

171084



T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

REAKTÖR ESASLI POZİTRON DEMETİ VE
MICRO ANALİZ

Sinan ÖVÜNÇ
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Yrd.Doç.Dr. Sait Eren SAN

GEBZE
2005



Sinan Övünç'ün tez çalışması, G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 03/02/2005 tarih ve 2005/6 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE: Yrd.Doç.Dr.Eren SAN
(Tez Danışmanı)

ÜYE: Prof.Dr.Uğur YAHŞİ

ÜYE: Doç.Dr.Engin BAŞARAN

ÜYE: Doç.Dr.F.Necati ECEVİT

ÜYE: Yrd.Doç.Dr.Ahmet ÇAPOĞLU

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 26.03.2005 tarih ve 2005/12 sayılı kararı.

İmza/Mühür

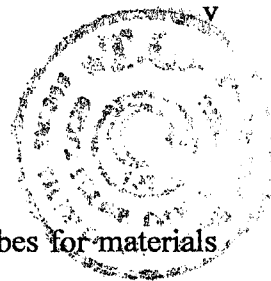
ÖZET



Pozitron demeti, malzeme analizinde yıllardır kullanılan kendini ispatlamış bir tekniktir. Pozitron elektron ile aynı kütleye sahip fakat karşıt yüklü olarak, antimadde grubu üyesidir. Pozitronların pozitif yükü malzemeler içindeki elektron yoğunluğunun değişimine çok duyarlıdır. Bir çok malzemenin özellikleri yapısındaki bozuklukları ile ilgilidir. Bozuk malzemelerdeki momentum dağılımı ve elektron yoğunluğu, mükemmel kristallerinkinden farklıdır, bu farkı pozitronlar dedekte edebilir ve yıllardır metal ve polymer türü malzemelerdeki kusurların dedekte edilmesinde kullanılmıştır. Pozitronlar son yıllarda yarı iletkenlerde kusurların analiz edilmesinde sıkca kullanılmaya başlanmıştır.

Bu tez çalışmasında pozitron demeti incelenmiş ve BF_2 implanted Silikon PAS tekniği kullanılarak analiz edilmiştir.

SUMMARY



For many years positron have proven to be very useful probes for materials analysis. Positrons are particles with the same mass as an electrons, but with opposite charges; this means that positron belongs to the group of antimatter. Their positive charge make them very sensitive for changes in the electrons density in materials. Many material properties are related to the defects that exist in its structure. Since the electron density and momentum distribution in these defects is different from those for a perfect crystal, positron can be used to detect these defects. Positron have been used to detect defects for many years in all kind of materials like metals and polymers. Lately an increasing number of positron have been performed. To be able to analyze not only semiconductor bulk materials, but also structures made in these materials, an analyzing technique with a lateral resolution of the order of the size of these structures has become necessary. Positron microanalysis will be able to fulfill this need.

In this work positron beam studied and BF_2 implanted silicone was analysed with using PAS.



TEŞEKKÜR

Tez çalışmam süresince her türlü yardımı sağlayan hocam Yrd. Doç.Dr. S.Eren San'a teşekkürlerimi sunarım.

Arlington Pozitron Fiziği grubundan Prof. Dr. A.Rıza Köymen'e, Austin Pozitron grubundan Dr. S. Göktepeli ve Dr. D.O.Kelly'e, Delft Pozitron grubundan Prof. Dr. A.Van Veen ve Dr. H.Schut'a numunelerin hazırlanması ve ölçümlerin yapılmasına katkıda bulundukları için çok teşekkür ederim. Psikolojik desteklerinden dolayı Dr. Orhan Yalçın ve Yrd. Doç.Dr. Murat Karaöz'e teşekkürlerimi sunarım.

Tüm çalışmalarımnda destek veren eşime, kızıma ve aileme şükranlarımı sunarım.



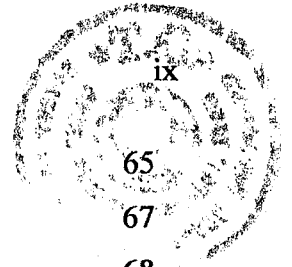


İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	Sayfa
ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
TABLolar DİZİNİ	xiii
1. POZİTRON FİZİĞİ	1
1.1. Pozitron	1
1.2. Pozitronların Yokoluşu	1
1.3. Pozitronyum Oluşumu ve Yokoluşu	5
2. POZİTRON KULLANARAK DERİNLEMESİNE İNCELEME TEMEL İLKELERİ	7
2.1. Pozitronların Katılarla Olan Etkileşimleri	8
2.2. Durma	9
2.2.1. Yavaşlama	9
2.2.2. Termalizasyon	10
2.2.3. İmplantasyon Profili	11
2.3. Taşınım ve Tuzaklama	13
2.3.1. Pozitron Taşınabilirliği	13
2.3.2. Tuzaklama	14
2.3.3. Termal Pozitron Difüzyon Denklemi	16
2.3.4. Yüzey ve Arabirim Süreçleri	17
2.3.4.1. Pozitron ve Pozitronyum İş Fonksiyonları	17
2.3.4.2. Arabirimlerdeki Potansiyel Adımlar	18
2.3.5. Yokoluş	19
2.3.5.1. <i>S</i> -parametresi	19
2.3.5.2. Enerji	20
2.3.5.3. <i>S</i> ile Materyal Özellikleri Arasındaki Korelasyon	20



2.3.5.4. Doppler Tarafından Genişletilen 511 Kev Pikinin Dekonvolüsyonu	22
2.3.6. Epitermal Pozitronlar	24
2.4. Pozitron Demeti Deneyleri	25
3. POZİTRON DEMETİ VE YARDIMCI TEKNİKLER	29
3.1. Delft Değişken Enerjili Pozitron Demeti	30
3.1.1. VEP'nin Tasarımı	30
3.2.2. Örnek Tutucu	32
3.2.3. İyon Kaynağı	35
3.2.4. Foton Saptama Sistemi	36
3.2.5. Demet Performansı	37
3.2.5.1. Sayım Oranı	37
3.2.5.2. Doppler İle Genişletilen 511 Kev'lik Pikin Dekonvolüsyonu	38
3.3 Yardımcı Teknikler	41
3.3.1. Serbest Taşıyıcı Ömrü Ölçümleri	41
3.3.2. Raman Spektroskopisi	42
3.3.3. Dar Açılı X Işını Saçılımı	43
3.3.4. Nükleer Reaksiyon Analizi	45
4. POZİTRON ARAŞTIRMALARI	46
4.1. Pozitron Kullanarak Derinlemesine İnceleme	46
4.2. Yokoluş Işımasının Açısız Korelasyonu	49
4.3. Pozitron Ömrünün Spektroskopisi	50
4.4. Pozitron Yokoluşu Tarafından Tetiklenen Auger Elektron Spektroskopisi	51
4.5. Tekrar Salınım Mikroskobu (PRM)	52
4.6. Sonuç	52
5. KATILARDAKİ POZİTRONLAR	54
5.1. Difüzyon Denklemi	56
5.2. İmplantasyon ve Durdurma	60
5.2.1. Yavaşlama	60
5.2.2. Durma Profilleri	62
5.2.3. Durma Deneyleri	64



5.3. Pozitron Difüzyonu	65
5.4. Elektron-Pozitron Momentum Dağılımı	67
5.5. Katılardaki Pozitron Halleri	68
5.5.1. Yoğunluk Fonksiyoneli Teorisi	68
5.5.2. İki Komponentli Yoğunluk Fonksiyoneli Teorisi	70
5.6. Pozitron Ömrü Hesaplamaları	72
5.7. Yokoluş Özellikleri	73
5.7.1. Yokoluş Fraksiyonları	73
5.7.2. Pozitron Kıştırma Katsayısı	74
5.7.2.1. Difüzyon Sınırlamalı Tuzaklama	74
5.7.2.2. Geçiş Sınırlamalı Tuzaklama	75
5.8. Metallerde Pozitron Tuzaklama	76
5.9. Yarıiletkenlerde Pozitron Yokoluşu	77
5.10. Sonuç	78
6. POZİTRON DEMETİ DÜZENEKLERİ	79
6.1. Pozitron Kaynakları	80
6.1.1. Reaktör Bazlı Demet Düzenek Kaynakları	81
6.1.2. Brookhaven Düzeneği Kaynağı	83
6.1.3. İleri Nötron Kaynağı (ANS) Pozitron Demeti Düzeneği	85
6.1.4. Münih-Grenoble Tasarımı	85
6.1.4.1. Sürüklenme Odacığı	87
6.1.4.2. Münih Demeti	88
6.1.5. Delft Demet Düzeneği	88
6.1.6. INEL Önerileri	90
6.2. Pozitron Yönlendiricileri	90
6.2.1. Brookhaven	93
6.2.2. ANS	94
6.2.3. INEL	95
6.3. Tekrar Yönlendirme ve Demet Taşınımı	95
6.4. Sonuç	98
7. BORON FLORİDE İMPLANTE EDİLMİŞ SİLİKONLARDA BOZUKLUK KAREKTERİZASYONU	99
7.1 Deney	99

7.2. Sonuçlar ve Tartışma
KAYNAKLAR
ÖZGEÇMİŞ



ŞEKİLLER DİZİNİ

Sekil

Sayfa

1.1. Pozitron'un Cloud-Chamber fotoğrafı	2
1.2. p toplam momentuma sahip bir elektron-pozitron çiftinin yok olma momentumunun korunması	4
2.1. Katıya giren enerjik bir pozitronun olası etkileşimleri	9
2.2. Kusursuz bir <i>fcc</i> nikel süzgeçte delokalize bir pozitronun (sol) ve <i>fcc</i> nikelde bir boşlukta lokalize olan bir pozitronun (sağ) dalga fonksiyonları.	15
2.3. γ sayım oranı (a.u.)	19
3.1. Delft VEP düzeneği	30
3.2. Delft Değişken Enerjili Pozitron Demeti'nin (VEP) şematik çizimi.	31
3.3. Örnek tutucuyla beraber VEP örnek odacığının kesiti.	33
3.4. Örnek odacığı (sol) ve demete göreceli uzaklıkta olan örnek tutucunun (sağ) üstten görünüşü.	33
3.5. VEP içindeki iyon kaynağın kesiti. Filamandan (solda) salınan elektronlar iyonizasyon odacığındaki gazı iyonize ederler.	34
3.6. İyon demeti sistemindeki elektrodlar ve lensler	35
3.7. Orijinal konfigürasyonunda ('eski') ve ('yeni') konfigürasyondaki demetin toplam sayım oranı (T) ve pozitron enerjisinin bir fonksiyonu olan 511 keV'lik pik sayım oranı (P). Her veri noktası için ölçüm süreleri sırasıyla 900s, 300s'dir.	38
3.8. Polikristalin tungstenin dekoncile edilen 511 keV'lik yokoluş pikinin (tekli eğri) kristalin W(100) ve W(010) 2D-ACAR çizimleri (çift eğri) ile karşılaştırılması.	39
3.9. Yaklaşık 0.48 (a.) ile 0.56'lık (b.) S parametreleri olan 511 keV'lik Doppler ile genişletilmiş iki yokoluş pikinin dekonvülasyonu	40
4.1. 30 keV BF2 implantlı silikonun yok olma piki	47
4.2. 30 keV BF2 implantlı silikonun S-E çizimi	48
4.3. 30 keV BF2 implantlı Si'nin W-E çizimi	49
5.1. Bir pozitronun bir katı ve yüzeyi ile olan etkileşimlerinin bir zaman aralığı	56
6.1. 'BNL' düzenek kaynağının hava kilitleri, buharlaştırıcı ve demet çizgisindeki kaynak yerini gösteren basitleştirilmiş bir diyagramı	84

6.2. Münih pozitron demeti düzeneğinin kaynak tasarımı	89
6.3. Pozitron demeti düzeneklerinde kullanılan bazı yönlendirici tasarımları	93
6.4. ANS ana yönlendirici, ilk optikler ve ilk tekrar yönlendirici seti	95
6.5. Münih demet düzeneğinin demet hattı	97
7.1. Deney düzeneği	100
7.2. S-W grafiği	101
7.3. (a) S parametresi (b) W parametresi (c) W-S parametresi	104
7.4. (a) S parametresi (b) W parametresi	106
7.5. (a) S parametresi (b) W parametresi	108
7.6. (a) S parametresi (b) W parametresi	110



TABLOLAR DİZİNİ

<u>Tablo</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Pozitron salınıcılarının bozunum verileri	25
5.1. Ortalama implantasyon derinlik ($\bar{z}$) denkleminin empirik sabitleri	63
5.2. Briton ve Stormer [1], Nieminen [2], ve Hautajarvi ve Corbel'den [3] değişik materyaller için pozitron difüzyon katsayıları ve ömürleri.	66
5.3. Hautajarvi ve Corbel'den metallerdeki tekli boşluklar için pozitron kısırtma katsayısı.	76
5.4. Silikon ve germanyum hatalarındaki pozitron kısıtılması katsayısı ve pozitron ömrü.	77
6.1. (n, γ) reaksiyonunda reaktör bazlı pozitron kaynakları	81
6.2. (n, p) reaksiyonunun sonucu olarak pozitron bozunumu izotop üreten bazı izotoplar	82
6.3. Pozitron yönlendiricilerin özellikleri	91
7.1 10 keV BF_2 için Pozitron enerji, S ve W parametreleri	105
7.2 3 keV BF_2 için Pozitron enerji, S ve W parametreleri	107
7.3 5 keV BF_2 için Pozitron enerjii, S ve W parametreleri	109

1.POSİTRON FİZİĞİ

1.2. Pozitron

Pozitron 1930 yılında Dirac tarafından elektron enerji seviyelerinin “ negatif ” uzantısı olarak postüle edilmiştir. Pozitron 1932 yılında Anderson tarafından keşfedilmiştir. Şekil 1.0’da Anderson tarafından Cloud-Chamber de keşfedilen pozitronun orijinal fotoğrafı görülmektedir. Pozitron elektronun karşıt-parçacığı (anti-particle) olup, elektronla aynı kütleye ve aynı spin (1/2) sahip olmakla beraber yükü ve magnetik momenti elektronun zıttıdır. 1973 yılında Cohen ve Taylor yapmış oldukları deneylerde pozitronun kütlesinin $511.0034 \pm 0.0014 \text{ keV}/c^2$ olduğunu hesaplamışlardır. Pozitron anti madde olduğundan karşı parçacıkları ile yakın oldukları zaman stabil değildirler. Madde içinde bir çok elektron bulunabildiği halde pozitron’un ömrü sadece piko saniye mertebesinde (10⁻¹⁰sn), fakat vakumda , eğer diğer parçacıklar yok ise pozitron stabildir ve ömrü 2x10²¹ sn den daha büyüktür.

Kuantum alan teorisi temel pozitron meydana getirme işleminin güçlü, statik elektrik alanı içinde oluştuğunu bizlere bildirmiştir. Elektrik alanı için ki, yaklaşık kritik değer 1.3 keV/femtometer dışına çıkan, kuantum elektro dinamiğinin nötral vakumu pozitron emisyonu ile buzunarak yeni, en düşük yüklü enerji seviyelere dönüşür.

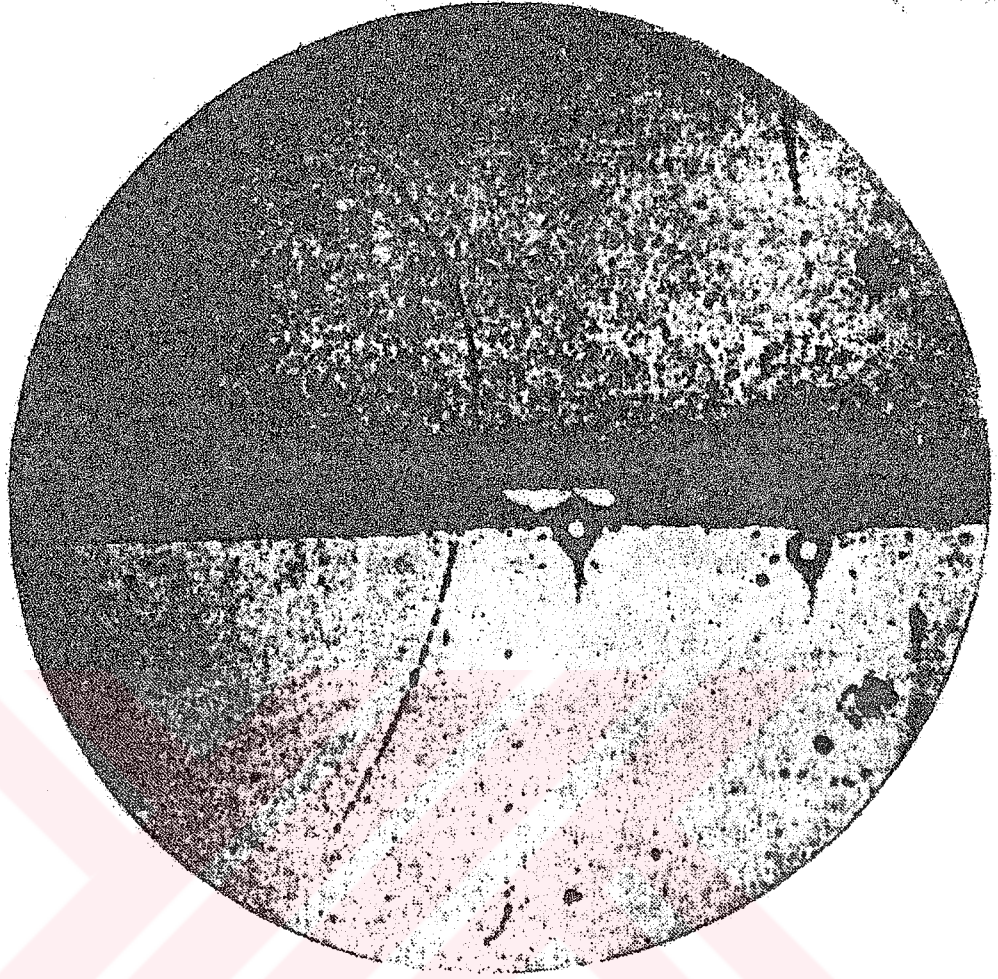
1.2. Pozitronların Yokoluşu

Yokoluş için kesit

Yokoluş bir parçacık ile antiparçacığın fotonlara dönüş sürecidir. Yoğun materyallerde bir pozitron ve bir elektronun yokoluşu genelde iki fotonlu yokoluş şeklinde gerçekleşir:

$$e^+(\uparrow) + e^-(\downarrow) \rightarrow 2\gamma \quad (1.1)$$

Enerji konumunu γ fotonlarının enerjisinin $m_e c^2$ olmasına neden olur. Burada m_e elektronun dinlenme kütlesi ve c de ışık hızı ($2.9979 \times 10^8 \text{ m/s}$), diğer bir deyişle 510.99 keV’lik 2 γ .



Şekil 1.1. Pozitron'un Cloud Chamber fotoğrafı

Relativistik olmayan serbest bir pozitron ve elektronun 2 γ yokoluşu $\sigma_{2\gamma}$ şudur (Stevens, 1980)[1]:

$$\sigma_{2\gamma} = \pi r_0^2 c/v_e \quad (1.2)$$

ve bu denklem elektronun hızı (v_e) ile doğru orantılıdır. $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2.8 \times 10^{-15}$ parametresi elektron ve pozitronun klasik yarıçapıdır. Üç fotonlu yokoluşun kesiti ince yapı sabiti α ($\approx 1/137.036$) değerinin aşağı mertebesinde olan bir faktördür (Mills, 1992)[2].

Bir pozitron ve elektron çiftinin tek kuantum yokoluşu sadece geri tepebilen bir çekirdek gibi üçüncü bir maddenin varlığı ile mümkündür ve bu olgu son yıllarda Palathingal ve ark. tarafından gözlemlenmiştir (1991)[3].

İyonizasyon ve uyarılma için olan kesitlerle kıyaslandığında geniş ν için olan 2γ kesidin göz ardı edilebildiği saptandı. Aslına bakıldığında, bu süreçler enerjik olarak gerçekleştirilebildiği sürece yokoluşu yönetirler.

Birim hacim başına n_e elektronları içeren bir ortamda pozitron yokoluşu elektron-elektron etkileşimlerini dikkate almayarak birinci mertebe yakınlaştırmada aşağıdaki denklemde verilen oranda gerçekleşir:

$$\lambda_{2\gamma} = \sigma_{2\gamma} n_e v_e \gamma(n) = \pi r_0^2 c n_e \gamma(n) \quad (1.3)$$

$\gamma(n)$ elektron-pozitron korelasyonlarını kapsayan iyileştirme faktörüdür (Boronski, 1992; Rubaszek, 1991; West, 1974)[4].

Yokoluş sırasında sıfır olmayan momentum

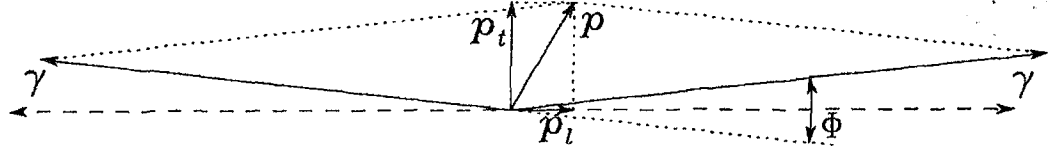
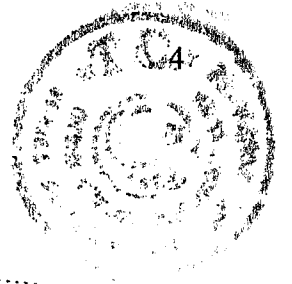
Hem pozitron hem de elektron yokoluş anında dinlendiklerinde enerji korunumu ve momentum iki γ fotonunun her birinin salınmalarına neden olurlar.

Laboratuvar çerçevesine göreli olan yokoluş parçacıkların toplam p momentumu sıfır değilse γ fotonları yine de elektron-pozitron çiftinin merkez kütle çerçevesinde kolineer olarak salınırlar, ancak laboratuvar çerçevesinde p değerinin p_t bileşeni sıfır değilse γ momentumları artık 180 derecelik açı yapmazlar (bkz. Şekil 1.1). Kolineerlikten ϑ sapma p_t değerinin genliğine bağlıdır ve boylamsal p_t bileşeninin boyutu fotonların enerji geçişini ('Doppler geçişi') belirler. Göreceli olmayan elektronlar ($p \ll m_e c$) için laboratuvar çerçevesinde gözlemlenen foton enerjileri

$$\Delta E = c p_t / 2 \quad (1.4)$$

$$\vartheta = p_t / m_e c \quad (1.5)$$

ile birlikte $m_e c^2 - \Delta E$ ve $m_e c^2 + \Delta E$ 'dir.



Şekil 1.2. p toplam momentuma sahip bir elektron-pozitron çiftinin yok olma momentumunun korunması. p 'nin boylamsal ve enine bileşenleri sırasıyla p_l ve p_t değerleridir. Momentumun enine bileşeni γ 'nın kesin kolineeritesinden sapmalarına ϕ neden olur.

Metallerdeki elektronların tipik momentum değeri serbest elektron modeline dayanarak $1.5 \times 10^{-24} \text{ kg m s}^{-1}$ 'dir, bu da 1.4 keV'lik bir ΔE enerji geçişine tekabül eder. Söz konusu geçiş yüksek çözünürlüğe sahip katı hal dedektörlerinin tespit etme sınırları dahilindedir. Tekabül eden maksimum açısal sapma $\phi 5.6 \text{ mrad}$ 'dır ve bu değer de mevcut açısal-korelasyon sistemlerinden çok daha yüksektir (Schut, 1990)[5].

Deneysel teknikler

Pozitronlarla yapılan deneysel teknikler pozitronların yokoluş oranları ya da yok olan pozitron-elektron çiftinin momentum dağılımı hakkında bilgi vermelerine bağlı olarak iki geniş kategoriye ayrılırlar.

1. Yokoluş oranı: Pozitronların λ yokoluş oranı pozitron dalga fonksiyonunun elektron dalga fonksiyonu ile örtüşmesi tarafından belirlendiğinden yokoluş bölgelerindeki elektron yoğunluğuna bağlıdır (Puska, 1991 ile kıyaslayın)[6]. Elektronların yokluğunda bir pozitron kararlı bir parçacıktır, ancak etrafta elektronlar varsa pozitronun genelde 100 ps mertebesinde belirli bir ömrü τ vardır. Pozitron ömrü yokoluş oranı ile ters orantılıdır:

$$\tau = \lambda^{-1}$$



Pozitron ömrü veya ömürlerin dağılımı konusunda yapılan ölçümler bu nedenle pozitronların yok olduğu bölgeler hakkında bilgi verirler. Örneğin pozitronlar hacim materyalinde (kısa ömür) veya bir kusurda mahsur kalarak (açık hacimli kusurlarda bu daha uzun bir ömre neden olur) lokalize halde yok olabilirler. Genel olarak pozitron ömrü ne kadar kısa olursa yokoluş bölgesindeki elektron yoğunluğu o kadar yüksek olur (bkz. Örneğin De Vries, 1987; Schultz ve Snead, 1990; Seeger ve Banhart, 1990)[7]. Daha genel materyallerin ve yarıiletkenlerin yokoluş oranları Seeger ve ark. yaptığı çalışmada (1989) tablo şeklinde verilmiştir.

2. Momentum dağılımı: Termalize edilen pozitronların momentumları yoğun maddedeki elektronların momentum dağılım genişliğine kıyasla küçüktür. Bu nedenle yokoluş fotonları örnekteki elektronların lokal momentum dağılımı hakkında bilgi sağlarlar. Bunun için ya kolineerlikten olan sapma ölçülerek elektron momentumun iki enine bileşenleri hakkında bilgi edinilebilir [bkz. Denklem(1.5)], ya da elektron momentumun boylamsal bileşeni hakkında bilgi veren yokoluş fotonlarının enerjileri Doppler geçişi ile saptanabilir [bkz. Denklem (1.4)]. İlk yöntem ACAR (Angular Correlation Angular Resolved) tekniğinin temelidir, ikinci yöntem ise Doppler genişleme deneylerinin en önemli kısmıdır. Doppler genişleme deneyleri bu tezde açıklanan ölçümlerin elde edilmesinde kullanılmıştır.

Hem pozitron-elektron çiftinin momentum dağılımı, hem de yokoluş oranındaki varyasyonlar genelde denek materyaldeki elektron davranışı için mükemmel deney parçacıkları haline gelir. Öte yandan pozitron davranışı hakkındaki bilgi ancak örneğin difüzyon ve tuzaklama özellikleri gibi dolaylı yollardan elde edilebilir.

1.3. Pozitronyum Oluşumu ve Yokoluşu

Bazı koşullar altında bir pozitron yaklaşık 6.8 eV'lik bir vakum bağlanma enerjisiyle bir elektrona bağlanarak bir pozitronyum (Ps) oluşturabilir. Pozitronyumun temel halleri tekli $^1S_0$ hali (parapozitronyum, *p*-Ps) ve üçlü $^3S_1$ halidir (ortopozitronyum, *o*-Ps). Oluşan pozitronyumun %25'i tekli halde ve %75'i üçlü

haldedir. p -Ps'nin vakum ömrü 125 ps iken 3γ yokoluş gerektiren sıfır olmayan spin nedeniyle o -Ps'nin ömrü 142 ps'dir (Westbrook ve ark., 1989)[8]. Yüksek elektron yoğunluğuna sahip materyallerin çoğunda o -Ps ömrü nano saniyeye kadar inecektir çünkü o -Ps bir elektron değişimi reaksiyonu vasıtasıyla yok olur: paralel spine sahip elektron antiparalel spine sahip bir elektronla değiş tokuş edilerek 2γ yok oluş sağlanır.

Pozitronyum enerjik bir pozitronun bir valans elektronuna bağlanması sonucunda oluşan valans elektronun iyonizasyonu (Cehver mekanizması; Green ve Lee, 1964; Goldanskii, 1986)[9] veya bir pozitronun yavaşlama esnasında üretilen bir iletken elektronuna bağlanması (kışkırtma mekanizması; Mogensen, 1974; Byakov ve ark., 1974[10]; bu mekanizmaların karşılaştırılması için bkz. Stevens, 1980 ve Dupasquier, 1983[11]) sonucunda oluşabilir. Son yıllarda üçüncü bir pozitronyum oluşumu olarak, resonant pozitronyum oluşumu önerilmiştir (Zhang ve Ito, 1990)[12]. Metal veya yarıiletkenler gibi yüksek elektron yoğunluğuna sahip materyallerin çoğunun hacminde pozitronyum atomunun boyutu (bir hidrojen atomunun iki katı) nedeniyle pozitronyum oluşumu mümkün değildir. Buna karşılık moleküler kristallerde, sıvılarda ve polimerlerde küçük boşluklar olsa da pozitronyum oluşma ihtimali vardır (bkz. Eldrup, 1982 ve 1983; Jean, 1990; Tao, 1972)[13].

Öte yandan bu tezde bahsi geçen deneylerde olduğu gibi, metaller ve yarıiletkenler bir vakuma yerleştirildiklerinde bu materyallerin yüzeyinde bile (hızlı) pozitronyum üretmek mümkündür.

2. POZİTRON KULLANARAK DERİNLEMESİNE İNCELEME TEMEL İLKELERİ

Pozitronlar materyalların derinlemesine iç yapılarının incelenmesinde kullanılan güçlü araçlardır. Son yirmi yıl süresince pozitron yokoluşu bir örneğin yüzeyinde bulunan küçük kusur konsantrasyonlarını, özellikle de açık hacimli kusurları, saptayacak bir teknik olarak geliştirildi. Pozitronun olası uygulama alanları iyon demeti tarafından modifiye edilmiş materyal, yarıiletkenlerde epitaksiyel konumdaki kalıntı katmanları ve ince film ve kaplamaların analizleridir.

Elektron mikroskopisi ve ilgili teknikler elemental ve yapısal analizler için kullanılan en temel araçlardan biri olmaya devam ediyorlar. Yetmişli yıllardan beri dinamik iyon-katı etkileşimleri üzerine kurulan yeni teknikler de geliştirilmektedir. Bu yeni teknikler arasında en ileri aşamada olanlar Rutherford Geri Saçılımı (RBS), Nükleer Reaksiyon Analizi (NRA) ve kusurlardaki atomları derinlemesine inceleme yeteneğine sahip İkincil İyon Kütlesi Spektrometresi (SIMS) bulunuyor (Feldman, 1986)[14]. Genel olarak yukarıda bahsi geçen tekniklerin açık hacimli kusurları saptama hassasiyeti yoktur. Derinlik hassasiyeti olmayan diğer (nükleer) teknikler şunlardır: Mössbauer spektroskopisi, Pretürbe Açısal Korelasyon (PAC), Elektron Spin Rezonansı (ESR) ve Nükleer Manyetik Rezonans (NMR). 1949 yılında bile termalize bir pozitron ve elektronun yokoluşundan ortaya çıkan 2γ ışınının tam olarak kolineer olmadığı gözlemlendi (DeBenetti, 1949)[15] ve bu olgu elektronun sıfır olmayan momentumun bir etkisi olarak doğru şekilde açıklandı. Bu yıldan itibaren pozitronlar materyal analizlerinde kullanıldı. İlk önceleri analizlerde sadece hızlı pozitronlar kullanılsa da 70'li yılların ortalarından itibaren değişikliğe uğramış pozitronlar, diğer bir deyişle keV mertebesinde kinetik enerjilere sahip yavaş pozitronlar da kullanıldı. Özellikle 80'li yıllarda pozitron yokoluşu materyal araştırmalarında yaygın olarak kullanılan bir teknik haline geldi (Schultz ve Lynn, 1988; Schultz ve Snead, 1990; Seeger ve Banhart, 1990; Van Veen, 1990)[16].

Pozitronların iyon çekirdeklerinin olmadığı materyallerdeki bölgelerde doğal bir bağlanabilirliği var ve bu nedenle açık hacimli kusurlar için hassas araçlardır. Kusurlarda kısırılmanın ve ardından meydana gelen yokoluşların yanısıra başka süreçler de ortaya çıkıyor: Yüzeylerde mahsur kalma, yüzeylerde pozitronyum

oluşması, pozitronyum dezorbsiyonu ve bakir materyalde yokoluş. Prensipde bu süreçlere olan katkılar yokoluş ölçümlerinden saptanabilir, böylece sadece kısıtlanan araç hakkında değil, aynı zamanda bu aracın gösterdiği difüzyon davranışı ve yüzeyde dallanması hakkında bilgi edinilebilir. Pozitron, yüklü bir parçacık olduğundan taşınımsal hareketi yarıiletkenler gibi dahili elektrik alanlarının varlığından etkilenir.

Bu bölüm katılar ile pozitronlar arasındaki etkileşim (Bölüm 2.2) hakkında bugün sahip olduğumuz bilgilerin kısa bir özetini sunuyor. Bölüm 2.3 pozitron demeti deneylerinden ne şekilde bilgi çıkarılabileceğini gösteriyor.

