinde kullanılan geometri rutinidir. Kendi başlarına bu altprogramları yazmak istemeyenlere düzlemler, silindirler, koniler, küreler vb. için yardımcı geometri rutinleri, EGSnrc kod sistemi tarafından sağlanır.

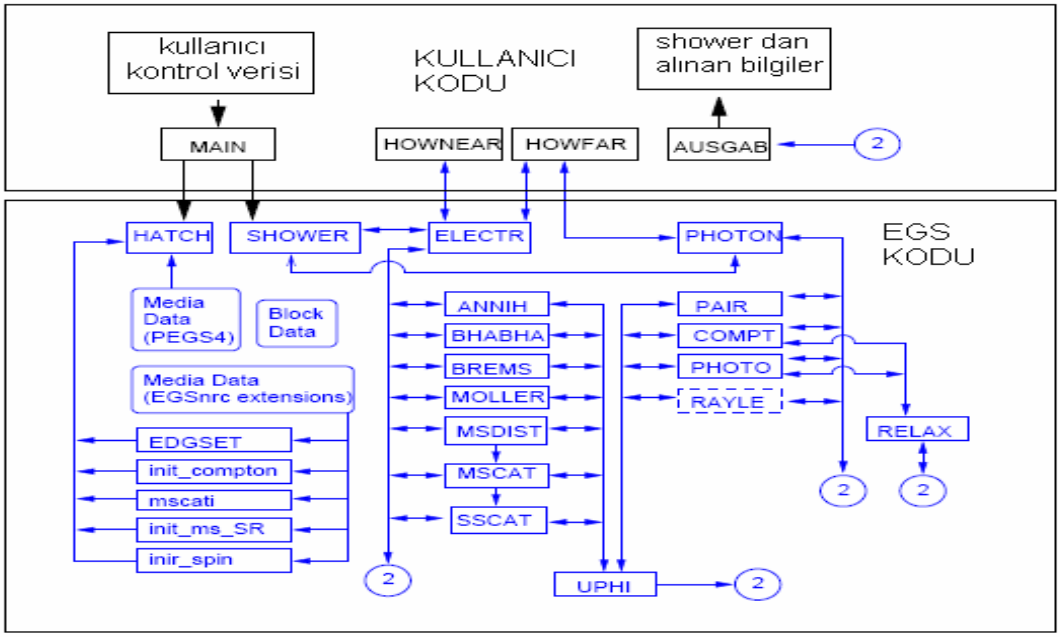
Kullanıcı, AUSGAB adı verilen kullanıcının yazdığı subrutindeki bilgileri değerlendirir ve sonuçlandırır. AUSGAB, simülasyonun sonuçlarını elde eden ve hesaplayan rutindir.

Program iki temel kısımdan meydana gelmiştir. Kullanıcı tarafından yazılan kullanıcı kodu ve EGSnrc paketiyle birlikte gelen standart kod. Kullanıcı kodu MAIN, HOWFAR ve AUSGAB kısımlarından oluşur. MAIN sürücü rutindir ve standart kod bölümünü aktif hale getirir.MAIN'de PEGS4 ile oluşturulan ortam verilerini okuyan HATCH ve parçacık-madde

etkileşimini her bir parçacık için gerçekleştiren SHOWER alt programları vardır. Kullanıcı, kullanılan ortamların geometrisini belirleyen altprogramları (HOWFAR ve HOWNEAR) ve kullanıcının herhangi bir parametresini hesaplamasına olanak sağlayan puanlama rutinini (AUSGAB) yazmaktan sorumludur. Kullanıcı bu hesaplama rutinini (AUSGAB) etkileşmenin nerede meydana geldiğini, ne kadar sıklıkla meydana geldiğini ve etkileşim sırasında ne olduğunu hesaplayacak şekilde düzenleyebilir. AUSGAB'dan elde edilen sonuçlar, EGS sistemi tarafından modellenen tüm fiziksel işlemlerin bir özetini sunar.

PEGS4, ortam materyaline ilişkin bilgileri ve farklı etkileşmeler için tesir kesiti değerlerini oluşturur. Bu bilgilerin tümü HATCH rutini tarafından toplanır. SHOWER, gelen parçacığın cinsini belirler ve ona göre çeşitli etkileşimler yapar. Ayrıca girilen sayıda parçacığın her birini kesme enerji değerinin altına düşene kadar ve ilgilenilen bölgeyi terk edene kadar izler.

EGSnrc paketiyle birlikte gelen standart kod, düşük enerjili etkileşmelerle ilgili rutinlerin tamamını içerir ve kullanıcının yazdığı bölüme ait alt programların hazırlanmasından sonra çalışır (Kawrakow and Rogers, 2003).

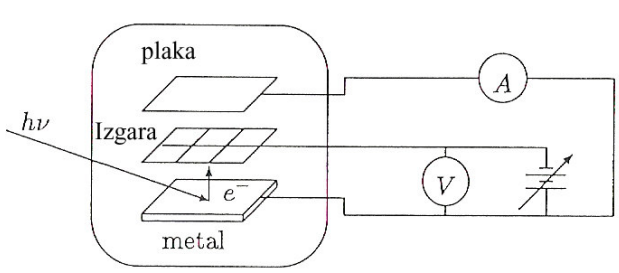


Şekil 3.1: EGSnrc programının çalışma prensibi.

4. EGSnrc KOD SİSTEMİNDE SİMÜLE EDİLEN FOTON ETKİLEŞMELERİ

4.1 Fotoelektrik Olay

Işığın havası boşaltılmış bir ortamda bulunan bir metalin temiz yüzeyini etkilemesine izin verilirse, elektronlar metalden serbest bırakılır. Fotoelektronlar bir plaka tarafından toplanabilir ve akımı ölçmek için bir devre kurulur.



Şekil 4.1: Fotoelektrik deney için şematik diyagram.

Birim zamanda plakaya ulaşan yük miktarı olan fotoelektrik akım, metal yüzeyinden çıkan elektronların yayılma oranıyla orantılıdır;

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{i}{e}, i = \frac{\Delta ne}{\Delta t} = \frac{\Delta q}{\Delta t} \qquad \textbf{(4.1)}$$

Fotoelektronların seyahat hızını tespit etmek için, metal yüzey ve plaka arasındaki ızgaraya bir potansiyel uygulanır. Potansiyel, fotoelektronları tespit eden bir elektrik alan oluşturur. Durdurma gerilimi V_s'dir. Durdurma geriliminde, gelen fotoelektronların kinetik enerjisi potansiyel enerjiye dönüştürülür.

$$\frac{1}{2} m \upsilon^2 = eV_s \qquad \textbf{(4.2)}$$

Böylece, i ve V_s ölçülerek, saniye başına üretilen elektronların sayısını ve maksimum kinetik enerjilerini bilebiliriz.

Deneysel sonuç, V_s'nin ışığın frekansıyla orantılı olduğunu ve şiddetinden bağımsız olduğunu göstermektedir. Frekans υ, belirli bir ν_0 eşik değerinin aşağısında olursa fotoelektron akım üretilmez. ν_0'dan daha büyük frekanslarda, durdurma gerilimi için ampirik denklem;

$$V_s = k(\nu - \nu_0) \tag{4.3}$$

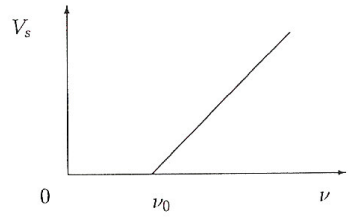
Burada k, kullanılan metalden bağımsız bir sabittir. Fakat ν_0, bir metalden diğerine değişir. V_s ve ışık şiddeti I , arasında bir ilişki olmamasına rağmen fotoelektrik akımın ilişkisi bulunmaktadır. Bu nedenle saniye başına serbest kalan elektronların sayısı I ile orantılıdır. Bu sonuçlar dalga teorisi ile açılanamaz. Bununla birlikte, parçacık modelinde, $h\upsilon$ enerjili bir foton, foton enerjisini soğurabilen bağlı bir elektrona çarpar. Eğer $h\upsilon$, eV_0 bağlanma enerjisinden (veya çalışma fonksiyonundan) daha büyükse elektron serbest bırakılır. Böylece, eşik frekansı ν_0;

$$\nu_0 = \frac{eV_0}{h} \tag{4.4}$$

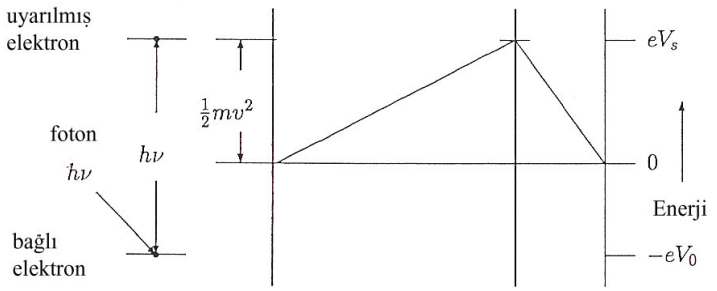
şeklinde tanımlanabilir. V_0 özel metalin bir karakteristiği olduğu için, ν_0 metalin cinsine bağlıdır. $h\upsilon$ enerjili bir foton için, çarpan elektronun toplam enerjisi, kinetik enerji olarak ortaya çıkan metalden kaçmak için gereken eV_0 potansiyel enerjisini aşmasıyla $h\nu$ olur.

$$\frac{1}{2}m\upsilon^2 = h\nu - eV_0 = eV_s \tag{4.5}$$

$k = h/e$ ile denklem (4.3)'deki ampirik ilişkiyi tanımlar.



Şekil 4.2: Fotoelektrik ölçümlerdeki V_s ve υ.



Şekil 4.3: Bir elektronun potansiyel enerjisi.

Bir elektron tarafından soğurulan enerji miktarı , fotonların yüzeyi etkilediği orandan bağımsız $h\nu$'dür. Çıkan elektronların kinetik enerjisi ışığın şiddetinden bağımsızdır. Bu nedenle bu deney radyasyonun parçacık karakterini gösterir.

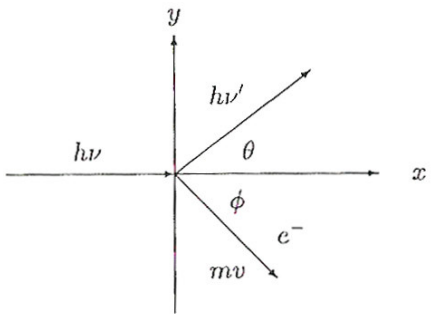
4.2 Compton Olayı

1923'te A.H. Compton tarafından oluşturulan ve analiz edilen Compton deneyi, radyasyon ve maddenin etkileşmesi hakkında detaylı bilgi sağlar.

Örnek bir madde ışınlanır (örneğin, parafin veya X- ışınları). Saçılan radyasyonun dalga boyu ve yayılan elektronun enerjisi gelen demetle ilişkili açının bir fonksiyonu olarak tespit edilir. Maddeden saçılan radyasyonun, gelen radyasyon ile aynı dalga boyuna sahip olan radyasyon λ ve daha uzun dalga boyunda olan radyasyon λ' içerdiği bulunmuştur. λ ve λ' arasındaki ilişki;

$$\lambda' = \lambda + k\sin^2(\theta/2) \qquad \textbf{(4.6)}$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada k bir sabittir. Klasik teori gözlenenleri doğru olarak açıklayamaz. Gözlenenler, nicel olarak radyasyonun foton teorisiyle ve parçacıklar için enerji ve momentum korunumu kurallarından açıklanabilir.



Şekil 4.4: Compton olayı.

λ dalga boyu ve $\nu = c/\lambda$ frekansıyla gelen foton $p = \frac{h\nu}{c}$ momentumuna sahiptir. λ' daha uzun dalga boyuyla saçılan foton bu nedenle daha düşük bir frekansa $\nu' = c/\lambda'$ ve daha düşük bir momentuma $p' = \frac{h\nu'}{c}$ sahiptir. Elektron ϕ yönünde ve bir $m\upsilon$ momentumuyla çıkar.

Korunum denklemleri; enerji için

$$h\nu = h\nu' + \frac{1}{2}m\upsilon^2 \qquad \textbf{(4.7)}$$

x- yönündeki momentum için

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c}\cos(\theta) + m\upsilon^2\cos(\phi) \qquad \textbf{(4.8)}$$

y- yönündeki momentum için

$$0 = \frac{h\nu'}{c}\sin(\theta) + m\upsilon^2\sin(\phi) \qquad \textbf{(4.9)}$$

denklemlerden υ ve ϕ elenerek ve $\lambda\lambda' \cong \lambda^2$ yaklaşımı yapılarak,

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\left(\frac{h}{mc}\right)\sin^2(\theta/2) = \left(\frac{h}{mc}\right)(1-\cos\theta) = \lambda_c(1-\cos\theta) \qquad \textbf{(4.10)}$$

buluruz. Burada λ_c, m kütleli parçacığın Compton dalga boyu olarak adlandırılır. Elektron için $0{,}02425\,\mathring{A}$'dur. $\mathring{A}$ mertebesinde λ için, denklem (4.10)

$$\Delta\lambda = 0{,}0485 \sin^2(\theta/2) \overset{\circ}{A} \qquad \textbf{4.11)}$$

şeklinde verilir. Maksimum kayma $\theta = \pi$ içindir, bu durumda $\Delta\lambda = 0{,}0485 \overset{\circ}{A}$ olur.

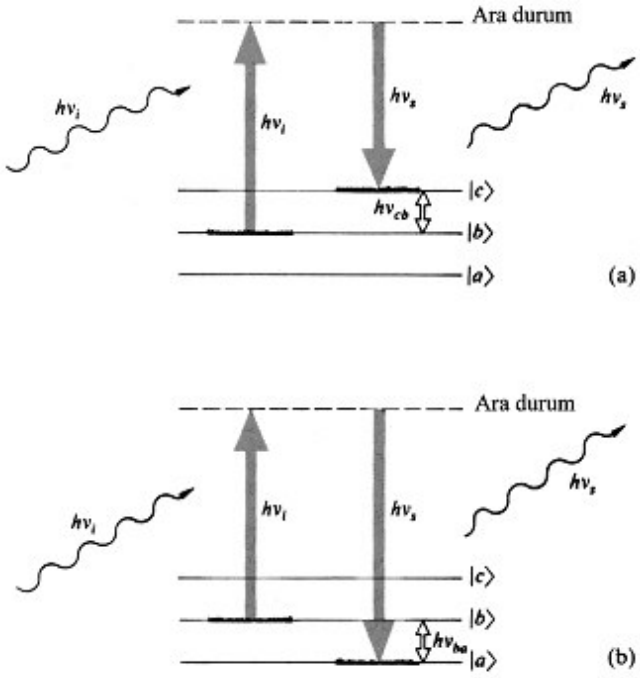
Parçacık bakış açısı ve Newton mekanikleri bu deneylerin basit ve nicel olarak doğru tanımlamasını sağlar ve klasik dalga teorisine dayanan tahminler yanlıştır. Bununla birlikte, kırınım ve girişim olayları için dalga teorisi iyi bir şekilde işler, be durumlarda parçacık teorisi geçerli değildir. Bu nedenle, radyasyonun taşıdığı karakter dalga veya parçacık gibi deyin türüne bağlı olarak değişir.

Radyasyon ile maddenin etkileşmesi maddede ölçülebilir bir değişiklik üretirse, elektronun yayınlanması gibi, olay foton teorisinin gerekliliğini ortaya çıkarır. Eğer etkileşme radyasyonun uzaysal katkısında bir ölçülebilir değişim üretirse, dalga teorisi göz önünde bulundurulmalıdır. Bu sonuçlar, ölçme oluşumunun teoride dahil edilmesi gerektiğini göstermektedir (Erkoç ve Uzer, 1996).

4.3 Koharent (Rayleigh) Saçılma

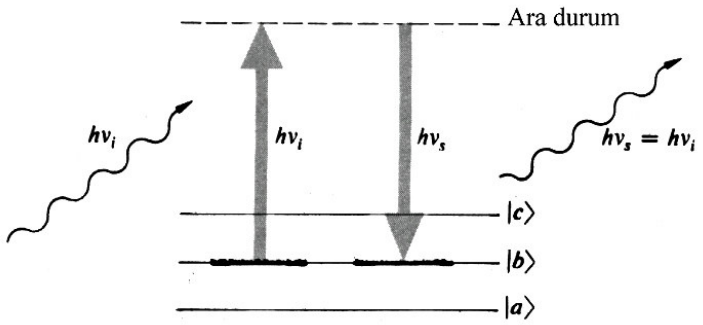
Hemen hemen tekrenkli olan ışık bir maddeden saçılmaya uğratılırsa, saçılan ışık esas olarak gönderilenle aynı frekanslı olur. Bunun yanında çok zayıf daha yüksek ve daha alçak (yan şeritler) frekanslı bileşenler de gözlenebilir.

Olayın nasıl oluştuğunu anlamak için moleküler spektrumların ilgili kısımlarına yeniden göz atmak gerekir. Bir molekül uzak kırmızı altı ve mikrodalga bölgesindeki ışıma enerjilerini dönme kinetik enerjilerine çevirerek soğurur. Ayrıca bu molekül kırmızı altı fotonları (yani, kabaca 10^{-2} mm dalga boyundan yaklaşık 700 nm dalga boyuna kadar olan bölge içinde) molekülün titreşim enerjisine çevirerek soğurabilir. Son olarak ta bir molekül aynen bir atomda olduğu gibi elektron geçişleriyle görünür ve morötesi bölgelerdeki enerjiyi soğurabilir.



Şekil 4.5: Kendiliğinden Raman saçılması.

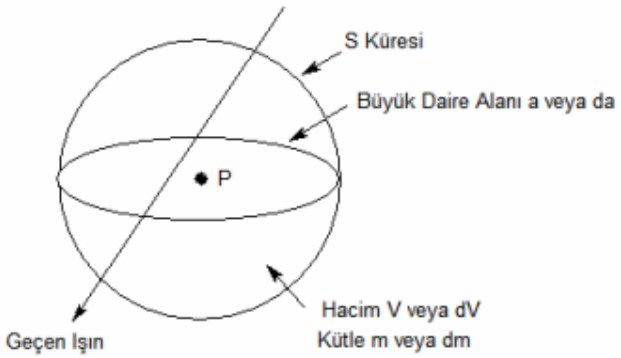
Şekil 4.5 (a) daki gibi, bir molekül kuantum mekaniksel gösterimde $|b\rangle$ ile gösterilen bir titreşim durumunda olsun. Bu durumun uyarılmış bir durum olması gerekmez. $h\nu_i$ enerjili gelen bir fotonu soğurarak sistem bir ara duruma yükselir. Bundan sonra sistem hemen $h\nu_s < h\nu_i$ enerjili bir foton yayınlayarak (foton saçılması) bir Stokes geçişi yapar. Enerji korunumu gereği, $h\nu_i - h\nu_s = h\nu_{cb}$ enerji farkı molekülü daha yüksek bir $|c\rangle$ titreşim enerji düzeyine çıkarmada harcanır. Sistem uyarılmış elektronik enerji düzeyinde ya da uyarılmış dönme enerji düzeyinde kalabilir. Bunun yerine eğer ilk durum (ısıtılmış bir örnekteki gibi) uyarılmış ise, molekül bir foton soğurma ve tekrar yaymadan sonra, ilk durumdan daha da alçak bir duruma *zıt Stokes* geçişi yaparak dönebilir [Şekil 4.5(b)]. Bu halde $h\nu_s > h\nu_i$ olduğundan molekülün bir miktar titreşim enerjisi ($h\nu_{ba} = h\nu_s - h\nu_i$) ışıma enerjisine dönüşür. Her iki halde de ν_s *ve* ν_i arasındaki fark incelenen maddenin belli enerji düzeyleri arasındaki farka karşılık gelir ve maddenin moleküler yapısı hakkında bilgi sağlar. Molekülün saçılma sonrası ilk enerji seviyesine, gelen foton ile aynı enerjili bir foton yayımlayarak, geri dönmesi ise en kuvvetli olasılıktır. Şekil 4.6 daki gibi böyle bir saçılma ise Rayleigh saçılması ($\nu_s = \nu_i$) olarak adlandırılır (Eugene Hecht, “Optics”, Adelpy Universty).



Şekil 4.6: Rayleigh Saçılması.

5. RADYASYON ALANLARININ TANIMLANMASI

5.1 Akı



Şekil 5.1: Küresel S yüzeyi üzerinden geçen radyasyonun terimlerindeki bir P noktasında radyasyon alanının tanımlanması.

Şekil 5.1 ile ilgili olarak N_e , keyfi bir t_0 başlangıç zamanından t'ye kadar yayılan zaman aralığı boyunca P noktası etrafındaki sonlu bir küreye giren parçacık sayısıdır. Küre da'lık büyük bir çember alanıyla çok küçük bir P noktasına indirgenirse, Φ akısı N_e'nin da'ya diferansiyel bölümü olarak tanımlanabilir.

$$\Phi = \frac{d\mathrm{N_e}}{\mathrm{da}} \qquad \textbf{(5.1)}$$

Uzunluğun ters karesi boyutundadır. Genellikle m^{-2} veya cm^{-2} birimlerinde ifade edilir. Akı kavramı parçacıkların yöneliminden bağımsızdır.

5.2 Akı Hızı

t zamanında belirlenen alana giren parçacık sayısıdır.

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{dN_e}{da}\right) \qquad \textbf{(5.2)}$$

$m^{-2}s^{-1}$ veya $cm^{-2}s^{-1}$ birimlerinde ifade edilir.

5.3 Enerji Akısı

Bütün ışınların enerjilerini toplamak için, özel ışınların enerjilerini hesaba katan en basit alan tanımlayıcı nicelik ψ enerji akısıdır.

Toplam enerjinin beklenen değeri R, keyfi bir başlangıç zamanı t_0 'dan son zaman t^*' a kadar yayılan bir zaman aralığı boyunca P noktası etrafındaki sonlu küreye giren bütün N_e ışınları tarafından taşınır. Küre da'lık büyük bir çember alanıyla çok küçük bir P noktasına indirgenirse R'nin da'ya diferansiyel bölümü olan ψ enerji akısı olarak bilinen bir nicelik tanımlanabilir.

$$\psi = \frac{d\mathrm{R}}{\mathrm{da}} \qquad \textbf{(5.3)}$$

Genellikle Jm^{-2} veya $ergcm^{-2}$ birimlerinde ifade edilir. Özel parçacık ve foton enerjileri genellikle MeV veya keV olarak verilir. MeV olarak verilen enerjiler erg veya joule'e dönüştürülebilir.

$$1MeV = 1{,}602\times10^{-6}\ erg = 1{,}602\times10^{-13}\ J$$

5.4 Enerji Akı Hızı

Belirli bir t zamanında belirlenen alana giren bütün parçacıkların toplam enerjisidir. Herhangi bir t anında P noktasındaki enerji akı hızı;

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{dR}{da}\right) \qquad \textbf{(5.4)}$$

$d\Psi$, t zamanında çok küçük dt zaman aralıkları boyunca enerji akısının artışıdır ve enerji akı hızının kullanılan birimleri, $Jm^{-2}s^{-1}$ veya $ergcm^{-2}s^{-1}$ 'dir.

6. İYONLAŞTIRICI RADYASYONUN MADDE İLE ETKİLEŞMESİNİ TANIMLAYAN NİCELİKLER

Biyolojik dokulara radyasyonun verdiği hasarı ölçmede kullanabileceğimiz birkaç dozimetrik büyüklük vardır. Bu büyüklükler aşağıda tanımlanmıştır. Fakat dozimetrik büyüklükleri tanımlamadan önce bu büyüklükleri anlamak için, enerjinin başlangıcından ulaştığı son yere kadar olan aşamayı tanımlamakta yarar vardır. Genelde bu aşamalar şu şekildedir.

1) Fotonlar (birincil radyasyon), metal içerisinde ve yolları üzerindeki atomik elektronlarla etkileşirler.

2) Etkileşmeler sonucunda ikincil yüklü parçacıklar yayınlanır ve ikincil yüklü parçacıkların enerjisi, birincil parçacığın enerjisine ve etkileşmenin türüne bağlıdır.

3) İkincil yüklü parçacıklar madde içerisinde yol alırken iyonizasyon ve buna bağlı etkileşmeler sonucunda frenleme ‘’bremsstrahlung’’ fotonları yayınlanarak enerji kaybederler. Ortamda yüklü parçacığın enerjisini kaybederek ilerlemesi bu çalışma konusunun dışında yer almaktadır.

4) Yüksüz birincil parçacıklar ortamla etkileşmeleri sırasında, saçılmalar veya başka işlemler sonucunda yüksüz ikincil parçacıklarda üretebilirler. Bu parçacıklar da birincil radyasyonun enerjisine ve etkileşme türüne bağlı olarak belli bir kinetik enerjiyle yayınlanırlar.

Bu bölümde, radyasyon alanının maddeyle etkileşmesini tanımlayan üç nicelikten bahsedeceğiz. Bu nicelikler; absorplanan doz, kerma ve maruz kalma’dır.

6.1 Absorplanan Doz

m kütleli sonlu bir V hacmine iyonlaştırıcı radyasyon tarafından verilen enerji;

$$\varepsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \Sigma Q \qquad \textbf{(6.1)}$$

olarak tanımlanır.

$(R_{in})_u$: V hacmine giren yüksüz parçacıkların radyasyon enerjisi

$(R_{out})_u$: V hacminden ayrılan bütün yüksüz parçacıkların radyasyon enerjisi

$(R_{in})_c$: V hacmine giren yüklü parçacıkların radyasyon enerjisi

$(R_{out})_c$: V hacminden ayrılan yüklü parçacıkların radyasyon enerjisi

ΣQ : Toplam ısı enerjisi

V hacmindeki herhangi bir P noktasında absorplanan doz D, aşağıdaki biçimde tanımlanır;

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \qquad \textbf{(6.2)}$$

ε, belirli zaman aralığı boyunca sonlu V hacmine verilen enerjidir. $d\varepsilon$, P noktasındaki çok küçük dV hacmine verilen enerji ve dm, dV hacminin kütlesidir.