2.1. Pozitronların Katılarla Olan Etkileşimleri

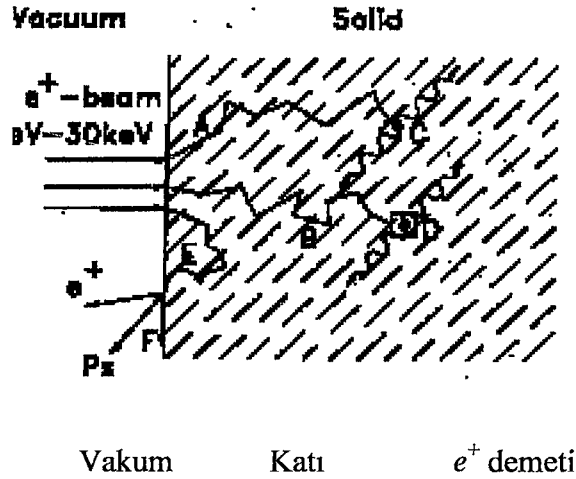
Enerjik pozitronlar bir katıya girdiğinde birçok süreç meydana gelebilir. Yüzeye geri saçılan küçük bir bölüm halinde pozitronlar birçok enerji kaybı mekanizmalarıyla ilgili durma süreçlerine maruz kalırlar ve en sonunda termalize olurlar (bkz. Bölüm 2.2.2).

Pozitron termalize olduktan sonra üç ana ihtimal vardır. İlk ihtimal olarak termalize pozitron delokalize (Bloch) halinde kalabilir ve dalga fonksiyonunun bir elektronun dalga fonksiyonu ile örtüşmesi sebebiyle bir materyalde bir elektronla yok olana kadar taşınmaya devam edebilir.

İkinci ihtimal olarak pozitron bir kusurda mahsur kalabilir; dalga fonksiyonu güçlü bir şekilde lokalize olabilir (bkz. Bölüm 2.2.2) ve tuzaklandığı halde yokolabilir. Pozitronun sık tuzaklarda olduğu gibi tuzaklardan tekrar çıkma ihtimali elbette vardır. Son ihtimal olarak serbest pozitron yüzeye geri taşınabilir ve burada ya iki boyutlu bir yüzey halinde veya yüzeye yakın bir kusurda mahsur kalabilir (pozitron, yüzey potansiyeli nedeniyle yüzeye ulaşmadan yansıtılabilir) (bkz. örneğin Steindl ve ark., 1992; Walker ve ark., 1990 ve 1992)[17] veya serbest bir pozitron olarak salınabilir, veya serbest pozitronyum atomunu oluştururken salınabilir [bkz. Şekil (2.1)].

Saçılım süreçleri vasıtasıyla örneğin yüzeyine yakın olarak implante edilen pozitronların tamamen termalize olma ihtimalleri vardır (Coleman ve ark.,

1992a)[18], bu da epitermal pozitronların ve ‘sıcak’ pozitronyumun salınımına yol açar.



Şekil 2.1 : Katıya giren enerjik bir pozitronun olası etkileşimleri. A: implante pozitronların durması ve termalizasyonu; B: termalize pozitronların difüzyonu; C: serbestçe difüzyon halinden yokolma haline geçiş; D: yokoluş sonrası bir hacim kusurunda mahsur kalma; E: vakum-katı arayüzüne geri taşınım; F: yüzey lokalize halde mahsur kalma ve yokoluş. Bunun yanı sıra yüzeyden serbest pozitron ve pozitronyum salınımı da belirtilmiştir.

Kristalin katılarda gelen pozitronların bir kısmı yüzeyde kırınabilir veya kristal eksenler ve düzlemler boyunca gidebilir ve normal durmaya kıyasla örneğin daha da derinine nüfus edebilir (Logan ve ark., 1988; Schultz ve ark., 1988b)[19].

2.2. Durma

2.2.1. Yavaşlama

Pozitron yokoluşu araştırmalarında pozitronlar $k_B T$ termal enerjiyi önemli ölçüde aşan kinetik enerjilerle örneğe implante edilir. İmplantasyonun ardından pozitron tel süzgeç (saçılma, elektron-fonon uyarılmaları, v.b.) ile olan çeşitli etkileşimleri sebebiyle enerjisini kaybeder.

Enerjik pozitronların gelen demetinin katı bir yüzeyle olan etkileşimi elektronların aynı yüzeyle olan etkileşiminden farklıdır. Bunun en önemli sebebi yükteki farklılıktır. Ancak örnekte pozitronlardan oluşan bir Fermi denizinin yokluğu da önemli rol oynar. Buna ek olarak, çoğu pozitron demeti deneylerinde herhangi bir zamanda ortalama olarak katıda sadece tek bir pozitron bulunur. Böylece pozitronlardan gelen kinetik enerjinin katıda bulunan diğer parçacıklara taşınımı ve elektronlarda olduğu gibi, bu diğer parçacıkların saçılımı engellenmiş oluyor. Bu sebepler saçılımın (ve geri saçılımının) kesitlerin elektronlar için, pozitronlar için olduğundan çok daha geniş olmasına yol açıyor (Massoumi ve ark., 1992; Schultz ve Lynn, 1998; Valkealahti ve Nieminen, 1984)[20].

Çok enerjik pozitronların (MeV mertebesinde olan pozitronların) durma süreci pozitronun çekirdeğin taranmış Coulomb alanı veya atomik yörüngeli elektronlar ile etkileşim halinde olup bir foton saldıgı durum olan kütleli radyatif durma (Bremsstrahlung) tarafından yönetilen enerjik elektron durmasına benzer. Elektronlarla karşılaştırıldığında söz konusu enerji kaybı mekanizması pozitronlar için daha az etkindir (Schultz ve Campbell, 1985; Schultz ve Lynn, 1988)[21].

Yavaşlamadaki ikinci aşama genelde elektron saçılımı nedeniyle olan enerji kaybıdır. ~ 100 keV'nin altında katıya giren bir pozitronun kinetik enerjisinin çoğu çekirdek ve valans-elektron uyarılmaları sonucunda kaybedilir. Bu etkileşimler sonucunda enerji 1 ps içinde bir elektronvoltun birkaç ondalığına iner (Perkins ve Carbotte, 1970; Schultz ve Lynn, 1988)[22]. Birkaç keV'lik enerjilerde *L*-kabuğu elektron iyonizasyonunun neden olduğu pozitron tarafından tetiklenen Auger-elektron salınımları bile gözlenmiştir (Schultz ve Lynn, 1988)[23]. İlk enerjiden 100 eV'ye olan azalmada pozitron enerji kaybı dE/dT , E değerinin pozitronun enerjisi olduğu $E^{1/2}$ ile yaklaşık olarak doğru orantılıdır (Nieminen ve Olivia, 1980)[24]. Orta enerji aralığında (~ 50 eV – 10 keV) durma gücü (diğer bir deyişle yol mesafe birimi başına ortalama enerji kaybı) pozitronlar için elektronlar için olduğundan büyüktür (Ashley, 1990)[25].

2.2.2. Termalizasyon

Bir metale giren bir pozitron enerjisi birkaç on elektronvolta düşene kadar elektronik durma tarafından yavaşlatılır. Bu aşamadan itibaren fonon saçılımının

durma sürecine yaptığı katkı daha baskındır ve pozitronun termalizasyonuna neden olur. Fonon uyarılmalarının elektron etkileşimlerine kıyasla çok daha düşük enerji taşınımları olduğundan fonon durma süreleri elektron durma sürelerinden çok daha uzundur. Bir pozitronun termal enerjilere yakın enerjilere yavaşlama süresi bir pikosaniyeden az iken pozitronun tam termalizasyonu için gerekli fonon durma süreleri 10 ps mertebesinde (Carbotte ve Arora, 1967; Schultz ve Lynn, 1988)[26].

Yarıiletken ve iyonik katılarda pozitron durması pozitron enerjisi band boşluğundan daha az olduğunda elektron deliği oluşumu ihtimalinin azalması haricinde metallerdeki durmaya benziyor. Böylece daha etkin bir mekanizmanın olmadığı durumda daha geniş bir enerji alanı fonon modları nedeniyle kaybediliyor olmalı ve bu da metallere kıyasla daha uzun termalizasyon süreleri ile sonuçlanıyor. İzolatörde pozitron enerji kaybı şu ya da bu şekilde pozitronyum oluşumuna yol açıyor (Schultz ve Lynn, 1988)[27].

2.2.3. İmplantasyon Profili

$P(E, z)$ olarak gösterilen pozitron implantasyon profilinin matematiksel bir tanımı Monte-Carlo hesaplamalarından elde edilmiştir (Valkealahti ve Nieminen, 1983 ve 1984)[28]. Makhov profili tarafından parametre haline getirilmiştir:

$$P(E, z) = m z^{m-1} / z_0^m \exp [-(z/z_0)^m] \quad (2.1)$$

$P(E, z) dz$, z ve $z + dz$ arasındaki derinliklerde durdurulacak olan E ilk enerjisi ile katıya giren pozitronların kırınımı olarak tanımlanmaktadır. Denklem (2.1)'de m şekil parametresinin hem araştırılan materyalin Z atomik sayısının hem de ışıının pozitron enerjisinin bir fonksiyonu olduğu varsayılıyor (Nielsen ve ark., 1990; Asoka-Kumar ve Lynn, 1990)[29]. Penetrasyon parametresi z_0

$$\bar{z} = z_0 \Gamma (1 + 1/m) \quad (2.2)$$

ile $\bar{z}$ ortalama implantasyon derinliği ile ilişkilidir. $m=1$ için denklem (2.1) denklem (2.2)'deki $\Gamma(2) = 1$ ile basit üstel bir profile ve $m=2$ için aynı denklem $\Gamma(3/2) = \sqrt{\pi} / 2$ ile türevsel Gauss profiline dönüşüyor.

$$\bar{z} = \alpha / \rho E^n$$

(2.3)

olduğu varsayılıyor. Bu denklemde ρ materyalin yoğunluğunu (g/cm^3) temsil ederken α (g/cm^2) genelde bir sabit olarak kabul ediliyor (kural olarak $(\text{keV})^{-n}$ faktörü α birimlerine dahil edilmez, ancak standart α değerlerinde enerjinin keV birimleri ile ifade edilmesi gerektiği unutulmamalıdır).

Pozitron implantasyon profil parametrezyasyonunun geliştirilmiş hali Jensen ve Walker (1990), Baker ve ark. (1991) ve Ghosh ve ark. (1992)[30] gibi araştırmacılar tarafından sunulmuştur. Monte-Carlo hesaplamaları denklem (2.1)'in Makhov profilinin yüzeye yakın yerdeki pozitron sayısını olduğundan daha az olarak tahmin ettiğini ortaya koymuştur, ancak Makhov profili haricinde genel olarak uygulanabilecek daha iyi bir parametrezyasyon hakkında halen bir fikir birliği oluşmuş değildir. Buna karşılık implantasyon profilinin ayrıntılı modifikasyonu özellikle yüzeye dönen pozitronları baz alan deneylerin analizini etkiler. Bu durumda $P(E, z)$ değerinin yüzeyin difüzyon uzunluğu dahilinde ayrıntılı şekli önem taşır. Ancak Doppler genişleme ölçümleri gibi analizler için model yüzeyin altında bir Δz kalınlık kesitinde yokolan pozitronlarla ilgilidir. Parametreler için doğru değerler kullandığı sürece denklem (2.1) bu duruma ilişkin iyi sonuçlar sunuyor (Coleman ve ark., 1992b)[31].

Bugün örneğin Si gibi çoğu materyal için (2.1), (2.2) ve (2.3) denklemlerindeki parametrelere karşılık gelen değerlerin hangilerinin doğru değer olduğu hakkında bir fikir birliği yoktur. Bu nedenle bu tezde yer alan deneylerin analizleri için söz konusu parametrelere karşılık gelen ve yaygın olarak kabul gören değerleri kullandık: $m = 2.0(1)$, $n = 1.62(5)$ ve $\alpha = 4.0(3) \mu\text{g/cm}^2$ (Vehanen ve ark., 1987)[32]. Pozitronların tipik penetrasyon derinlikleri orta yoğunluğa sahip ($\sim 2 \text{ g/cm}^3$) materyallere implante edilen 25 keV enerjili pozitronlar için birkaç μm mertebesinde dir.

2.3. Taşınım ve Tuzaklama

2.3.1. Pozitron Taşınabilirliği

Yarıiletkenlerdeki deliklere paralel olarak, termalize pozitronların hareketi bir D_+ taşınabilirlik ve bir μ hareket ile tanımlanabilir. Bu iki miktar

$$e D_+ = k_B T \mu \quad (2.4)$$

Einstein denklemi ile ilişkilidir ve k_B Boltzmann sabitini (1.38×10^{-23} J/K) ve e elementer yükü (1.60×10^{-19} C) temsil eder. Pozitron taşınabilirliği termalize pozitronların kapanlara ne kadar hızlı erişebileceklerini belirler.

Katılardaki pozitron difüzyonu foton saçılımı ile sınırlıdır. Basit varsayımlara dayanarak bu pozitron taşınabilirliği hakkında aşağıdaki denklemi sağlar (Seeger ve Banhart, 1990)[33]:

$$D_+ = 2\sqrt{2\pi} \rho c_l^2 \hbar^4 / 3 m_p^2 e_d^2 \sqrt{k_B T m_p} \quad (2.5)$$

Burada ρ ve c_l materyalin yoğunluğunu ve boylamsal ses hızını temsil ederken e_d pozitronların potansiyel sabitlerinin deformasyonunu, m_p pozitronların etkin kütlesi ve $\hbar$ de 2π ile bölünmüş Planck sabiti (diğer bir deyişle 1.05×10^{-34} Js) için kullanılıyor.

Denklem (2.5) pozitron-fonon saçılması elastik, diğer bir deyişle kritik ısıdan $T_0 = 12 m_p c_l^2 / k_B$ daha yüksek ısıda olduğu sürece geçerlidir. Deneyler başka materyallerde hafif sapmalar göstermesine rağmen (Schultz ve Lynn, 1988)[34], örneğin silikon (30 K – 500 K arası) ve Mo(111) için olan pozitron taşınabilirliğin gerçekten de $T^{1/2}$ olarak değiştiğini ortaya koymuştur (Huomo ve ark., 1987; J. Mäkinen ve ark., 1991; Soininen ve ark., 1990 ve 1992)[35]. D_+ için tipik oda sıcaklığı değerleri $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ mertebesinde.

Tuzak olmayan materyalde τ_b hacim ömrü süresince L_+ pozitron difüzyon uzunluğu şudur:

$$L_{i+} = \sqrt{D_+ \tau_b} = \sqrt{D_+ / \lambda_b} \quad (2.6)$$

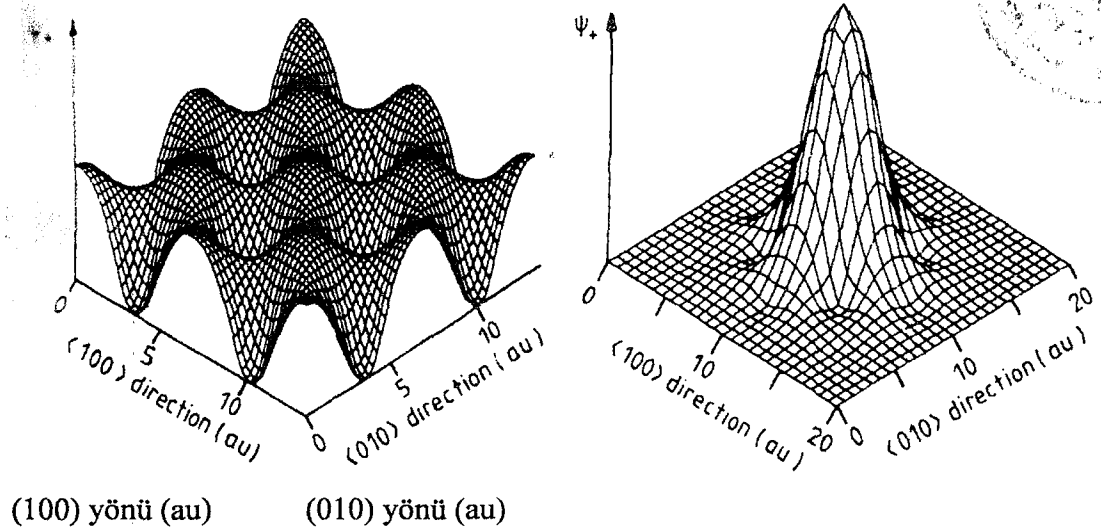
λ_b pozitron yokoluş hızıdır. Taşınım uzunluklarının 100nm mertebesinde olduğunu, diğer bir deyişle implantasyon derinliği ile karşılaştırıldığında küçük olduğunu aklınızda bulundurun. Kristalin silikondaki pozitron taşınabilirliği için 300 K ölçülen değerler $2.7 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ile $3.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ arasında değişiyor (Nielsen ve ark., 1985a; J Mäkinen ve ark., 1990b ve 1991; Schultz ve ark., 1988a)[36]. Bununla birlikte serbest pozitronların silikondaki ömrü 217 ps'dir (Würschum ve ark., 1989; S. Mäkinen ve ark., 1990)[37]. Denklem (2.6) silikondaki pozitronlar için $L_+ = 250 \pm 10 \text{ nm}$ değerini veriyor.

2.3.2. Tuzaklama

Termalize olmuş serbest bir pozitronun dalga fonksiyonu bir De Broglie dalga uzunluğu λ_{th} ile birlikte

$$\lambda_{th} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{3m_p k_B T}} \sim (6.2 \text{ nm}) \sqrt{\frac{300}{T}}. \quad (2.7)$$

şeklinde verilen bir Bloch fonksiyonu ile temsil edilmiştir (Schultz ve Snead, 1990)[38]; diğer bir deyişle dalga fonksiyonu genelde pozitronun serbest yolundan ($\sim 0.1 \text{ nm}$) daha büyük olan $\sim 10 \text{ nm}$ 'lik bir uzunluk aralığında lokalize olmuştur (bkz. McMullen, 1985)[39].



Şekil 2.2. Kusursuz bir *fcc* nikel süzgeçte delocalize bir pozitronun (sol) ve *fcc* nikelde bir boşlukta lokalize olan bir pozitronun (sağ) dalga fonksiyonları. Puska ve Nieminen (1983) çalışmasından alınmıştır.

Metal süzgeçte açık hacimli bir kusur mevcutsa pozitron dalga fonksiyonu yüksek bir etkinlikle potansiyel minimumda yoğunlaşabilir (Hodges 1970)[40].

Puska ve Nieminen (1983)[41] serbestçe difüze olan bir halden boşlukla lokalize bir hale geçiş yapan bir pozitronun dalga fonksiyonunda meydana gelen değişimi hesaplamışlar ve bu değişimin çok büyük olduğunu saptamışlardır (bkz. Şekil 2.2).

Dengeli bir kusur dağılımına sahip materyallerde pozitronların kusurlarda mahsur kalması sebebiyle pozitron difüzyon uzunluğu [bkz. Denklem (2.6)] etkin bir difüzyon uzunluğuna, $L_{+,eff}$, iner:

$$L_{+,eff} = \sqrt{D_+ / \lambda_b + \kappa_t} \quad (2.8)$$

ve pozitronların kusurlarda mahsur kalma oranı, κ_t , de

$$\kappa_t = v_t n_t \quad (2.9)$$

olarak tanımlanır. Bu denlemde v_i belli bir kusurda belli pozitron kıştırma oranını ve n_i ise kusur yoğunluğunu gösteriyor. Genel anlamda bazı materyallerde her kusur tipinin kendisiyle bağlantılı farklı bir belirli tuzaklama oranına sahiptir (Nieminen ve Manninen, 1979)[42]. Metallerdeki tekli boşluklar için belirli tuzaklama oranları 10^{15} s^{-1} mertebesinde iken yer değiştirmenin kıştırma oranları $0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ mertebesinde (yer değiştirme yoğunlukları için kullanılan birimin m/cm^3 olduğuna dikkat edin). Saf yer değiştirme çizgileri sadece yaklaşık 0.1 eV'lik bağlanma enerjilerine sahip sığ kapanlar oluştururlar. Ancak bu yer değiştirmeler yer değiştirme hattı üzerinde boşluklar veya tekli itmeler (bu boşlukların bağlanma enerjileri 1 eV'dir, diğer bir deyişle 1.5-2 eV mertebesinde olan hacim boşluk enerjilerinden daha küçüklerdir; Häkkinen ve ark., 1990; Hashimoto ve Kino, 1991; Jensen ve ark., 1988b; Park ve ark., 1986)[43] gibi termal serbest bırakma yoluyla daha derin tuzaklar için öncü haller olabilirler.

2.3.3. Termal Pozitron Difüzyon Denklemi

Termal pozitronun maruz kaldığı implantasyon, difüzyon, bir elektrik alanı nedeniyle sürüklenme ve (serbest) pozitronların tuzaklanması veya yokolması gibi süreçler (tek boyutlu) durağan hal pozitron difüzyon denklemi olarak bilinen tek bir denkleme birleştirilebilir:

$$D_+ \frac{d^2 c(z)}{dz^2} - d[v_d(z)c(z)]/dz - [v_i n_i(z) + \lambda_b]c(z) + I(E, z) = 0 \quad (2.10)$$

Daha önce tanımlanan sembollere ek olarak, $c(z)$ derinliğin z bir fonksiyonu olarak durağan haldeki pozitron dağılımını gösteriyor. Pozitron sürüklenme hızı v_d , $v_d(z) = \mu \mathcal{E}(z)$ denkleme göre (lokal) $\mathcal{E}(z)$ elektrik alanının gücüne bağlıdır. Son olarak, $I(E, z)$ z derinliğinde termalize pozitron üreten pozitron implantasyon oranını temsil eder ve gelen pozitron demetine bağlıdır. Bu diferansiyel denklemin daha ayrıntılı analizi Schut (1990) ve Van Veen ve ark. (1990)[44] çalışmalarından bulunabilir.

2.3.4. Yüzey ve Arabirim Süreçleri

2.3.4.1. Pozitron ve Pozitronyum İş Fonksiyonları

Yüzeyden çıkarak bir materyali terk edebilmesi için pozitron iş fonksiyonu denilen ve ϕ_+ ile gösterilen bir enerjiye sahip olmalıdır. Bu enerji bir pozitronu materyalin içindeki bir noktadan yüzeyin biraz ötesindeki bir noktaya hareket ettirmek için gerekli olan minimum enerjidir ve aşağıdaki denkleme eşittir:

$$\phi_+ = -D - \mu_+ \quad (2.11)$$

Bu denklemden (hacim pozitron kimyasal potansiyeli olan μ_+ en düşük pozitron bandının tabanı ile kristal seviyesi (0 K sıcaklığında) arasındaki fark olarak tanımlanır ve D özellikle vakumun içine doğru olan elektron dağılım kuyruklanmasının neden olduğu yüzey dipol bariyerini temsil ediyor. Daha yaygın olan metallerin pozitron iş fonksiyonları Boev ve ark. (1987), Schultz ve Lynn (1988) ve Jibaly ve ark. (1992)[45] çalışmalarında tablo şeklinde verilmiştir.

Pozitronlar için dipol bariyerinin yarattığı güç katının dışına doğru yönlendirilmektedir [bu nedenle (2.11) denkleminde D sembolünün önüne eksi işareti konmuştur]. Bu süreç pozitron iş fonksiyonlarının neredeyse sıfır ve örneğin temiz bir tungsten yüzeyi gibi durumlarda eksi bile olmasına yol açarak (yavaş) pozitronların vakuma salınmasını sağlar (Gullikson ve ark., 1988a; Tong, 1972)[46].

Pozitronyum iş fonksiyonu, ϕ_{ps} , aşağıdaki denkleme eşittir (Schultz ve Lynn, 1988)[47]:

$$\phi_{ps} = \phi_+ + \phi_- + E'_{ps} - E_{ps} \quad (2.12)$$

E'_{ps} katıda bulunduğu sırada pozitronyum bağlanma enerjisini, $E_{ps} = 6.8$ eV vakumundaki bağlanma enerjisini ve ϕ_- ise

$$\phi_- = +D - \mu_- \quad (2.13)$$

olarak tanımlanan ve μ simgesinin elektronun kimyasal potansiyelini gösterdiği elektronun iş fonksiyonunu temsil ediyor. Metallerde E'_{Ps} yoktur. Örneğin 300K $\phi_+ = -0.16\text{eV}$ ve $\phi_{Ps} = -2.6\text{eV}$ olur (Gullickson ve Mills, 1987)[48], ancak hem ϕ_+ ve ϕ_{Ps} küçük diipol potansiyelleri nedeniyle alkali metaller için artı değerdedir. Yüzeydeki pozitronların dallanması aşağı yukarı şu şekilde olur: Yavaş pozitron salınım hızı yaklaşık olarak $\{-\phi_+\}^{1/2}$ ($\phi_+ < 0$ için) değeri ile doğru orantılıyken pozitronyuma ve bir yüzey haline dallanma olasılığı aşağı yukarı eşittir. İzolatörlerde pozitronyum materyalin içinde varolabilir. İzolatörlerin pozitron iş fonksiyonu birkaç eV artıdır. Ancak pozitronyumun enerji kaybı olmadan vakuma salınması nedeniyle pozitronyum iş fonksiyonu genellikle eksidir (Mills, 1988)[49].

2.3.4.2. Arabirimlerdeki Potansiyel Adımlar

İki materyalin arasında bulunan arabirimde pozitronlar elektrostatik bir potansiyel yaşarlar. Her iki materyalin aynı Fermi seviyesine sahip olması gerektiği gerçeği nedeniyle elektron kimyasal potansiyellerindeki farka ($\Delta\mu_-$) eşit olan potansiyel bir adım tetiklenir. Arabirim dipolü pozitron ve elektron için aynıdır ancak sembol farklıdır. Materyaller arasındaki pozitron kimyasal potansiyel ($\Delta\mu_+$) farklılıkları potansiyel adımın yüksekliğini değiştiriyor.

A ve B materyalleri arasındaki arabirimde aşağıdaki ΔE_+ potansiyelini yaşar:

$$\Delta E_+ = \Delta\mu_- + \Delta\mu_+ = (\mu_-^B - \mu_-^A) + (\mu_+^B - \mu_+^A) = \chi_-^B + \chi_+^A \quad (2.14)$$

χ_+ pozitron afinitesi $\chi_+ = \mu_- + \mu_+$ şeklinde tanımlanmıştır. Metaller arasında bir junction olması durumunda pozitron en düşük afiniteye sahip materyalde kalmayı tercih eder (Huttunen ve ark., 1990a)[50]. Metaller için olan pozitron afinitesi Puska ve arkadaşlarının çalışmasında (1989)[51] tablo şeklinde verilmiştir.

ΔE_+ arabirim potansiyel adımının yüksekliği 1 eV mertebesinde ve termal kinetik enerjisinden ($\sim k_B T$) çok daha büyüktür. Bu nedenle daha eksi bir pozitron afinitesiyle bir materyalden arabirime gelen pozitronların arabirimde yansılma ihtimali oldukça yüksektir. Dahası, bir materyale implante edilen pozitronlar dış

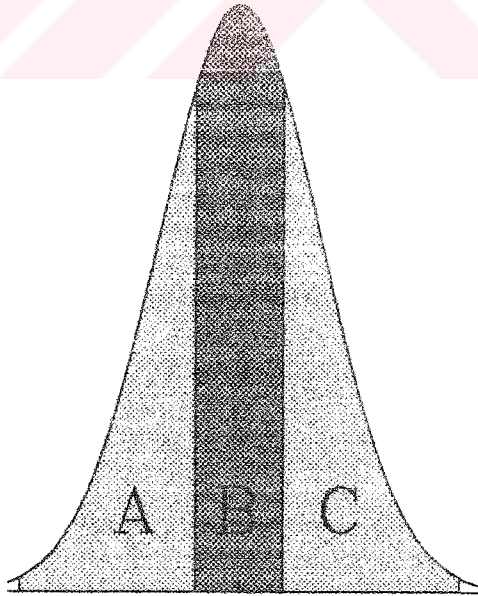
yüzeye yaklaştıklarında yüzey potansiyelinden yansıtılmaları özellikle de düşük ısılarda pozitron hareketi üzerinde önemli bir etkiye sahip olabilir (Britton ve ark., 1990)[52].

2.3.5. Yokoluş

2.3.5.1. S-parametresi

2γ yokoluş olgusunda pozitron-elektron çiftinin momentumu nedeniyle iki γ fotonun enerjisi 511 keV olan kesin değerden sapar (bkz. Bölüm 1.2.2). Peki bu Doppler genişlemesi tipik olarak birkaç yüz elektronvoltudur, buna karşılık dedektör çözünürlüğün enstrümental genişliği genelde 1.3 keV değerindedir. Genel olarak 511 keV'lik pik dekonvolüsyon yerine MacKenzie ve ark. (1970)[53] tarafından tanımlanan S (şekil) parametresi ile tanımlanmıştır. Şekil 2.3'te gösterildiği şekilde, söz konusu S parametresi pikin sabit merkez kısmı olan B bölgesinin toplam 511 keV'lik $A + B + C$ alanına olan oranı olarak tanımlanır. Şu şekilde de ifade edilebilir:

$$S = B / (A + B + C) \quad (2.15)$$



Şekil.2.3. γ sayım oranı (a.u.)

2.3.5.2. Enerji

Şekil 2.3 : 511 keV'lik pik kısımlarının altında kalan A , B ve C bölgeleri (enstrümental çözünürlük profili ile yapılan konvolüsyondan sonra). S parametresi $B / (A + B + C)$ şeklinde tanımlanmaktadır.

A , B ve C ile ilişkili enerji aralıkları S değerinin 511 keV'lik pikindeki Doppler genişlemesine olan maksimum hassasiyetini elde etmek amacıyla seçilmişlerdir ve bu da pratikte yaklaşık 0.5'lik S parametrelerine denk düşüyor (Leo ve ark., 1981)[54].

Fonon saptama sisteminin çözünürlüğüne olan bağımlılığı nedeniyle S 'in kesin değerinin doğrudan fiziksel bilgi içermediğini unutmamak gerekir. Öte yandan, normalize edilen ve S_{c-Si} sembolünün kristalin silikon için ölçülen S parametresini gösterdiği,

$$S = S / S_{c-Si} \quad (2.16)$$

şeklinde tanımlanan S parametresinin ölçüm ekipmanından makul ölçüde bağımsız olduğu görülüyor ve kesin ölçüm için kullanılabilir.

2.3.5.3. S İle Materyal Özellikleri Arasındaki Korelasyon

S 511 keV'lik pikin genel bir parametresi olduğundan pozitron-yokoluş süreçlerinde mevcut olan toplam momentumu yansıtır. Serbest delokalize pozitronlar hem çekirdek elektronlarıyla hem de iletken elektronlarla yokolabilirler, buna karşılık bir boşlukta mahsur kalan bir pozitronun dalga fonksiyonunun kusurda iyon çekirdeği bulunmaması nedeniyle çekirdek elektronlarla oldukça küçük örtüşmesi vardır. Bundan dolayı serbest pozitronların tersine, mahsur kalan (tuzaklanmış) pozitronların çekirdek elektronların enerjisinden daha düşük enerjilere sahip iletken elektronlarla yokolma ihtimalleri daha yüksektir. Sonuç olarak serbest pozitronların yokoluşuna kıyasla, boş süzgeç bölgelerinde yokoluş tuzaklanan pozitronların pozitron-elektron momentum dağılımında bulunan yüksek momentumlu bileşenleri

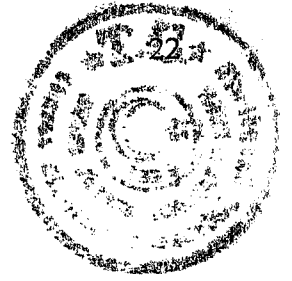
azaltır. Kusursuz referans örneklerinde boşluklardaki pozitronların daha fazla yokoluşu yokoluş pikinin daralmasıyla, diğer bir deyişle S 'in artışıyla sonuçlanır.

Bu nedenle genel anlamda konuşmak gerekirse, düşük bir S değeri toplam pozitron sayısının büyük bir fraksiyonunun serbest (delokalize) halde yokolduğuna işaret ederken yüksek bir S değeri pozitronların genelde tuzaklarda yokolduğunu gösterir. Örneğin oksijene bağlı kusurlarda yokoluş gibi yokoluşlar da daha düşük bir S değerine yol açacağından bu olgunun kesin bir kural olmadığı unutulmamalıdır (bkz.Örneğin Dannefaer ve Kerr, 1986; Chilton ve ark., 1990 ve Tabuki ve ark., 1992)[55]. Genel anlamda yer değiştirmelerin karakteristik S değeri tekli boşluklarınkine benzer veya bu boşluklarınkinden daha azdır (Uedono ve ark., 1992)[56].

Pozitron ömrü ölçümlerinden alınan kısırtma oranlarını Doppler genişleme ölçümlerine uygularken dikkat edilmelidir çünkü tuzaklanmış bir pozitronun dalga fonksiyonu örneğin hacminde bulunan elektronların dalga fonksiyonu ile örtüşebilir. Bu nedenle 'hacim' elektronlarıyla yokolan kısırılmış pozitronlar da S parametresine katkıda bulunabilirler ancak bu katkıları 'normal' hacim ömrünü verir (Rozing ve ark., ömür ile Doppler genişleme ölçümleri arasındaki ilişki için bkz. Schaffer ve ark., 1992)[57]. Bu etki bir tuzakta daha güçlü bir şekilde lokalize olan pozitronlar için daha az belirgin olacaktır.