Böylece absorplanan doz, birim kütle başına ortama verilen enerjidir. Absorplanan dozun standart birimi Gray (Gy)'dir. 1 Gy, kilogram başına ortama aktarılan 1 joule'lük enerji olarak tanımlanır. Bununla birlikte, çeşitli durumlar için farklı doz birimleri kullanmakta mümkündür. Örneğin, gram başına erg veya gram başına MeV'de absorplanan doz için kullanılan birimlerdir. Bütün bu birimler birbiriyle ilişkilendirilir.

$$1Gy = 1\,j/kg = 10^2\,rad = 10^4\,erg/g$$

Absorplanan doz kavramı iki açıdan önemlidir. Birincisi, radyasyon nedeniyle ortamın ısısı yükselmektedir. Özellikle madde içerisinde ısı dağılımı ve ısı akışının önemli olduğu problemlerde, radyasyon bir ısı kaynağı haline gelmektedir. İkincisi, biyolojik dokuya aktarılan enerjiyle, yaşayan canlı dokulara verilen hasar arasında yakın bir ilişki vardır. Bu durum özellikle, izleri boyunca aynı iyonizasyon yoğunluğuna sahip parçacıklar için geçerlidir.

6.2 Kerma

Absorplanan doz ile yakından bağlantılı olan kerma, sadece yüksüz radyasyon parçacıkları için tanımlanır ve K harfiyle gösterilir. Kerma, transfer edilen enerji ve R radyasyon enerjisi terimleriyle tanımlanabilir. V hacmine transfer edilen enerji;

$$\varepsilon_{tr} = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr}{}_c + \Sigma Q \qquad \textbf{(6.3)}$$

olarak tanımlanır.

$(R_{in})_u$: V hacmine giren yüksüz parçacıkların radyant enerjisi

$(R_{out})_u$: V hacminden ayrılan yüksüz parçacıkların radyant enerjisi

ΣQ : Toplam ısı enerjisidir (V hacmindeki durgun kütleden elde edilen net enerji).

Transfer edilen enerji ε_{tr}, yüksüz parçacıklar tarafından V hacmi içerisindeki yüklü parçacıklara aktarılan kinetik enerjiyi gösterir. Bir yüklü parçacıktan diğer bir yüklü parçacığa aktarılan kinetik enerji ε_{tr}' de hesaba alınmaz.

V hacmi içinde P noktasındaki kerma;

$$K = \frac{d(\varepsilon_{tr})_{\ell}}{dm} = \frac{d\varepsilon_{tr}}{dm} \qquad \textbf{(6.4)}$$

olarak tanımlanır.

$(\varepsilon_{tr})_l$; belirli zaman aralıkları boyunca sonlu V hacmine transfer edilen enerjidir.

$d(\varepsilon_{tr})_l$; P noktasındaki çok küçük dV hacmine transfer edilen enerjidir ve dm, dV hacminin kütlesidir.

Böylece kerma, ilgili noktada birim kütle başına yüklü parçacıklara transfer edilen enerjidir. Kerma, absorplanan doz ile aynı birimlere sahiptir. Absorplanan doz veya kerma, bazı durumlarda birbirlerinin yerine kullanılabilirler ve eğer aynı birimlerde ifade edilmişlerse, değerleri hemen hemen birbirine eşit demektir. Kerma değerini hesaplamak, absorplanan doza göre biraz daha kolaydır. Çünkü göz önüne alınan enerji, birincil demet etkileşmesinin üzerindeki bir noktadadır ve ikincil parçacığın taşınması göz ardı edilebilir. Buna karşın kermayı ölçmek (örneğin kalorimetre yoluyla; çünkü enerjinin tamamına yakını, termal enerjiye dönüşmektedir) daha kolaydır. Ancak tam ve kesin bir şekilde hesaplanması daha zordur. Kerma, radyasyonun biyolojik etkileriyle yada ortamın ısınmasıyla direk olarak ilgili değildir. Bu yüzden, radyasyonun madde üzerindeki etkilerinin incelendiği çalışmalarda, sadece hesaplamalarda kolaylık getirmesi ve absorplanan dozun doğru değerini daha iyi bir yaklaşıklıkla belirleyebilmek amacıyla kullanılır.

6.3 Maruz Kalma

X sembolü ile ifade edilen maruz kalma, genellikle gama ve X- ışınlarının radyasyon alanının belirlenmesinde kullanılan bir büyüklüktür. Maruz kalma, diferansiyel bir hacim elemanı

içerisindeki havanın kütlesi başına, o hacmin içerisinde etkileşen foton alanının meydana getirdiği elektronların (pozitron ve negatronlar) tamamen durdurulması sonucunda havadaki her yerde meydana getirmiş olduğu iyon yüklerinin (tek işaretli) toplam sayısı olarak tanımlanır.

$$X = \frac{dQ}{dm} \qquad \textbf{(6.5)}$$

Maruz kalma hesaplanırken hava (veya havaya benzer materyalle) dolu diferansiyel hacim elemanı içerisinde ölçülen değer, ikincil elektronların kinetik enerjisi değil, hava (veya havaya benzer materyal) içerisinde bu ikincil elektronların neden olduğu iyonizasyondur.

Maruz kalmanın temel birimi röntgen (R)'dir. 1 röntgen, diferansiyel hacim elemanı içerisindeki havanın kilogramı başına düşen $2{,}58\times10^{-4}\,C$ ayrılmış yükü (tek işaretli) ifade eder.

Maruz kalma, kermaya benzer bir büyüklük olduğundan, ölçme işlemimde birtakım zorluklar vardır. Ölçme o şekilde yapılmalıdır ki, belirli bir küçük test hacmi içinde oluşan iyonik yüklerin tamamı, ölçüm için toplanabilmelidir. Bununla birlikte, iyonizasyonun büyük kısmı, havada (veya benzeri ortamda) test hacminin dışında oluşur. Bu durum, test hacminin dışındaki ikincil parçacıkların etkileşmesi sonucunda oluşan iyonizasyonun varlığı nedeniyle yük toplama işlemini karmaşık bir hale sokar.

7. DOZ HESAPLAMA YÖNTEMİ

Amerikan Fizikçiler Birliğinin Radyasyon Terapi Topluluğu (AAPM),interstitial brakiterapide kullanılan kaynakların dozimetrisi hakkında 1995'de 43 nolu bir görev grubu oluşturmuştur.

AAPM Task Group-43 tarafından silindirik kaynaklar için tavsiye edilen doz dağılımı iki boyutludur ve günümüzde de brakiterapi kaynaklarının dozimetrik karakteristiklerinin belirlenmesinde bu formalizm kullanılır. Bu raporda kaynak ve kaynağın içerisinde bulunduğu fantom, orijini kaynak merkezinde yer alan polar koordinat sistemi kullanılarak tanımlanır. r kaynak merkezine olan uzaklık ve θ kaynak uzun ekseni ile yapılan açı olmak üzere, herhangi bir noktadaki (r, θ) doz hızı

$$\dot{D}(r,\theta) = S_k \Lambda \frac{G(r,\theta)}{G(r_0,\theta_0)} F(r,\theta)\, g(r) \qquad \textbf{(7.1)}$$

şeklindedir. Burada S_k kaynağın hava kerma gücü, Λ doz hızı sabiti, G(r, θ) geometri faktörü, g(r) radyal doz fonksiyonu ve F(r, θ) ise anizotropi fonksiyonudur.

Bu ifadede yer alan beş parametre ve referans noktası aşağıda açıklanmıştır.

7.1 Doz Hesaplamada Referans Noktası

Doz hesaplamalarında kullanılacak referans noktası, TG-43 nolu raporda, kaynak merkezine dik eksen üzerinde ve 1 cm uzaklıktadır. Yani r_0 = 1 cm ve $\theta_0 = \pi/2$ dir.

7.2 Hava Kerma Gücü, S_k

Hava kerma gücü, serbest uzayda kaynak merkezine dik eksen boyunca hava kerma hızı cinsinden belirlenen brakiterapi kaynağının gücünün bir ölçüsüdür ve serbest uzayda merkezi dik eksen boyunca d kalibrasyon mesafesinde kerma hızının değeri ile d mesafesinin karesinin çarpımına eşittir.

$$S_k = \dot{K}(d)d^2 \qquad \textbf{(7.2)}$$

Kalibrasyon mesafesi d, kaynağın matematiksel olarak nokta kabul edilebileceği bir mesafe olarak seçilmelidir. Gerçek uygulamalarda hava kerma hızı ölçümleri serbest uzay yerine hava ortamında gerçekleştirilir ve gerektiğinde elde edilen değerlere havanın fotonları azaltmasından kaynaklanan bir düzeltme eklenir. Kaynak gücü kalibrasyon ölçümleri, yeterince uzak herhangi bir mesafede yapılabilmekle birlikte, bu mesafe genellikle 1 m olarak alınmaktadır.

Kerma μGy, zaman saat ve uzaklık m cinsinden ifade edildiğinde S_k'nın birimi $\mu Gy\ m^2h^{-1}$ olur. Bu birim değeri TG-43 raporunda U sembolüyle gösterilmiştir.

1U = 1 birim kerma gücü

= 1 $\mu Gy\ m^2\ h^{-1}$

=1 cGy $cm^2\ h^{-1}$ dir.

7.3 Doz Hız Sabiti, Λ

Doz hız sabiti, su ortamında kaynak merkezine dik eksen boyunca 1 cm mesafedeki doz hızının kaynağın birim hava kerma gücü cinsinden değeri olarak tanımlanır. TG-43 raporunda, diğer doz dağılım parametreleri ile birlikte doz hızı sabitinin belirlenmesinde sıvı suyun referans ortam olarak alınması tavsiye edilmiştir. Λ değerinin belirlenmesinde 1cm uzaklık gerçek kaynağın geometrik merkezinden merkeze dik eksen boyunca alınan mesafedir. Matematiksel olarak doz hız sabitini

$$\Lambda = \frac{\dot{D}(r_0, \theta_0)}{S_k} \qquad \textbf{(7.3)}$$

şeklinde yazabiliriz.

7.4 Geometri Faktörü, G(r, θ)

Geometri faktörü, kaynak ve onu çevreleyen ortam içerisindeki saçılmalar ve absorblanmalar nedeniyle doz hızında meydana gelecek olan değişimi hesaba katmayan sadece kaynak içerisindeki radyoaktivitenin uzaysal dağılımından kaynaklanan doz değişimini hesaplayan bir faktördür. Geometri faktörü ,

$$G(r,\theta) = \frac{\int_v \left[\rho(r')dV' / \left|r' - r\right|^2 \right]}{\int_v \rho(r')dV'} \qquad \textbf{(7.4)}$$

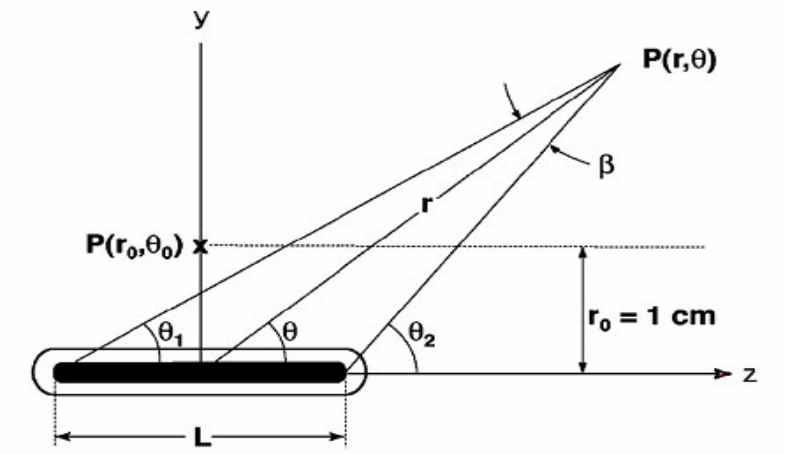
olarak tanımlanır. Burada $\rho(r')$, P(r') = P(x$'$, y', z') noktalarındaki radyoaktivite yoğunluğunu temsil eder. V kaynak hacmi üzerinden integraldir. dV$'$ kaynak içerisinde, r$'$ noktasındaki hacim elemanıdır. Kaynak için nokta kaynak yada L uzunluğundaki çizgi kaynak yaklaşımı yapılabiliyorsa G(r, θ) ifadesi ,

G(r, θ)= r^{-2} nokta kaynak yaklaşımında **(7.5)**

G(r, θ)= $\frac{\beta}{Lr\sin\theta}$ $\theta \neq 0^\circ$ ise

$(r^2 - L^2/4)^{-1}$ $\theta = 0^\circ$ ise çizgi kaynak yaklaşımında **(7.6)**

haline gelir. Burada L aktif kaynağın boyu, β hesaplama yapılan noktanın kaynak uzun eksenine göre kaynağın her iki ucunda yapmış olduğu açıların farkına eşittir. Yani β= $\theta_2 - \theta_1$ dir. Çizgi kaynak için geometri faktörünün hesaplanmasında kullanılan parametreler şekil 7.1 de verilmiştir.



Şekil 7.1 : Çizgi kaynak yaklaşımında, geometri faktörü G(r,θ)'nın hesaplanmasında kullanılan parametreler.

Bu tez çalışmasında kullanılan 6711 kaynak modeli için çizgi kaynak yaklaşımını kullanarak hesapladığım geometri faktörünün bazı açılar için ve kaynaktan değişik uzaklıklardaki değerleri çizelge 7.1 de verilmiştir.

Çizelge 7.1 : ^{125}I 6711 kaynağı için (L=3mm), kaynaktan farklı uzaklık ve açılardaki uzaklığın karesi ile çarpılmış Geometri Faktörü değerleri.

θ(°)	r(cm)						
	0.3	0.5	1	2	3	5	10
10	1.31	1.094	1.022	1.005	1.002	1.001	1.00
20	1.251	1.081	1.019	1.005	1.002	1.001	1.00
30	1.176	1.061	1.015	1.004	1.002	1.001	1.00
40	1.102	1.039	1.01	1.003	1.001	1.000	1.00
50	1.039	1.018	1.005	1.001	1.001	1.000	1.00
60	******	0.9985	0.999	1.000	1.000	1.000	1.00
70	-2.39	0.984	0.996	0.999	1.000	1.000	1.00
80	-2.256	-4.342	0.993	0.998	0.999	1.000	1.00
90	0.927	0.972	0.993	0.998	0.999	1.000	1.00

7.5 Radyal Doz Fonksiyonu, g(r)

Radyal doz fonksiyonu, kaynak merkezine dik y ekseni boyunca ortamdaki absoblanma ve saçılma etkileri için dozdaki hız değişimini hesaplar.Aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$g(r) = \frac{\dot{D}(r,\theta_0).G(r_0,\theta_0)}{\dot{D}(r_0,\theta_0).G(r,\theta_0)} \qquad \textbf{(7.7)}$$

Bu durum radyal doz fonksiyonunun $\theta = \pi/2$ olan noktalar için geçerli olduğu anlamına gelir. Bu fonksiyon aynı zamanda kaynak ve kapsül malzemeleri nedeniyle fotonların dağılımını da hesaba katar.

7.6 Anizotropi Fonksiyonu, F(r, θ)

Ortamda saçılan ve absorblanan fotonların etkilerini hesaba katarak kaynak etrafındaki doz dağılımının anizotropisini belirler. Anizotropi fonksiyonu,

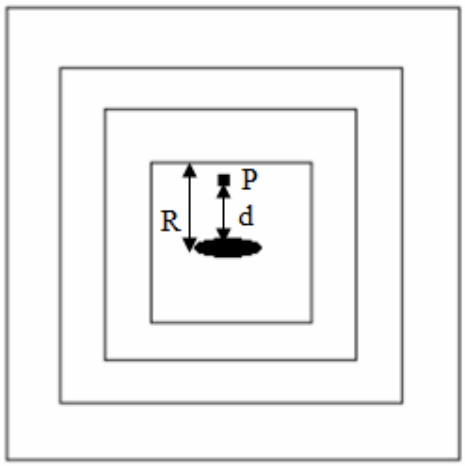
$$F(r,\theta) = \frac{\dot{D}(r,\theta).G(r,\theta_0)}{\dot{D}(r,\theta_0).G(r,\theta)} \qquad \textbf{(7.8)}$$

şeklinde tanımlanır. Bu iki boyutlu fonksiyon kaynak etrafındaki dozun açılara bağlı dağılımını ifade etmektedir (Nath et al., 1995; Rivard et al.,2004).

8.SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, brakiterapi uygulamalarında sıklıkla kullanılan I–125 kaynaklarının etrafındaki doz dağılımının kaynakları çevreleyen ortamın boyutlarına bağımlılığı incelenmiştir. İncelemede Amersham 6711 OncoSeed ve Imagyn IsoSTAR ^{125} I kaynak modelleri kullanılmıştır. Bu incelemenin ilk aşamasında, I-125 kaynakları, her birinin boyutları farklı kübik su fantomlarının merkezine ayrı ayrı yerleştirilerek, her bir durumda kaynağı çevreleyen ortamda değişik noktalardaki doz değerleri hesaplanarak, fantom boyutlarının herhangi bir noktadaki doz değerini ne kadar etkilediği belirlenmiştir. Doz değerleri, gerçek bir I–125 kaynağı ve etrafını çevreleyen fantomun bilgisayarda birebir modellenmesi ve bu geometride fotonların Monte Carlo tekniği kullanılarak izlenmesi yoluyla hesaplanmıştır. Bu hesaplamaları gerçekleştirebilmek için, EGSnrc Monte Carlo kod sistemi kullanıldı. Bunun yanı sıra kaynak ve ortam geometrileri çoklu geometri tekniği kullanılarak modellendi.

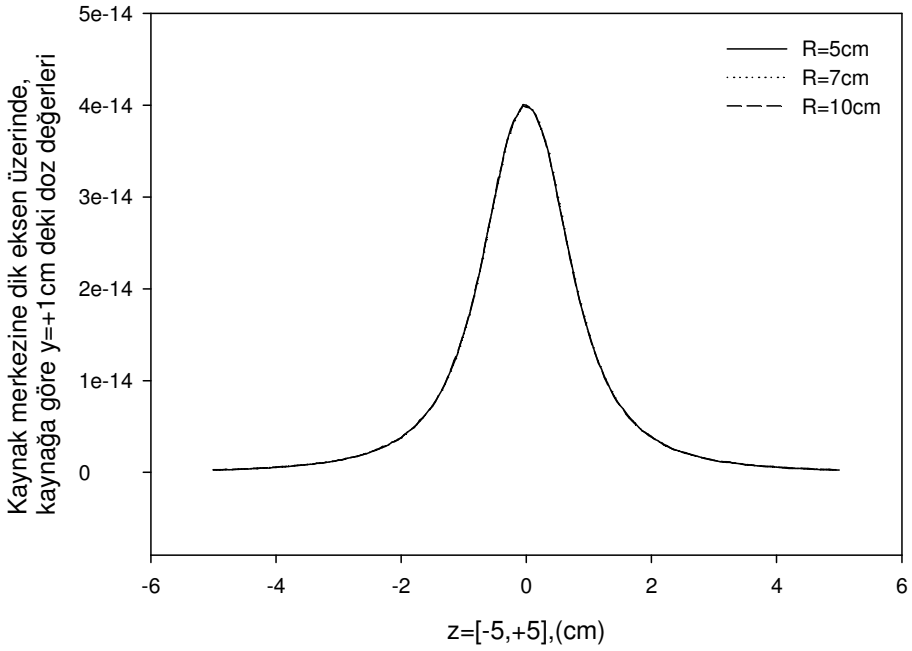
Imagyn IsoSTAR ^{125} I kaynak modeli için bu çalışmadan elde edilen grafikler, şekil 8.2 - 8.6 arasında; Amersham 6711 OncoSeed kaynak modeli için elde edilen grafikler ise şekil 8.7 – 8.11 arasında verilmiştir.



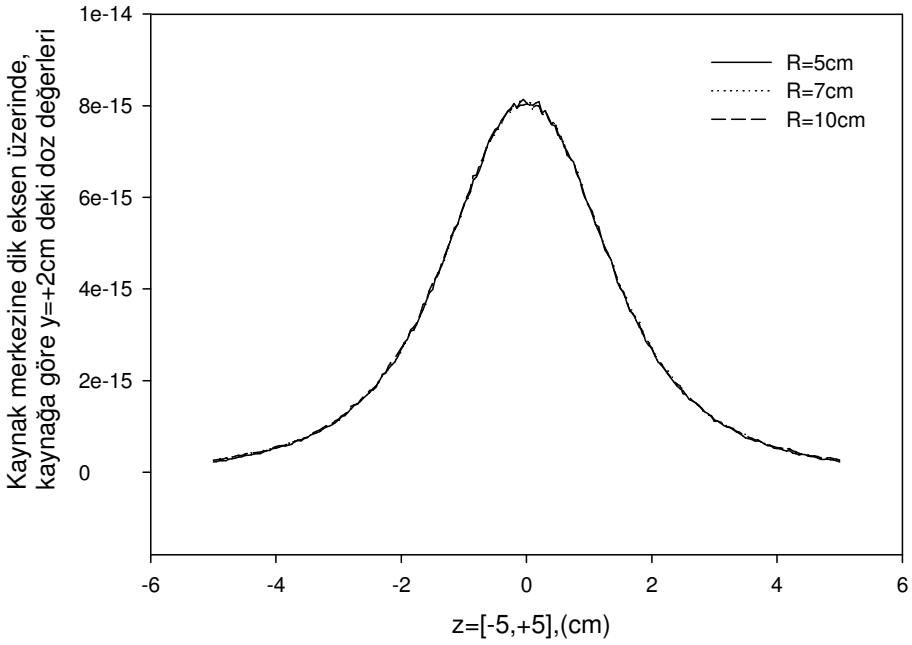
Şekil 8.1 Kübik su fantomunun merkezinde bulunan I-125 kaynağı ve bu kaynaktan d uzaklığındaki doz hesaplanan P noktası.

R = Kübik fantomun bir kenar uzunluğunun yarısı.

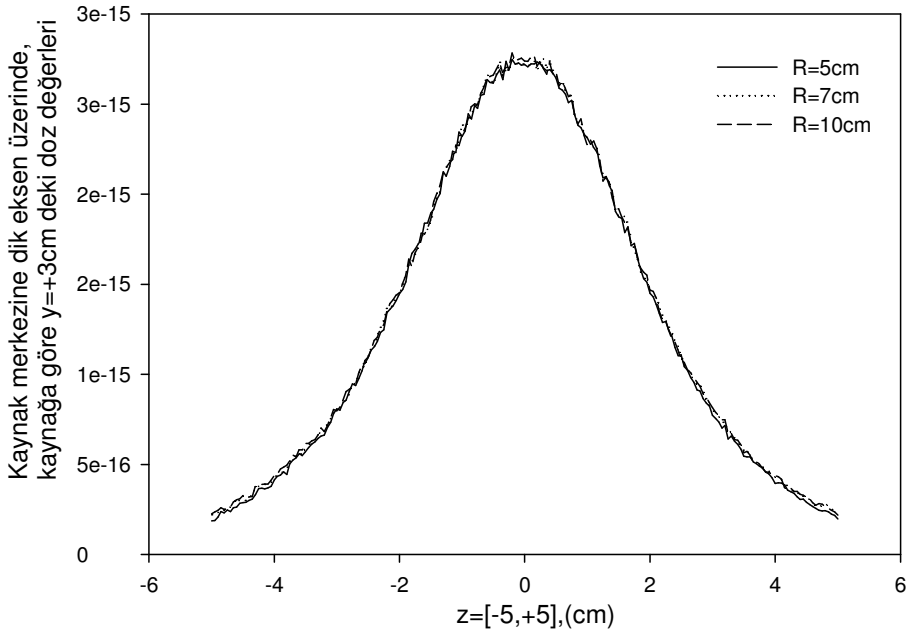
d = Kaynak ile dozu hesaplanan nokta arasındaki mesafe.



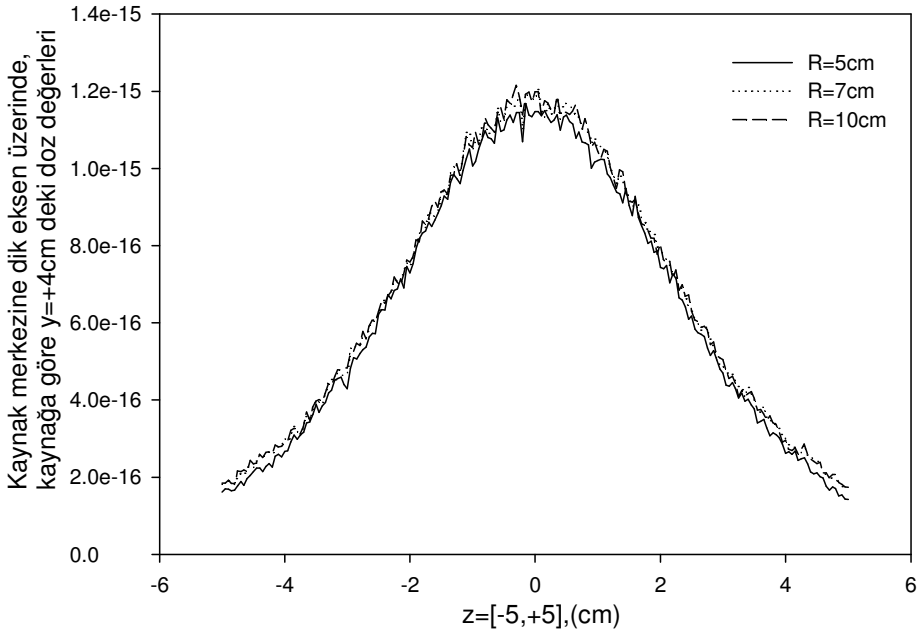
Şekil 8.2 Imagyn IsoSTAR kaynak modeli için, kenar uzunluğu 10,14,20cm olan kübik su fantomlarının, kaynak dik ekseni üzerinde, pozitif y yönünde, kaynağa göre y= +1cm uzaklıktaki doz değerine etkisi.