Bir örneğin dış yüzeyinde veya yarıiletken veya yalıtkan materyallerin büyük boşluklarında pozitronyum oluşabilir. p -Ps yokoluşu Doppler tarafından genişletilen yokoluş pikinde pozitronyum atomunun düşük içsel momentumu nedeniyle daha dar bir bileşen olarak gözlemlenmiştir. Materyale giren ve tekrar salınmayan her pozitron yüzey halinden (S_s şeklinde S parametresi vererek), pozitronyuma bağlı halde (S_{Ps} vererek) veya bir kusurda lokalize olarak kısırılmış halde ($i = 1$ değerinin farklı tipteki kusurlardaki kısırılmayı temsil ettiği $S_{t,i}$ vererek) yokolur. Bu hallerde yokolan fraksiyonlar sırasıyla f_s , f_{Ps} , f_b ve $f_{t,i}$ olarak yazıldığında farklı yokoluş bölgelerindeki yokoluş özellikleri genel S parametresinde bir araya gelir:

$$S = \left(f_s S_s + \beta f_{Ps} S_{Ps} + f_b S_b + \sum_{i=0}^n f_{t,i} S_{t,i} \right) / \left(f_s + \beta f_{Ps} + f_b + \sum_{i=0}^n f_{t,i} \right) \quad (2.17)$$



f_b ve $f_{t,i}$ birbirleriyle

$$f_b / \sum_{i=1}^n f_{t,i} = \lambda_b / \sum_{i=1}^n \kappa_{t,i} \quad (2.18)$$

şeklinde bağlantılıdır. Burada $\kappa_{t,i}$ i tipi kusurlar için olan pozitron kıştırma oranıdır. (2.17) denklemindeki β sabiti sadece p -Ps yokoluşlarının 511 keV'lik pike katkıda bulundukları gerçeğini yansıtır (Nielsen ve ark., 1986b)[58].

Denklem (2.17) S parametresinin pozitronların yokolduğu kusurlar hakkında bilgi içerdiğini gösteriyor. Özellikle yüksek oranda spesifik tuzaklama oranına veya yüksek konsantrasyona sahip kusurlar [denklem (2.9) ile karşılaştırın] yokoluş pik genişliğini önemli ölçüde etkileyebilir.

Kusuru olmayan materyallerde bile pozitronların belli bölgelerde yokolmayı tercih ettikleri gerçeği unutulmamalıdır. GaAs Bağımsız parçacık Yönetmi (IPM) ve Empirik Pseudopotansiyel Yöntemi (EPM) gibi ikili yarıiletkenlerdeki pozitronlar için yapılan hesaplamalar pozitronların bir atom türüne karşı güçlü afiniteleri olduğunu ortaya koymuştur. Pozitronlar bu nedenle yarıiletken bileşeninde bulunan bu belli türdeki atomun elektronları ile yokolmayı tercih edebilir. GaAs yöntemindeki yarıiletkende daha fazla pozitron galyum atomlarındaki elektronlardan ziyade arsenik atomlarının elektronları ile yokolmaktadır (Aourag ve ark., 1990; Aou ve Khelifa, 1991)[59].

2.3.5.4. Doppler Tarafından Genişletilen 511 Kev Pikinin Dekonvolüsyonu

511 keV pikinin genişlemesi belli bir oranda foton saptama sisteminin enerji çözünürlüğü tarafından maskelenmiştir. Bu enstrümental bağımlılığı ortadan kaldırmak için pik, Press ve arkadaşlarının (1986)[60] aşağıda açıklanan algoritmi ile dekonvüle edilebilir.

$r(E)$ sembolünün E foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak foton saptama sisteminin yanıt fonksiyonu olduğunu varsayalım. Söz konusu enstrümental çözünürlük nedeniyle bozulmayan bir foton enerji dağılımı $u(E)$, sistemin $u(E)$ ve $r(E)$ konvolüsyonu olan bozulmamış bir sinyal $s(E)$ salmasına yol açacaktır:

$$s(E) = u(E) * r(E) = \int_{-\infty}^{\infty} r(\varepsilon) u(E - \varepsilon) d\varepsilon \quad (2.19)$$

Bu denklem S , R ve U sembollerini sırasıyla s , r ve u Fourier dönüşümleri olduğu Fourier uzayında aşağıdaki denkleme eşittir:

$$S(w) = R(w) U(w) \quad (2.20)$$

Pratikte, ölçülen dedektör sinyali $c(E)$ ek bir gürültü bileşeni $n(E)$ içerir:

$$c(E) = s(E) + n(E) \quad (2.21)$$

Sesin katkısı bir $\phi(E)$ veya $\Phi(w)$ filtre eklemek suretiyle dekonvolüsyon esnasında ortadan kaldırılabilir. Böylece ölçülen sinyalin $C(w)$ dekonvolüsyonu mümkün olduğunca bozulmamış sinyale $U(w)$ benzeyen bir sinyal $\tilde{u}(E)$ veya $\tilde{U}(w)$ üretir:

$$\tilde{U}(w) = C(w) \Phi(w) / R(w) \quad (2.22)$$

$\tilde{u}(E)$ değerinin $u(E)$ değeri ile uyum sağlayacak şekilde $\Phi(w)$ değerinin seçilmesi

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{u}(E) - u(E)|^2 dE = \int_{-\infty}^{\infty} |U(w) - U(w)|^2 dw \quad (2.23)$$

minimizasyonunu gerektirir. (2.20) ve (2.22) denklemlerini ikame eden bu denklem

$$\int_{-\infty}^{\infty} |R(w)|^{-2} \{ |S(w)|^2 |1 - \Phi(w)|^2 + |N(w)|^2 |\Phi(w)|^2 \} dw \quad (2.24)$$

denkleminin integrandının $\Phi(w)$ açısından her w değerinde azaltılmasını gerektirir. $\Phi(w)$ değerinin gerçek bir fonksiyon olduğunu varsayarsak Φ değerine göre türev almak ve sonucu sıfırlamak optimal filtre için aşağıdaki denklemi verir:

$$\Phi(w) = |S(w)|^2 / |S(w)|^2 + |N(w)|^2 \quad (2.25)$$

Ses bileşeninin $N(w)$ ve sinyal bileşeninin $S(w)$ kesin değerleri ölçülen spektrumdan hesaplanabilir. Denklem (2.25) artık optimal filtreyi verir ve bu filtre bozulmamış sinyal $\tilde{U}(w)$ uygun bir sinyal elde etmek amacıyla (2.22) denkleminde ikame edilebilir. Daha ayrıntılı bilgi için bkz. Bölüm 3.2.5.

2.3.6. Epitermal Pozitronlar

Yakın zamana kadar pozitronların implante edildikten hemen sonra termalize oldukları düşünülüyordu. Bundan dolayı pozitronların difüzyon modeli fikrini ortaya atmışlardır. Elastik olmayan saçılımın elastik olan saçılımdan ve hacimsel kısıtırmadan daha baskın olduğu yüksek pozitronlu ışıyım enerjilerinde termal-pozitron difüzyon denkleminin iyi bir yakınlştırma olduğunu saptadılar. Ancak etkin olmayan ve termal enerjilere yakın durma mekanizmaları olan katılar (izolatörler, yarıiletkenler) için yüzeyde tekrar salınan pozitron sayısı önemsiz değildir. Öte yandan pozitronların metallerdeki epitermal salınımları pozitronların elastik saçılması tarafından yönlendirilir (Britton ve ark., 1988)[61].

Termal olmayan pozitronların önemli diğer bir etkisi epitermal pozitron kısıtılmasıdır. Bu etki, epitermal kısıtılma oranının elastik olmayan saçılım oranı ile karşılaştırılabilir veya bu orandan yüksek olduğunda önemli bir rol oynar (Lynn ve ark., 1987)[62]. Jensen ve Walker (1990)[63] metallerde tuzaklanan termal olmayan pozitronlar üzerinde ayrıntılı hesaplama yaptılar ve momentuma bağlı tuzaklama oranlarında rezonanslar bulunsu dahi termal ve termal olmayan dağılımda tuzaklama arasındaki farklılığın çok az olduğu sonucuna vardılar. Ancak epitermal tuzaklama oranı ve/veya yokoluş oranı termal orandan yeterli bir termalizasyon süresince

saptığı zaman pozitron çalışmalarında ölçülen parametreler bundan etkilenir. Bu nedenle en azından metallerdeki boşlukları ele alan pozitron araştırmaları için termal olmayan tuzaklama dikkate alınacak bir olgu değildir.

Buna karşılık bazı durumlarda epitermal tuzaklama önemli bir rol oynayabilir. Jensen ve Walker (1990)[64] şu durumlara değiniyorlar: düşük ısılarda geniş boşluklarda tuzaklama (özellikle artı yüklü kusurlarda çünkü pozitron kusuru çevreleyen potansiyel bariyerin içinden geçmek zorunda) ve sistemde güçlü bir küvet enerjide implante edildikten sonra pozitronların tamamen termalize olmadan önce döndükleri yüzeyde tuzaklama. Üçüncü ihtimalde pozitron tuzaklanmasının büyük bir kısmı epitermal pozitronların tuzaklanmasından oluşuyor.

2.4. Pozitron Demeti Deneyleri

Deneyisel çalışmalarda pozitron en çok uygun bir izotopun radyoaktif bozunumu sonucunda üretilmiştir (bkz. Tablo 2.1). Bu pozitron kaynağı ya araştırılan örneğe yakındır (bu durumda ‘hızlı’ pozitronlar kullanılıyor) ya da pozitronların elektrostatik ve/veya manyetik bir demet vasıtasıyla örneğe yönlendirilmeleri için pozitron kaynağı yönlendirici bir tabaka ile örnekten ayrılır.

Tablo 2.1. Pozitron salıncıların bozunum verileri

Radyonüklid	Yarı ömür	Maksimum enerji	Esas enerji	γ -ışın yoğunluğu
^{22}Na	2.6 yıl	545 keV	1275 keV	% 100
^{58}Co	71 gün	470 keV	810 keV	% 99
^{64}Cu	12.8 saat	660 keV	1340 keV	% 0.5

Yavaş pozitron deneylerinde ise pozitronlar eksi pozitron iş fonksiyonuna sahip materyale implante edilerek yönlendiriliyor.

Metal yönlendiriciler arasında tek kristalli tungsten en tercih edilen verimi sunuyor (^{56}Co kaynaktan her hızlı pozitron için 0.003 yavaş pozitron), ancak yakın zamanda katı haldeki asal gazlar ve sentetik elmas gibi yalıtkan yönlendiriciler

kullanılmaya başlandı (Mills, 1988; Massoumi ve ark., 1991; Brandes ve ark., 1992a ve 1992b; Merrison ve ark., 1992)[65].

Pozitronlar iş fonksiyonuna eşit olan birkaç eV'lik bir kinetik enerji ile yönlendiriciyi terk ederler. Ardından da elektrostatik olarak 100 eV ile 50 keV arasında değişen enerjilere hızlandırılırlar ve içine bu tek enerjili yavaş pozitronların implante edildiği örneğe yönlendirilirler.

S parametresi ölçümleri, 511 keV pik genişliğinin [bkz. Şekil 2.3 ve Denklem (2.15)] pozitron ışıınım enerjisinin bir fonksiyonu olarak ölçülmesi sonucunda S parametresinin saptanmasından [bkz. Denklem (2.17)] oluşuyor. Yüzeye bağlı yokoluş süreçleri [pozitronyum oluşum ve yüzeyde kısıtılma halleri; bkz Denklem (2.17)] ölçümlerinin yaptığı katkıdan örneğin en üst bölgesindeki etkin pozitron difüzyon uzunluğu hesaplanabilir [Denklem (2.18) ile karşılaştırın].

Doppler S parametresi ölçümlerindeki statistik hata σ_S binominal dağılımla hesaplanır (huomo ve ark., 1989)[66]:

$$\sigma_S = \sqrt{S(1-S) / N} \quad (2.26)$$

Burada S ölçülen S parametresini, N de 511 keV pikinde toplam sayım sayısını gösterir. S değerinde bir yüzdenin bir fraksiyonu mertebesindeki değişiklikleri saptamak için 511 keV pikindeki toplam sayımın sayısı yaklaşık 1×10^6 olmalıdır.

Yarıiletken türü örneklerde elektrik alanlar bulunması durumunda bu alanlar örneğin yüksek ısılarda (~ 200 C°) ölçülmesi ile 'kapatılabilir'. Yüksek ısılarda termal olarak üretilen taşıyıcılar başka tipteki taşıyıcılardan baskın olurlar. Örneğin ısıtılması, tuzaklanmış olan pozitronların difüzyon uzunluğunu da etkilediği unutulmamalı [bkz. Denklem (2.5)].

Pozitronyumun $2\gamma/3\gamma$ bozunum oranı yardımıyla, vakuma yerleştirilen bir örneğin dış yüzetinde oluşan pozitronyum fraksiyonu, f_{Ps} , pozitron-yokoluş

spektrumunun farklı bölgelerinde biriken biriken sayımların oranından, R , çıkarılabilir (Deutsch ve Dulet, 1951; Mills, 1978; Schultz ve ark., 1984)[67]:

$$f_{Ps} = [1 + (P_1 R_1 - R / P_0 R - R_0)]^{-1} \quad (2.27)$$

burada 511 keV altındaki fonon-enerji bölgelerinde biriken sayımların sayısı olan T (3γ olgular; bu γ -fotonların enerjisi sürekli olarak 0 ile 511 keV arasında değişir) ve spektrumun 511 keV'lik pik bölgesindeki sayımların sayısı olan P (2γ olgular) ile birlikte $R = (T - P) / P$ olur. R pozitronyum oluşumu gerçekleşmediği durumda R_0 , %100 pozitronyum oluşumu gerçekleştiği durumdaysa R_1 değerine eşittir. P_1 / P_0 faktörü üç fotonlu olgunun pik bölgesindeki sayım sayısına katkı yapma olasılığını temsil eder.

Aslında pozitron kullanarak yapılan derinlemesine inceleme sırasında kullanılan örnekler aynı şekle sahip kusurlar içermezler, buna karşılık dahili elektrik alanları olan veya olmayan birçok katmandan oluşurlar veya iyon implantasyonunun yol açtığı hasar nedeniyle birkaç kusur içeren bir profil sergilerler. Bu tip bir pozitron yokoluşu verisini analiz etmek için difüzyon denklemi [bkz. denklem (2.10)] tekrar tekrar çözülmeli ve bu VEPFIT modelleme ve uyarlama yazılım programıyla gerçekleştirilebilir. Bu program konusunda daha ayrıntılı bilgi için bkz. Schut (1990) veya Van Veen ve ark. (1990)[68].

Pozitron demeti ölçüm analizinde birçok faktör hesaba katılmalıdır. Bunlardan ilki epitermal pozitronların etkisidir. Huomo ve arkadaşlarının (1989)[69] iddia ettiklerinden farklı olarak, epitermal etkiler hesaba katıldığında birkaç keV enerjiye sahip pozitron verisinin hesaplardan çıkarılmasına gerek yoktur. VEPFIT programında örneğe geri dönen pozitron fraksiyonlarını tahmin etmek amacıyla bu hesaplama epitermal saçılma uzunluğu kullanılarak yapılıyor. Bu uzunluğun yokoluşu farklı bir S parametresi verir. Yüzeyde geri saçılan pozitronların yansıtılması gibi yüzeye bağlı diğer etkiler de bu programda yüzey emilim uzunluğu kullanılarak hesaba katılıyor. Yüzey sınırındaki (ışınımsal sınır koşulları) denklemin (2.10) çözümünün bilinen değerlere ne şekilde yaklaştırılacağını göstermesinin

dışında bu miktarın fiziksel açıdan doğrudan bir anlamı yoktur. Bu konunun ayrıntılı bir tartışması için bkz. Schut (1990) veya Van Veen ve ark., 1990[70].

Hesaba katılması gereken ikinci faktör düşük ışıyım enerjilerinde termalize olan pozitronların profilinin termalizasyon sırasında pozitronların sahip olduğu ortalama serbest yol ile aynı mertebede bir genişliğe sahip olmasıdır (Nieminen ve Oliva, 1980)[71]. Bu nedenle termal dengeye ulaşan pozitronların uzaysal dağılımı parametrelenmiş implantasyon profilinden [bkz. denklem (2.1)] daha geniştir. Dahası, örneğe geri dönen tekrar salınan pozitronların yarattığı geri saçılım etkileri Makhov implantasyon profilinin genişlemesinin bir diğer sebebidir (Huomo ve ark., 1989)[72]. Bölüm 2.2.2’de de tartışıldığı gibi, bu etkiler bu tezde ele alınan pozitron kullanarak yapılan derinlemesine inceleme deneylerinden ziyade yüzey bağlantılı deneyler için önem taşır.

Hesaba katılması gereken üçüncü faktör, Huomo ve arkadaşlarının (1989)[73] da değindiği gibi, ölçülen S parametresinin pozitronyum salınımı nedeniyle yüzeye geri dönen pozitronların akımıyla lineer olarak doğru orantılı olmasıdır. Bu etki göreceli olarak daha yüksek S değerlerine yol açıyor. Ancak aynı etki termal olmayan pozitronların oluşturduğu pozitronyum salınımının ölçülen S parametresini aşağı çekme eğiliminde olması sonucu bir ölçüde maskeleniyor. Bu birleşmiş etkilerin kesin değerleri % 30-50’lik pozitronyum salınımı olması durumunda düşük ve yüksek ışıyım enerjilerindeki S parametresi değerleri arasındaki farklılıkların en fazla birkaç yüzdesini oluşturuyor.

Pratikte pozitron kullanarak yapılan derinlemesine incelemelerdeki ölçümlerin parametrelerinde bu etkiler nedeniyle olan hataların S değerlerinde en fazla %1, tüm uzunluklar için olan değerlerde (difüzyon uzunlukları, katman sınır derinlikleri, v.b.) ise en fazla %10 olduğu tahmin ediliyor.

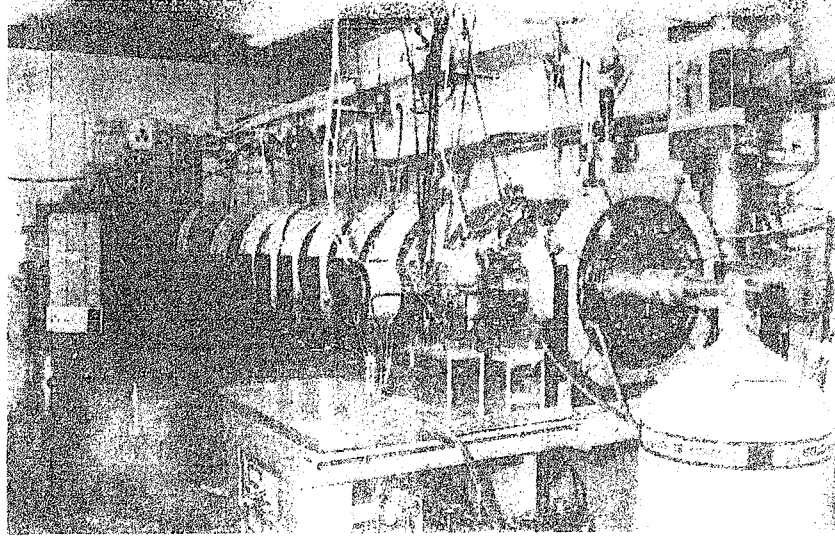
3. POZİTRON DEMETİ VE YARDIMCI TEKNİKLER

Bu bölümün ilk kısmı (Bölüm 3.2) Delft Değişken Enerjili Pozitron Demeti (VEP) hakkında bilgi içerir. Bu demetçizgisi Delft Teknoloji Üniversitesi'nin Fakülteler Arası Reaktör Enstitüsü'nde bulunuyor ve bu tezde açıklanan pozitron yokoluş deneyleri için kullanılmıştır.

Bu pozitron düzeneği 1984-1986 arasındaki süre boyunca tasarlandı, yapıldı ve 1987 Mart ayında ilk 25 mCi ^{22}Na pozitron kaynağı takıldı. Bir test süresinin ardından demetçizgisi 1988 Nisan ayında resmi olarak açıldı. Bunu takip eden yıllarda performansını optimize etmek amacıyla konfigürasyonunda birkaç küçük değişiklik yapılarak demet ayarlandı. 1992 Ocak ayında ise yeni ve daha güçlü bir 70mCi ^{22}Na pozitron kaynağı satın alınarak takıldı.

Bu bölüm demet konfigürasyonu (Bölüm 3.2.1), örnek tutucu (Bölüm 3.2.2), madde içine düşük enerjili implantasyon için kullanılan dahili iyon demeti (Bölüm 3.2.3) ve foton saptama sistemi (Bölüm 3.2.4) ile ilgili kısa bir açıklama sunacaktır. Bölüm 3.2.5'de ise demet performansı tartışılmaktadır.

Pozitron yokoluş deneyleri kısmen başka teknikler kullanılarak gerçekleştirildi. Bu bölümün ikinci kısmı (Bölüm 3.3) Serbest Taşıyıcı Ömrü Ölçümleri (Bölüm 3.3.1), Raman spektroskopisi (Bölüm 3.3.2), Dar Açılı X-ışını saçılması (Bölüm 3.3.3) ve Nükleer Reaksiyon Analizi (Bölüm 3.3.4) gibi teknikler hakkında kısa açıklamalar sunmaktadır.



Şekil 3.1: Delft VEP düzeneği

3.1. Delft Değişken Enerjili Pozitron Demeti

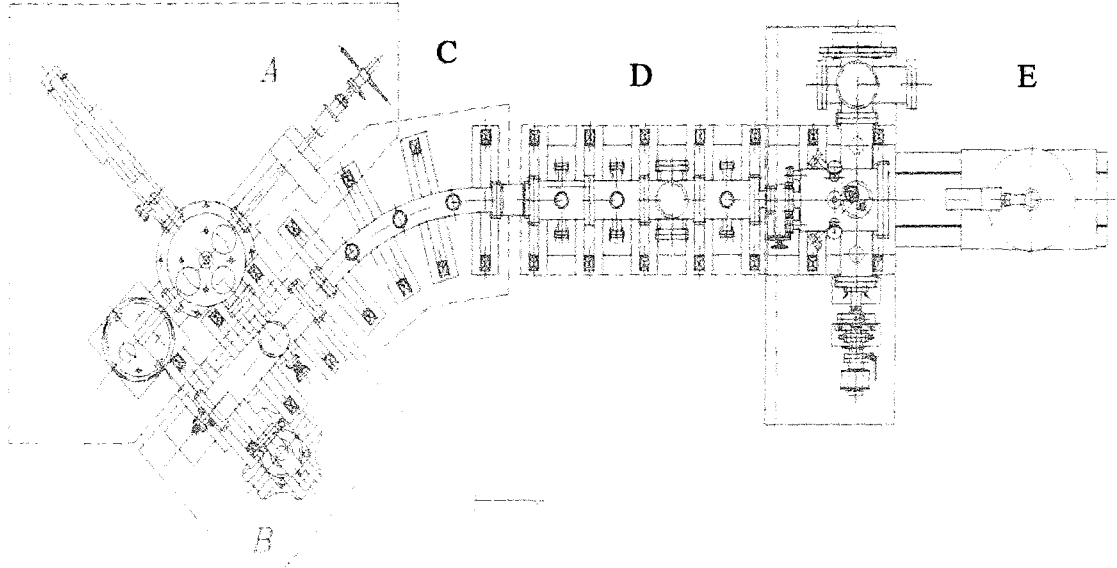
3.1.1. VEP'nin Tasarımı

Pozitron yokoluş Doppler genişlemesi deneyleri yaygın olarak 'VEP' diye kısaltılan Delft Değişken Enerjili Pozitron Demeti kullanılarak gerçekleştirildi. Bu düzeneğin bir fotoğrafı Şekil 3.1.'de verilmiştir. VEP'nin ayrıntılı tarifi Schultz (1990)[74] tarafından yapıldığından bu bölüm ekipmana ve demet performansına son zamanlarda yapılmış modifikasyonlar üzerinde duracaktır.

Şekil 3.2. Delft Değişken Enerjili Pozitron Demeti'nin (VEP) şematik çizimi. VEP kaynak muhafaza bölümünden (A), kaynak ve yönlendirici bölümünden (B), pozitron-enerjisinin filtrelenmesi için kullanılan kıvrık bir bölümden (C), pozitron hızlandırma bölümünden (D) ve örnek odacığı ile foton saptama alanından (E) oluşuyor.

Kaynak bölümünün vakum odacığında bulunan pozitron kaynağı Brookhaven Ulusal Laboratuvarından (New York, A.B.D.) alınan bir 70 mCi²²NaCl kaynağından (% 90 pozitron olgusu) oluşuyor. Salınan pozitronlar 7 µm kalınlığında

% 99.95 saf polikristalin tungsten yaprağı (Goodfellow, Cambridge, İngiltere'den alınmıştır) tarafından transmisyon-yönlendirme geometrisi içinde yönlendirilir.



Şekil 3.2 içiçe geçmiş kısımlardan oluşan bir vakum sistemi olan VEP'in şematik çizimini gösteriyor. Şekil kaynak-muhafaza bölümünü (A), kaynakve yönlendirici bölgesini (B), pozitron enerjisinin filtrelenmesi için kullanılan kıvrık bölümü (C), demet hızlandırma bölümünü (D) ve son olarak de örnek odacığını ve foto saptama alanını (E) gösteriyor.

Tekrar salına 115 keV'lik bir enerjiye önceden hızlandırıldıktan sonra kaynak bölümünden örnek odacığına taşınırlar. Taşınma için bir Helmholtz konfigürasyonunda bulunan 14 koaksiyel solenoidler tarafından üretilen 10 mT statik aksiyel manyetik bir alan kullanılmaktadır. 1 m'lik bir eğim yarıçapına sahip kıvrılmış bir tüp bir yandan hızlı hareket eden pozitronlar için ek filtreleme sunarken, öte yandan pozitron demetinin ucunda yer alan foton dedektörü ile pozitron kaynağı arasında bir engel oluşturuyor. Kıvrık bölümü geçtikten sonra pozitronlar son enerjilerine hızlandırılırlar (maksimum 30 keV ile). Hızlandırma, hızlandırma tabaklarının önündeki demet t_C nüne yüksek oranda voltaj (Heizinger HNC 40000-1 yüksek voltaj alanından $\approx$ edilmektedir) uygulanmasıyla gerçE irilir. Hızlandırılan pozitronlar 10 mm'lik bir diyaframdan geçerek örnek odacığına, oradan da örneğe girerler.

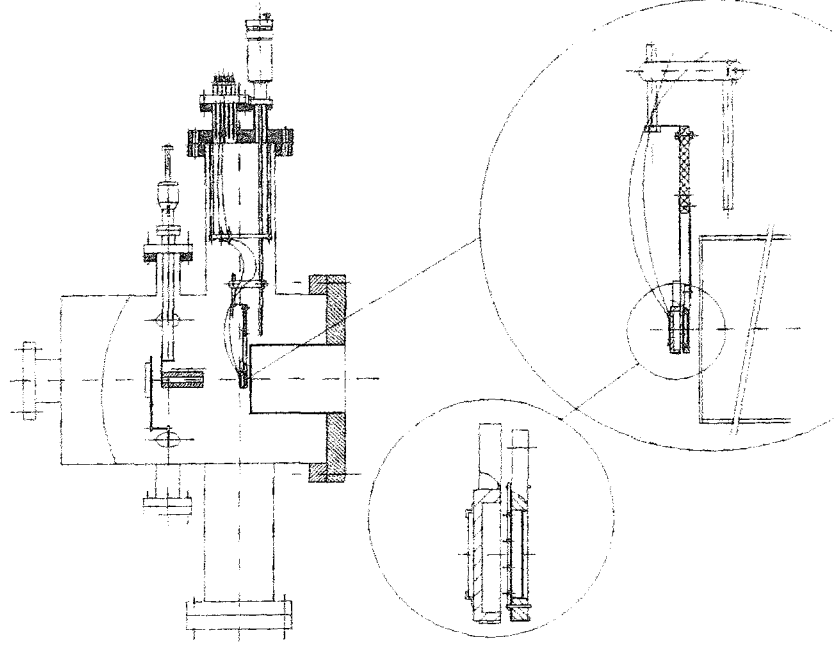
Örnek odacığına girişinde bir ızgara bulunur. Bu ızgaraya eksi veya artı voltaj uygulanabilir. Artı ızgara voltajlarında (genelde + 50 V) örnekten tekrar salınan pozitronlar örneğe geri dönerler. Açık (trokoidal) $E \rightarrow x B \rightarrow$ filtresi ile beraber eksi ızgara voltajı uygulandığında tekrar salınan pozitronların örneğe geri dönmesi engellenir. $E \rightarrow x B \rightarrow$ filtresi gereklidir çünkü bu filtre olmadan tekrar salınan pozitronlar hızlandırıcı paketinde yansıtılır ve örneğe geri dönerler. Filtre gelen pozitronları odaklar, ancak tekrar salınan pozitronlar itildiklerinden örnek odacığına çarparlar. Küçük örnekleri incelemek amacıyla 80mm uzunluğunda 8 mm'lik ek bir bor bakır diyaframı örneğin önüne yerleştirilebilir. Örnek odacığı bir viton ile izole edilmiş 60 mm'lik bir ID valfi ile geri kalan vakum sisteminden kapatılabilir.

Pozitron kaynağı muhafaza kabı dışında tüm parçalar ultra yüksek vakum (UHV) şartları altında çalışma için şart koşulan gereklilikleri karşılıyor. Atmosfer basıncının altına pompalama bir rotary sertleştirme pompası ile beraber 145 l/s'lik turbo moleküler bir pompa (Leybold Turbovac 150 CSV) ile yapılmaktadır. Çalışma sırasında örnek odacığındaki basınç genelde 10^{-5} Pa idi. Bu değer örnekleri değiştirdikten sonra sistemi fırınlamaya gerek kalmadan elde edilebiliyordu. Düşük basınç 25 ile 200 l/s arasında değişen birçok triod iyon alıcı pompa sayesinde elde edildi.

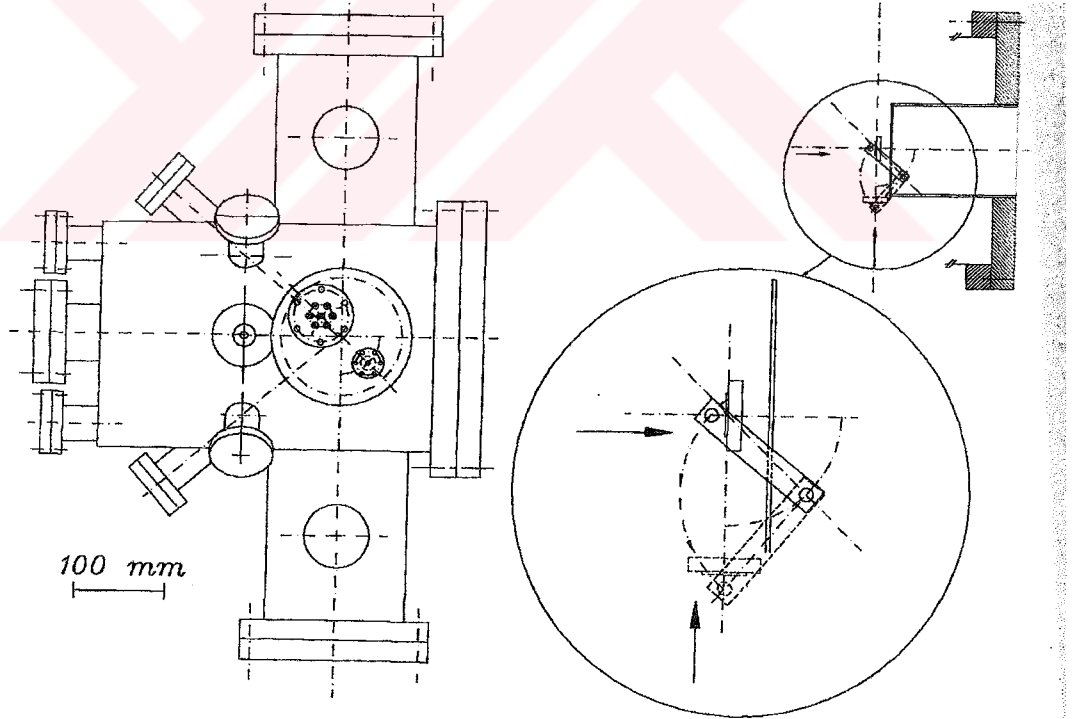
3.2.2. Örnek Tutucu

VEP kullanılarak yapılan pozitron yokoluş çalışmasında örnekler döndürülebilen bir örnek tutucuya yerleştirildi. Örnek bu tutucuya takıldıktan sonra ya pozitron ölçümlerini yapmak için pozitron demetinin önüne, ya da 90° döndürdükten sonra iyon implantasyonlarını gerçekleştirmek için iyon kaynağının önüne yerleştirilebiliyor.

Örnek tutucu saptama odacığının üstünde bulunan 6 inçlik bir kenara bağlıdır. Kenarda üzerinde dönel bir vida monte edilmiş olan mini CF port ve üzerinde 7 iğneli elektrikli bir besleyicinin bulunduğu 1 3/4 inçlik bir port bulunuyor. 6 inçlik kenar üzerindeki portların iki portu birbirine bağlı ana çizgi demet yönü ile 45° açı yapacak şekilde konumlandırılmışlardır (bkz. Şekil 3.4).