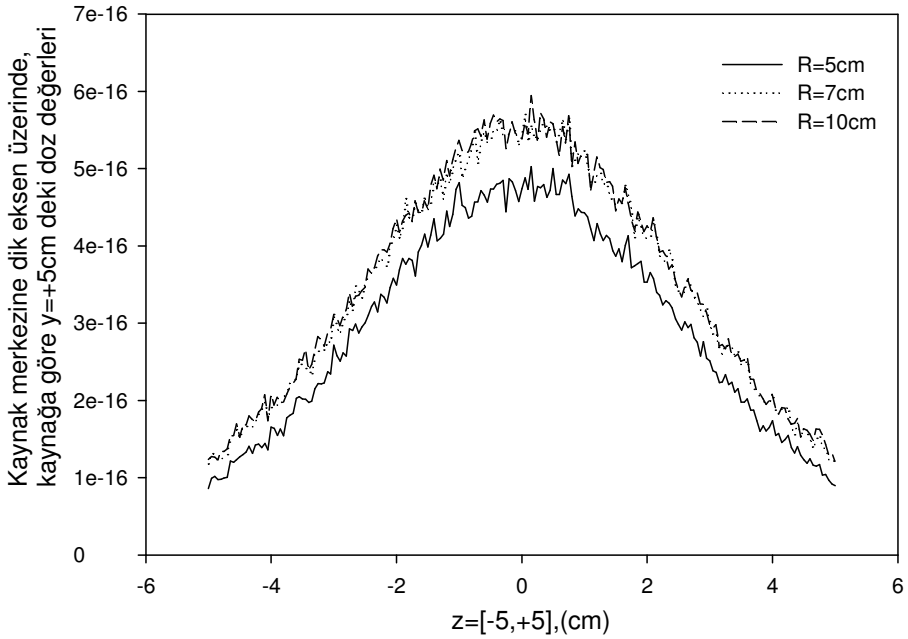
Şekil 8.3 Imagyn IsoSTAR kaynak modeli için, kenar uzunluğu 10,14,20cm olan kübik su fantomlarının, kaynak dik ekseni üzerinde, pozitif y yönünde, kaynağa göre y= +2cm uzaklıktaki doz değerine etkisi.



Şekil 8.4 Imagyn IsoSTAR kaynak modeli için, kenar uzunluğu10,14,20cm olan kübik su fantomlarının, kaynak dik ekseni üzerinde, pozitif y yönünde, kaynağa göre y= +3cm uzaklıktaki doz değerine etkisi.



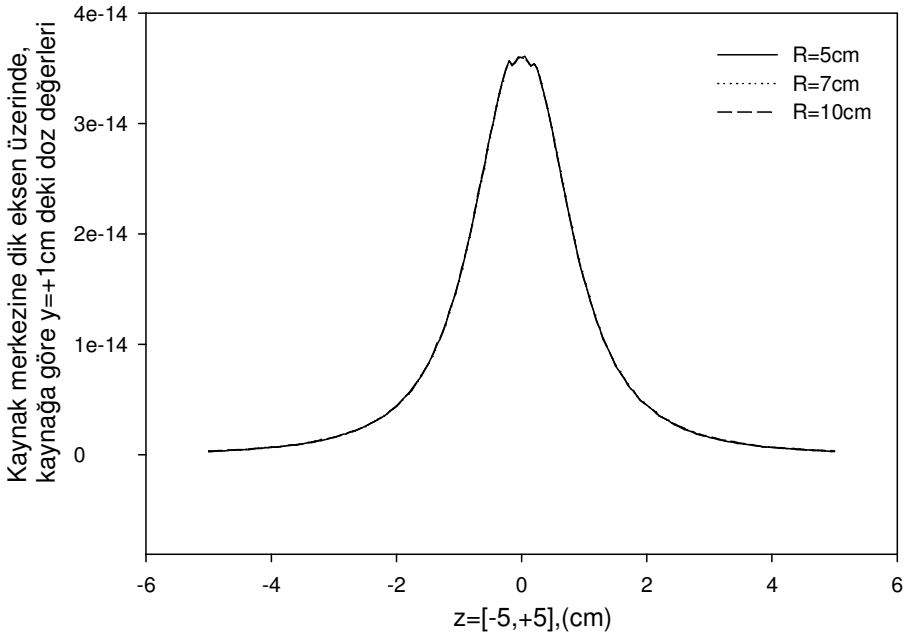
Şekil 8.5 Imagyn IsoSTAR kaynak modeli için**,** kenar uzunluğu10,14,20cm olan kübik su fantomlarının, kaynak dik ekseni üzerinde, pozitif y yönünde, kaynağa göre y= +4cm uzaklıktaki doz değerine etkisi.



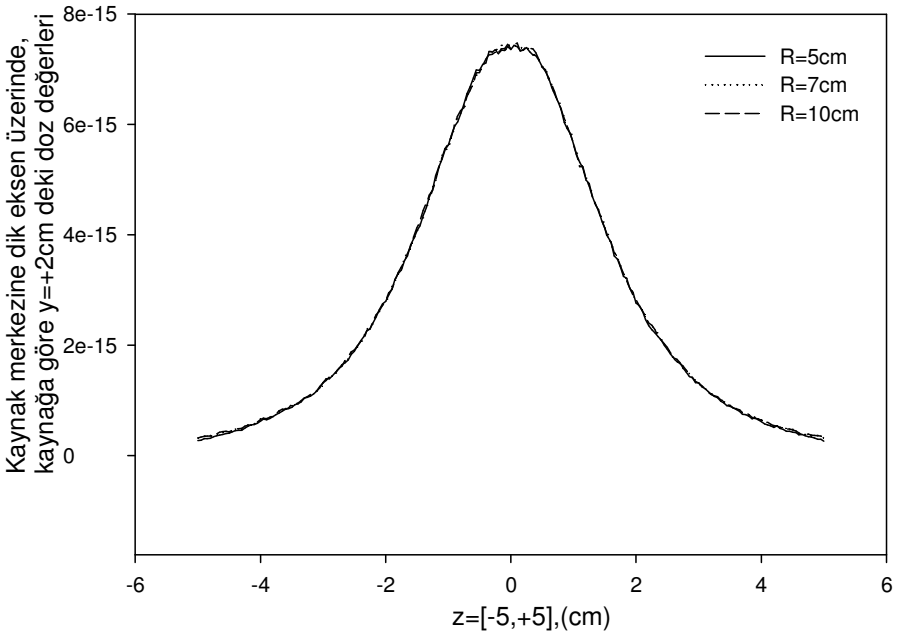
Şekil 8.6 Imagyn IsoSTAR kaynak modeli için ,kenar uzunluğu10,14,20cm olan kübik su fantomlarının, kaynak dik ekseni üzerinde, pozitif y yönünde, kaynağa göre y= +5cm uzaklıktaki doz değerine etkisi.

Çizelge 8.1 Imagyn IsoSTAR kaynağından d uzaklığındaki doz değerine her bir fantomdan gelen maksimum katkının, referans fantom derinliğinden gelen katkıya oranı.
Referans fantom derinliği, R_{10}.

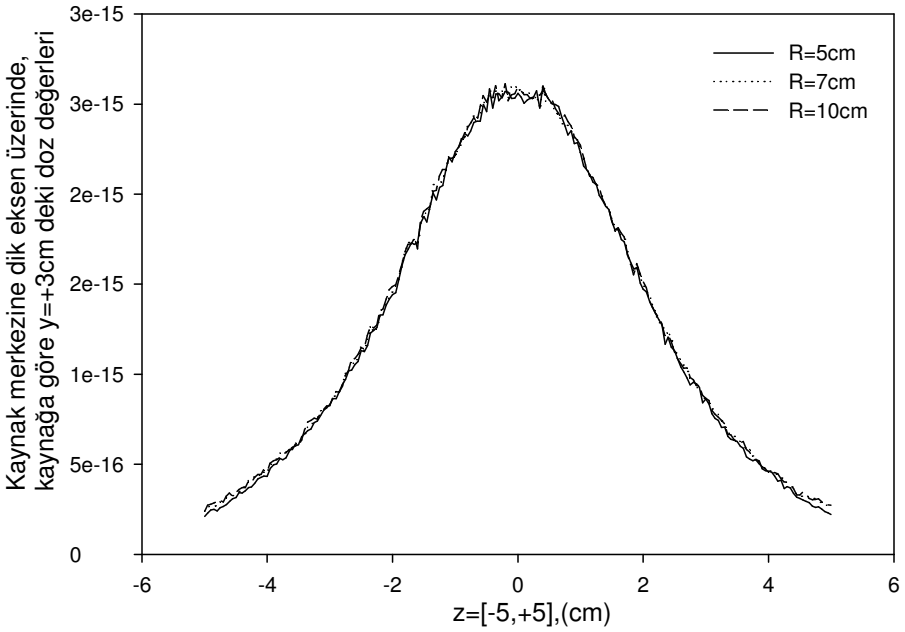
d (cm)	R (cm)		
	R_5 / R_{10}	R_7 / R_{10}	R_{10} / R_{10}
1	1,00	1,00	1,00
2	1,00	1,00	1,00
3	0,98	1,00	1,00
4	0,94	1,00	1,00
5	0,86	1,00	1,00



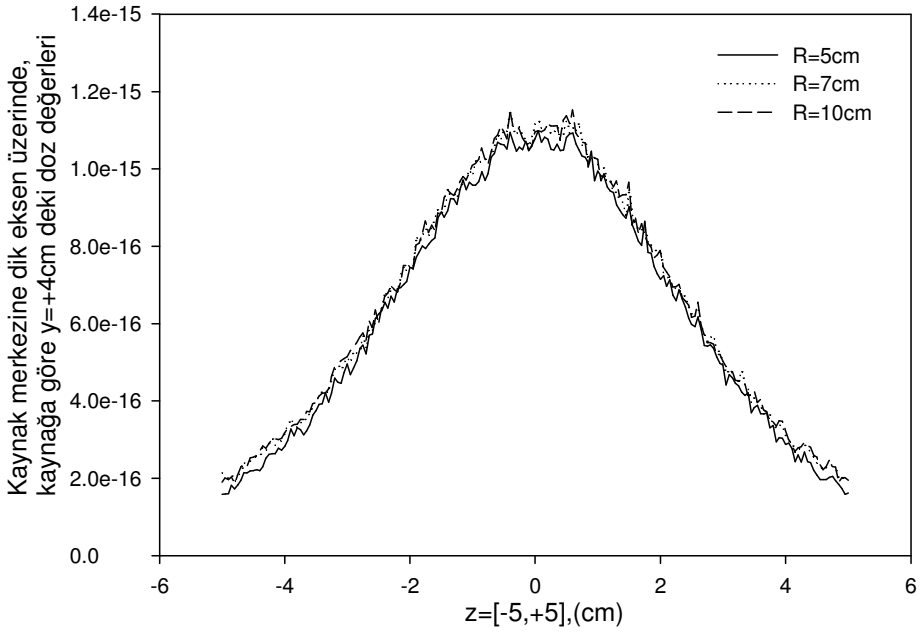
Şekil 8.7 Amersham 6711 OncoSeed kaynak modeli için; kenar uzunluğu10,14,20cm olan kübik su fantomlarının, kaynak dik ekseni üzerinde pozitif y yönünde, kaynağa göre y= +1cm uzaklıktaki doz değerine etkisi.



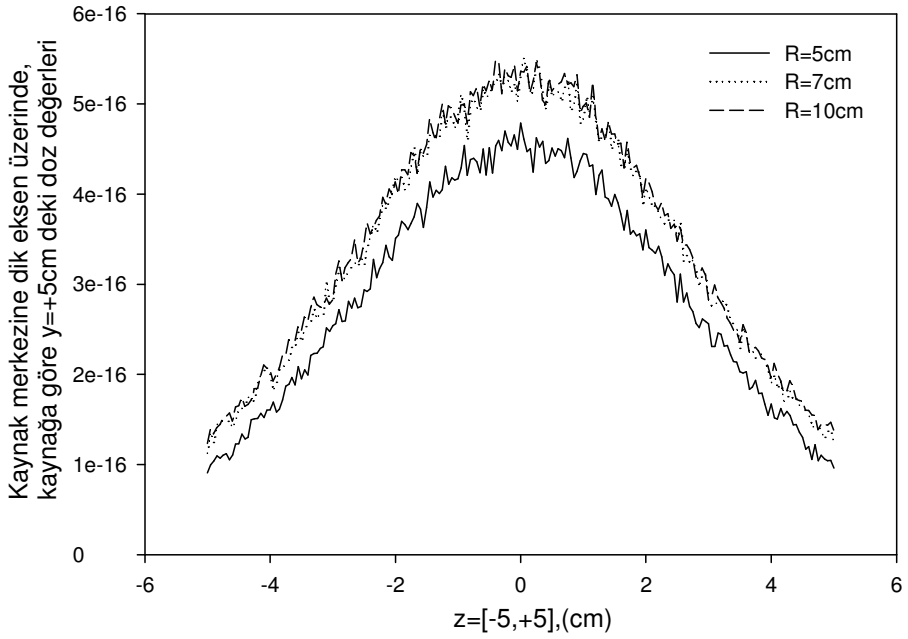
Şekil 8.8 Amersham 6711 OncoSeed kaynak modeli için; kenar uzunluğu10,14,20cm olan kübik su fantomlarının, kaynak dik ekseni üzerinde pozitif y yönünde, kaynağa göre y= +2cm uzaklıktaki doz değerine etkisi.



Şekil 8.9 Amersham 6711 OncoSeed kaynak modeli için; kenar uzunluğu10,14,20cm olan kübik su fantomlarının, kaynak dik ekseni üzerinde pozitif y yönünde, kaynağa göre y= +3cm uzaklıktaki doz değerine etkisi.



Şekil 8.10 Amersham 6711 OncoSeed kaynak modeli için; kenar uzunluğu10,14,20cm olan kübik su fantomlarının, kaynak dik ekseni üzerinde pozitif y yönünde, kaynağa göre y= +4cm uzaklıktaki doz değerine etkisi.