Şekil 3.3 : Örnek tutucuyla beraber VEP örnek odacığının kesiti. Örnek takılmış olan molibden bloğu ve filamanla beraber seramik çerçeve yakından gösterilmiştir.



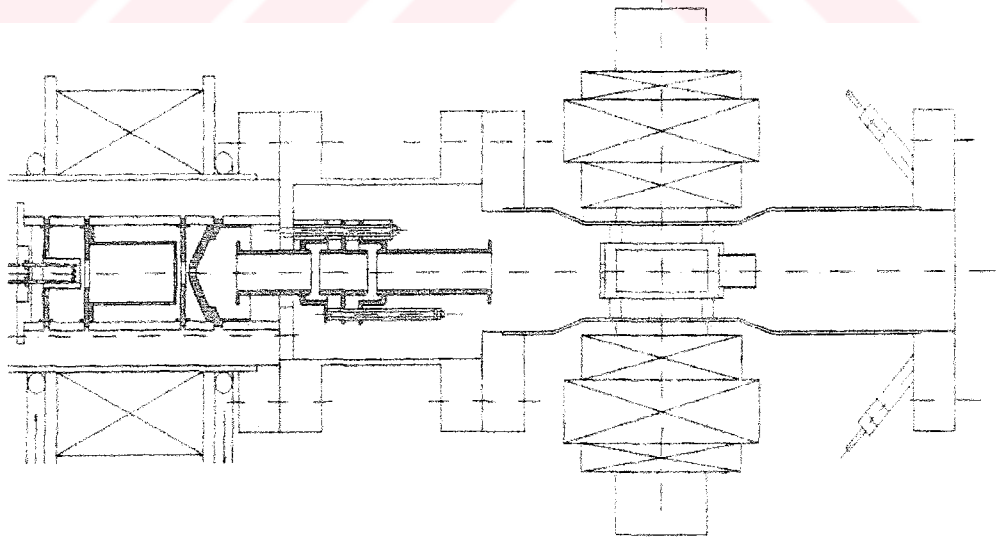
Şekil 3.4 : Örnek odacığı (sol) ve demete göreceli uzaklıkta olan örnek tutucunun (sağ) üstten görünüşü. Örnek hem pozitron demetine, hem de iyon kaynağına bakacak şekilde yerleştirilebilir.

Örnek tutucu dönel vidanın miline paralel olan bir mile takılıdır. İlk milin ucuna (elektrik olarak yalıtkan) seramik bir plaka ($Al_2 O_3$) tutturulmuştur. Bu plakaya ise örneği tutan molibden blok ve filamanlı pencere şekline sahip seramik bir çerçeve ($Al_2 O_3$) tutturulmuştur. 5 mm kalınlığındaki molibden bloğun ortasındaki materyal çıkarıldığından, kalınlığı ~ 1.5 mm'ye kadar düşmüştür.

Örnek tutucu demetin önüne getirildiğinde demet molibden bloğunun merkezine düşer. Örnek molibden bloğunun ön tarafında bulunan tantal şeritler vasıtasıyla noktasal olarak eğilebilir.

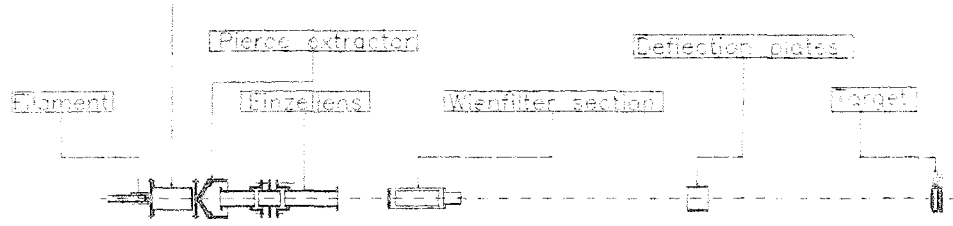
Molibden bloğunun arkasında bulunan seramik çerçeve içlerinden filaman görevi gören ve tor ile kaplanmış tungsten tel geçen küçük platin halkalar içeriyor. Seramik çerçevenin arka kısmında ince bir tantal ısıtma kalkanı bulunuyor. Elektrik izolasyonu nedeniyle filaman ile molibden bloğun arasına yüksek voltaj uygulanarak örneğin elektron bombardımanı ile ısıtılması sağlanabilir. Bu şekilde 900 C°'ye kadar ısıtılabilir.

Örnek ısısı örneğe takılabilen W % 3 Re-W % 25 Re'lik bir termocuifti ile ölçülebilir. Örnek ısıtıldığı sırada pozitron ölçümleri yapılırsa molibden bloğu topraklanabilir. Tüm elektrikli bileşenler 7 iğneli beslemeye bağlıdır.



Şekil 3.5 : VEP içindeki iyon kaynağın kesiti. Filamandan (solda) salınan elektronlar iyonizasyon odacığındaki gazı iyonize ederler. Alınan demet 3 elementli bir Einzel lensinden ve bir Wien filtresinden geçer. Saptırma plakaları burada

gösterilmemiştir çünkü bu plakalar örnek odacığında bulunuyor (Şekil 3.6 ile karşılaştırınız).



Şekil 3.6 : İyon demeti sistemindeki elektrodlar ve lensler (skala üzerinde gösterilmiştir). (Filaman, İyonizasyon odacığı, Pierce çıkarıcı, Einzel lenzi, Wien filtresi bölümü, Saptırma plakaları, Hedef)

3.2.3. İyon Kaynağı

VEP örnek içinde yapılan iyon implantasyonları için gereken düşük enerjiler için bir iyon kaynağı ile donatılmıştır. İyon kaynağının şematik bir çizimi Şekil 3.5'te, lens sistemi çizimi ise Şekil 3.6'da verilmiştir.

Elektron çarpışması tipi bir iyon kaynağı pozitron demeti yönünde 90° bir açı ile örnek odacığına yerleştirilmiştir. Bölüm 3.2.2'de tarif edildiği şekilde bir örnek, örnek tutucuya yerleştirildiğinde, bu örnek iyon demeti sisteminin çıkış tarafında bakacak şekilde döndürülebilir.

İyon kaynağındaki bir filamandan gelen elektronlar gaz giriş/çıkış sisteminden geçerek sisteme giren ve iyonizasyon odacığında düşük basınçlı plazma (0.001 mbar) oluşturan gazı (örneğin hidrojen veya helyum) iyonize eder. İyonlar bir Pierce çıkarma geometrisi kullanılarak çıkarılırlar. Demet taşınır ve 3 elementli bir Einzel-lens sistemiyle hedefe odaklandırılır. İyonlar 100 eV ile 2.5 keV arasında değişen enerjilere hızlandırılabilirler. Enerjiye bağlı olarak 1 μA 'ya kadar iyon akımları elde edilebilir.

Düşük frekanslı EC voltajına sahip saptırma plakaları örneğin geniş bir alanı üzerine benzer implantasyon yapmak için toplanan bir demet oluştururlar (yatay ve

dikey toplama için sırasıyla yaklaşık 50Hz ve 460 Hz frekanslarla). Demetin toplu olarak seçimi bir $E \rightarrow x \rightarrow B \rightarrow$ Wien filtresi tarafından yapılıyor. Filtre optik çıkış ve iyon-demeti sistemi hizasındadır (bkz. Van Veen ve ark., 1980)[75]. $M / \Delta M \approx 6$ enerjiye sahip çözünen güç nitrojen gibi saf olmayan gazların koimplantasyonunu önlemek için yeterlidir.

3.2.4. Foton Saptama Sistemi

Foton saptama sistemi dahili bir katı haldeki bir germanyum dedektöründen (EG&G Ortec, GEM-30185-P) oluşuyor. Dedektörün ölçülen çözünürlüğü 1.75 keV, göreceli etkinliği 1.33 MeV enerjide % 33.1 (^{60}Co), Pikten Compton'a Oranı ^{60}Co için 63=1 ve ölçülen çözünürlüğü 122 keV'de 634 eV'dir (^{57}Co). Dedektörün çalışması için gerekli yüksek voltaj (artı 2500 V) Yüksek Voltaj Güç Tedarikinden (Canberra, 3106 D modeli) geliyor.

450 MHz Analog-Dijital konvertöre (ADC, Canberra, 8077 modeli) ve bir log/lin oranmetreye (EG&G Ortec, 449 modeli) bağlı olan hızlı spektroskopi ana amplifikatöre (Canberra, 2024 modeli) ön amplifikatör palslar beslenmiştir. 16 MHz 386 DX IBM uyumlu kişisel bir bilgisayarın (Tandon 386/16) slotlarından birinde bulunan bir Canberra System 100 master board'un (4610 modeli) spektrum arabelleğinde bir ADC çıkışı vardır. Sistme 16382 (16K) kanal alabilmesine rağmen çoğu durumda spektrum 4096 (4K) kanal içeriyordu. Tüm modüller Canberra 2100 modeli bir Sepet/Güç Tedariki'ne yerleştirilmiştir. Spektrometre sabitliğini uzun dönemde artırmak amacıyla iki noktalı dijital bir sabitleyici (Canberra, 8232 modeli) eklenmiştir. Bu sabitleyici spektrometre sisteminin başlangıç ve artışını düzeltir. Başlangıç ^{57}Co 122 keV'lik pike, artış ise yokolan pozitronların 511 keV'lik pikine sabitlenmiştir.

Canberra System 100 Çoklu Kanal Analiz Edici (MCA) Windows 3.1 işletim sisteminde çalıştırılıyor ve pozitron enerjisinin bir fonksiyonu olarak pozitronyum fraksiyonu ölçümlerini yapmak için Excel 4.0'da programlanıyor. Ölçümler sırasında pozitron enerjisi Excel 4.0'da çalışan bir programla ayarlanıyor. Bunun için Excel 4.0 kişisel bilgisayar slotların birinde bulunan bir Dijital-Analog Konvertörü

(Keithley DDA-06) ile arabirimi olan yüksek voltaj tedarikçisine sinyaller gönderiyor.

3.2.5. Demet Performansı

3.2.5.1. Sayım Oranı

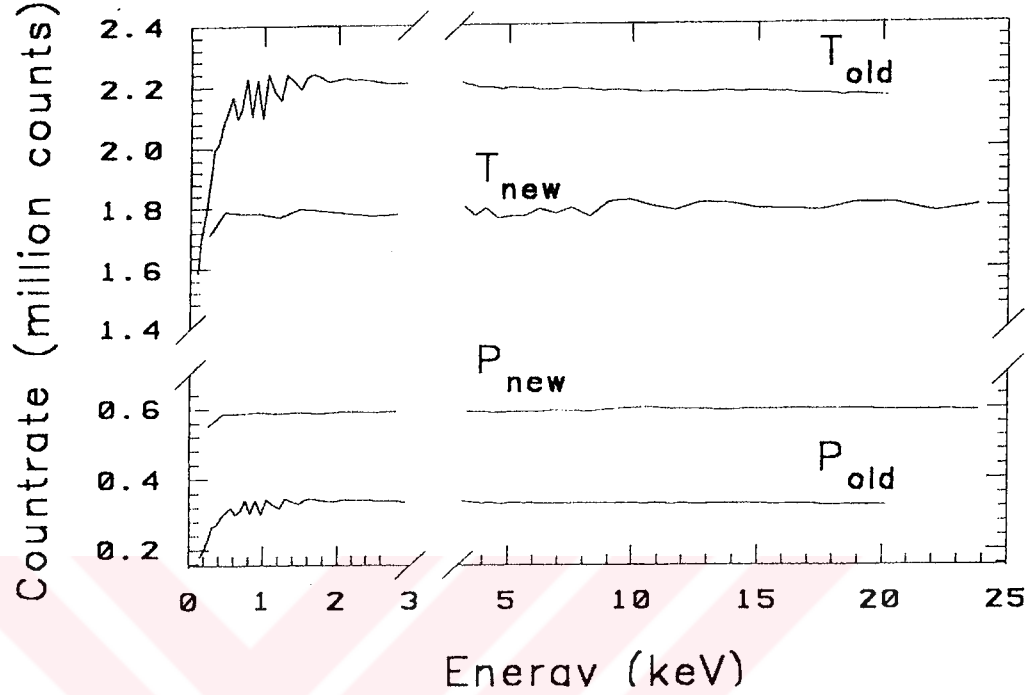
Yukarıda tarif edilen konfigürasyonda saniyede yaklaşık 1.6×10^4 pozitron 2 keV'lik bir pozitron enerjisiyle örnek odacığına ulaşır. Yokoluştan sonra bu pozitronların yaklaşık dörtte biri 511 keV'lik pike (4.4×10^3) katkıda bulunur, geri kalanı Compton pikine katkıda bulunur, v.b. İnce örnekler için (~ 0.5 mm) pozitron sayım oranı bu değerden fazla sapmaz. Ancak kalın örnekler için 511 keV'lik pik bölgesindeki sayım oranı önemli ölçüde azalır. Normal ölçümler için pik bölgesinde yaklaşık 1×10^6 sayım yeterli olduğundan (bkz. Bölüm 2.3) ölçüm süresi her pozitron enerjisi için yaklaşık 4 dakikadır.

Ocak 1992'de VEP'ye daha güçlü bir pozitron kaynağı takıldığında demeti artırma imkanı bulundu. Bunun için yeni bir tungsten yönlendirici yaprağı takılmış ve örnekteki sayım oranını optimize etmek için solenoidlerden geçen akımları ayarlanmıştır. Sistem 10^{-5} Pa'nın altına pompalandıktan sonra yönlendirme yaprağı $\sim 10^{-4}$ Pa'lık basınçta 1500 C°'de oksijen içinde 5 dakikalık birçok ısıtma döngüsüne tabi tutuldu. Bunun ardından oksijen pompalandıktan sonra, diğer bir deyişle $\lesssim 10^{-5}$ Pa'lık bir basınçta bir dakikalığına 1900 C°'de ısıtıldı. Bu prosedür sırasında filmin karbon içeriği azaltıldığından pozitron tekrar salınımı arttı ve tekrar salınan pozitronların enerji yayılımı azaldı (Chen ve ark., 1985; Jacobson ve ark., 1990)[76].

Bu değişikliklerden sonra örneğe ulaşan pozitron sayısı eski pozitron kaynağı ile yapılan konfigürasyona kıyasla 5 faktöründe artmıştır. Sayım oranının bir çizimi (hem 511 keV'lik hem de toplam spektrumun sayım oranı; bkz. Bölüm 2.3) Şekil 3.7'de gösterilmiştir.

Yeni pozitron kaynağıyla ADC'nin ölü zamanı (bkz. Bölüm 3.2.4) spektrum 4096 kanala dijitize edildiğinde $\sim 10\%$ 'a, 8192 kanala dijitize edildiğinde $\sim 17\%$ 'ye

ve 16382 kanala dijitize edildiğinde $\sim 125\%$ 'e ulaşmıştır. Bu nedenle, kanal başına yaklaşık 135 eV'lik bir enerji saçılımına eşit olan yüksek sayım oranının avantajını devam ettirmek amacıyla spektrum çoğu durumda 4096 kanalda toplanmıştır.



Şekil 3.7 Orijinal konfigürasyonunda ('eski') ve ('yeni') konfigürasyondaki demetin toplam sayım oranı (T) ve pozitron enerjisinin bir fonksiyonu olan 511 keV'lik pik sayım oranı (P). Her veri noktası için ölçüm süreleri sırasıyla 900s, 300s'dir.

3.2.5.2. Doppler İle Genişletilen 511 Kev'lik Pikin Dekonvülasyonu

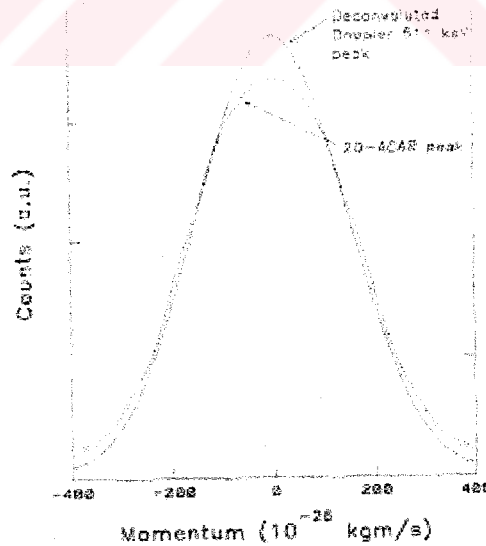
Enstrümental bağımlılığı ortadan kaldırmak amacıyla Doppler ile genişletilen 511 keV'lik yokoluş pikinin dekonvülasyonunun yapılması konusunda çalışmalar yapılmıştır. Bazı belli başlı prosedürler takip edilerek tüm Doppler ile genişletilen spektrumlar dekonvule edildiğinde gelecekte farklı bölgelerden toplanan verilerin doğrudan karşılaştırılması sağlanabilecek. Dahası, dekonvule edilen piklerden elde edilen S parametrelerinin ölçümler için kullanılan konfigürasyonlar tarafından daha az etkilenen değerler olması bekleniyor.

Bu bölümde açıklanan dekonvülasyonlar bir bilgisayar programı kullanılarak (bkz. Sayfa 44f) Press ve arkadaşlarının (1986)[77] algoritmi uygulanarak

gerçekleştirilmiştir. (2.25) denklemi ile optimal filtre hesaplandıktan sonra dekonvule edilen sinyalin benzeri Fourier uzayında basit bir bölünme haline gelir [bkz. Denklem (2.22)].

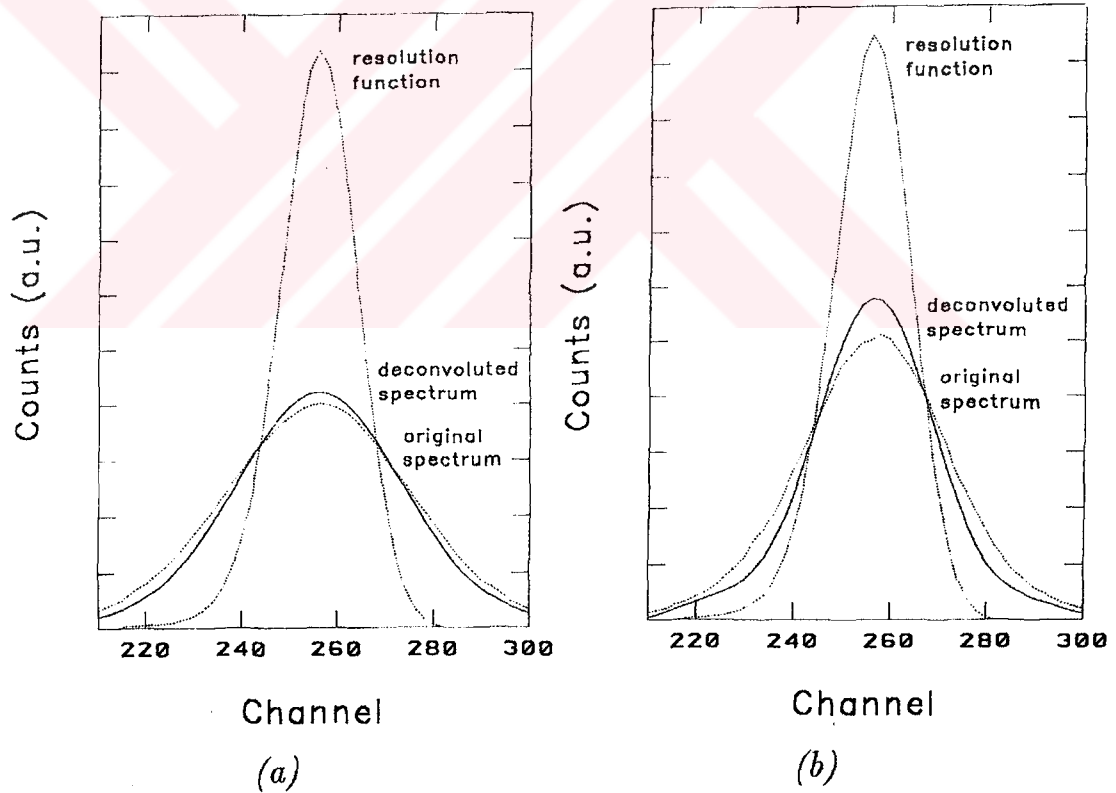
Bölüm 2.2.5'te $r(E)$ veya $R(\omega)$ ile belirtilen dedektör çözünürlük fonksiyonu 5 μCi ^{106}Ru bir kaynağın 512 keV'lik γ ışınlarının dedektör sinyali ölçülerek saptanmıştır. ^{106}Ru β^- 'nin kararsız olan (yarı ömrü ~ 30 s olan) ve β^- ve içlerinden biri 512 keV'lik bir γ olan (göreceli yoğunluk: %21) birçok γ salarak bozunan ^{106}Rh 'ya salınmasıyla bozunur. Bu spektrum dekonvüsyon için kullanılan diğer tüm spektrumlar gibi stabilizatör bağlı iken toplanmıştır.

Dekonvüsyon için bir pozitron yokoluş deneyinde kullanılabilecek kadar büyük bir kristalin tungsten bulunamadığından 1000 °C'ta ısıtılan ince polikristalin tungsten tabakasının içine implante edilen 10 keV'lik pozitronların Doppler ile genişletilmiş 511 keV'lik yokoluş piki seçilmiştir. Arkaplan sayımları için düzeltme ayarı yapılan ölçülen spektrum dekonvüle edildi ve kristalin tungstenin 2D-ACAR spektrumları ile karşılaştırıldı [W(100) ve W(010)] . Eşit alana normalize edilen sonuçlar Şekil 3.8'de gösterilmiştir.



Şekil 3.8 : Polikristalin tungstenin dekonvule edilen 511 keV'lik yokoluş pikinin (tekli eğri) kristalin W(100) ve W(010) 2D-ACAR çizimleri (çift eğri) ile karşılaştırılması. Spektrumlar eşit alana normalize edilmişlerdir.

Geniş dedektör çözünürlüğü fonksiyonu nedeniyle dekonvule edilen pik dekonvolüsyon süreci sırasında elimine edilen küçük çaplı dalgalanmalardan yoksundur. Bu ince yapı çok daha küçük bir çözünürlük fonksiyonuna sahip 2D-ACAR çizimleriyle gözle görülebilir hale gelmiştir. Şekil 3.9'de gösterildiği gibi dekonvule edilen Doppler pikinin *fwhm*'i 2D-ACAR spektrumlarının *fwhm*'sinden çok az bir şekilde küçüktür, ancak pik daha keskindir. Bu, dekonvolüsyon sürecinin herhangi bir aşamasında arkaplan sinyalinin fazla düzeltilmiş olmasından kaynaklanabilir. Polikristalin tungsten tabakasını kusur içirme ihtimaline rağmen (bu ihtimal daha keskin bir pike yol açabilir) 3 pik arasındaki benzerlik basit bir benzerlik dekonvolüsyon algoritmi için oldukça iyidir. Dekonvule edilen piklerin şekli konusunda daha iyi fikir vermek amacıyla daha düşük *S* parametresi ve daha yüksek *S* parametresi olan ve Doppler ile genişletilen 511 keV'lik 2 pikin dekonvule edilen eğrilerini göstermektedir.



Şekil 3.9 : Yaklaşık 0.48 (a.) ile 0.56'lık (b.) *S* parametreleri olan 511 keV'lik Doppler ile genişletilmiş iki yokoluş pikinin dekonvolüsyonu. Çözünürlük fonksiyonu ve ölçülen 511 keV'lik pik kısa çizgilerle gösterilmiştir, buna karşılık dekonvule eğri kesintisiz bir çizgi ile çizilmiştir. Gösterilen çizimler aslında 110

keV'lik Rb-implantlı tungstenin sırasıyla hasarlı bölgeleri ve daha derindeki hasar görmemiş bölgeler için ölçülen yokoluş pik şekilleridir.

Sonuç olarak Doppler ile genişletilen 511 keV'lik pikin dekonvulüsyonu mümkündür. Ancak hem arkaplan gürültüsü hem de enstrümental çözünürlük hakkında eksiksiz bilgi güvenilir sonuç almak için vazgeçilmezdir. İleri dekonvulüsyon algoritmalarının implementasyonu ve dedektör çözünürlük fonksiyonu ile arkaplan sesinin daha iyi belirlenmesi ile dedektörlerden bağımsız olarak Doppler ile genişletilmiş spektrumların elde edilme süreci mümkün olabilir. Elde edilen bu spektrumlar başka laboratuvarlarda ölçülen benzer spektrumlarla doğrudan karşılaştırılabilir. Ancak elde edilen spektrumların ince yapılarının olmaması nedeniyle 2D-ACAR spektrumlar ile kıyasla ayrıntılı analiz için daha az kullanılabileceği unutulmamalıdır.

3.3. Yardımcı Teknikler

3.3.1. Serbest Taşıyıcı Ömrü Ölçümleri

Serbest Taşıyıcı Ömrü tekniği bir yarıiletkenle optik olarak üretilen serbest taşıyıcıların plazma süresinin bir fonksiyonu olan yansıtabilirliğin ölçümünü içerir. Taşıyıcı yarı ömrü genelde sallanan bağlar gibi band boşluğu hallerinin yoğunluğuna bağlıdır.

Taşıyıcı ömrü ölçümleri kısa adı FOM olan Atomik ve Moleküler Fizik Enstitüsünde (Amsterdam, Hollanda) gerçekleştirilmiştir. Elektron deliği plazmaları üretilmiştir ve çarpışan pals moduna kilitlenmiş bir lazerden elde edilen palslar kullanılarak denenmiştir (CPM; Fork ve ark., 1981)[78]. 0.1 nJ olan 100 fs'lik palsların her birinin ortalama 620 nm'lik bir dalga uzunluğu var ve 110 MHz'lik tekrarlayan bir frekanstan üretiliyorlar. CPM'den çıkanlar 2 demete bölündü. İlk demet (pompa) 50 kHz'de parçalara bölündü ve 25 μm 'lik bir noktaya odaklanarak $\sim 4 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ enerji yoğunluğu alınması sağlandı. İkinci demet (sonda) mekanik bir geciktirme çizgisinin içinden geçirildi ve 15 μm 'lik bir noktaya odaklandı. Sonda noktasındaki enerji yoğunluğu yaklaşık olarak pompanınkinin onda biriydi. Sonda ve pompanın içindeki bir örnek fotodiodlar tarafından saptandı. Hedefe kilitlenme

tekniki kullanıldığında gözlemlenebilen yansıtabilirlik değişimi $\sim 2 \times 10^{-6}$ oldu (daha ayrıntılı bilgi için bkz. Stolk ve ark., 1992a ve 1993). a-Si kullanılması durumunda pompa pılsı üst ~ 100 nm değęlerinde emilerek $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pik taşıyıcı yoğunluğunda bir elektron deliği plazması üretti. Bu taşıyıcı yoğunluğunda plazmanın bozunumu, her birinin yakalama etkinliğini temsil eden kendine has σ_i kesiti olan farklı kusur hallerinde oluşan taşıyıcı kıstırmaları tarafından yönetilir (Esser ve ark., 1990)[79]. Taşıyıcı yakalanmasının balistik olduğu varsayılırsa etkin bozunum oranı, $1/\tau$, şu şekildedir:

$$1/\tau = v \sum_i N_i \sigma_i \quad (3.1)$$

N_i i tipi kusurların hacim yoğunluğu ve v de ortalama taşıyıcı hızıdır ($\sim 10^7$ cm/s). Plazma yoğunluğu zaman sabiti olan τ ile aynı oranda azalır. Bir Drude modeline göre elektron deliği plazması plazma yoğunluğunu lineer şekilde bölen yansıtabilirliğin azaltımını tetikler (Doany ve ark., 1987; Esser ve ark., 1990)[80]. Bundan dolayı ölçülen yansıtabilirliğin eşzamanlı uyumlarından ortalama taşıyıcı ömrü çıkartılabilir ve bu da örneğin en üst katmanında bulunan elektrik kusurların sayısı ve özellikleri hakkında bilgi sağlar (Stolk ve ark., 1992a ve 1993)[81].

3.3.2. Raman Spektroskopisi

Raman saçılım ölçümleri düzensiz katıların süzgeç dinamikleri konusunda araştırma için araç sunarlar. İnelastik olarak saçılan ışınların dağılımından amorf katılar hakkında yapısal bilgi edinilebilir.

Düzenli kristalin yarıiletkenlerde kristal momentumun korunumu birinci mertebe Raman saçılım süreçleri ile ilişkili $q \simeq 0$ kadar dar bir fonon dalga vektörü oluşmasına yol açar. Hata veya kusur gibi nedenlerden kaynaklanan düzensizliğin artması ilk mertebeden yanıtın simetrik genişliğinin artmasına sebep olur. Buna karşılık periyodik kayıp (amorf materyallerde lokal bağlı aç ve mesafe dalgalanmaları) oldukça geniş Raman spektrumları ile sonuçlanır. Bu spektrumlardaki kristal momentum korunumunun yokluğu tüm vibrasyonel eigen hallerin rol oynadığına işaret eder (Lannin, 1984)[82].

Beeman ve ark. (1985)[83] amorf silikonun farklı ağ yapıları için olan Raman spektrumunu doğrudan hesaplamışlardır. Atomik çaptaki güçleri tanımlamak için bir Born olasılığı kullanarak bu materyal için olan tek fononluk Raman saçılım sürecinin transvers-optik (TO) genişlik pikinin rms bağ açısı sapması, $\Delta\theta_b$, ile aşağı yukarı lineer olarak arttığını göstermişlerdir. TO pik genişliği Γ (cm^{-1} olarak) ve $\Delta\theta_b$ (derece olarak)

$$\Gamma = 15 + 6 \Delta\theta_b \quad (3.2)$$

Şeklinde ilişkilidirler. Γ parametresi maksimum yüksekliğin yarısında yüksek frekans yönünde TO-pikinin yarı genişliğinin iki katı olarak tanımlanıyor.

Raman ölçümleri Utrecht Üniversitesi, Hollanda'da yapılmıştır. Raman saçılımı bir Ar-iyon lazerin 514.5 nm'lik lazeriyle gerçekleştirilmiştir. Spektrumlar saçılan ışını bir CCD dedektörünün üzerine yaymak için üç ızgaralı bir monokromatör kullanılarak kuazi-gerisaçılım geometrisinde alınmıştır. Gelen lazer demeti yatay olarak kutuplandırılmıştı ve saçılan ışın (HU-geometrilili) polarizasyon filtresinden geçmedi. Örnekteki toplam güç yaklaşık 50 $\mu\text{m} \times 1.5 \text{ mm}$ odağında 100mW idi.

3.3.3. Dar Açılı X Işını Saçılımı

Dar Açılı X Işını Saçılımı (SAXS) ile geniş açılı (interatomik mesafe açısından geniş olan) elektron yoğunluk dalgalanmaları ölçülebildi.

SAXS deneyleri Colorado Madenleri Okulunun (Golden Colorado, A.B.D.) çizgi-çarpıştırmalı düzeninde yapıldı. Bir Rigaku döngülü-anod bakır X ışını jeneratörden elde edilen ve kristal bir monokromatörü olan bir Cu K_α ışınımı ($\lambda = 0.154 \text{ nm}$) seçildi. Kratky ve Stabindger'e göre (Kratky, 1982)[84] dar açılı kamera Anton Paar K.G. (Graz, Avusturya) tarafından üretilmiştir. Saçılan ışınım gazla doldurulmuş Ar-Xe doğru orantılı ve maksimum kuantum enerjisi Cu K_α ışınım enerjisine %90 oranında yakın olan bir sayaç yardımıyla tespit edildi. Sayım oranı $2\theta = 0.14^\circ$ için $\sim 200\text{s}^{-1}$ ile $2\theta = 0.8.4^\circ$ için $\sim 0.5\text{s}^{-1}$ arasında değişiyordu ve ölçüm

süreleri 16 saattir. Düzenek 26 nm'ye kadar olan elektron yoğunluklarının saptanmasına olanak sağladı (bkz. Williamson ve ark., 1989)[85].

Materyallerdeki boşluklar için boşluk farksiyonu v_f için dolaysız bir denklem çıkarılabilir (Gerold, 1967)[86]:

$$v_f = \mu_m \rho_m / (\Delta\rho)^2 K \int_0^\infty h J(h) dh \quad (3.3)$$

μ_m ve ρ_m sırasıyla (boşluksuz) örnek materyalde ve (boşluksuz) örnek materyalin (kütle) yoğunluğundaki Cu K_α ışınımı için olan kütle emilim katsayısını, $\Delta\rho$ çevreleyen hacimsel materyalinin boşluklarındaki elektron yoğunluk diferansını, K iyi karakterize edilmiş bir örnekte bağımsız yoldan (örneğin salınım analizi kullanarak) yapılan v_f ölçümü ile belirlenen bir sabiti ve $J(h)$ da λ parametresinin X ışını dalga uzunluğunu gösterdiği $h = (2\pi \sin 2\theta) / \lambda$ genliğine sahip olan h vektör saçılmasının bir fonksiyonu olarak normalize edilmiş yoğunluğu temsil ediyor (bkz. Van Den Boogard, 1992)[87]. V_p hacmine sahip saçılan bir parçacığın içindeki elektronların çekim merkezi x parametresinin kaynağı olarak seçildiğinde knedi eksenini etrafında dönen R_g parametresinin yarıçapı şu şekilde tanımlanabilir:

$$R_g^2 = \int_{V_p} x^2 \rho(x) dx / \int_{V_p} \rho(x) dx \quad (3.4)$$

$\rho(x)$ x parametresinde bulunan ve birkaç atom üzerinden x parametresine yakın ortаланan elektron yoğunluğudur. R yarıçapı olma bir küre için $R_g^2 = 3/5 R^2$.