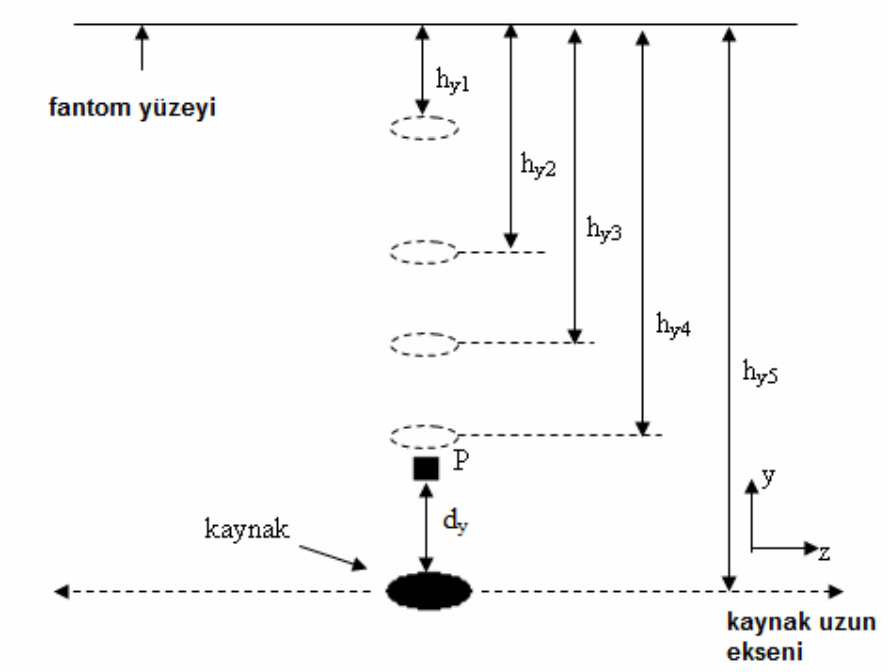
Şekil 8.11 Amersham 6711 OncoSeed kaynak modeli için; kenar uzunluğu10,14,20cm olan kübik su fantomlarının, kaynak dik ekseni üzerinde pozitif y yönünde, kaynağa göre y= +5cm uzaklıktaki doz değerine etkisi.

Çizelge 8.2 Amersham 6711 OncoSeed kaynağından d uzaklığındaki doz değerine her bir fantomdan gelen maksimum katkının, referans fantom derinliğinden gelen katkıya oranı. Referans fantom derinliği, R_{10}.

d (cm)	R (cm)		
	R_5 / R_{10}	R_7 / R_{10}	R_{10} / R_{10}
1	1,00	1,00	1,00
2	1,00	1,00	1,00
3	0,97	1,00	1,00
4	0,94	1,00	1,00
5	0,89	1,00	1,00

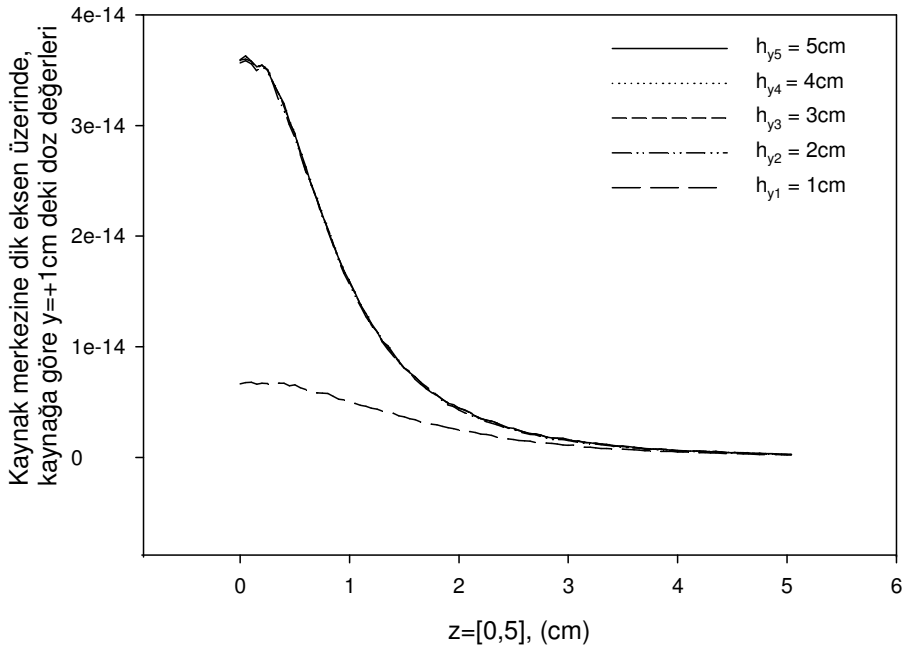
Bu grafiklere göre, fantom boyutu değiştirildiğinde kaynak dik ekseni üzerindeki y= 1 ve 2cm'deki doz değerlerinde bir değişim gözlenmemiş, fantom boyutu arttırıldığında ortama eklenen yeni bölgelerden saçılıp gelen fotonlardan dolayı hesaplama yapılan noktalardaki doz değerine bir katkı geleceğinden y=3,4,5cm'de değişim gözlenmiştir. Grafiklere göre, bir kenarı 14 ve 20cm olan kübik su fantomlarında ele alınan bütün noktalardaki doz değerleri yaklaşık olarak birbirine eşit ve bir kenarı 10cm olan kübik su fantomunun y= 3,4,5cm deki doz değerlerinden daha yüksektir. Bunun nedeni ise, kenarı 14cm olan kübik fantomda tam saçılma şartlarının sağlanmış olmasıdır. Doz hesaplanan nokta kaynaktan uzaklaştıkça, bu noktadaki doz değeri azalmakta ve aynı zamanda fantoma yakınlaştığı için de fantomdan daha çok etkilenmektedir.

Ayrıca Amersham 6711 OncoSeed I-125 kaynağı, 10cm kenar uzunluğuna sahip kübik su fantomunun merkezinden, kaynak uzun ekseni ve kaynak dik ekseni üzerinde 1 ile 4cm arasında farklı değerlerde hareket ettirilerek bu değişimden fantom içerisindeki belirli noktalarda dozun nasıl etkilendiği incelendi. Hesaplamalar sonucu kaynak dik ekseni üzerinde elde edilen grafikler şekil 13-16 arasında; kaynak uzun ekseni üzerinde elde edilen grafikler ise şekil 18-21 arasında verilmiştir.

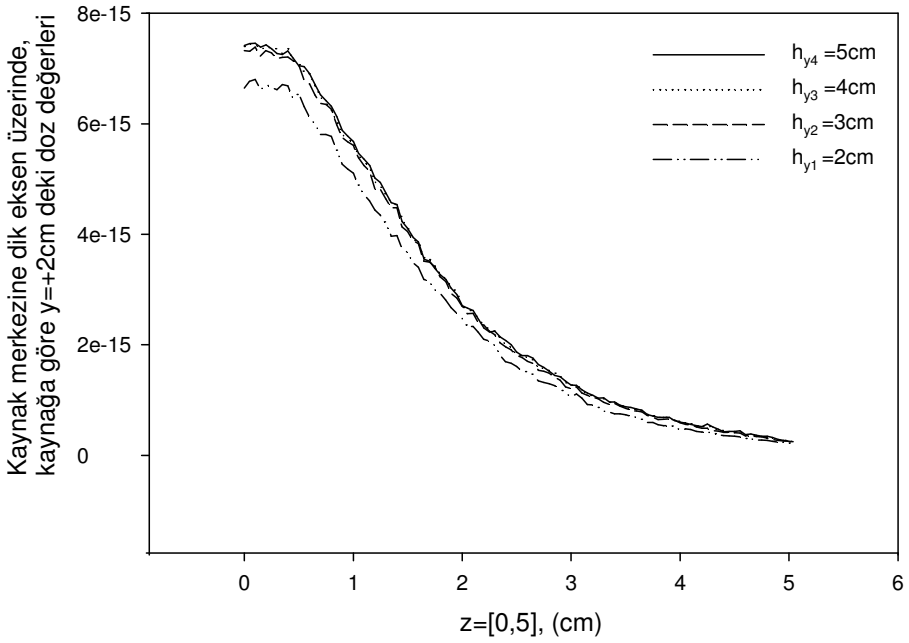


Şekil 8.12 Amersham 6711 OncoSeed kaynağı, 10cm kenar uzunluğuna sahip kübik su fantomu içerisinde kaynağın merkezi dik eksen üzerinde çeşitli derinliklere yerleştirilmesini gösteren resim.

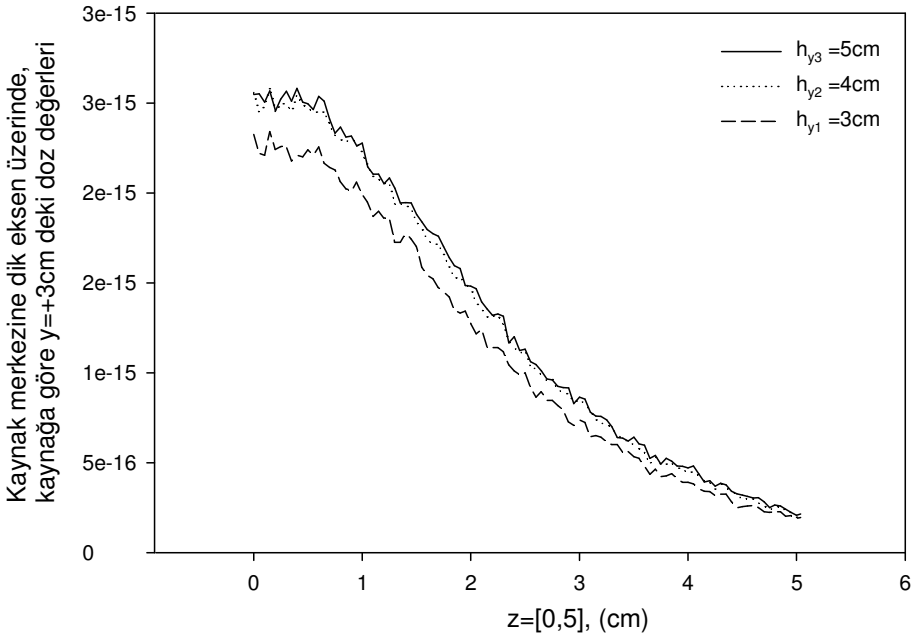
Kaynak fantomun merkezindedir. P, doz hesaplanan nokta; d_y, doz hesaplanan nokta ile kaynak arasındaki uzaklık; h_y, kaynak ile fantom arasındaki uzaklıktır



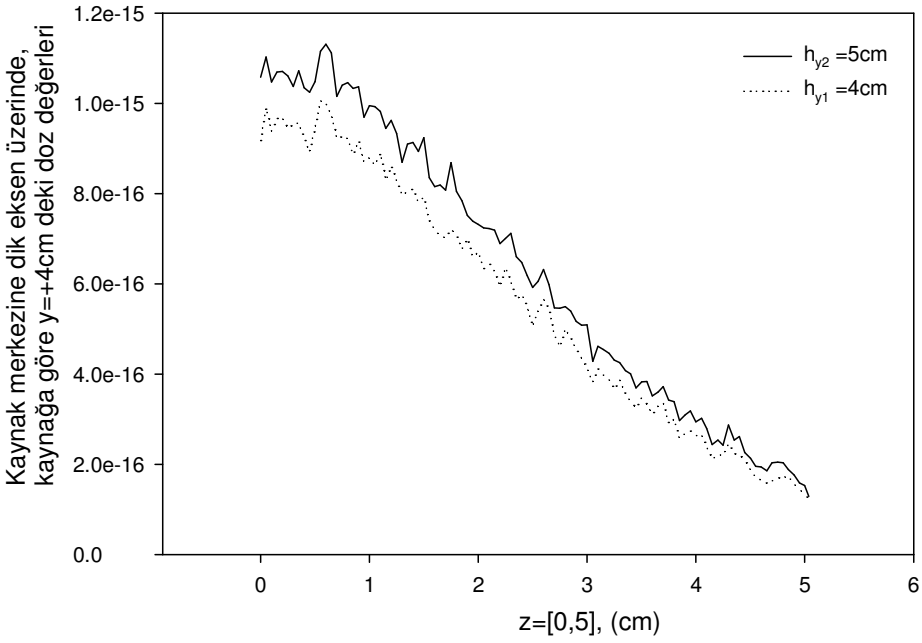
Şekil 8.13 Amersham 6711 OncoSeed kaynağı, 10cm kenar uzunluğuna sahip kübik su fantomunun merkezinde iken, kaynağın doz hesaplanan noktaya uzaklığı (d_y) sabit tutulup; kaynak dik ekseni üzerinde 1 ile 4cm arasında farklı değerlerde hareket ettirildiğinde, fantom derinliğinin kaynaktan 1cm uzaklıktaki doz değerlerine etkisi.



Şekil 8.14 Amersham 6711 OncoSeed kaynağı, 10cm kenar uzunluğuna sahip kübik su fantomunun merkezinde iken, kaynağın doz hesaplanan noktaya uzaklığı (d_y) sabit tutulup; kaynak dik ekseni üzerinde 1 ile 3cm arasında farklı değerlerde hareket ettirildiğinde, fantom derinliğinin kaynaktan 2cm uzaklıktaki doz değerlerine etkisi.