Guinier (1939) dar saçılma açılarında $j(h)$ yoğunluğunun (özellikle $hR_g \lesssim 1.2$ için)

$$\begin{aligned} j(h) &\propto \exp \{- 1/3 (hR_g)^2\} \\ &= 1 - 1/3 (hR_g)^2 + \dots \end{aligned} \quad (3.5)$$

şeklinde olması gerektiğini ortaya koymuştur. $j(h)$ tüm h yönlerinde ortalanan ve $j(0) = 1$ olarak normalize edilen tek bir parçacığın saçılma fonksiyonunu temsil ediyor. Bu denklem yaygın olarak Guirnier yasası olarak biliniyor.

Boşluk fraksiyonunun $\int_0^\infty hJ(h)dh$ ile doğru orantılı olduğundan [bkz. denklem (3.3)] $hJ(h)$ parametresini h parametresine karşı olarak çizmek uygun olacaktır. R_g doğrudan h parametresine karşı olan ve Guirnier çizimleri olarak da adlandırılan $\ln J(h)$ çizimlerinden doğrudan çıkarılabilir [bkz. denklem (3.53)].

SAXS ölçümleri ve veri analizi konusunda daha ayrıntılı tartışma Van den Boogaard tarafından yapılmıştır. [88]

3.3.4. Nükleer Reaksiyon Analizi

Nükleer Reaksiyon Analizi (NRA) rezonant nükleer reaksiyonları tekniğine dayalıdır. Bu da reaksiyonun sadece belli enerjilerde meydana gelebileceği anlamına geliyor (Cachard ve Thomas, 1978)[89].

Neon kullanarak yapılan derinlemesine inceleme için Meyer ve Smit (1973)[90] tarafından ayrıntılı şekilde araştırılan $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ reaksiyonu kullanılmıştır. γ ışınlarını sayarak neon atomların kesin kararlılık miktarı elde edilmiştir. Rezonans enerjisine eşit olan bir demet enerji kullanılarak yüzeydeki neon tespit edildi. Daha derinlerdeki neon ise demet enerjisi artırıldığında tespit edilebilir. Gelen protonun tabaka içindeki enerji kaybı bu derinlikte bir nükleer reaksiyonla sonuçlanır. Kesitin değeri ile birlikte bu olgu neon saptanması için 851 keV'lik bir rezonans kullanılmasına neden oldu.

CK22 çelik örnekleri üzerinde yapılan NRA deneyleri Groningen Üniversitesi, Hollanda'da gerçekleştirilmiştir. γ ışınları bir NaI dedektörü kullanılarak tespit edildi. 7 ile 10 MeV arasındaki enerjileri ayırması için bir enerji ayırmacı kuruldu. Bu yüksek enerjili pencere yüzeyde kirlenme nedeniyle bulunabilen çok güçlü florin ışınımını 872 keV'lik bir rezonansla filtrelemek için gereklidi.

4. POZİTRON ARAŞTIRMALARI

4.1. Pozitron Kullanarak Derinlemesine İnceleme

Yokoluş pikleri arasındaki çoğunlukla farklı genişlikler olarak gözlemlenen küçük farklılıkların örneğin karakterinde bir değişiklik oluşturduğu bilinmektedir. Yokoluş pikleri genişliğindeki değişim, p_L 'nin çiftin yokoluş gama emisyonu yönündeki boylamsal bileşeni olduğu yokoluş çiftinin

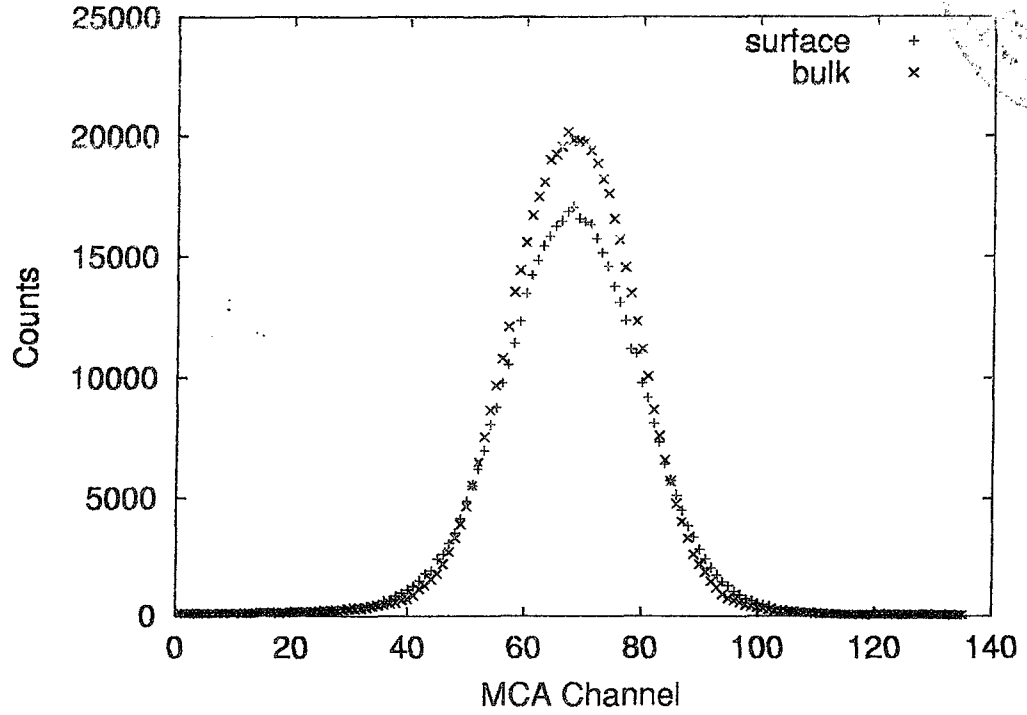
$$\Delta E_\gamma = 1/2cp_L \quad (4.1)$$

hareketinin neden olduğu Doppler geçişi nedeniyle meydana gelmektedir [3]. Doppler genişlemesinin yokoluş pikleri üzerindeki etkisi Şekil 4,1'de gösterilmiştir. Şekil 4,1'de sunulan yokoluş ışımasının tek boyutlu momentum dağılımıdır:

$$N(E_\gamma) \propto \int_{-\infty}^{\infty} dp_x \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \rho(p_x, p_y, p_z), p_z = 2/c (E_\gamma - mc^2) \quad (4.2)$$

Pozitron kullanarak derinlemesine inceleme bir örnek üzerinde tek enerjili tek yönlü bir demet ışımasını kullanır. Demetin jenerasyonu Bölüm 4'te ele alınmıştır. Böylece, demet ışıma enerjisinin değiştirilmesi ile farklı derinlik örnekleri alınabilir. Buna karşılık durma profilinin bir yapısı vardır ve bu yapıya bağlı olarak pozitronlar katının içinde birkaç yüz nanometreye de saçılabilirler.

Veri elde etme sistemi bir Ge gama detektörü kullanır ve veriler bir MCA kullanılarak kaydedilir. Pikler arasındaki farklılıklar oldukça küçük olduğundan sapmayı önlemek için bir stabilizatör kullanılır.

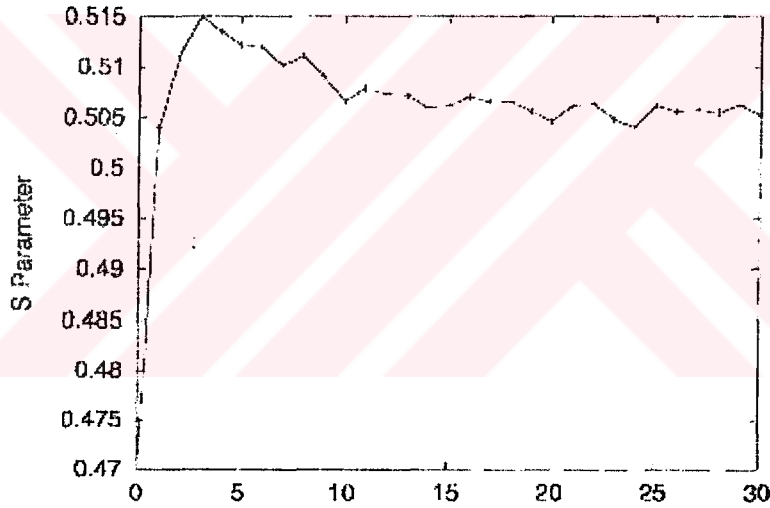


Şekil 4.1: 30 keV BF₂ implant silikon verilerinden elde edilen Doppler tarafından genişletilmiş iki yokoluş piki. *yüzey* olarak adlandırılan pik örnek üzerinde çoğu yüzeye yakın bölgelerde yok olan 90 eV pozitron ışıınımını kullanılarak kaydedilmiştir. Hacim piki ise 28 keV enerjiye sahip pozitron ışıınımı kullanılarak kaydedilmiştir. Bu enerjide pozitronların çoğu katının içinde derin bölgelerde durduruldu ve yüzeye veya kusuru olan bölgelere yayılması mümkün olmadı. Pikler arasındaki fark bir tür entegrasyon yöntemi ile birleştirildiği zaman daha iyi gözlemlenir. Pikin merkez bölgesinin toplam pike olan oranını temsil eden S parametresi bu tür entegrasyon yöntemlerinden biridir. Aynı şekilde, W'nin pikin kanat bölgelerindeki sayımların oranını temsil ettiği kanat parametresi de bu yöntemlerden biridir. Pozitronyum parçalanma parametresi olan RPs ise pik dışında yer alan düşük enerjiye sahip foton enerji kısmındaki sayımın sayı oranıdır. Bu parametre üçlü pozitronyum bozunumunun bir sonucu olarak salınan gamaları ölçer.

S parametresi genelde valans elektronları ile yapılan yokoluş nedeniyle oluşan pikin en düşük momentuma bileşenini kaydeder. Benzer şekilde W parametresi de yüksek momentumlara sahip çekirdek elektronlarla olan yokoluşları kaydeder. Tek başına bir S veya W değeri fiziksel açıdan bir anlam taşımaz. Bu değerler ancak bir referans örneği ile birlikte veya derinlemesine yapılan bir streptoskopinin bir parçası

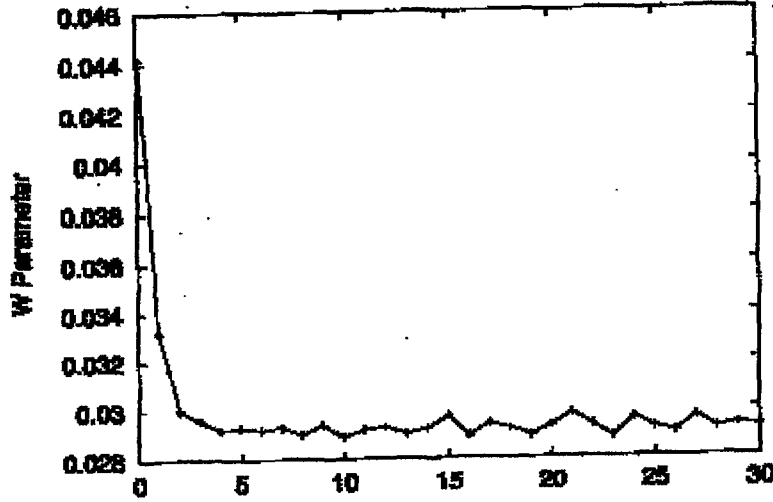
olarak karşılaştırılması gibi bir karşılaştırma yapıldığında bilgi elde edilebilir. Göreceli değerler kullanılan enerji pencerelerinden veya dedektörün enerji çözünürlüğünden bağımsızdır. Şekil 2.2 ve 2.3 örnek pozitron kullanarak yapılan derinlemesine inceleme sonuçlarını S veya W işaretleriyle gösteriyorlar.

Pikin arkaplan katkısını azaltmak için rastgele iki dedektör kullanıldığında daha fazla bilgi edinmek amacıyla yokoluş pikinin Doppler genişlemesi kullanılabilir. Arkaplan genelde örnek dışında gelişen yokoluşlar nedeniyle oluşur. Yüksek etkiye, ancak düşük çözünürlüğe sahip bir NaI dedektörü ile rastgele kullanılan bir Ge dedektörü bunun için genelde yeterlidir. Kaydedilen verinin çok düşük arkaplanı olduğundan bu veri farklı elementlerdeki çekirdek yokoluşların ayırt edilmesine olanak tanıyor.



Şekil 4.2: 30 keV BF2 implantlı silikonun S-E çizimi.

S parametresi kusur veya yüzey sinyallerini açıkça ortaya koyuyor. Oksijen veya florin ile olan bileşik oluşumu nedeniyle yüzeye yakın bölgelerde çok daha az sayıda iletim band elektronu vardır. Bu, hacimden daha düşük bir S değeri ile sonuçlanır. Kusurlarda mahsur kalan pozitronlar yüksek bir S değeri ile sonuçlanan yüksek enerjiye sahip elektronlarla daha az etkileşim halindedir.



Şekil 4.3: 30 keV BF₂ implantlı Si'nin W-E çizimi.

Şekil 4.3'de S çizim yapısının aynısının tersini göstermesi gerekir. Bölüm 7'de de görüleceği üzere, W Parametresinin sergilediği bu davranış florinin bir etkisi olarak açıklanabilir. Rastgele iki Ge dedektörü ve iki boyutlu kayıt yapma yeteneği olan bir MCA kullanılarak daha da ayrıntılı kayıt yapmak mümkün. Her iki gama ışının yaydığı enerji bilindiğinden ve enerjiden ve her bir yokoluştan elde edilen bilgiler kaydedilebilir. Bu, NaI'nin rastgele kullanımında bulunan yanlış kullanımları ve yetersiz yük koleksiyonun yarattığı etkileri elimine ederek arkaplanı daha da azaltır. Karşılaştırmak gerekirse, NaI-Ge sistemi tek bir Ge dedektörüne kıyasla arkaplanı bir genlik sırasına göre azaltır. İki boyutlu bir MCA kullanılan ikili bir Ge sistemi arkaplanda neredeyse üç sıralı bir genlik azaltımı sağlar.

4.2. Yokoluş Işımasının Açısal Korelasyonu

Çoğu durumda pozitron yokoluşu bir pozitron ve bir elektronun iki gama oluşturmak için yok olduğu iki maddeli bir reaksiyondur. Yok olan çift hareket etmiyor olsaydı salınan γ ışınları zıt yönlerde doğru hareket ederlerdi ve aynı enerjiye sahip olurlardı. Pozitronun enerjisi elektronunkinden daha düşük olduğundan γ ışınlarının colinear salınımdan sapması elektronların enerji ve momentum dağılımı tarafından saptanır. Bu nedenle yöndeki değişim ölçüldüğünde elektronun enerjisi bulunabilir. Daha ayrıntılı açıklamak gerekirse, 2D ACAR ölçümü enjekte edilen

pozitronlar tarafından örneklenen elektronların momentum boşluk yoğunluklarının 2 boyutlu bir projeksiyonuna eşdeğerdir ve bunun sonucunda hem Fermi yüzeyi olarak da adlandırılan doldurulmuş k-uzayı, hem de dalga fonksiyonu hakkında bilgi içerir [91].

Ölçülen açısal korelasyon eğrisi olan $N(\theta, \varnothing)$ antiparalelizmden olan sapmaların bir fonksiyonu olarak $\theta = p_x / m_0 c$ ve $\varnothing = p_y / m_0 c$ şu şekilde verilmiştir:

$$N(\theta, \varnothing) d\theta d\varnothing = N(p_x, p_y) dp_x dp_y = \left(\int_{-\infty}^{\infty} \rho_{2\gamma} dp_z \right) dp_x dp_y. \quad (4.3)$$

Foton çiftinin momentum yoğunluğu tanım olarak elektron-pozitron çiftinin momentum yoğunluğuna eşittir, p_{ep} . p_{ep} ise katıdaki bir pozitronun ve elektronların bozunmuş yoğunluk hallerinin kompleks bir fonksiyonudur.

2D ACAR verisi örnek odasından en az 10 metre uzağa konulmuş ve söz konusu odanın her iki tarafına yerleştirilmiş pozisyon açısından hassas iki geniş dedektörün (PSD) ve dedektör sıralarının kullanılması sayesinde elde edilir. Eş zamanlı gamaların bulunduğu yer ve enerjileri kaydedilir.

Gürültüyü azaltmak için bu teknikle kaydedilen verilerin hala üzerinden geçilmesi gerekir, ancak bu veriler katının elektronik yapısının en doğrudan temsilidir. 2D ACAR sistemler, süper iletkenlerin Fermi yüzeyini ölçebilen ilk sistemlerdi.

4.3. Pozitron Ömrünün Spektroskopisi

Yokoluş hızı ve ömrü pozitronların yok olduğu ortamlara bağlıdır. Ortalama ömürler veya ömür dağılımı (diğer bir deyişle, ömür spektroskopisi) konusundaki ölçümler bu nedenle pozitronların yok olduğu bölgeler hakkında bilgi verebilir. Ömür konusundaki verilerin nitel yorumu dolaysızdır: daha uzun ömürler pozitronların bulunduğu yerde elektron yoğunlukların daha düşük olduğu anlamına gelir.

En basit pozitron ömrü sistemi bir $a^{22}\text{Na}$ kaynağının iki örnek arasında sıkıştırıldığı rastgele bir düzendir. ^{22}Na 'nın pozitron bozunmasına 1.22 MeV γ ışını eşlik ediyor. Bu γ ışını başlangıç sinyalinde kaydedilmiştir. Bitiş sinyali bozunmanın hemen ardından gelen 511 keV yokoluş γ ışınıdır. Pozitronun yok olması için geçen süre pozitron ömrü olarak kayda geçiriliyor.

Kayıtlı bir spektrumdan üç ömürden fazlasının ayırt edilmesinin çok zor olmasına rağmen hacim katı hakkında edinilen bilgiler paha biçilmezdir zira kusurlarda ve kusursuz katıdaki pozitronların ömürleri PDP ve ACAR analizlerin de dahil olduğu tüm pozitron bazlı analizlerde önemli bir elementtir.

4.4. Pozitron Yokoluşu Tarafından Tetiklenen Auger Elektron Spektroskopisi

Auger süreci iç kabuk elektronu bulunmayan bir atomun bu deliği daha az sıkı bağları olan bir dış kabuk elektronla doldururken aynı zamanda fazla enerjiyi dışarı taşıyan başka bir elektron (Auger elektronu) saldırdığı ışımsal olmayan bir geçiştir. Farklı elementlerin enerji seviyeleri birbirlerine benzemez ve bir atomun elemental kimliği çekirdek delik uyarılmaların bir sonucu olarak salınan Auger elektronların enerjilerinden çıkarılabilir. Auger Elektron Spektroskopisi (AES) denilen ve yaygın olarak kullanılan yüzey analiz aracı düşük enerjiye sahip elektronların kısa kaçış derinliği olması gerçeği ile birlikte bu gerçekten yararlanmaktadır. Elektron tarafından tetiklenen Auger Elektron Spektroskopisi (EAES) ise çekirdek bir elektronu yerinden çıkarmak için yüksek enerjili bir elektrondan faydalanır. Bu ikincil elektronların oluşturduğu bir arkaplan yaratır ve üstelik de sürecin iyi bir yüzey seçiciliği yoktur. Pozitron Yokoluşu Tarafından Tetiklenen Auger Elektron Spektroskopisi (PAES) çekirdek bir elektronun bir pozitronu yok etmesini kullanır. Bu yöntemin iyi bir yüzey seçiciliği olduğu gibi ikincil elektron arkaplanını da elimine eder.

UT Arlington PAES yöntemi tüm pozitronları örnek yüzeyde yok olmaları konusunda zorlamak için oldukça yavaş (20 eV) bir pozitron dalgasından faydalanır. Dalga manyetik olarak örneğe taşınır. Pozitronların küçük bir kısmı çekirdek bir



elektronla yok olurlar. Yokoluş γ bir NaI dedektör seti tarafından kaydedilir ve bir kapı açılır. Pozitron girdiği sırada veya örnekte yok olduğu sırada bir elektron salındığında bu elektron elektrik ve manyetik alanlar tarafından enerji seçim eleğinden geçerek bir mikrokanal plakasına yönlendirilir. Elektron salınım hızının enerji bağımlılığının kaydedilmesiyle bir Auger spektrumu saptanır.

Auger spektrumu elemental ve yüzey spesifiktir. Azaltılmış arkaplanı ile PAES oldukça kompleks yüzey yapılarının saptanmasına olanak sağlar.

4.5. Tekrar Salınım Mikroskopi (PRM)

Hem PAM hem de PRM aynı tipteki optikleri kullandığından ikisi birlikte incelenecektir. Temelde bu mikroskoplar ya elektrostatik, ya da manyetik olabilen ve PDP'de olduğu gibi tek enerjili-tek yönlü bir demetni birleştiren elektron mikroskoplarıdır. Aralarındaki en önemli fark demetin birkaç tekrar yönlendirmesini kullanan ve ondan sonra bir örneğe yönlendirilen bir parlaklık iyileştirmesidir. Birçok durumda sistem bir SEM ve/veya TEM olarak kullanılmasına imkan sağlayan bir tungsten veya alan salınım tipini tipi içerir. 0.08 μm 'ye kadar pozitron çözünürlükleri bildirilmiştir [92].

PAM çok daha küçük bir nokta boyutu ile PDP'ye benziyor ve katı yapı haritasını 3 boyutlu olarak çıkarılmasına olanak tanıyor. PRM sistemi yansımali (Michigan tipi) veya iletken (Brandeis tipi) pozitronları kaydeder. Dedektöre gelen pozitronların yoğunluğundaki değişim pozitronların yakalanışını ortaya koyar. PAM ve PRM tekniklerinin birkaç uygulaması çatlaklar [93], irradasyon tarafından tetiklenen lokal yüzeyaltı hasarı [94] ve yer değiştirme [95] içerir.

4.6. Sonuç

Bu bölümde pozitron demetinden yararlanan birçok katı hal araştırma teknikleri tanıtıldı. Söz konusu teknikler sağladıkları veriler açısından benzersizdirler. Buna karşılık çoğu durumda veri edinim süresi inanılmaz uzundur. Bir PDP spektrumu bir 40 mCi kaynağı ve standart radyoizotop bazlı bir dalga kullanılması ile yaklaşık 8 saat sürüyor. Bir PAES, PRM veya PAM analizi bir hafta

kadar sürebilirken 2D ACAR verileri aylar sonra elde edilebilir. Veri edinim hızında yüksek yoğunlukta bir pozitron demeti sayesinde mümkün olabilen artışa acilen ihtiyaç vardır ve bu tür bir düzeneğin kısa bir sürede geliştirilmesi gerekmektedir.





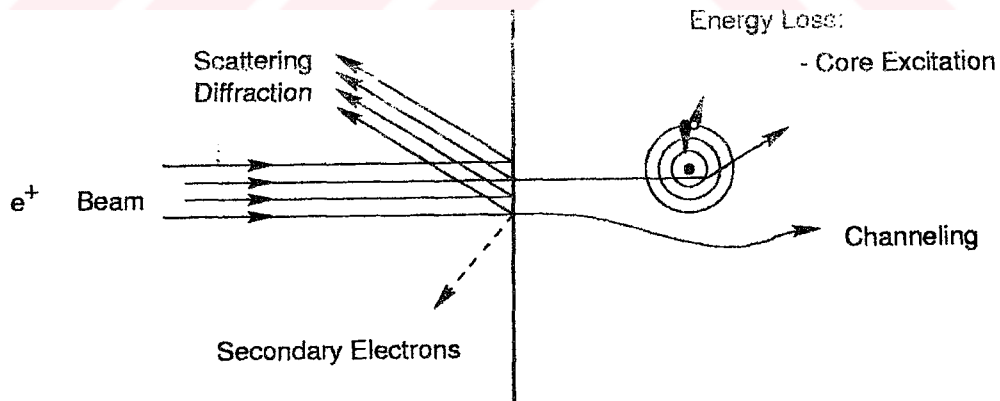
5.KATILARDAKİ POZİTRONLAR

Hızlı bir pozitron bir katıya girdiğinde kısa sürede termal enerjileri yavaşlatır (10^{-12} saniye). Verilen bir anda bir katının içinde kT aralığındaki termal denge enerjilerini yavaşlatabilen sadece tek bir pozitron olduğu varsayılabilir. Yüksek yoğunlukları (10^{22} cm^{-3}) ve Pauli'nin Dışlama İlkesi nedeniyle elektronlar bu kadar düşük enerjiye sahip olamazlar. Termalize pozitronlar yok olana kadar birkaç yüz pikosaniyede saçınırlar. Bazı pozitronlar tekrar salınmaları için ya tek başlarına ya da bir pozitronyum atomu olarak yüzeye erişebilirler. Katı üzerindeki bir pozitron ışıınının olası etkileşimleri Şekil 3.1'de gösterilmektedir. Bir katıda yok olan elektron-pozitron çiftinin kütle merkezlerinin hız ve yön dağılımı 511 keV yokoluş çizgisinde bir Doppler genişlemesine yol açacaktır.

Katıdaki bir pozitronun en önemli etkileşimlerinden biri yakalanmadır. Bir yer değiştirme veya bir parçacık sınırı gibi bir kusur bir veya birkaç atoma sahip olmadığından bu potansiyel alanda çekirdeklerin artı yükü tarafından oluşturulan bir delik yaratacaktır.

(a) First Encounter:

$0 < t < 10^{-15}$ sec

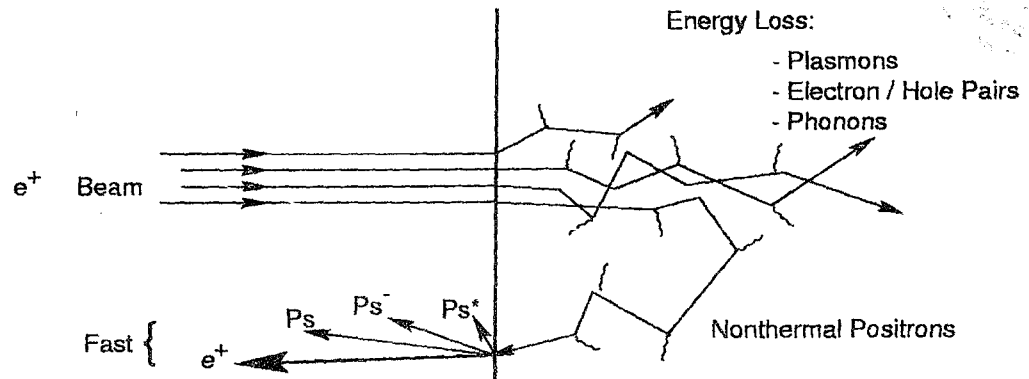


(a) İlk Karşılaşma:

$0 < t < 10^{-15}$

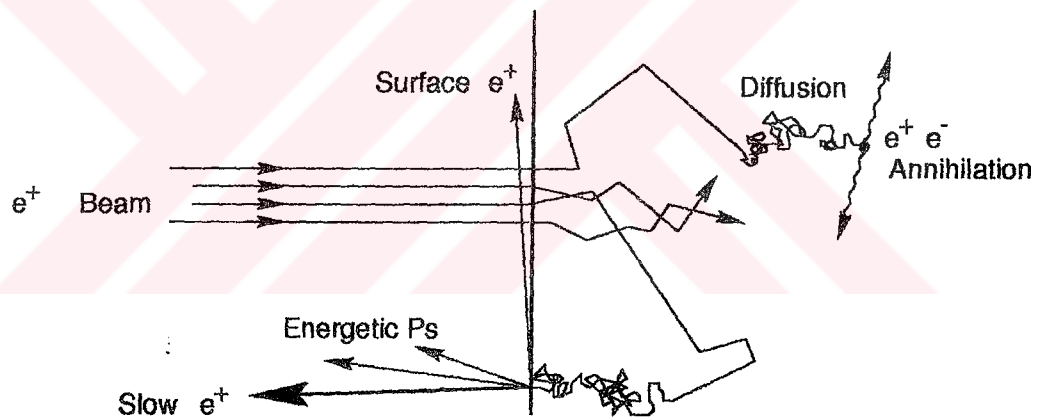
saniye

(b) Attaining Equilibrium: $0 < t < 10^{-12}$ sec

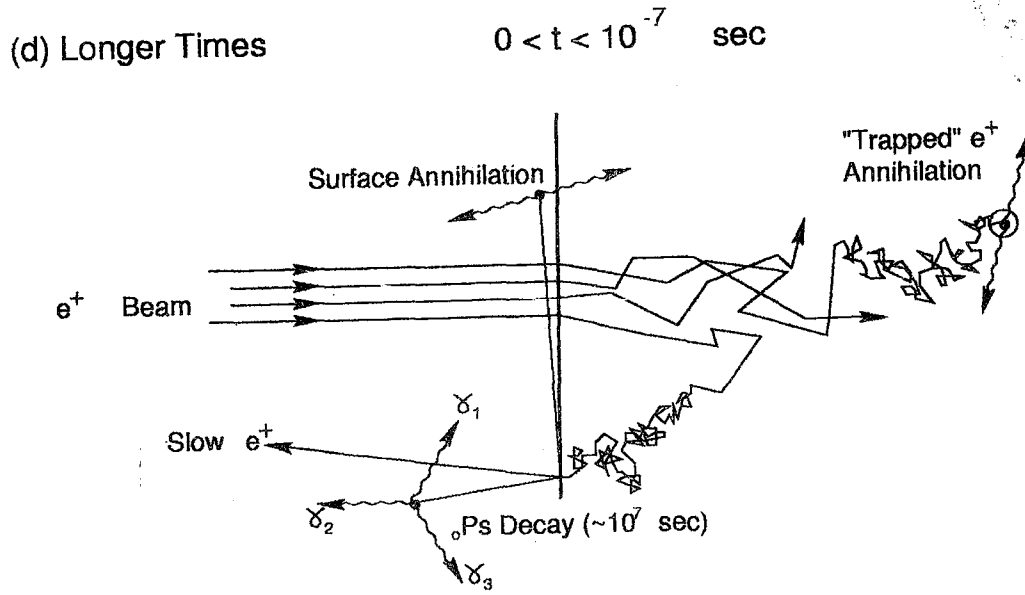


(b) Ulaşılan Denge: $0 < t < 10^{-12}$ saniye

(c) Equilibrium: $0 < t < 10^{-10}$ sec



(c) Denge: $0 < t < 10^{-10}$ saniye



(d) Daha Uzun Süreler: $0 < t < 10^{-7}$ saniye

Şekil 5.1: Bir pozitronun bir katı ve yüzeyi ile olan etkileşimlerinin bir zaman aralığı.

Dalga uzunluğu $60 \text{ \AA}$ olan bir termal pozitron bu deliğe düşüp orada mahsur kalabilir. Bu çukrun içinde bulunan elektronların daha düşük kinetik enerjileri olacaktır ve bu nedenle yokoluş piki daha dardır.

Bir pozitron ve bir elektron hidrojene benzeyen ve Pozitronyum olarak bilinen bir atom oluşturmak üzere bağlanabilirler. Pozitronyumun parapozitronyum (yaklaşık 125 psaniye ömrü ve iki γ ışını bozunumu olan tekli) ve ortopozitronyum (142 nsaniye ömrü olan üçlü) olmak üzere iki hali vardır. Ortopozitronyum üç γ ışınına bozunur. Bir katıda boşluklar mevcutsa pozitron ömrünü önemli ölçüde artıran bir pozitronyum atomu o boşluğun içinde oluşabilir.

Katılardaki pozitron difüzyonunun ve yokoluşunun teorik geçmişi bu Başlıkta ele alınacaktır. Bölüm 5.1'de bir pozitron difüzyon modeli ele alınacaktır. Denkleme kaynak olan terim veya implantasyon profili, Bölüm 5.2'de tartışılacaktır. Bölüm 5.3'de ise pozitronların difüzyon özellikleri açıklanmaktadır. Bölüm 5.4'de pozitron yokoluş teorisi tanıtılmasının ardından metallerin, yarı iletkenlerin ve izolatorlerin hacim ve kusurlarında meydana gelen yokoluşun daha özellikli ve deneye yönelik tartışması yer almaktadır. Bu başlıktaki son iki bölüm teori ve deney arasında bir

bağlantı kurmak amacıyla metal ve yarı iletkenlerdeki pozitronların ömrü ve enerji dağılımı hakkındaki tartışmayı ele alıyorlar.

5.1. Difüzyon Denklemi

İmplantasyon ve durdurmanın ardından katılardaki termalize pozitronların difüzyonu difüzyon teorileri tarafından açıklanabilir. Yavaş pozitron demeti deneylerindeki yüzeye yakın fenomenin analizinde kullanılan bir yaklaşım olan difüzyon-yokoluş denklemi tek boyutlu Boltzmann denklemidir [96]:

$$\partial n(z,t) / \partial t = \nabla \cdot (D_+(z) \nabla n(z,t)) - (\lambda_b + \sum_i k_{c,i}(z))n(z,t) - \nabla \cdot [v_d(z)n(z,t)] \quad (5.1)$$

Burada $n(z,t)$ yüzey altında z noktasındaki pozitron yoğunluğudur, $D_+(z)$ pozitron difüzyon sabitidir ve $v_d(z)$ ise harici (elektrik) alanları nedeniyle oluşan pozitron sürüklenme hızıdır. Materyalde sadece bir tür atom veya molekülün olduğunu varsayarak D_+ derinlikten bağımsız olarak alınabilir. λ_b ve $k_{c,i}$ sırasıyla i tipi kusurda bulunan hacim ömrüne ve mahsur kalma oranına karşılık olarak kullanılmaktadır. Bir kusurdaki yokoluş hızı şu şekilde verilmiştir:

$$\partial n_{d,i}(z,t) / \partial t = k_{c,i}(z)n(z,t) - \lambda_{d,i}n_{d,i}(z,t) . \quad (5.2)$$

Burada $n_{d,i}(z,t)$ ve $\lambda_{d,i}$ sırasıyla kusurdaki pozitron konsantrasyonuna ve i tipi kusurun kusur ömrüne karşılık olarak kullanılmaktadır.

Sınır koşulları yüzeyde şudur:

$$D_+ n \cdot \nabla n(z,t) |_{z=0} = v n(0,t) . \quad (5.3)$$

v olası tüm yüzey süreçleri nedeniyle ve

$$n(\infty,t) = 0 \quad (5.4)$$

ise katının derininde oluşan toplam tükenme hızıdır. İlk koşul şu şekilde verilmiştir:

$$n(z,0) = P(z,E) . \quad (5.5)$$

Burada $P(z,E)$ ilk enerji olarak temsil edilen E ile birlikte pozitronların implantasyon profilidir.

Klasik difüzyon görüntüsü sadece bazı koşullar yerine getirildiği zaman oluşur [97]. Pozitron momentum dağılımının Maxwell-Boltzmann statistiklerine ve uyduğu varsayılmaktadır ve pozitronların saçılması kuasi yönlü olarak elastik ve izotropik olması gerekir. Bir materyal katmanının veya bir kusur bölgesinin kalınlığı gibi uzunluk aralıkları pozitron dalga uzunluğu ve difüzyon uzunluğuna kıyasla yeterince büyük olmalıdır.

3.1-3.5 arasındaki denklemler epitermal pozitronların etkilerini yoksayma (veya bu etkileri sabitlerine dahil etmeye çalışma) eğilimine sahip olduklarından termal teori denklemleri olarak da adlandırılabilir. Britton tarafından önerilen daha bütünsel ve karmaşık bir model iki gruplu denklemdir [98]:

$$\begin{aligned} \partial n_{\epsilon} / \partial t &= D_{\epsilon} \partial^2 n_{\epsilon} / \partial z^2 - (\lambda_b + k_{\epsilon}(z) + \gamma) n_{\epsilon} & \text{ve} \\ \partial n_{\theta} / \partial t &= D_{\theta} \partial^2 n_{\epsilon} / \partial z^2 - (\lambda_b + k_{\theta}(z)) n_{\theta} . \end{aligned} \quad (5.6)$$

3.6 numaralı denklemde ϵ ve θ altsimgeleri sırasıyla epitermal ve termal pozitronları temsil ederken γ termalizasyon oranını belirtir. Hacim yokoluş hızı pozitron enerjisinden bağımsız olduğu varsayılır.

Tek boyutlu sabit hal hesaplanması durumunda $P(z, E)$ sabit hal Boltzmann denkleminin kaynak terimi haline gelir:

$$D_+ d^2 n(z) / dz^2 - (\lambda_b + k_{\epsilon}(z)) n(z) - d / dz [v_d n(z)] + P(E, z) = 0 . \quad (5.7)$$

Boyutsuz parametreler özellikle pozitron yokoluş analiz kodlarında kullanılır [99]. İmplantasyon profili serbestçe seçilebilen a sabitini içeren bir derinlik parametresi kullanarak $1'$ e normalize edilmiştir:

$$z^* = z / a .$$

(5.8)

Bu durumda genellenen pozitron yoğunluğu ve sürüklenme hızı şu şekilde tanımlanmıştır:

$$n^*(z^*) = D_+ n(z^*) / a^2 \quad \text{ve} \quad (5.9)$$

$$v_d^* = v_d a / D_+ . \quad (5.10)$$

O halde Denklem 3.7 şu şekilde okunur:

$$d^2 n^*(z^*) / dz^{*2} - a^2 / D_+ (\lambda_b + k_c(z)) n^*(z^*) - d / dz^* [v_d^* n^*(z^*)] + P^*(E, z^*) = 0 \quad (5.11)$$

z^* üzerinden bir kere integrasyon şunu ortaya çıkarır:

$$[(dn^*(z^*) / dz^*)_{z^*=0} - v_d^*(0)n^*(0)] - \int_0^{+\infty} a^2 / D_+ (\lambda_b + k_c(z)) n^*(z^*) dz^* + 1 = 0$$

Bu denklem yüzeyde iletilen (η_s), kusurlarda mahsur kalan (η_d) ve hacimde yok olan (η_b) pozitron fraksiyonlarını doğrudan tanımlamaya olanak sağlıyor:

$$\eta_s = - (dn^*(z^*) / dz^*)_{z^*=0} + v_d^*(0)n^*(0), \quad (5.12)$$

$$\eta_d = a^2 / D_+ k_c(z) \int_0^{+\infty} n^*(z^*) dz^*, \quad (5.13)$$

$$\eta_b = a^2 / D_+ \lambda_b \int_0^{+\infty} n^*(z^*) dz^* \quad \text{ve} \quad (5.14)$$

$$\eta_s + \eta_d + \eta_b = 1 . \quad (5.15)$$

5.2. İmplantasyon ve Durdurma

Pozitron implantasyonu hedef ortama giren bir pozitron ile başlayan bir olaylar serisidir. İmplantasyon sürecinde fiziksel bir son olmasa da pozitronun ortamla termal bir dengeye erişme ve yayılmaya başlama anı ile tanımlanabilir. Pozitron implantasyonunun sonunda gerçekten de “durma” (mahsur kalma) noktasına gelmese de bu nokta *durma* olarak adlandırılabilir. İmplantasyon sırasında pozitronun belli bir mahsur kalma, yok olma veya geri saçılma olasılığı mevcuttur ve bu ihtimaller önem sırasına göre analizlere dahil edilmektedirler. Pozitronların difüzyon başlamadan önceki denge dağılımına implantasyon profili, $P(z, E)$, denir. $P(z, E)dz$ E ortamda bulunan enerji ışınlamına sahip bir pozitronun yüzeyden z ve $z + dz$ derinliğinde durma olasılığıdır.

5.2.1. Yavaşlama

Katılardaki pozitron enerji kaybında rol alan süreçler elektronlardakine benzese de belli önemli farklılıklar da vardır. Birkaç MeV sınırları dahilindeki enerjiler için durma süreci elektron veya pozitronun çekirdeğin taranmış Coulomb alanı veya atomik yörüngedeki elektronlarla etkileşim halinde olduğu ve bir foton saldıgı toplu ışınlam durması (bremsstrahlung) tarafından yönetilir. Bu enerji kaybı mekanizması pozitronlar için elektronlar için olduğundan önemli ölçüde daha *az* etkindir, zira elektronlar çekirdeğin yükü tarafından çekilirler ve atomik elektronlar tarafından itilirler. Diğer bir temel farklılık da beklenen aralığı azaltan uçustaki pozitron yokoluşundan kaynaklanır.

Yavaşlamanın bir sonraki adımında pozitron yönleri özellikle Mott (göreceli çekirdek) saçılma tarafından randomize edilmiştir ve enerji elektron saçılması sebebiyle kaybolmaktadır. Bu süreç birçok nedenden dolayı pozitronlar için elektronlar için olduğundan daha etkindir:

1. Pozitronlar için enerji transferinin üst sınırı %100'dür, buna karşılık elektronlarınki %50'dir.

2. Büyük miktarlardaki enerji transferleri için çarpışmalar farklıdır. Göreceli elektron-elektron çarpışma kesiti (Moller) ilgili pozitron-elektron kesiti ile değiştirilmelidir.

Genel olarak elektronların enerjilerini bir tel elekte kaybettiği önemli saçılma süreçlerin çoğu pozitronlar için benzer ölçüde önemlidir. Kanallama veya iç kabuk iyonizasyonu gibi spesifik durumlar haricindeki durumlarda farklılıklar teorik açıdan genelde küçüktür.

Katiya giren enerjik bir pozitronun sahip olduğu enerjinin çoğu (≤ 100 keV) çekirdek ve valans elektron uyarılmaları sonucunda kaybolur, aynı durum enerjik elektronlar için de geçerlidir. Bu tür etkileşimler sonucunda pozitronun enerjisi yaklaşık 10^{-13} saniyede bir eV biriminin birkaç onluk sayısına kadar iner.

Metallerde elastik olmayan iletken elektron saçılımı, ve özellikle de plazmon uyarılması Fermi enerjisine, E_f , yakın enerjilerin etrafındaki pozitronların yavaşlamasını kontrol eder. Bir metalde E_f enerjileri altındaki pozitron termalizasyonunun son aşaması fonon saçılması tarafından kontrol edilir. Enerji bir eV biriminin birkaç onluk sayısının altına indiğinde fonon saçılımının etkileri elektron bulutuna göreceli olarak kontrol etmeye başlar. Artan elektron yoğunluğu metaldeki pozitron-elektron etkileşimlerin daha fazla taranmasına yol açtığı görülmüştür ve bu nedenle daha uzun bir termalizasyon süresi ile sonuçlanır. Teorik olarak yapılan tahminler ısı azaldığında termalizasyon sürelerinde önemli ölçüde bir artış olacağını öngörüyorlar.

Yarıiletkenlerde pozitron enerji kaybı metallerdeki kayba benzer, ancak tek bir farkla: pozitron enerjisi band boşluğundan daha az olduğunda elektron delik elektron delik oluşma ihtimali azalır. Yarıiletken ve iyonik katılardaki band boşluklarının neden olduğu uzatılmış termalizasyon süresi izolatörlerde daha da belirgindir. Asal gaza sahip katılar tarafından oluşturulan basit katılarda optik bir fonon dalının yokluğu enerji kaybının etkinliğini daha da azaltır.

Katılardaki pozitronların yavaşlaması ve yayılması konum, momentum ve sürenin bir fonksiyonu olan dağılım fonksiyonu, $f(r, p, t)$, göz önünde bulundurularak açıklanabilir. Dağılımı belirleyen denklem bir Boltzmann denklemidir [100]:

$$\begin{aligned} \partial f(r, p, t) / \partial t + v(p) \cdot \nabla_r f(r, p, t) + F \cdot \nabla_p f(r, p, t) \\ = [\partial f(r, p, t) / \partial t]_s - (\lambda_b + k_c(r))f(r, p, t) + f_i(r, p, t) \end{aligned} \quad (5.16)$$

Denklem 5.16'da $v(p)$ pozitron hızını; F harici alanlar nedeniyle pozitron üzerine etki eden kuvveti; λ_b yerdeğiştirme (hacim) halindeki pozitronun yokoluş hızını; $k_c(r)$, $c(r)$ olarak belirtilen yoğunluk profiline sahip uzaysal olarak dağılmış kusurlar nedeniyle meydana gelebilen mahsur kalma ihtimalini; $f_i(r, p, t)$ ise kaynak terimini temsil ediyor. Denklemdaki toplam pozitron saçılım hız süresi şu şekilde yazılabilir:

$$[\partial f(r, p, t) / \partial t]_s = \int [R(p, q)f(r, p, t)]dq \quad (5.17)$$

İlk terim tüm hallerden, q , p haline olan saçılmayı ve ikinci terim de p halinden diğer tüm hallere, q , olan saçılmayı açıklıyor. Örnekte sadece bir pozitronun olduğu varsayılıyor. Geçiş oranları iletken elektron uyarılmaları, boylamsal akustik fononlar, nötral değiştirilebilen hatalar v.b. gibi farklı kanallar için hesaplanmıştır.

5.2.2. Durma Profilleri

Bir pozitronun bir katıda katedebileceği derinlik katının ve pozitronun implantasyon enerjisinin sahip olduğu özelliklerin bir fonksiyonudur. Tek enerjili bir pozitron demet ışınlamının bir katıdaki profili Makhov dağılımı ile verilmiştir [101]:

$$P(E, z) = mz^{m-1} / z_0^m e - (z/z_0)^m \quad (5.18)$$

Bu denklemde m genelde yaklaşık 1.9 olan boyutsuz şeklin parametresi, z_0 ise aşağıdaki denklemden elde edilen derinlik parametresidir:

$$z_0 = \bar{z} / \Gamma (1 + 1/m) \text{ ve}$$

(5.19)

$$\bar{z} = (A / \rho) E^n$$

(5.20)

$\bar{z}$ pozitronların ortalama implantasyon derinliği ve ρ de g/cm^3 olarak verilen materyalin yoğunluğudur. A ve n materyale göre değişen değerlere sahip empirik sabitlerdir. A , n ve m için yaygın olarak kullanılan değerler sırasıyla 400 Åg/cm^3 , 1.6 ve 2'dir. $m=2$ 'de denklem bir Gauss denkleminin türevi haline elmektedir. Farklı materyaller için ölçülen ve hesaplanan değerler Tablo 5.1'de verilmiştir.

Tablo 5.1. Ortalama implantasyon derinlik ($\bar{z}$) denkleminin empirik sabitleri

Tanım	$A (\text{Åg/cm}^3)$	n	$\rho (\text{g/cm}^3)$
Genel	400	1.6	YOK
Be	1.43	1.82	1.802
Al	2.64	1.74	2.697
Cu	3.78	1.61	8.949
Ag	3.98	1.57	10.47
Au	6.58	1.49	19.31

Makhov profili iyi bir temsil olarak kabul edilse de Aers ön faktörün, A_j , ve bir orjinin, z_j' , eklendiği ve materyal için j kullanılan daha genel bir form öneriyor [102]

$$P_j(E,z) = A_j m_j z^{m_j-1} / z_{oj}^{m_j} e^{- (z-z_j' / z_{oj})^{m_j}} \quad (5.21)$$

Ritley ve ark. [103] düşük enerji implantasyonu (3 keV'den az) olması durumunda Makhov dağılımında hesaplanan tersi olarak pozitronların yüzey yoğunluğunun sıfır olmadığını saptamışlardır. Hesaplamalarda valans elektronları ve boylamsal akustik fononlarla birlikte gerçekleşen elastik olmayan saçılma da hesaba katılmıştır. Dahası, yüzeydeki potansiyel adım da dahil edilmiştir. Düşük enerjili saçılma ve iş fonksiyonunun etkilerinin en iyi aşağıdaki dağılım ile verilebildiği sonucuna vardılar:

$$P(z) = - d / dz \exp \{ - [z / z_0 (1 + z / z_0)^2]^m \} \quad (5.22)$$

Şekil parametresi m ve derinlik parametresi z_0 hem materyal, hem de enerjiye bağımlılığı olduğu saptanmıştır. İlgi çekici başka bir durma profili doğrudan radyoaktif kaynaktan gelen pozitronlar için olan profildir [104]:

$$P(z) = \alpha e^{-\alpha z} \quad , \quad \alpha \simeq 1.6 \rho [g \cdot cm^{-3} / E_{max}^{1.4} [MeV]] \quad (5.23)$$

Bu durma profili özellikle iki örnek arasına sıkıştırılmış bir kaynak kullanan pozitron ömrü ölçümleri için önemlidir.

5.2.3. Durma Deneyleri

Katılardaki pozitronların durma profilini gözlemlemek çok zor, hatta imkansızdır. Pozitronların yayılması implantasyon profilini önemli oranda değiştiriyor. Buna karşılık, bu sorunun yarattığı olumsuz etkileri en aza indirmek amacıyla farklı yöntemler geliştirilmiştir.

Bu yöntemlerden biri substrat analizi için ince materyal tabakaları kullanmaktır. Yeterince yüksek enerjiye sahip pozitronlar implante edilirse yüzeydeki yokoluşun önemsizmesi gerekmez. Ölçülen S değerleri için iki halli bir problem hala mevcuttur:

$$SE = \eta_{tabaka} S_{tabaka} + \eta_{subs} S_{subs} \quad (5.24)$$

Bölüm 6'da da değerlendirildiği gibi, S parametresi iki halli bir problem için yokoluş fraksiyonların tam ölçümüdür. Hacimsel S değerlerinin bilinmesi ile her iki sunstansların yokoluş fraksiyonları bulunabilir. İki materyalin iş fonksiyonları arasındaki fark nedeniyle meydana gelen zorlanmış difüzyon kayda değer değilse $\eta_{tabaka} = 0.5$ toplam tabaka kalınlığına eşittir. Mills ve Wilson [105], Vehanen ve ark. [106], Coleman ve ark. [107] ve diğerleri birçok farklı materyal için bu tekniği kullanmışlardır. Ancak birçok durumda iş fonksiyon farklılıklarının etkileri dikkate alınmamıştır.

Bu geri saçılım ve transmisyon ölçümleri implantasyon profiline ilişkin en dolaysız tahmini verirler, ancak implante edilen pozitronların derinlik dağılımını

ölçmezler. Bu deneylerde gözlemlenen spektrumlar difüzyon ve yokoluş tarafından çok fazla değişikliğe uğramadılar. Dahası, bu ölçümler Monte Carlo hesaplamalarının tahminlerini doğruluyor.

5.3. Pozitron Difüzyonu

Termal pozitronun bir Angstrom biriminin onları kadar bir dalga uzunluğu olsa da difüzyon hesaplamaları için hala yarı klasik bir yol olarak görülebilir. Bir parçacığın hareketliliği elektrik alanı birimi e başına olan sürüklenme hızının büyüklüğüdür [108]:

$$\mu = |v| / e \quad (5.25)$$

Bu denklemde bir yükün sürüklenme hızı değiştirildiğinde, $v = e\tau e/m^*$, τ bu hızdaki dinlenme süresi ve m^* de etkin kütle olur:

$$\mu = e\tau / m^* \quad (5.26)$$

Fonon saçılması, pozitron yakınlarındaki elektron yoğunluğunun artırılması ve band etkileri nedeniyle etkin kütle pozitron dinlenme kütlelerinden genelde daha yüksektir [109]. Tüm enerjilerin hesaplamasıyla şu elde edilir [110]:

$$\mu = 2e / 3m^* \int dE \rho(E) E \tau(E) (\partial f_0 / \partial E) \quad (5.27)$$

Bu denklemde $\rho(E)$ hallerin pozitron yoğunluğu, $\tau(E)$ E enerjisindeki toplam dinlenme süresi ve f_0 da Maxwell-Boltzmann dağılım fonksiyonudur.

Tablo 5.2: Briton ve Stormer [111], Nieminen [112], ve Hautajarvi ve Corbel'den [113] değişik materyaller için pozitron difüzyon katsayıları ve ömürleri.

Materyal	D (cm ² /s) deneysel	D (cm ² /s) teorik	τ (ps)
Al	1.7 ± 0.2	1.13	166
Cu	1.7 ± 0.5	1.49	106
Ag	0.9 ± 0.2	1.02	120
Mo	1.1 ± 0.1	1.24	111
Si	2.3 ± 0.2	3.05	221
n-Si	2.9 ± 0.3		221 ± 4
p-Si	3.0 ± 0.2		220 ± 4
Ge	1.7 ± 0.5	2.13	228

Toplam dinlenme süresi tüm saçılma süreçlerinin toplamıdır:

$$1 / \tau(E) = \sum_i 1 / \tau_i(E) . \quad (5.28)$$

Termal pozitronlar saçılmalar arasındaki λ serbest yolu ortalaması ile kıyaslandığında uzunluk ölçü genişlikleri üzerinde difüzyon teorisi açısından açıklanabilecek rastgele bir gidiş uygularlar. Difüzyon katsayısını hesaplamak için Nernst-Einstein bağlantısı kullanılabilir:

$$D = \mu k_B T / e = k_B T / m^* \tau \quad (5.29)$$

Bazı katıların Difüzyon katsayıları ve hacim ömürleri Tablo 3.2'de verilmiştir.

Termal pozitron saçınımı $D(LA) \propto T^{-1/2}$ ile ölçülen ısılarda boylamsal akustik fonon saçılması tarafından yönlendirilir. Polar materyallerde $D(LO) \propto T^{-3/2}$ ile ölçülen ısılarda optik fononlar da önemli rol oynarlar. Fazlasıyla uyuşturulan yarıiletkenlerde iyonize hatalar etkin saçılım merkezleri işlevi görürler ve etkileri $D(II) \propto T^{-3/2}$ ile ölçülür. Bahsedilmesi gereken son parametre pozitron ortalama difüzyon uzunluğudur, l_+ , ve şu şekilde tanımlanmaktadır:

$$l_+ = D\tau_{eff} \quad ; \quad (5.30)$$

Ortalama difüzyon uzunluğu bir pozitron demeti yoğunluğunun bir e faktörü olarak azaldığı mesafedir. Bu parametre bu bölümü takip eden bölümlerde pozitron difüzyon denklemlerinin çözümlerinde sık sık kullanılacaktır.

5.4. Elektron-Pozitron Momentum Dağılımı

Çoğu durumda bir pozitron ve elektronun sıkıştırılmış maddedeki yokoluşu iki 511 keV fotonluk salınımla sonuçlanır¹. Fotonların enerjisi enerjisi konservasyonu ve momentum yasalarının bir sonucu olarak 511 keV'den sapar.

Yokoluş sürecinde ara haller dahil olsa da toplam momentumu p olan iki foton içeren bir son hal üretebilen bir operatör şu şekilde yazılabilir:

$$H'(p) = \sum_{p_1} \sum_{p_2} a(p_1)b(p_2)\delta_{p_1+p_2,p} \quad (5.31)$$

a ve b sırasıyla elektron ve pozitron yokoluş operatörleridir ve V'nin nicelendirme miktarı olarak kullanıldığı şu denklemlerle verilmektedirler:

$$a(p_1) = V^{-1/2} \int \exp [-ip_1x_1] \varphi - (x_1)dx_1 , \quad (5.32)$$

$$b(p_1) = V^{-1/2} \int \exp [-ip_2x_2] \varphi + (x_2)dx_2 \quad (5.33)$$

¹ Mijnders ve Bansil [114] üçlüye karşı tekli hallerin statistik ağırlıklarını göz önünde bulundurarak kuantum elektrodinamik hesaplamaların iki kuantum ile üç kuantum arası bozunum kesitleri $\sigma_{2\gamma}/\sigma_{3\gamma} = 371$ 'lik bir oran verdiğini bildiriyorlar. Bu çalışma elektron-pozitron yokoluşu tartışması için bir referans olarak kullanılmıştır.

Bu durumda operatör şu hali alır:

$$H'(p) = \int \exp [-ipx] \varphi - (x)\varphi + (x)dx \quad (5.34)$$

5.5. Katılardaki Pozitron Halleri

Yokoluş sürecini daha iyi değerlendirmek için yok olan çiftin kuantum mekanik özellikleri göz önünde bulundurulmalıdır. Pozitron dalga fonksiyonu Schrödinger denklemi kullanılarak hesaplanabilir:

$$-\hbar^2 / 2m \nabla^2 \varphi + (r) + V(r)\varphi + (r) = E + \varphi + (r) \quad (5.35)$$

Kusursuz periyodik bir tel süzgeçte pozitron $k_+ = 0$ ile bir Bloch halinde yer değiştirir. Potansiyel iki bölümden oluşur:

$$V(r) = V_{\text{Coul}}(r) + V_{\text{kor}}(r) \quad (5.36)$$

Bu denklemin ilk bölümü elektrostatik Coulomb potansiyelidir, ikinci bölümü ise lokal bir yoğunluk yakınlığında elektron-pozitron korelasyon etkilerini hesaba katar.

5.5.1. Yoğunluk Fonksiyoneli Teorisi

Yoğunluk fonksiyoneli teorisi temel hal enerjisinin elektron yoğunluğunun, $n(r)$, benzersiz bir fonksiyoneli olduğunu ortaya koyan bir sava dayanmaktadır [115]. Toplam enerji fonksiyonelin minimum değeri olan temel hal enerjisi ve bu minimumu veren yoğunluk tam olarak tek parçacıklı temel hal yoğunluğudur. Sadece bu minimumun fiziksel açıdan önemi vardır. Çoklu elektronlu problemi tek elektronlu denklemler setine düşürmek için Kohn-Sham yöntemini kullanarak iki kere yerleşmiş tek elektronlu dalga fonksiyonları seti için olan toplam enerji fonksiyoneli şu şekilde yazılabilir:

$$E(\varphi; \{R_I\}) = T_0 [n(r)] + e^2 / 2 \iint n(r)n(r') / |r-r'| drdr' + \int V_{\text{iyon}}(r)n(r)dr + E_{\text{xc}}[n(r)] + E_{\text{iyon}}(\{R_I\}). \quad (5.37)$$

Bu denklemde T_0 etkileşim halinde olmayan $n(r)$ yoğunluğuna sahip elektronların kinetik enerjisi, $E_{\text{iyon}}(R_I)$ iyonların (çekirdeklerin) Coulomb enerjisi, R_I

iyon konumları, V_{iyon} statik elektron-iyon potansiyeli ve $E_{\text{xc}}[n(r)]$ de değiştokuş-korelasyon fonksiyonelidir. Spin hesaba katılmazsa elektron yoğunluğu şu şekilde verilmektedir:

$$n(r) = 2 \sum_i^{\text{occ}} |\varphi_i(r)|^2 . \quad (5.38)$$

Enerji fonksiyonelini azaltan dalga fonksiyonları seti Kohn-Sham denklemleridir:

$$-\hbar^2 / 2m \nabla^2 \varphi_i(r) + V_{\text{efek}}(r) \varphi_i(r) = \epsilon_i \varphi_i(r) . \quad (5.39)$$

Burada ϵ_i Kohn-Sham özdeğeri ve $V_{\text{efek}}(r)$ ise bir elektron potansiyelinin efektifidir:

$$V_{\text{efek}}(r) = V_{\text{iyon}}(r) + V_{\text{H}}(r) + V_{\text{xc}}(r) . \quad (5.40)$$

Bu denklemde $V_{\text{H}}(r)$ elektron Hartree potansiyelidir:

$$V_{\text{H}}(r) = e^2 \int n(r') / |r-r'| dx' . \quad (5.41)$$

Değiştokuş-korelasyon potansiyeli olan $V_{\text{xc}}(r)$ fonksiyonel türev tarafından verilmektedir:

$$V_{\text{xc}}(r) = \delta E_{\text{xc}}[n(r)] / \delta n(r) . \quad (5.42)$$

Entegre olmayan kinetik enerji ise aşağıda verilmektedir:

$$T_0 [n(r)] = 2 \sum_i^{\text{occ}} \int dr \varphi_i^*(r) [-\hbar^2 / 2m \nabla^2 \varphi_i(r)] . \quad (5.43)$$

$E_{\text{xc}}[n(r)]$ için en basit yakınlaştırma lokal yoğunluk (LDA) yakınlaştırmasıdır. Bu yakınlaştırmada elektronik bir sistemin değiştokuş-korelasyon enerjisi $n(r)$ yoğunluğuna sahip aynı olmayan gazda bulunan her elektron için enerjinin r

noktasındaki gerçek sistemle aynı yoğunluğa sahip homojen bir elektron gazında bulunan her ϵ_{xc}^{hom} elektronu için olan enerjiye eşit olduğu varsayılarak oluşturulur:

$$E_{xc}[n(r)] = \int \epsilon_{xc}(r)n(r)dx \quad (5.44)$$

5.38 – 5.42 arası Denklemler elektron yoğunluğu için birleşen bir değerle kendi içinde tutarlı olarak çözülmeli ve ancak ondan sonra temel hal enerjisi çıkarılabilir. Elektronik ve yoğunluk fonksiyoneli hakkında giriş niteliğindeki bilgi Sutton'ın çalışmasında [116] bulunabilir.

5.5.2. İki Komponentli Yoğunluk Fonksiyoneli Teorisi

Pozitron teme hal özellikleri iki komponentli yoğunluk fonksiyoneli teorisi kullanılarak hesaplanabilir. Buradaki enerji fonksiyoneli n_- ve n_+ olarak gösterilen iki yoğunluğa bağlıdır [117]:

$$E[n_+, n_-] = F[n_+] + F[n_-] + \iint n_-(r) n_+(r') / |r - r'| dr dr' + \int V_{iyon}(r) [n_-(r) - n_+(r)] dr + E_{kor}[n_+, n_-] \quad (5.45)$$

$F[n]$ elektronlar (veya pozitronlar) için sadece bir komponent fonksiyoneli temsil ederken $E_{kor}[n_+, n_-]$ elektron-pozitron korelasyonu enerjisi fonksiyoneli. Tek bir komponent fonksiyoneli

$$F[n] = T_0[n] + e^2 / e \iint n(r)n(r') / |r - r'| dr dr' + E_{xc}[n] \quad (5.46)$$

olarak gösterilmektedir [118]. Elektronlar ve tek bir pozitron için Kohn-Sham denklemi şu şekildedir:

$$-\hbar^2 / 2m \nabla^2 \phi_i + [-\phi(r) + \delta E_{xc}[n_-] / \delta n_-(r) + E_{kor}[n_-, n_+] / \delta n_-(r)] = \epsilon_i \phi_i \quad (5.47)$$

$$-\hbar^2 / 2m \nabla^2 \phi + [-\phi(r) + \delta E_{xc}[n_+] / \delta n_+(r) + E_{kor}[n_-, n_+] / \delta n_+(r)] = \epsilon_+ \phi_+ \quad (5.48)$$

Yukarıdaki denklemlerde $\varphi(r)$ olarak gösterilen Coulomb potansiyeli $V_{iyon}(r)$ oluşumuna yol açan ve $n_0(r)$ olarak gösterilen (artı) yüklü yoğunluğu içerir:

$$\varphi(r) = e^2 \int [n_+(r') - n_-(r') + n_0(r')] / |r-r'| dr' . \quad (5.49)$$

Potansiyel terim kendi kendi etkileşime terimlerinin dikkate alınmamasıyla daha da basitleştirilebilir. Bu basitleştirmeyle bile korelasyon terimleri iyi tanımlanamaz. Seyreltme sınırı için bir çözüm bulunmuştur: ortamda tek bir pozitronun olması. Mahsur kalan birçok pozitron ve elektrona sahip bir boşluk gibi daha karmaşık durumlar daha fazla yakınlaştırma gerektirirler. İki komponentli yoğunluk fonksiyoneli formalitesine çözüm getiren bir yaklaşım Chakraborty ve Siegel [119] tarafından sunulmuştur.

İkisi aynı zamanda bir momentum dağılım fonksiyonu da sunuyorlar:

$$\rho(p) = \sum_i N(\epsilon_i) \left| \int e^{-ip \cdot r} \varphi_+(r) \varphi_-(r) dx \right|^2 . \quad (5.50)$$

$$N(\epsilon) = \int N^0[\epsilon, n_-(r)] n_+(r) dr . \quad (5.51)$$

$n_-(r)$, $N^0[\epsilon, n_-(r)]$ yoğunluğuna sahip homojen bir elektron gazındaki elektron-pozitron çiftinin momentum dağılım fonksiyonu $\epsilon = p^2 / 2m$ enerjisinin bir fonksiyonu olduğu olduğu belirtilmektedir. Hautajarvi ve Corbel bu terimi kendi momentum dağılımlarında yok saydılar, ancak bir iyileştirme faktörünü denklemlerine kattılar:

$$\rho(p) = \pi \tau_0 c / V \sum_i \left| \int e^{-ip \cdot r} \varphi_+(r) \varphi_-(r) \gamma[n(r)] dx \right|^2 . \quad (5.52)$$

Pozitron ömrünün karşılığı ($\lambda_i = \tau_i^{-1}$) olarak tanımlanan pozitron yokoluş hızı tüm p 'ler üzerinde $\rho(p)$ 'nin bir integralidir ve

$$\lambda = \pi \tau_0 c \int |\varphi_+(r)|^2 n_-(r) \gamma[n(r)] dr \quad (5.53)$$

denklemden saptanabilir. $\gamma[n]$ için çoklu kitle savlarına dayanan çeşitli hesaplamalar yapılmıştır. Doğal olarak iyileştirme faktörlerinin korelasyonları metaller, yarıiletkenler ve izolatörler için farklıdır. Bu hesaplamalarda LDA en çok tercih edilen yöntem olmasına rağmen, elektron ve pozitron enerji seviyelerini ve iş

fonksiyonlarını saptamak için doğrusal muffin-tin yöntemi [120] dahil olmak üzere birçok diğer yöntem düşünülmüştür [121].

5.6. Pozitron Ömrü Hesaplamaları

Boşluğa benzer bir hacim tuzağı her üç uzay boyutunda yer alan bir pozitron halini destekler.

Geleneksel kıştırma modeli [122] şunları gerektirir:

1. $t = 0$ zamanında tüm pozitronlar Bloch hallerinde serbesttir.