Şekil 8.15 Amersham 6711 OncoSeed kaynağı, 10cm kenar uzunluğuna sahip kübik su fantomunun merkezinde iken, kaynağın doz hesaplanan noktaya uzaklığı (d_y) sabit tutulup; kaynak dik ekseni üzerinde 1 ve 2cm hareket ettirildiğinde, fantom derinliğinin kaynaktan 3cm uzaklıktaki doz değerlerine etkisi.

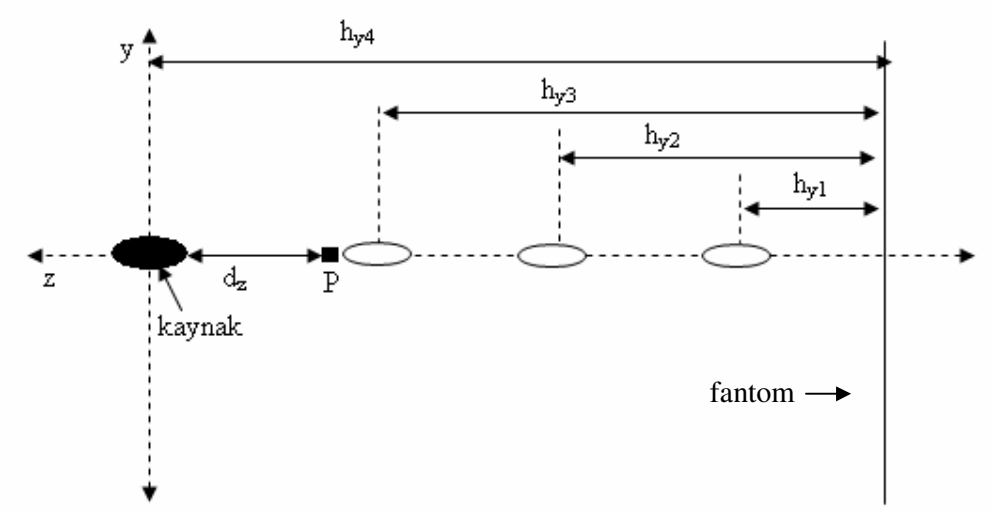


Şekil 8.16 Amersham 6711 OncoSeed kaynağı, 10cm kenar uzunluğuna sahip kübik su fantomunun merkezinde iken, kaynağın doz hesaplanan noktaya uzaklığı (d_y) sabit tutulup; kaynak dik ekseni üzerinde 1cm hareket ettirildiğinde, fantom derinliğinin kaynaktan 4cm uzaklıktaki doz değerlerine etkisi.

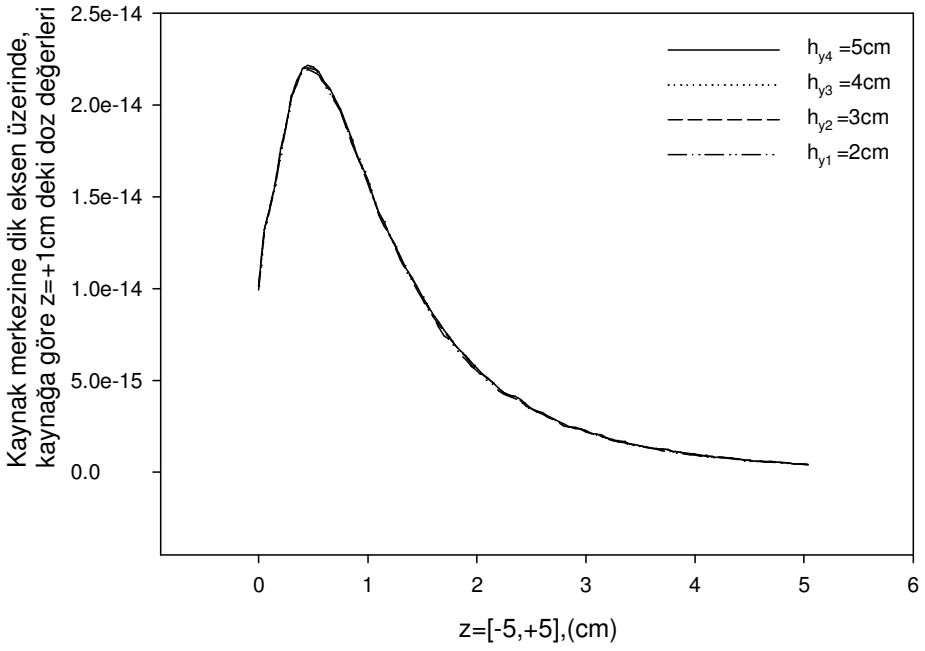
Grafiklere göre, fantom derinliğinin d_y mesafesindeki doz değerine yüzde etkisi çizelge 8.3'de verilmiştir.

Çizelge 8.3 Amersham 6711 kaynağı için; fantom derinliğinin d_y mesafesindeki doz değerine yüzde etkisi (%).

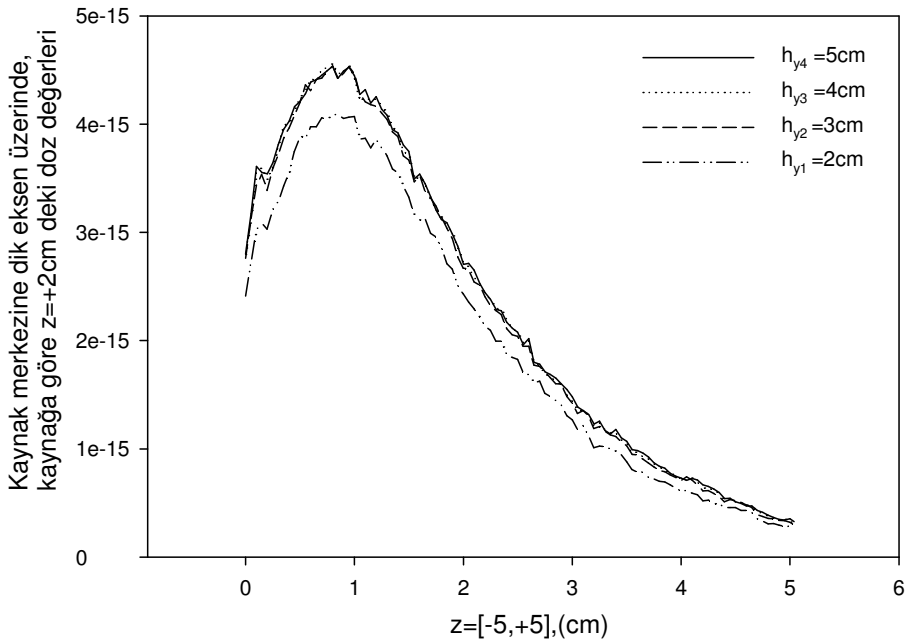
d_y(cm)	h_y(cm)			
	1	2	3	4
1	80,50	1,10	0,55	0,00
2	---	9,46	1,35	0,00
3	---	---	12,00	2,34
4	---	---	---	11,20



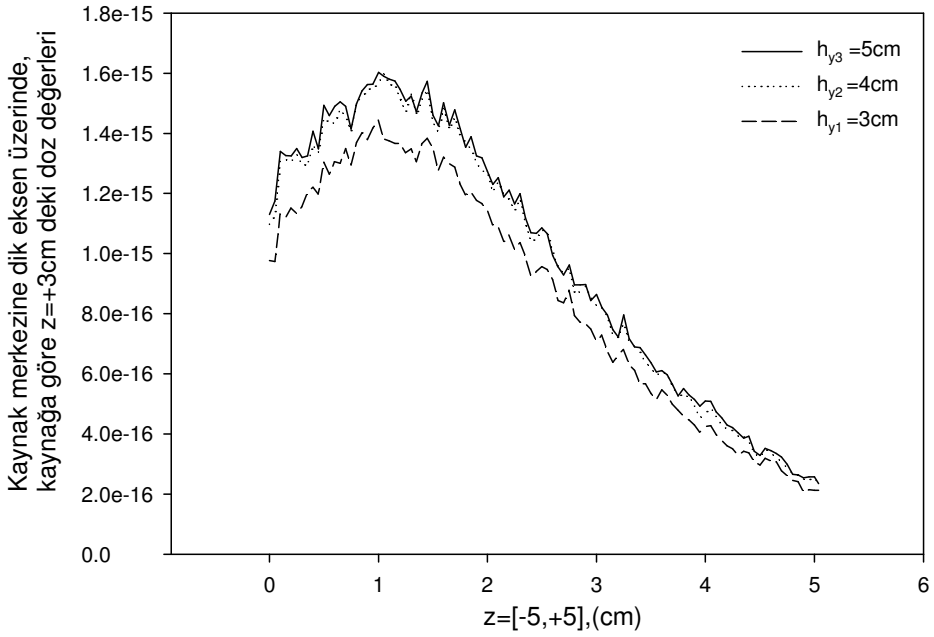
Şekil 8.17 Amersham 6711 OncoSeed kaynağı, 10cm kenar uzunluğuna sahip kübik su fantomunun merkezinden kaynak uzun ekseni üzerinde 1 ile 3cm arasında farklı değerlerde hareket etmektedir.



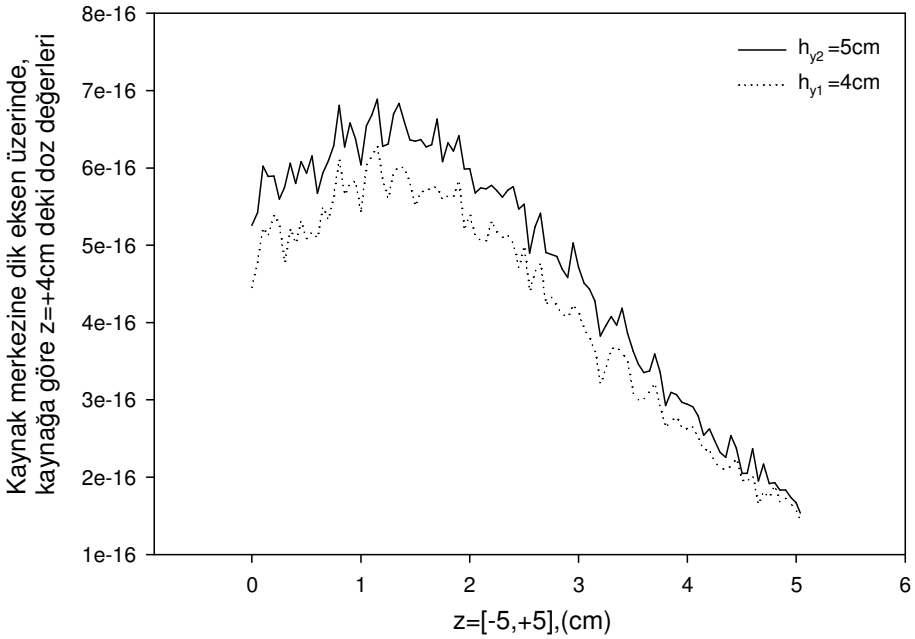
Şekil 8.18 Amersham 6711 OncoSeed kaynağı, 10cm kenar uzunluğuna sahip kübik su fantomunun merkezinde iken, kaynağın doz hesaplanan noktaya uzaklığı (d_z) sabit tutulup; kaynak uzun ekseni üzerinde 1 ile 3cm arasında farklı değerlerde hareket ettirildiğinde, fantom derinliğinin kaynaktan 1cm uzaklıktaki doz değerlerine etkisi.



Şekil 8.19 Amersham 6711 OncoSeed kaynağı, 10cm kenar uzunluğuna sahip kübik su fantomunun merkezinde iken, kaynağın doz hesaplanan noktaya uzaklığı (d_z) sabit tutulup; kaynak uzun ekseni üzerinde 1 ile 3cm arasında farklı değerlerde hareket ettirildiğinde, fantom derinliğinin kaynaktan 2cm uzaklıktaki doz değerlerine etkisi.



Şekil 8.20 Amersham 6711 OncoSeed kaynağı, 10cm kenar uzunluğuna sahip kübik su fantomunun merkezinde iken, kaynağın doz hesaplanan noktaya uzaklığı (d_z) sabit tutulup; kaynak uzun ekseni üzerinde 1 ve 2cm hareket ettirildiğinde, fantom derinliğinin kaynaktan 3cm uzaklıktaki doz değerlerine etkisi.



Şekil 8.21 Amersham 6711 OncoSeed kaynağı, 10cm kenar uzunluğuna sahip kübik su fantomunun merkezinde iken, kaynağın doz hesaplanan noktaya uzaklığı (d_z) sabit tutulup; kaynak uzun ekseni üzerinde 1cm hareket ettirildiğinde, fantom derinliğinin kaynaktan 4cm uzaklıktaki doz değerlerine etkisi.

Grafiklere göre , fantom derinliğinin d_z mesafesindeki doz değerine yüzde etkisi çizelge 8.4'de verilmiştir.