2. Kıştırma hızı, κ ,

$$\kappa = \mu_D c_D \quad (5.54)$$

ile verilen ve μ_D 'nin kusura özel kıştırma katsayısı olduğu kusur yoğunluğu ile doğru orantılıdır. Denklem kesitler açısından da yazılabilir:

$$\mu_D = \sigma_D v_{th} \quad (5.55)$$

3. Bir pozitronun δ ile belirtilen kapandan kurtulabileceğine dair finite bir olasılık mevcuttur. Pozitron yoğunluklarını açıklayan zamana bağlı denklemler aslında bozunum

denklemlerinin varyasyonlarıdır. N farklı tipteki kusurlar için,

$$dn_B / dt = - (\lambda_B + \sum \kappa_j) n_B + \sum \delta_j n_{Dj}, \quad (5.56)$$

$$dn_{Dj} / dt = \kappa_j n_B - (\lambda_{Dj} + \delta_j) n_{Dj} \quad (5.57)$$

ve sınır koşullar $n_B(0) = 1$ ve $n_{Dj}(0) = 0$ 'dır. Yokoluş hızları yoğunluklar için olan çözümlerden bulunabilir:

$$\lambda = \int n_+(r) \gamma [n_-(r)] dr \quad (5.58)$$

Burada $\gamma [n_-(r)]$ pozitron konumunda elektron-yoğunluk iyileştirmesini yakınlaştıran bir ifadedir. Çözüm şu şekilde veriliyor:

$$n(t) = \sum_{i=1}^{N+1} I_i e^{-\lambda_i t} \quad (5.59)$$

Yoğunluklar, I_i , ve bozunum sabitleri, λ_i , difüzyon denklemlerinin çözümlerinden çıkarılabilir.

Ortalama ömür

$$\tau_{av} = \int_0^{\infty} t (-dn / dt) \quad (5.60)$$

olarak verilmektedir.

Pozitron ömrü ölçümleri γ - γ eşzamanlı (coincidence) ölçümlerinden faydalanırlar. Pozitron bozunumlu ana çekirdekteki olan evlat izotopun de-excitation γ bir başlangıç sinyali olarak kullanılıyor. ^{22}Na durumunda γ başlangıcının 1.28 MeV'lik enerjisi vardır. Bitiş sinyali 511 keV'lik γ yokoluşudur. Başlangıç ve bitiş dedektörleri fotoçoğaltıcı bir tüpe takılmış hızlı scintillators. Zamanlama palsleri diferansiyel sürekli fraksiyon ayrımı tarafından sağlanmaktadır. Tipik çözünürlük 200-250 ps'dir ve bu çözünürlük birçok farklı ömrü saptamak için genelde yeterli değildir. Sonuç olarak, ölçümler kaynaktaki arkaplan ve yokoluşlar nedeniyle $\lambda_1/\lambda_2 > 1.5$ olan iki bileşenle sınırlıdır.

Öte yandan ortalama ömür kusurlarının özellikleri hakkında hala bilgi (her ne kadar bu integral şeklinde bilgi olsa da) içeriyor.

$$\tau_{av} = \sum_i I_i \tau_i \quad (5.61)$$

olarak verilen ortalama ömür statistiki açıdan doğru bir parametredir zira ömür spektrumunun kütle merkezini temsil ediyor. Ortalama ömür hacim ömründen uzun olduğunda örnekte boşluk tipi kusurlar bulunur. Birçok basit durumların çözümü Hautojarvi ve Corbel tarafından verilmektedir. [123].

5.7. Yokoluş Özellikleri

5.7.1. Yokoluş Fraksiyonları

Bir deneyde,

$$A = \eta_B A_B + \sum_j \eta_{Dj} A_{Dj} \quad (5.62)$$

olarak verilen tüm pozitron hallerin yokoluşlarının üstkonumları (superposition) ölçülür. Subscript x 'in B veya D_j olabildiği η_x yokoluş fraksiyonları şunlardır:

$$\eta_x = \int_0^{\infty} \lambda_x n_x(t) dt = \lambda_x n_x^* \quad (5.63)$$

Yokoluş fraksiyonları zaman içinde entegrasyon ile 5.56-5.57 Denklemlerinden ve aşağıdaki sınır koşullarını kullanarak bulunabilir:

$$(\lambda_B + \sum \kappa) n_B^* - \sum \delta_j n_{Dj}^* = 1 \quad (5.64)$$

$$\kappa_j n_B^* - (\lambda_B + \delta_j) n_{Dj}^* = 0 \quad (5.65)$$

Ortalama ömür yokoluş fraksiyonlarına göre de yazılabilir.

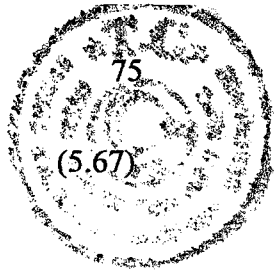
$$\tau_{av} - \tau_B = \sum_j \eta_{Dj} (\tau_{Dj} - \tau_B) \quad (5.66)$$

5.7.2. Pozitron Tuzaklama Katsayısı

Bir pozitronun mahsur kalması için söz konusu pozitronun önce bir kusura yayılması gerekir, ardından da serbest Bloch halinden lokalize mahsur kalma haline kuantum mekanik bir geçiş yapması gerekir. Bu geçiş iki yolu takip edebilir: ya difüzyon sınırlamalı tuzaklama, ya da geçiş sınırlamalı tuzaklama olarak.

5.7.2.1. Difüzyon Sınırlamalı Tuzaklama

Bu durumda kusura olan difüzyon yavaş olur, ancak bunu takip eden lokalize hale geçiş hızlıdır. Bu, ortalama difüzyon uzunluğu sırasına göre kusurlar arasındaki mesafe geniş olduğu zaman gerçekleşir. İrradyasyonlu metallerde oda sıcaklığındaki boşluklar veya alaşımlardaki precipitates'in bu tür kusurları vardır. Bu durumda tuzaklama katsayısı



$$\mu = 4\pi r_d D_+$$

şeklinde yaklaştırılabilir.

5.7.2.2. Geçiş Sınırlamalı Tuzaklama

Serbest halden lokalize hale olan geçişte difüzyon hızlı ancak tuzaklama sınırlıdır. Buna en iyi örnek boşlukları olan bir metaldir. Deneyisel olarak 1 ppm'lik bir boşluk yoğunluğunda pozitronların yaklaşık %10'unun tuzaklandığı biliniyor. Ömrü süresince pozitron dalga paketi tipik olarak bu durumda aralarında 10 boşluk bulunan 10^7 atom içeren bir $\lambda_{th}^{+2} L_+$ volümünü tarar. Bundan yola çıkarak, tuzaklama olasılığı boşluk başına 10^{-2} 'dir ve bu da pozitronun tuzaklanmadan önce 100 boşluğu taraması gerektiği anlamına gelir.

Hodges bu durumu teorik açıdan analiz etmek amacıyla Fermi'nin altın kuralını uyguladı [124]. Analizinde Hodges kendisini çevreleyen elektron kutuplaşma bulutu ile beraber pozitronu etkin çift olma eğilimi olasılığı vasıtasıyla katılardaki atomlarla etkileşim halinde olan bir "yüksüz alt-atom" olarak ele aldı. Pozitronun tuzaklanmadan önce $E = \hbar^2 \lambda^2 / 2m_+^*$ enerji ile bandının altında olduğunu ve ilk ve son dalga fonksiyonlarının sırasıyla ψ_{+1} pozitron Bloch fonksiyonu ile ψ_{+0} tuzaklanmış dalga fonksiyonu olduğunu varsayarak, tuzaklama katsayısı şu şekilde yazılabilir:

$$\mu = 2\pi / \hbar \sum_{k,q} |M_{k,q}|^2 f_k (1 - f_{k+q}) \delta(E - \epsilon_{k+q} + \epsilon_k) \quad (5.68)$$

Burada $M_{k,q}$ ilk ve son hâfler arasındaki etkileşimin matris elementidir ve

$$M_{k,q} = 4\pi e^2 q^{-2} \epsilon(q, \hbar^{-1} E)^{-1} \int \psi_{+0}^* \psi_{+1} e^{iq \cdot r} dr \quad (5.69)$$

şeklinde verilmiştir.

Bu konuda daha ayrıntılı bir tartışma Puska ve Nieminen tarafından yapılmıştır [125].

5.8. Metallerde Pozitron Tuzaklanması

Bir pozitron boşluk tipi bir kusurda tuzaklandığında bağlanma enerjisinin dissipate etmek için bir elektron deliği çifti oluşur. Nieminen tarafından bahsedilen hesaplama modeli Fermi'nin altın kuralını baz alıyor. Tuzaklanmanın sınırlayıcı faktörü eşzamanlı enerji ve momentum transferleri ile uyumlu olan mevcut son hallerin sayısıdır. Çeşitli metallerde tek boşluklu tuzaklama katsayıları Tablo 3.3'te verilmiştir. Diğer sonuçlar aşağıdaki gibi özetlenebilir:

1. Tek bir boşluk için $\mu_{1V} = (10^{14} - 10^{15}) \text{ s}^{-1} \text{ at.}$
2. μ_{1V} pozitron bağlanma enerjisiyle birlikte artar.
3. N boşluklarının küçük küresel demetler için $\mu_{NV} \approx N \mu_{1V}$
4. μ_{1V} ısıdan etkilenmez.
5. λ_{th}^+ ile kıyaslanabilecek büyüklüğe sahip boşluk demetlerinde μ ısıya bağlıdır.

Tablo 5.3. Hautojarvi ve Corbel'den metallerdeki tekli boşluklar için pozitron tuzaklama katsayısı.

Materyal	$\mu_{1V} (10^{14} \text{ s}^{-1} \text{ at.})$
Al	2.5
Ta	4 2
Fe	11 ± 2
Cu	1.2 ± 0.2
Ag	2.3 ± 0.2

Tekli bir boşlukta pozitron ömrünün hacim için % (30-70)'ten daha uzun olduğu saptanmıştır. Daha büyük boşluklarda pozitron ömrü şekle fazlasıyla bağlıdır. Komşu tel süzgeç pozisyonlardaki yer değiştirebilen kusurların etkisini çok az olurken interstitial kusur, boş tel süzgeç hücrelerine genişleme yeteneği sayesinde, pozitron ömrünü önemli ölçüde kısaltır.

5.9. Yarıiletkenlerde Pozitron Yokoluşu

Yalıtanlarda veya yarıiletkenlerde elektron deliği uyarılmaları temelde valans ve iletim bandları arasındaki yasak olan boşluk tarafından engellenir [126]. Pozitronun kusura bağlanma enerjisi band boşluğundan geniştir, veya band boşluğunda kusurun neden olduğu lokalize derin haller varsa, elektron deliği uyarılması mümkündür. Bu durumda kıştırma katsayısı metallere aynı sıralamaya sahip olabilir. Yarıiletkenlerdeki kusurlar metallere kıyasla yüklenebilir.

Tablo 5.4 : Silikon ve germanyum hatalarındaki pozitron kıştırılması katsayısı ve pozitron ömrü. Hautorjavi ve Corbel'den.

Materyal ve kusur	$\mu_d (10^{15} \text{ s}^{-1} \text{ at.})$	Ömrü (ps)
Si (V)	—	218 ± 3
Si (V_2^0)	1	—
Si (V_2^-)	3.5	—
GaAs (V_{Ga}^{3-})	1.4 ± 0.2	260.0
GaAs (V_{As}^-)	1.4 ± 0.2	—

Yükü nedeniyle kusur potansiyelin bir Coulomb kuyruğu olacaktır. Artı yüklü bir kusura tuzaklama oranı dikkate alınmayacak kadar küçüktür, bu bağlı pozitron hallerini destekleyen artı yüklü kusurlar için de geçerlidir. Eksi yüklü kusurlarda ise matris ile ters orantılıdır. Pozitronun eksi yüklü boşluklarda tuzaklanma oranı hesaplamaların öngördüğü $T^{-1/2}$ bağımlılığı nedeniyle düşük ısılarda oldukça artması gerekir. Yarıiletkenler için bazı deneysel değerler Tablo 5.4'te verilmiştir.

Eksi yüklü kusurların etrafındaki uzun aralıklı Coulomb potansiyeli düşük bağlanma enerjileri ve geniş uzaysal extenti olan bir Rydberg serisinin bağlı hallerini de destekliyorlar. Bu seri derin boşluk haline son kıştırmadan önce öncü görevi görebilir. Bağlanma enerjileri çok küçük olduğundan bu hallerde tuzaklama fonon salınımları sayesinde gerçekleşir.

5.10. Sonuç

Bu bölümde katılardaki pozitronların sergilediği davranış tanıtılmıştır. Yokoluş özelliklerinin çoğu elektron ile host materyal arasındaki kompleks etkileşime bağlı olsa da bazı yakınlaştırmaların dahil edilmesiyle memnuniyet verici değerler elde edilmiştir. Deneyler ile teorik hesaplamaların birbiriyle yeterli şekilde örtüştüğü gözlemlenmiştir.

Burada sunulan teorik tartışma çok genel anlamdaydı. Bölüm 6'da bu bölümde sunulan arkaplana dayanarak üç halli analiz tekniği ele alınacaktır.



6. POZİTRON DEMETİ DÜZENEKLERİ

Pozitronlar bilimsel araştırmalarda otuz yıldan fazladır kullanılıyorlar. Ancak güçlü bir demetin olmaması pozitron demetlerinin çeşitli araştırmalarda uygulanabilirliğini kısıtlıyor. Işınım düzeneklerin neredeyse tümü bir radyoizotop veya LINAC bazlı bir kaynaktan yararlanıyorlar. Radyoizotop kaynakların sınırlı kaynak gücü olduğundan uygulama alanları kısıtlıdır. LINAC bazlı kaynaklar pals sırasında kısa bir süreliğine yüksek akımlar üretebiliyorlar. Bu ömür ve ilgili diğer ölçümler için iyidir ancak hem çok yüksek akı demetinde bir birikmeye, hem de yüksek enerji yüklü demet tarafından bileşenlerde yapısal hasara yol açabilir. Reaktör bazlı pozitron kaynakları çok yoğun ve kesintisiz olabilmeleri sebebiyle bu sınırlamaların üstesinden gelebilirler. Buna karşılık reaktör bazlı demet düzeneklerinde de kalkanlama, kaynak ve/veya demet taşınımı v.b. gibi sorunlar da ortaya çıkabilir.

Şu sıralar reaktör bazlı pozitron demeti düzenekleri mevcut değildir. Demet düzeneği olarak çalışan tek reaktör bazlı pozitron demeti 1990'ların ilk yarısında decommissioned olan Brookhaven National laboratuvarında bulunuyordu. Birleşik Devletler'de TRIP dışında iki başka düzerek projesi de tasarım aşamasında yarıda kesilmiştir. Avrupa'da Delft ve Münih'teki projeler ise tamamlanmak üzere.

Bu bölümde bir pozitron demet düzeneğinin bileşenleri tanıtılacak ve reaktör bazlı düzenekler tartışılacaktır. Çeşitli kaynaklar Bölüm 4.1'de açıklanmaktadır. Çoğu durumda kaynak veya yönlendirici tartışmalarını birbirinden ayırmak neredeyse imkansızdır, ancak (daha iyi bir karşılaştırma yapabilmek için) yönlendirici kavramlarını daha ayrıntılı olarak ele almak amacıyla Bölüm 4.2'de bir tanım yapılacaktır. Bölüm 4.3'te tekrar yönlendirme ve parlaklık iyileştirmesi ele alınacaktır. Bölüm 4.3'te aynı zamanda demetin son kısmı olan demet çizgisi ve optiğine de değinilecektir. Optik ve demet çizgisi tüm hızlandırıcıların ve mikroskop sistemlerin standart bileşenleri olduğundan okuyucunun bu bileşenlerin daha ayrıntılı tanımı için başka kaynaklara başvurması tavsiye edilir.

6.1. Pozitron Kaynakları

Mevcut düzeneklerde üç tip pozitron kaynağı kullanılmaktadır. Düzeneklerden bazıları pozitron kaynakları da belirtilerek aşağıda listelenmiştir.

Radyoizotop Bazlı Düzenek [Texas Üniversitesi, Arlington (^{22}Na), Paul Sherer Enstitüsü, İsviçre (^{79}Kr , Linac tarafından üretilmiştir), Michigan Üniversitesi (^{22}Na , ^{58}Co), Brandeis Üniversitesi (^{22}Na , ^{58}Co)]

Bu kaynaklar bir reaktörde veya hızlandırıcıda oluşturulmaktadır. Pozitron demetini uzun bir süre devam ettirmek için uzun bir yarı ömür gereklidir. Pozitron salınımla bozunan birçok izotop vardır. En sık kullanılan izotoplar şunlardır:

^{22}Na : Yarı ömrü 2.6 yıldır. Pozitron salınımla %91'i bozunur.

^{58}Co : 78 günlük yarı ömrü vardır. Pozitron verimi %15'tir.

Bu kaynakların düşük yoğunlukları olsa da başka kaynaklara erişimi olmayan enstitüler tarafından tercih edilirler.

LINAC Bazlı Düzenek [Giessen Üniversitesi, Almanya, Mainz Üniversitesi, Almanya, JAERI (Japon Enerji Araştırmaları Enstitüsü), Japonya, KEK (Ulusal Yüksek Enerji Fiziği laboratuvarı), Japonya, Lawrence Livermore Ulusal laboratuvarı, ORELA (Oak Ridge Elektron Doğrusal Hızlandırıcı)] LINAC'lar yüksek enerji palsli elektron demetlerini yüksek bir Z hedefinde durdurduklarından ve böylelikle çift üretimine geçen Bremsstrahlung (Frenleme demeti) γ ışınları oluşturdıklarından pozitron üretimi için kullanılabilirler. Çift üretimi bir pozitron ve bir elektronla sonuçlanır. Ardından elektrik alanlar kullanılarak pozitronlar LINAC hedefinden çıkarılırlar. LINAC'lar aynı zamanda pozitron bozunumlu radyoizotopları üretmek için de kullanılırlar.

Reaktör Bazlı Düzenek [Delft Teknoloji Üniversitesi, Hollanda (çift üretimi), Universität der Bundeswehr München, Almanya (Cd-W Çift Üretimi), Brookhaven Ulusal laboratuvarı (^{64}Cu), Idaho Ulusal laboratuvarı (^{58}Co , konsept halinde), İleri

Nötron kaynağı (^{64}Cu , proje terk edilmiştir)] Reaktör bazlı kaynaklar kaynak materyallerini nötronlarla aktive ettikten sonra kısa yarı ömrü olan pozitron bozunumlu izotoplar üretebilirler.

Tablo. 6.1. (n, γ) reaksiyonunda reaktör bazlı pozitron kaynakları

σ_c (b)	Isotope	w/o	Product	E_β (MeV)	Yield (%)	$t_{1/2}$
4.6	^{58}Ni	68.3	^{59}Ni	0.051	1.5×10^{-5}	7.5×10^4 yr
4.4	^{63}Cu	69.2	^{64}Cu	0.65	19	12.7 hr
0.78	^{64}Zn	48.6	^{65}Zn	0.325	1.45	244 days
4.7	^{78}Kr	0.36	^{79}Kr	0.61	7	35 hr

σ_c barns'lardaki nötron yakalama kesiti; w/o ağırlık yüzdesi; E_β bozunumdan salınan pozitronun ortalama enerjisi; verim pozitron bozunumların tümüne olan oranı; $t_{1/2}$ de yarı ömürdür. Bu tür bir kaynağı kullanan tüm düzenekler ^{64}Cu üretirler. Bu izotopun yarı ömrü 12.7 saattir ve %19'luk bir pozitron dallanma oranı vardır. ^{58}Co ve ^{79}Kr gibi izotoplar da ele alınmıştır.

Bir reaktörde pozitron üretmenin diğer bir yöntemi yüksek enerjili γ bozunumlu bir nötron emici kullanmaktır. Bu durumda γ 'ler çift üretimi için yüksek bir Z hedefinde durdurulurlar ve ortaya çıkan pozitronlar alınır.

6.1.1. Reaktör Bazlı Demet Düzenek Kaynakları

Nükleer reaktörler tarafından üretilen iki ana kaynak tipi vardır. Bunlardan ilki β^+ bozunumu, ikincisi de yüksek enerjili γ 'lar tarafından çift üretimidir. β bozunum kaynakları ya (n, γ) reaksiyonu, ya da (n, p) reaksiyonu tarafından üretilebilirler. Bazı (n, γ) pozitron kaynakları Tablo 6.1'de listelenmiştir [127].

(n, γ) kaynakları arasında en çok faydalanan kaynak ^{64}Cu 'dur. ^{64}Cu birçok reaktör bazlı pozitron kaynaklarında halihazırda kullanılıyor veya kullanılması düşünülüyor. Göreceli olarak yüksek pozitron verimi, kısa yarı ömrü ve kolay üretimi gibi avantajları bu kaynak birinci tercih olmuştur. ^{63}Cu (n, γ) ^{64}Cu reaksiyonunun 4.5 barns gibi göreceli olarak yüksek bir termal nötron kesiti vardır.

Cu'nun eksi pozitron iş fonksiyonu bu kaynağın kendi kendine yönlendirebilen kaynak olarak kullanılmasına da olanak tanıyor.

Sıklıkla kullanılan bir diğer izotop ^{78}Kr kaynağıdır. Ancak ^{78}Kr Cu ile kıyaslandığında daha az bulunabilirlik, daha yüksek fiyat, daha düşük pozitron verimi ve daha uzun yarı ömür gibi dezavantajları mevcuttur. Buna karşılık irradasyon bölgesinden kaynak alanına taşıma kolaylığı, kaynağın kontaminanlardan kolayca temizlenebilmesi ve bir yüzeyde yoğunlaşmış haldeyken katı kaynaklara göre daha iyi bir yüzey yapısının olması gibi özellikler bu kaynağı tercih edilebilir hale getiriyor.

(n, p) kaynaklarının ayırt edici bir özelliği vardır: Kaynak farklı bir elementtir. Bu sayede bu kaynaklar ana izotoplardan kimyasal olarak ayrıştırılabilirler. Tablo 6.2'de listelenen (n, p) kaynakları arasında şimdiye kadar sadece Ni-Co kaynağı kullanılmıştır. (n, p) kaynaklarının en önemli dezavantajı reaksiyonlar için araştırma reaktörlerinde termal nötronlar kadar çok bulunmayan hızlı nötronlara ihtiyaç duymaları ve çok düşük bir kesitinin olması.

Tablo 6.2. (n, p) reaksiyonunun sonucu olarak pozitron bozunumu izotop üreten bazı izotoplar.

İzotop	w/o	Ürün	$E_\beta(\text{MeV})$	Verim (%)	$t_{1/2}$
^{58}Ni	68.3	^{58}Co	0.474	15	72 gün
^{64}Zn	48.6	^{64}Cu	0.65	19	12.7 saat
^{74}Se	0.9	^{74}As	1.53	31	18 gün
^{80}Kr	2.3	^{80}Br	0.85	2.6	18 dakika
^{84}Sr	0.6	^{84}Rb	1.7	22	33 gün
^{92}Mo	14.8	^{92}Nb	1	0.06	10 gün
^{102}Pd	1.0	^{102}Rh	1.3	14	206 gün
^{120}Te	0.1	^{120}Sb	1.6	44	16 dakika
^{124}Xe	0.1	^{124}I	2.1	25	4.2 gün
^{126}Xe	0.1	^{126}I	1.1	1	13 gün
^{130}Ba	0.1	^{130}Cs	1.97	40	30 dakika
^{132}Ba	0.1	^{132}Cs	0.4	1.5	6.5 gün

Skalsey ve van House tarafından öne sürülen başka bir kaynak ^{124}Xe , ^{126}I döngüsüdür [128]. Döngü ^{124}Xe ile başlar. Nötron yakalama ve bozunumdan faydalanarak I ve Te'den art ardabirçok izotop oluşturulur. Bozunumların pozitron verimleri düşük olduğu gibi pozitron bozunumlu izotopların emilim kesitleri de yüksektir. Bu sebeplerden dolayı döngü şimdiye kadar ayrıntısıyla araştırılmadı.

6.1.2. Brookhaven Düzeneği Kaynağı

Brookhaven Ulusal laboratuvarındaki (BNL) yüksek yoğunluğa sahip tek enerjili pozitron demeti bir ^{64}Cu kaynağı kullanıyor. Bildirilen demet yoğunluğu 100+ Ci kaynağından $10^8 \text{ e}^+/\text{saniye}$ dir [129].

BNL'deki Yüksek Akı Demet Reaktörü (HFBR) $8.3 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2$ 'lik bir toplam nötron akı üretmiştir [30]. Hesaplamalar reaktöre yerleştirilen bakır pelletin seküler dengeye ulaşıldığında 947 Curie/gr'lık bir aktiviteye sahip olması gerektiğini ortaya koymuştur. 24 saatlik aktivasyondan sonra aktivite 580 Ci/gr olarak hesaplandı [130].

Raporlara göre alüminyum bir konteynere yerleştirilen küresel bir 130 mg ^{63}Cu pelleti reaktör çekirdeğinin yakınında neredeyse iki gün boyunca iradiye edildi ve burada maksimum aktivitesinin %95'ine ulaştı. Reaktörden çıkarıldığında yaklaşık 22 Ci veya $8 - 8.7 \times 10^{11} \text{ e}^+/\text{sn}$ 'lik bir pozitron aktivitesine ve 115 – 123 Ci arası bir toplam aktiviteye sahipti.

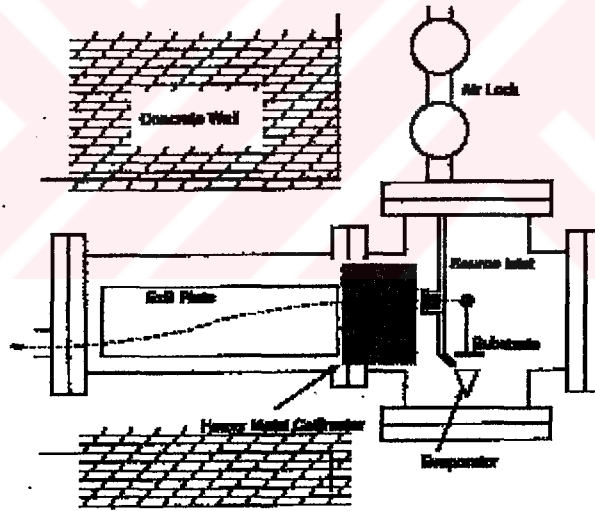
Bakırın kendi kendine yönlendirme yapma özelliğinden yararlanmak amacıyla bir tungsten kristalinin yüzeyinde bir bakır kristali yerleştirildi. Bu kaynak yönlendiricinin çoğu özellikleri Bölüm 6.2.1'de tartışılacak olsa da bu bölümde kaynak/yönlendirici hazırlanışı hakkında bazı bilgilerin dahil edilmesi gerekir.

Kaynağı oluşturacak olan bir bakır pellet Yüksek Akı Demet Reaktöründe iradiye edildi ve reaktör binasından pozitron demeti sisteminin bulunduğu binaya taşındı. Bakır pellet 10^{-9} torr basınca sahip ultra hafif bir vakum odasında bulunan

alumina bir crucible içine atıldı. Pellet buharlaştı ve radyoaktif bakır gazı 1 cm^2 'lik bir yüzeyi olan bakır bir katman (111) yetiştirmek için crucible'ın üzerine yerleştirilmiş olan bir tungsten kristalinin (110) yüzeyinde yoğunlaştı. Annealing ve bunu takip eden bir H_2S müdahalesi bakırın yönlendirici etkinliğini sırasıyla %20'lik ve genlik sırasına göre artırıldı. Bakır üst katmanı olan tungsten substratı demet pozisyonuna yönlendirildi. Buharlaştırma sistemi şekil 6.1'de verilmiştir.

Tungsten kristalinin dirençli ısıtılmasıyla bakır bozunduktan sonra bir dumpa buharlaştırıldı ve tungsten kristali yeni bir kaynak için hazırıldı. Birkaç kaynak döngüsünün ardından dump ışıma birikimini az oranda tutmak amacıyla boşaltıldı.

^{64}Cu 'nun izotop zenginleştirilmesi de BNL düzeneği için düşünülmüştür. Tahminlere göre irradyasyondan sonra 4000 ^{63}Cu çekirdeği başına sadece bir ^{64}Cu çekirdeği üretilmiştir.



Şekil 6.1 : BNL düzenek kaynağının hava kilitleri, buharlaştırıcı ve demet çizgisindeki kaynak yerini gösteren basitleştirilmiş bir diyagramı.

Bu durumda lazer izotop ayrışması 1000:1'lik bir ayrışmaya ulaşabilir ve bu da kaynağın %24'ünün aktif hale gelmesini sağlayabilir. 1 cm^2 'lik bir yüzey alanına sahip kendi kendine moderasyon yapabilen bir kaynak 1×10^{10} pozitron üretebilir.

6.1.3. İleri Nötron Kaynağı (ANS) Pozitron Demeti Düzenegi

ANS de pozitron kaynağı olarak ^{64}Cu kullanması tasarlanıyor [131]. 50 μm kalın doğal bakırla kaplanmış 0.5 mm ϕ nda alüminyum küreler olan BB'ler kaynağı oluşturuyor. Yapılması planlanan Pozitron Spektroskopisi Düzenegi (PSF) binasında bulunacak olan sıcak bir hücrede kaynak odasından alınacak yaklaşık 400,000 BB 45 mm dış ϕ arı olan 40-50 ml'lik alüminyum rabbit'e yerleştirilir. Rabbit reaktöre transfer edilir ve çekirdek merkezinden 0.5 m uzakta ve 0.5 m altında bir yerde 48 saate kadar iradiye edilir.

Rabbit PSF'ler başka bir sıcak hücreye gider ve burada alınır, açılır ve BB'ler belli bir yere monte edilmiş bir funnel veya başka bir receptacle'a yerleştirilir. Vakumlu olan kaynak odasına girmeden önce BB'ler 150°C ısıda pişirilir.

BB'ler kaynak odasında bulunan bir kaynak tavaasına transfer edilir. Yapılması planlanan kaynak tavası 0.36 cm ϕ arı olan düz bir yüzeye sahip. Moderatör helyum ile soğutulacağından ısı yükünü azaltmak için kaynak sıvı nitrojenle soğutulur. Daha iyi ısı transferi için tavanın bakır veya alüminyumdan yapılması planlanıyor. BB'lerden tek bir katman oluşturmak için BB yüklemesi ve sonrasında tava titreşime tabi tutulur. Işın yoğunluğunun saniyede 10^{12} yavaş pozitrona erişmesi bekleniyor.

6.1.4. Münih-Grenoble Tasarımı

Münih-Grenoble kaynak konsepti en başından itibaren çift üretimi üzerine kurulmuştur. Üç kaynak şekil tasarımı geliştirilmiş ve 1990 yılından beri düzenekte birçok deneysel çalışma gerçekleştirildi. Çift üretimini kullanan yavaş pozitron demeti düzeneginin kökenleri elektron-pozitron saçılması deneylerine kadar dayanır [33, 34]. Grenoble araştırma merkezinde Bhabha saçılım deneyleri birkaç MeV aralıklarında tek enerjili bir pozitron kaynağı geliştirildi. Deneyler için pozitronların kinetik enerjisinin en az 2 MeV olması gerekiyordu. γ ışınlarının yaklaşık enerjisi pozitron enerjisi artı e^+e^- artık kütleleri için 1 MeV, diğer bir deyişle yaklaşık 6 MeV olmalıdır. $^{48}\text{Ti} (n,\gamma)^{49}\text{Ti}$ reaksiyonu bu enerji aralığında (%81'lik toplam yoğunlukla beraber 6.4-6.8 MeV arası) γ ışını sağlar. Çift üretimi için titanyumda

daha yüksek genliğe sahip bir çift üretim kesiti olan doğal platin kullanıldı. 0.25 mm kalınlığında 50 x 50 iki platin katmanı ile kaplanmış titanyum bir plaka (3.3 m kalınlığında 50 x 140 mm²) nötron hedefiydi. Cihaz termal nötron akının 3.3 x 10¹⁴ n/cm² olduğu irradyasyon portuna yerleştirildi. Kaynak, kaynağın 14 m üstünde bulunan spektrometrede 1.4 ve 4 MeV arası enerjilerde 2 x 10⁶ e⁺/s üretti.

Düşük yakalama kesiti ve yüksek enerjili γ spektrumu sebebiyle Ti-Pt kaynağı yavaş pozitron demeti için uygun olmadığından Cd-W kaynağı seçildi. Doğal Cd'de termal nötron yakalaması $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ reaksiyonu tarafından yönlendiriliyor. ^{113}Cd sayısı %12.22'dir ve termal yakalama kesiti ise 27,000 barn'dır. Yakalanan her nötrona karşılık 1.5 MeV enerjisinden daha yüksek enerjilere sahip 2.3 γ ışını salındı. Termal nötronları tamamen absorbe etmesi için 50 mg/cm² Cd'nin yeterli olacağı hesaplanmıştır.

Tungstenin yüksek bir yakalama kesiti yoktur. Ancak yüksek Z hedefi sayesinde platin kadar etkin bir γ -e⁺e⁻ dönüştürücüdür. Tungsten için (γ , e⁺e⁻) kesiti 3.2 barn'dır. Tungstende Cd gammalarından oluşturulan pozitronların ortalama enerjisi yaklaşık 800 keV'dir. Dahası, tungsten pozitronlar için yaygın olarak kullanılan bir yönlendiricidir. Bu özellik Cd-W kaynak konsepti Laue-Langevin Enstitüsünde (ILL) farklı boyut ve şekilde W tabakaları kullanılarak test edilmiştir. Hedefler 1 x 1 cm² nikel katman bölgesi üzerine bırakılan yaklaşık 2 mg'lik doğal kadmiyum oksitten oluşuyor. Cd 0.025-0.1 mm arası kalınlıklara sahip W ile kaplandı. Her biri 10 x 10 cm² tabaka alanına sahip 2 g/cm²'lik yirmi tabakalı ve 10¹³ n/cm²'lik nötron akılı bir sistemde beklenen yönlendirilmiş pozitron akısının 2x10¹¹ e⁺/saniye olacağı saptanmıştır.