Çizelge 8.4 Amersham 6711 kaynağı için, fantom derinliğinin d_z mesafesindeki doz değerine etkisi (%).

d_z(cm)	h_z (cm)			
	1	2	3	4
1	0	0	0	0
2	---	8,89	0	0
3	---	---	10,26	2,56
4	---	---	---	9,10

Kaynak ne kadar derinde olursa olsun fantom boyutları, doz hesaplama noktasındaki değeri, bu noktanın yüzeyden olan derinliğine bağlı olarak etkilemektedir. Kaynağa uzaklığı ne olursa olsun, doz hesaplanan nokta yüzeyden 1 cm'den fazla derinde ise fantom boyutlarındaki değişmenin o noktadaki doza etkisi, ihmal edilebilir büyüklüktedir. Ancak yüzeyden uzaklığı 1 cm'den az olan noktalardaki hesaplanan doz değerleri, kaynağın derinliği ne olursa olsun fantom boyutlarından gözle görülür bir şekilde etkilenmektedir.

KAYNAKLAR

[1] **Chen, Z, and Nath, R,** Dose rate constant and energy spectrum of interstitial brachytherapy sources, Med. Phys, 28(1), 86-96, 2001.

[2] **Erkoç, Ş., ve Uzer, T.,** "Lecture Notes on Atomic and Molecular Physics" (1996)

[3] **Eugene Hecht,** "Optics", Adelpy Universty.

[4] **Heintz, B.H., Wallace, R.E., and Hevezi, J.M.,** Comparison of I-125 sources used for permanent interstitial implants, , Med. Phys., 28(4), 671-682, 2001.

[5**] Iwata, K., Yue, N.J., and Nath, R.,** Near-field dosimetry of 125I sources for interstitial brachytherapy implants measured using thermoluminescent sheets, Med. Phys., 31(12), 3406-3416, 2004.

[6] **Karaiskos, P., Papagiannis, P., Sakelliou, L., Anagnostopoulos, G., and Baltas, D.,** Monte Carlo dosimetry of the selectSeed ^{125}I interstitial brachytherapy seed, Med. Phys., 28(8), 1753-1760, 2001.

[7] **Kawrakow, I., Rogers, D.W.O.,** "The EGSnrc code system" NRCC Report Pirs-701, National Research Council of Canada, Canada, 2003.

[8] **Melhus, C.S, and Rivard, M.J.,** Approaches to calculating AAPM TG-43 brachytherapy dosimetry parameters for 137Cs, 125I, 192Ir, 103Pd, and 169Yb sources,Med. Phys., 33(6), 1729-37,2006.

[9] **Nath, R., Anderson, L.L., Luxton, G., Weaver, K.A., Williamson, J.F., Meigooni, A.S.,** Dosimetry of interstitial brachytherapy sources: Recommendations of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 43, Med. Phys., 22(2), 209-234, 1995.

[10] **Nath, R., and Yue, N.,** Dose distribution along the transverse axis of a new 125I source for interstitial brachytherapy, Med. Phys., 27(11), 2536-40, 2000.

[11**] Rivard, M.J., Coursey, B.M., DeWerd, L.A., Hanson, W. F., Huq, M.S., Ibbott, G.S., Mitch, M.G, Nath, R, and Williamson, J.F.,** Update of AAPM Task Group No. 43 Report: A revised AAPM protocol for brachytherapy dose calculation, Med. Phys., 31 (3), 633-74, 2004.

[12] **Sloboda, R.S., and Menon, G.V.,** Experimental determination of the anisotropy function and anisotropy factor for model 6711 I-125 seeds, Med. Phys., 27(8) , 1789-99, 2000.

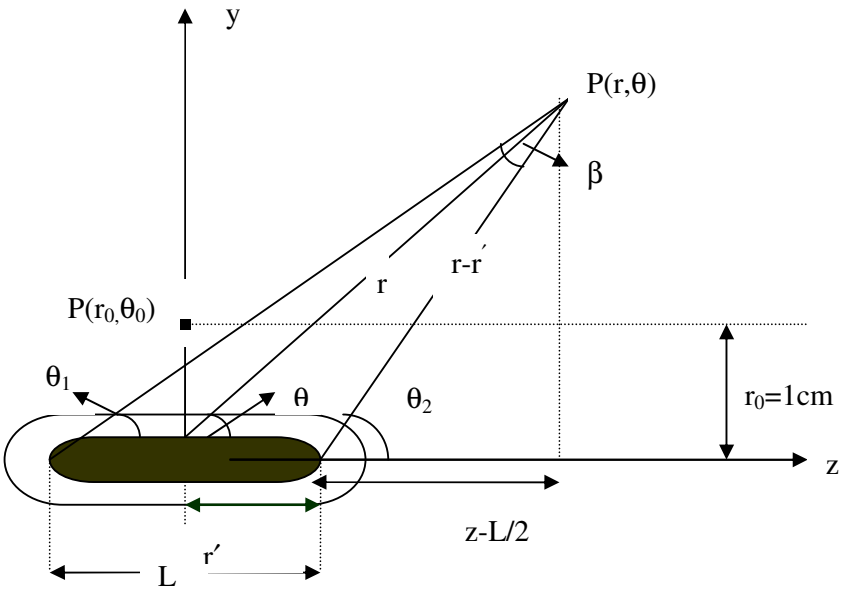
[13] **Yeğin, G.,** A new approach to geometry modeling for Monte Carlo particle transport: An application to the EGS code system, Nucl.Instr. and Meth., B 211, 331-338, 2003.

[14] **Williamson, J.F., Coursey, B.M., DeWerd, L.A., Hanson, W.F., Nath, R., and Ibbott,G.,** Guidance to users of Nycomed Amersham and North American Scientific, Inc., I-125 Interstitial Sources: Dosimetry and calibration changes: Recommendations of the American Association of Physicists in Medicine Radiation Therapy Committee Ad Hoc Subcommittee on Low-Energy Seed Dosimetry, Med. Phys., 26(4), 570-573, 1999.

EKLER

Çizgi kaynak için

EK 1: G(r,θ)Geometri Faktörünün Hesaplanması



L: Kaynak korunun uzunluğu

β: Kaynak korunun uçları P noktası ile birleştirildiğinde, P noktasında oluşan açıdır ve

β= $\theta_2 - \theta_1$ dir.

P (r_0, θ_0)= Referans noktasıdır (r_0= 1 cm, θ_0= 90˚).

r= Kaynak merkezinden P (r, θ) noktasına olan uzaklık.

r'= L / 2

tanθ=y/z

$\tan\theta_1 = \frac{y}{(z + L/2)}$, $\tan\theta_1 = \frac{z.\tan\theta}{(z + L/2)}$

$\tan\theta_2 = \dfrac{y}{(z - L/2)}$, $\tan\theta_2 = \dfrac{z.\tan\theta}{(z - L/2)}$

$$G(r,\theta) = \frac{\int_{-L/2}^{+L/2} \frac{1}{\left|r - r'\right|^2} dr'}{L}$$

$$= \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dr'}{\left|r - r'\right|^2}$$

$$\left|r - r'\right|^2 = r^2 - 2rr'\cos\theta + r'^2$$

$$G(r,\theta) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dr'}{r^2 - 2rr'\cos\theta + r'^2}$$

Bu ifadeyi $\int \dfrac{dx}{ax^2 + bx + c}$ ifadesine benzetirsek

$$\int \frac{dx}{ax^2 + bx + c} = \frac{2}{\sqrt{4ac - b^2}} \arctan\left(\frac{2ax + b}{\sqrt{4ac - b^2}}\right)$$

a=1 , x=r' , b=-2rcosθ , c=r^2

$$= \frac{2}{\sqrt{4r^2 - 4r^2\cos^2\theta}} \arctan\left(\frac{2r' - 2r\cos\theta}{\sqrt{4r^2 - 4r^2\cos^2\theta}}\right)$$

$$= \frac{2}{2r\sqrt{1 - \cos^2\theta}} \arctan\left(\frac{2(r' - r\cos\theta)}{2r\sqrt{1 - \cos^2\theta}}\right)$$

$1-\cos^2\theta = \sin^2\theta$, $r.\cos\theta = z$

$$= \frac{1}{r\sin\theta} \arctan\left(\frac{r' - z}{r\sin\theta}\right)$$

$$= \frac{1}{r\sin\theta} \arctan\left(\frac{r' - z}{y}\right) \Big|_{-L/2}^{+L/2}$$

$$= \frac{1}{r\sin\theta}\left[\arctan(\frac{L/2-z}{y}) - \arctan(\frac{-L/2-z}{y})\right]$$

$$= \frac{1}{r\sin\theta}\left[\arctan\left(-(\frac{z-L/2}{y})\right) - \arctan\left(-(\frac{z+L/2}{y})\right)\right]$$

$$= \frac{1}{r\sin\theta}\left[\arctan\left(-\frac{1}{\tan\theta_2}\right) - \arctan\left(-\frac{1}{\tan\theta_1}\right)\right]$$

$$-\frac{1}{\tan\theta} = \tan\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$\text{Arctan}\left(-\frac{1}{\tan\theta}\right) = Arc\tan\left(\tan\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right)\right)$$

$$= \theta + \frac{\pi}{2}$$

$$= \frac{1}{r\sin\theta}\left[\arctan\left(-\frac{1}{\tan\theta_2}\right) - \arctan\left(-\frac{1}{\tan\theta_1}\right)\right]$$

$$= \frac{1}{r\sin\theta}\left[\arctan\left(\tan\left(\theta_2 + \frac{\pi}{2}\right)\right) - \arctan\left(\tan\left(\theta_1 + \frac{\pi}{2}\right)\right)\right]$$

$$= \frac{1}{r\sin\theta}\left[\theta_2 + \frac{\pi}{2} - \theta_1 - \frac{\pi}{2}\right]$$

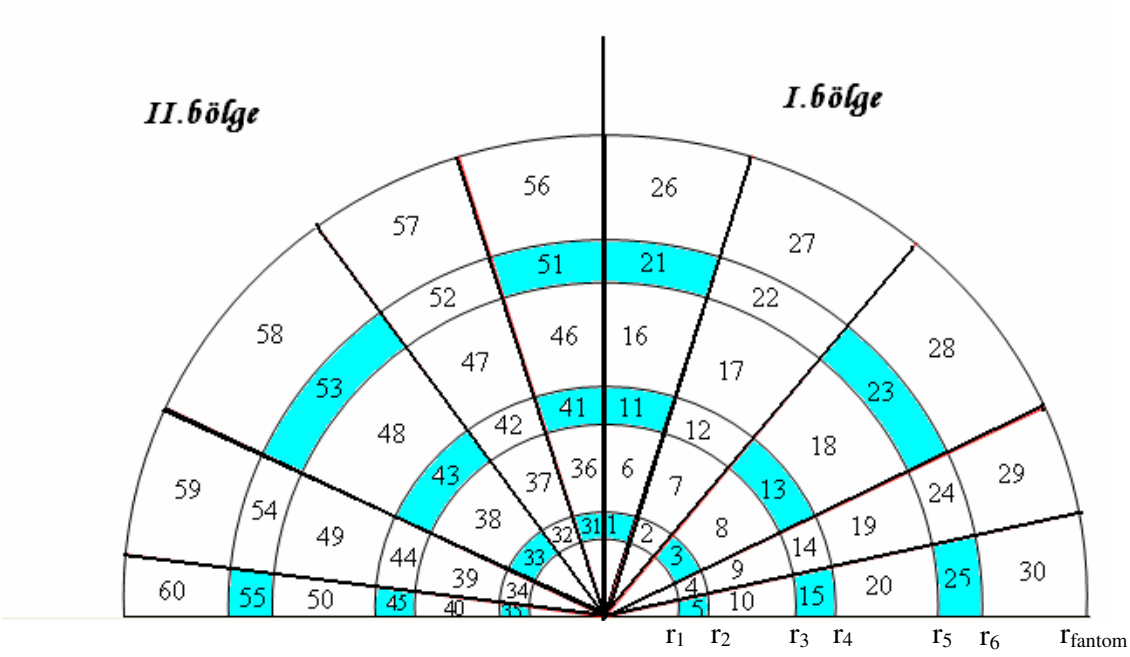
$$= \frac{\theta_2 - \theta_1}{r\sin\theta}$$

$$G(r,\theta) = \frac{\theta_2 - \theta_1}{Lr\sin\theta}$$

$$G(r,\theta) = \frac{\beta}{Lr\sin\theta}$$

EK 2: Doz Bölgelerinin Numaralandırılması

Doz bölgeleri koni ve kürelerin kesişim noktalarından oluşur.Yarım küre için oluşturulan kaynak geometrisi iki bölgeye ayrılır.Birinci bölgede doz bölgeleri soldan sağa, ikinci bölgede ise sağdan sola numaralandırılır.Şekilde gösterilen renkli bölgeler doz bölgeleridir. I.bölgeyi biz tanımlarız diğer bölgeler kendiliğinden tanımlanır.



$\Delta r = r_2 - r_1$

R_1(ilk küresel kabuğun yarıçapı)= $r_1 + \frac{r_2 - r_1}{2}$

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı **:** Sebile DUMAN
Doğum Yeri **:** Savaştepe
Doğum Tarihi **:** 05.12.1982

EĞİTİMİ

Lise **:** Savaştepe Lisesi, Savaştepe/ Balıkesir 1995-1998
Lisans **:** Fizik, 2001-2004 (Fakülte ikincisi, Bölüm birincisi)
Celal Bayar Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Manisa
Yüksek Lisans **:** Nükleer Fizik, 2005-2007
Celal Bayar Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Manisa