Bu ümit verici sonuç sonuncusu Münih reaktörüne takılan üç konseptin geliştirilmesine neden oldu.

Elektron Tabancası Tipi Kaynak

Bu kaynak W'nin hızlı nötronlar tarafından hasar görmesini engellemek için reaktör çekirdeğinden yaklaşık 130 cm yerleştirilerek ILL Yüksek Akı reaktörünün hafif su havuzu olması için önerilmiştir. Cd duvarları ve tabanı ile beraber bir vakum

tüpü şeklinin olması düşünülüyor. Taban yarımküre şeklinde olacaktır. W vanaları bu yüzeye dikey olarak yerleştirilecek ve artı potansiyelde tutulacaklar. W yüzeylerini terk eden termalize pozitronlar merkezde yer alacak olan tekrar yönlendiriciye doğru hızlandırılacaklar. Tekrar yönlendiriciden geçen pozitronlar onları deney alanına götürecek olan taşıma solenoidine girerler.

Cd yakalama oranını daha iyi tahmin etmek için ILL’de bir γ ve nötron akı ölçümü gerçekleştirildi. 1 mm kalınlığında Cd ile kaplanmış silindirik bir alüminyum konteyner clad reaktörün ağır su tankının yakınındaki hafif su havuzuna yerleştirildi. Altın aktivasyonu kullanarak 4×10^{12} n/cm²’lik nötron akısı ölçüldü. γ ışınlarının %30’unun alüminyum ağır su tankında yakalanan nötronlardan geldiği tahmini yürütüldü.

Bu sonuçlar 5×10^{-4} ’lük bir yönlendirme etkinliği ile bu kaynağın ilk tekrar yönlendirme aşamasından sonra 10^{10} e⁺/saniye üreteceği tahminini ortaya çıkardı.

6.1.4.1. Sürüklenme Odacığ

Kaynak yüzeyi bölgesini artırmak için bir sürüklenme tüpü konsepti geliştirildi. Sürüklenme odacığındaki gaz atomlarıyla çarpışmalarının bir sonucu olarak yönlendirilmiş pozitronlar pozitronyum oluşumu için hızlandırma olmaksızın elektrik alanı boyunca enerji eşiğinin altına sürükleneceklerdi. Yaklaşık 5 $\mu\text{g}/\text{cm}^3$ ’lük bir kütle yoğunluğuna eşit olan 28 mbar’lık Helyum, 4 mbar’lık N₂ veya 2.5 mbar’lık CO₂ gazlarının bu süreç için uygun gazlar olduğu saptanmıştır. Bu yoğunlukta pozitron ömrü 40 μs sırasındadır. Tipik sürüklenme hızları 1 – 2 cm/ μs arasında değişmektedir.

Duvarları Cd ve iç yüzeyi W olan bir tüpün elektron tabanca tipi kaynağa yan kısmı reaktöre bakacak şekilde yerleştirilmesi düşünülüyor. Pozitronlar sürüklenme odacığ ile manyetik alanın altındaki UHV kısımları arasında ayırıcı görevi de gören tekrar yönlendiriciye doğru hareket ettireceklerdir.

6.1.4.2. Münih Demeti

1995 yılında Münih araştırma reaktörü FRM-II için bir Cd-W tasarımı geliştirildi [132]. İlk konseptte kadmiyumla kaplanmış silindir şeklinde bir UHV odacığının olması düşünüldü. Bu odacığın içinde iki konsentrik silindir şeklinde 10 adet W tabaka katman olacaktı. İç ve dış tabakaların çapları ve kalınlıkları sırasıyla 2 cm ile 25 μm , ve 6 cm ile 50 μm olacaktı. Pozitronların çıkarılması için alttaki tungsten katmanları arasına yaklaşık 20 V diferansiyel voltaj uygulanacaktı.

Bu tasarım ilk olarak FRM reaktörünün Demet portunda test edildi. Kaynaktaki yüksek aktivite ve sistemin potiklerinin beraberinde getirdiği tehlike nedeniyle deneylere demet portunun dışında devam edilmek zorunda kalındı [133]. Sistem gerekli kalkanlama ve diğer sistemlerle beraber soğuk bir nötron demeti kılavuzunun ucuna monte edilid. 4×10^7 n/cm²'lik bir nötron akısında saniyede 120 yavaş pozitron saptandı.

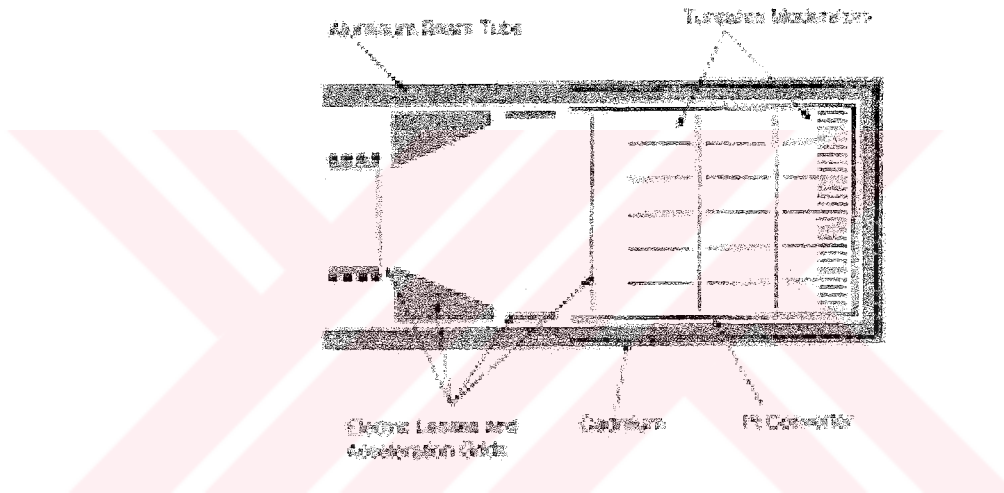
Bu testlerden elde edilen deneyimleri kullanarak tasarım daha da geliştirildi [134]. Kaynak odacığı bir ucu kapalı bir silindirden ve alüminyumla enkapsule edilmiş 0.2 – 0.8 mg/cm²'lik kadmiyumdan oluşacaktır. Pozitron kaynağı Şekil 6.2'de gösterilmiştir. Sandviç şeklindeki yapı reaktör havuzuna ısı transferi yapılmasına olanak sağlıyor. Odacıkta γ çifti üretim konvertörü işlevi gören bir platin katman mevcut. Tungstenden % 11 oranında daha fazla pozitron üretiminde yol açan yüksek Z hedefi nedeniyle platin kullanıldı. Çaptaki tungsten tabakalar ikinci bir konvertör ve yönlendirici görevi görüyorlar.

6.1.5. Delft Demet Düzeneği

Delft'teki pozitron kaynağı 16 cm çapı olan alüminyum bir vakum tüpünde bulunuyor [135]. Bu kaynak yaklaşık 9 mm çap ve 0.127 mm kalınlığa sahip doğal bakır silindilerden oluşuyor. Silindirlerin iç yüzeyi 7 μm kalınlığından tungsten bir katmanla kaplıdır. Silindirler altıgen bir şekil oluşturacak şekilde demetlenmiştir ve her demetin toplam 352 cm²'lik bir salınım alanı vardır. Pozitronların çıkarılmasını sağlamak amacıyla her demet farklı bir potansiyelde tutuluyor. Düzeneğin arka tarafı

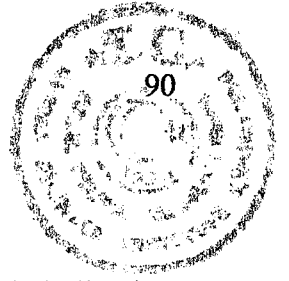
da 78 cm^2 'lik alanıyla bir kaynak olarak kullanılıyor. Toplam alan 1486 cm^2 'dir ve bu alanın 1000 cm^2 'si etkin olarak pozitron üretiyor.

Üç demetli demet alım deneyleri en uzak disk ile ızgara arasında bir alan bulunmasa bile diskte üretilen pozitronların %60'ının taşındığı ortaya koyduğu [136]. Yazarlar bunu tungstendeki çoklu pozitron saçılmasına bağlıyorlar. Bir ^{22}Na kaynağı ile yapılan deneyler yönlendirme etkinliğinin yaklaşık 2×10^{-4} olduğunu göstermiştir. Sistem 2MW Delft araştırma reaktöründeki yerine monte edildiğinde çift üretiminin bir sonucu olarak 100kW 'de $3000 \text{ e}^+/\text{saniye}$, aktivasyonun bir sonucu olarak da $200 \text{ e}^+/\text{saniye}$ üretildiği görülmüştür.



Şekil 6.2 : Münih pozitron demeti düzeneğinin kaynak tasarımı.

Mevcut tasarım demet oluşturacak şekilde düzenlenen bakır silindirler ve tungstenden oluşuyor. Silindirlerin uzunluk ve çapları sırasıyla 10-40 mm ile 6-9 mm arasında değişiyor. Testlerde kullanılan 3 veya 4 demetin $1000\text{-}2000 \text{ cm}^2$ arasında değişen toplam yüzey alanı vardı. Teorik olarak beklenen demet yoğunluğu $10^9 \text{ e}^+/\text{saniye}$ idi. İlk tasarımda olduğu gibi, pozitronlar elektrik yoluyla alındı ve manyetik olarak taşındı.



6.1.6. INEL Önerileri

Idaho Ulusal Mühendislik laboratuvarında (INEL, ancak günümüzde kullandığı kısaltma INEEL) çok yüksek yoğunluğa (10^{16} e+/saniye kadar) sahip demetler konusunda birçok öneri getirilmiştir. Öneriler özellikle pozitron üretimi için tasarlanmış reaktörden çok büyük bir ^{58}Co kaynağına kadar değişik fikirleri kapsıyor.

Nükleer e+ Hızlandırıcı Reaktörü (NEAR) konsepti [137] yüksek ısı, gazla soğutulan bir reaktör olacaktır. Çekirdek sırasıyla 3.5 ve 4.5 m iç ve dış çaplarıyla annulardır. Çekirdek 6.5 m çapında grafit bir yansıtıcı ile çevrelenecektir. Merkez bölgesinde grafitin içinde yer alan 1 m çapında beş adet pozitron demeti tüpü olacaktır. Pozitron demeti tüpleri doğal bakır plakaları olacaktır. ^{64}Cu 'dan salınan hızlı elektronlar 10 kG'lik bir manyetik alan kullanılarak çıkarılacaklardır. Yavaş ışın demetleri üretmek için asal gaz bir katı yönlendirici kullanacaktır. Bu tasarımın maliyetinin yaklaşık 5 milyar \$ olacağı öngörülmüştür. Bu türde bir düzenek INEL Gelişmiş Test Reaktörüne (ATR) takılacak olsa maliyet 10-20 milyon \$'a kadar inecektir.

Üzerinde durulan ve 5 milyon \$'a mal olması beklenen daha ucuz bir tasarım olarak kaynak olarak ^{64}Cu kullanan bir küre segmenti düşünüldü. Bu konseptin çalışmasına kanıt olarak 50 cm çapında bir kürenin 30 cm çapında bir kısmı gösterildi. Kaynak bir şemsiye gibi katlanabilecek ve ATR içindeki bir kapsülde iradiye edilecektir. İradiye edilmesinin ardından kaynak kapsülden alınıp bir kaynak yerleştirme tüpüne transfer edilebilmesi için bir ara cask'a yerleştirilecektir. Ancak kaynağın ne olacağı konusunda verilen son karar hızlı Deneysel Yetiştirici Reaktörü-II (EBR-II) düzeneğinde üretilen, Ni'den kimyasal olarak ayrıştırılan ve 30 cm çapında küresel bir plakaya bırakılan ^{58}Co kaynağının kullanılması oldu. 10^{14} e+/saniye plazma üretim amacı taşıyan 20 yıllık bir program önerildi.

6.2. Pozitron Yönlendiricileri

Çifti üretimi ile üretilen veya radyoaktif bozunum sonucu salınan pozitronların dağınık enerjileri ve divergent yönleri vardır. Enerji dağılımını 1 MeV mertebesinde maksimum enerjiye sahiptir. Tek enerjili/tek yönlü bir demet oluşturmak için bu



pozitronlar bir yönlendiriciden geçirilir. Bir yönlendirici genelde katıdır ve burada katının derinine yüksek enerji ile implante edildikten sonra yavaş bir pozitronun salınma ihtimali yüksektir.

Pozitronlar bir katının içindeyken termal enerjiye yavaşlarlar ve taşınırlar. Difüzyonları sırasında yüzeye kadar çıkabilirler. Bakır, tungsten ve nikel gibi bazı metallerin eksi pozitron iş fonksiyonları sebebiyle pozitronları yüzeylerinden dışarı atma eğilimleri vardır. Diğer bir yönlendirici tipi olarak asal gaz katıları vardır. Asal gaz katıların geniş band boşlukları sebebiyle pozitronların termalizasyonu daha yavaş gelişiyor.

Tablo 6.3. Pozitron yönlendiricilerin özellikleri.

Materyal	ϕ_+ (eV)	$E_{\text{boşluk}}$ (eV)	$E_{1/2}$ (eV)	Δ_E (eV)
Al(100)	-0.16	—	3	
Cu(111)	-0.78	—	5	
Ni(100)	-1.30	—	7	0.03
W(110)	-3.0	—	7	0.5
C(100)	-3.8	5.3	3	0.4
Kr	2.00	11.6	7	4
Ne	0.6	21.4	10	10

Asal gaz katıların iş fonksiyon enerjilerinden daha büyük bir enerji ile yüzeye ulaşabilen pozitronlar kaçabilir. Geleneksel yönlendiricilerin yönlendirme etkisi %0.1 (metal-tek kristalli tungstenin eksi iş fonksiyonu için bildirilen en iyi yönlendirme etkinliği) ile %1 (katı neon için bildirilen yönlendirme etkinliği) arasındadır. Mills'in fiziksel ayrıntılara girmeden pozitron yönlendiricileri açıklayan bir çalışması [138] bu bölümün kullandığı başlangıç noktasıdır.

Bazı metal ve elmasların pozitronlar için kötü afiniteleri vardır. Verilen bir sürede bir katıda neredeyse bir pozitron bulunduğundan pozitron afinitesi ve pozitron iş fonksiyonu pratik açıdan aynı anlama gelir. Bir katı için pozitron afinitesi iki etkenin sonucudur: (1) pozitronun sıfır noktası enerjisi, ortalama potansiyel enerjisi

ve elektron gazıyla olan korelasyon enerjisi veya cazip etkileşiminden oluşan kimyasal potansiyel μ_+ ve (2) elektron ve pozitron iş fonksiyonlarına aynı oranda ve ters oranda katkıda bulunan yüzey dipol potansiyeli Δ :

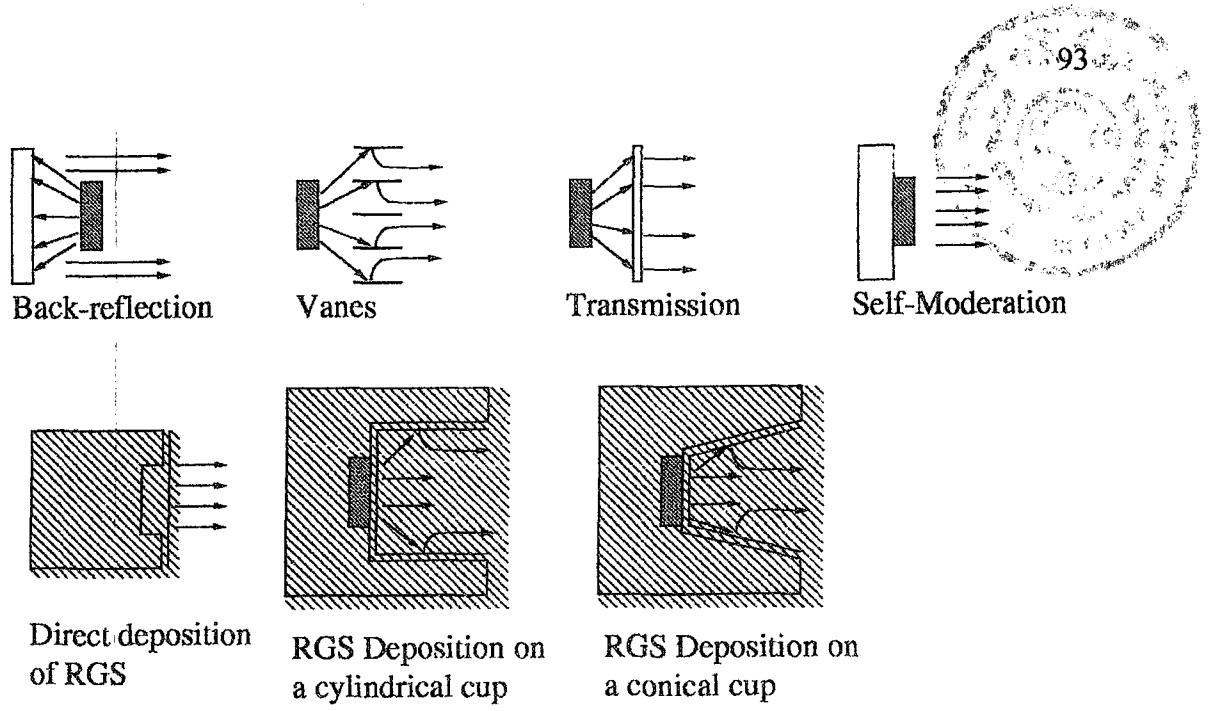
$$\phi_+ = -\mu_+ - \Delta \quad (6.1)$$

Enerjik pozitronlar tungstende 15 μm mertebe mesafesinde durular. Termalize pozitronlar yok olmadan önce 0.1 μm mertebesine kadar taşınabilirler. Bir tungsten tabakasına giren bir kaynaktan çıkan pozitronların yaklaşık %1'i yönlendirmenin ardından bu kaynağın yüzeyine çıkacak ancak bu pozitronların %30'unun eksi afiniteleri nedeniyle bir vakuma kaçma ihtimali vardır.

Asal gaz katılar, elmas ve silikon karbid gibi geniş band boşluklu katılar iyi yönlendiricilerdir. Band boşluğuna doğru yavaşlamasının ardından pozitron enerjisini fonon salınımı nedeniyle kaybedebilir. Fonon salınımı enerjinin çok azını götürür, bu nedenle enerji kaybettirmek için etkin bir yol değildir. Bir metalde pozitron difüzyon uzunluğu fonon salınımından önemli ölçüde daha yüksektir (birkaç μm daha fazla). Yüzeye iş fonksiyonunkinden daha yüksek bir enerjiye ulaşan bir pozitronun yüzeyden kurtulma yeteneği vardır. Bu izolatörlerin arasından bir elektrik alanı uygulandığında bu katıların etkinliği %10 veya daha fazla oranda artırılabilir.

Geometri yönlendiri etkinliğini etkileyen bir diğer faktördür. Yönlendirici kaynağa mümkün olduğu kadar yakın olmalıdır. Küçük kaynaklar için en etkin seçenek kaynağı kaplayan ince bir yönlendiricidir. Buna karşılık panjur, yansıtıcı, vanalar, huni, silindirik ve küresel kaynaklar ve şerit kaynak gibi çeşitli kaynak ve yönlendirici tasarımları önerilmiştir veya yapılmıştır (bu tasarımlardan bazıları Şekil 6.3'te gösterilmiştir). En etkin tasarım RGS olan huni şeklindeki geometrik tasarımıdır.

Hem Münih hem de Delft düzenekleri yönlendirici/çift üretimi konvertörü olarak tungstenden yararlanıyorlar.



Şekil 6.3. Pozitron demeti düzeneklerinde kullanılan bazı yönlendirici tasarımları. Geri Yansıtma, Vanalar, Transmisyon, Kendi Kendine Yönlendirme, RGS'nin Doğrudan Deposition, Silindirik Kaba RGS Deposition, Huni Şeklinde bir Kaba RGS Deposition

Brookhaven, ANS ve INEL düzeneklerinden salınan pozitronların daha yakından incelenmesi gereken tasarımları vardır.

6.2.1. Brookhaven

BNL'de birçok farklı yönlendirici konsepti göz önünde bulundurulmuştur. Transmisyon modunun kendi kendine yönlendirme modundan daha düşük bir yoğunluğu olduğu görülmüştür. Transmisyon modu tek bir ince ($<10^3$ nm) tungsten kristali kullanılmıştır [139]. 10^3 nm kalınlık için toplam etkinliğinin % 0.4 olduğu tahmin ediliyor. Gerçek etkinlik ise geometir faktörünü (en iyi koşullarda 0.5) ve kaynaktaki kendi kendine emilimi dahil etmelidir.

Kendi kendine yönlendirme tasarımı bakırın eksi pozitron iş fonksiyonundan yararlanıyor. Bakırda üretilen pozitronlar 0.4 eV'lik bir enerjiyle ve 75 meV'lik bir enerji yayılımıyla yüzeyden atılırlar. ^{64}Cu tarafından üretilen pozitronların çoğu ya termalize olmadan bakır kristalinin yüzeyinden salınırlar, ya da kristalin içinde yok

olurlar. Bakır kristalinin yetiştirildiği tungsten substratı da bir geri saçıcı görevi görüyor. 70 nm kalınlığında bir bakır kaynağı maksimum etkinliği sağlamıştır. Daha fazla kaynak gücü için en az 10^5 nm kalınlığında bir bakır katmanına ihtiyaç vardı. Kristalin derinlerinde üretilen pozitronlar yüzeye ulaşamayacaklarından kalınlığı daha fazla artırmak gücü değiştirmeyecektir.

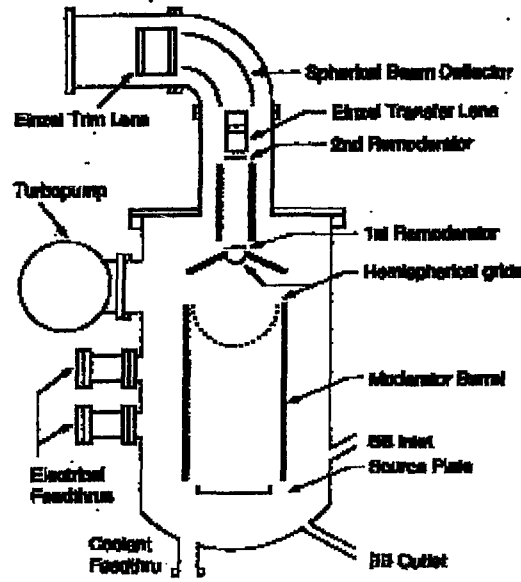
Kendi kendine yönlendirme katı asal gaz yönlendirme ile değiştirildi. Üç aşamalı bir krayodondurucu kullanarak 10K'nın altına inecek kadar soğutulan kaynağa Neon konuldu.

6.2.2. ANS

ANS pozitron düzeneğinin ana yönlendiricisi ve ilk optiği Şekil 6.4'te verilmiştir. ANS pozitron düzeneği katı haldeki bir neon yönlendiriciden faydalanacaktı. Neon gazı bir varilin iç yüzeyinde yoğunlaşacaktı. Kaynak tavaasının varilin tabanında yer alması düşünülüyordu. Tava üzerindeki bakır BB'lerden salınan pozitronlar yönlendiriciye çarpıp termalize olacak ve elektrik alanı ile ilk tekrar yönlendiriciye doğru uçacaktı. Varil farklı potansiyellerde tutulacak olan ve aynı yüksekliğe sahip elektrik açıdan yalıtılan dört silindirden oluşacaktı.

Varil yönlendiricinin yükseklik/çap oranı 2:1 olacaktı. Yazarın hesaplamalarına göre bu ileri yönde salınan toplam hızlı pozitronların %97'sinin kesişmesini sağlayacak. Pozitronların katı neon yönlendirisinin vakumuna tekrar salınması için enerjilerinin 20 keV'den az olması gerektiği de hesaplanmıştır. Bu gerçekleşmediğinde pozitronların çoğu yok olmadan önce kaçamayacak kadar derinde implante olacaklardı. Enjeksiyon manifoldları vasıtasıyla varilin içine Neon enjekte edilecekti.

Varilin soğutulması helyum tarafından sağlanacaktı. Henüz iradiye edilen BB'lerle birlikte sistemin üzerindeki ısı yükünün yaklaşık 80W olacağı tahmin edilmektedir. Kapalı devre buzdolabı sistemi helyumu 5-5.5 K'ya kadar soğutacak. Helyum varilin etrafına sarılmış olan hatlarını içinden geçip 6.5-7 K ile çıkacak. Odacık 10^{-9} torr değerinde tutulacak.



Einzel (tekli) Kenarlı Lens
Küresel Demet Deflektör
Einzel (Tekli) Transfer Lensi
İkinci Tekrar Yönlendirici
Birinci Tekrar Yönlendirici
Küresel Izgaralar
Yönlendirici Varil
BB Girişi
Kaynak Plakası
BB Çıkışı
Soğutucu Besleyici
Elektrik Besleyiciler
Turbo Pompa

Şekil 6.4. ANS ana yönlendirici, ilk optikler ve ilk tekrar yönlendirici seti.

6.2.3. INEL

INEL konsepti için hem asal gaz katısı, hem de bir tungsten yönlendirici araştırılmıştır. Küresel yönlendirici kaynağı iç kısmında yer alacaktı (veya oraya bırakılacaktı). Geniş alanı sebebiyle tungsten yönlendirici özel üretim teknikleri kullanarak yapılması gerekecekti. Bir konseptte göre 150-2000 nm arasında değişen kalınlıklara ve 1 cm çapa sahip tungsten fayanslar bir çerçeveye yerleştirilecekti. Diğer fikir ise tungsteni sonradan kimyasal yöntemler kullanılarak çıkarılacak olan bir substratın üzerine yerleştirmektir. Öte yandan asal gaz yönlendirici katı neon kullanacaktı.

6.3. Tekrar Yönlendirme ve Demet Taşınımı

Yönlendiriciden gelen demet tek enerjili ve tek yönlüdür, ancak çoğu durumda çapı büyüktür. Demetin çapı demet optiğini kullanarak açısız divergence artırılmadan azaltılamaz. Bir diğer yöntem de pozitronları bir yönlendirici yüzeyinin üzerinde küçük bir noktada odaklamaktır. Bu şekilde demet milimetrenin altında bir

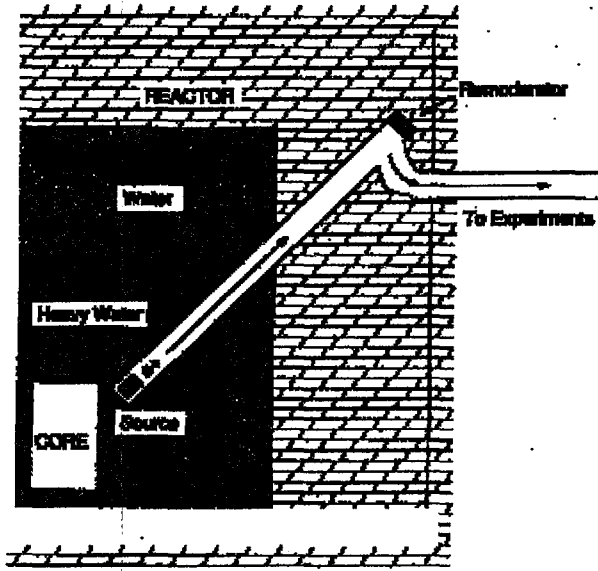
apa kadar küçültülebilir. Bu tekrar yönlendirme için seçilen materyal kristal tungstendir. Tekrar yönlendirme aşamasındaki kayıp %50 veya daha fazladır.

Kaynağı küçük çaplı bir demet oluşturacak kadar küçük olan BNL düzeneğinin tekrar yönlendiricisi yoktu. Dzeneğın manyetik demet taşınımı standart demet dzeneğının aynısıdır. Demet yönlendiriciden (veya varsa tekrar yönlendiriciden) ıkarılır, ardından hedefe taşınır. Tam elektrostatik sistemler, axial manyetik sistemler ve hibridlenmi elektrostatik/manyetik sistemler gibi çeşitli demet taşınımı yöntemleri kullanmıştır. Elektrostatik ve manyetik demet taşınım sistemleri arasındaki temel fark bazı deneylerin saçılan aıların ölçümüne ihtiyaç duyarken (ve bu nedenle manyetik alanlar tarafından engellenirken) başka deneylerin ise saçılan yüklü parçacıkların tümünü hapsetme yeteneği sayesinde de basit hale getirilmeleridir.

Kolay implementasyonu sayesinde reaktör bazlı tüm sistemler manyetik taınımından yararlandı. Axial manyetik alan karmaşık lens setlerine ihtiyaç duymadan demeti kıvrımlı bir yoldan taşımak için kullanılabilir.

Münih ve Delft sistemleri t elementli elektrostatik hızlanmadan ve kaynak/yönlendirici sisteminden hemen sonra bir odaklanma lensinden faydalanıyorlar. Kaynak ve hızlanma bölgelerindeki elektrik alanları birbirinden ayıran bir ızgara bulunuyor. Büyük demeti demet portundan çıkarmak amacıyla her iki sistem manyetik taşımayı kullanıyor. Münih demeti manyetik demet hattına girmeden önce ikinci bir ızgaradan geçiyor. Demet ardından bir tekrar yönlendiriciye odaklandırılır.

Tekrar yönlendirmeden önce Münih demetinin çapı yaklaşık 40 mm olacaktır. Tekrar yönlendirmeden sonra demet çapı 4.5 mm'ye kadar düşecektir. Tungsten yansıtma tipi tekrar yönlendiricinin öngörülen etkinliği yaklaşık %10-19'dur. Ardından demet deney odasına taşınır. Münih demet hattının şeması ekil.6.5'te verilmiştir.



REAKTÖR

Tekrar Yönlendirici

Deney Yönü

Su

Ağır Su

Kaynak

ÇEKİRDEK

Şekil 6.5. Münih demet düzeneğinin demet hattı. Manyetik taşımanın kullanımı yansıtma tipi tekrar yönlendirme implementasyonunun kolayca yapılabilmesine olanak sağlıyor.

Delft tasarımının dört tekrar yönlendirme aşaması mevcuttu. Reaktörden çıkan demetin çok düşük parlaklığı olduğundan bu aşamalardan geçmeden 100 nm'lik hedef noktalarına ulaşmaları imkansız olurdu. Tekrar yönlendirme tabakaları 100 nm kalınlığındadır. Tekrar yönlendirme sistemi elektrostatik odaklanma kullanıyor. Tekrar yönlendirme işlemlerinden sonra sistem bir SEM sistemine bağlanır.

Çok büyük kaynakları olduğundan hem INEL, hem de ANS konseptleri yönlendirmeden hemen sonra iki tekrar yönlendirme aşamalarından (tungsten transmisyon tipinden) faydalanırlar. INEL demeti küresel elektrostatik bir ızgaradan geçerek ilk tekrar yönlendiriciye odaklandırılacaktı. İkinci tekrar yönlendirici ilkinden hemen sonra yer alıyordu ve aralarında beş element odaklı bir lens bulunuyordu. ANS demeti ise pozitronları ilk tekrar yönlendiriciye odaklamak için iki ızgaradan faydalanıyordu. 100 nm'lik tungsten tabakalarla %30'luk bir tekrar yönlendirme etkinliği olacağı varsayıldı, bu tahmin literatürlerde verilenlerden daha yüksekti. Demet bir einzel (tekil) lensten geçecekti ve küresel bir demet

deflektörünün yardımıyla, milimetre altı demeti deneyler için demet hattına yönlendirilecekti.

6.4. Sonuç

Pozitronlar konusundaki araştırmalarda en önemli engellerden biri pozitronların tüm avantajlarından yararlanabilecek yoğun bir pozitron demeti düzeneğinin bulunmamasıdır. Bu bölümde de ortaya konulduğu gib, bu tür bir düzeneği kurmak için devam eden çalışmalar mevcuttur. LINAC bazlı yoğun demet düzenekleri geliştirilmiştir ve bunlardan bazıları yakında çalışmaya başlayacaktır. Buna karşılık reaktör bazlı düzenekler maddi açıdan destekleme olmadığından henüz bu noktaya ulaşamadılar. Günümüzde sadece iki Avrupa bazlı proje maddi olarak destekleniyor.

Tüm olumsuz faktörler göz önünde bulundurulduğunda, çok düşük olan pozitron yönlendirme etkinliği pozitron demetlerinin düşük yoğunluğunun sebebi olarak görülebilir. Ancak pozitronların çoklu saçılma yapabilecekleri kanıtlanmıştır [140] ve pozitronların daha fazla yönlendirilebilmesini sağlamak amacıyla bu özelliklerinden yararlanılabilir. TRIP'in tasarımı da zaten bu fikir üzerine kurulmuştur.

7. BORON FLORİDE İMPLANTE EDİLMİŞ SİLİKONLARDA BOZUKLUK KAREKTERİZASYONU

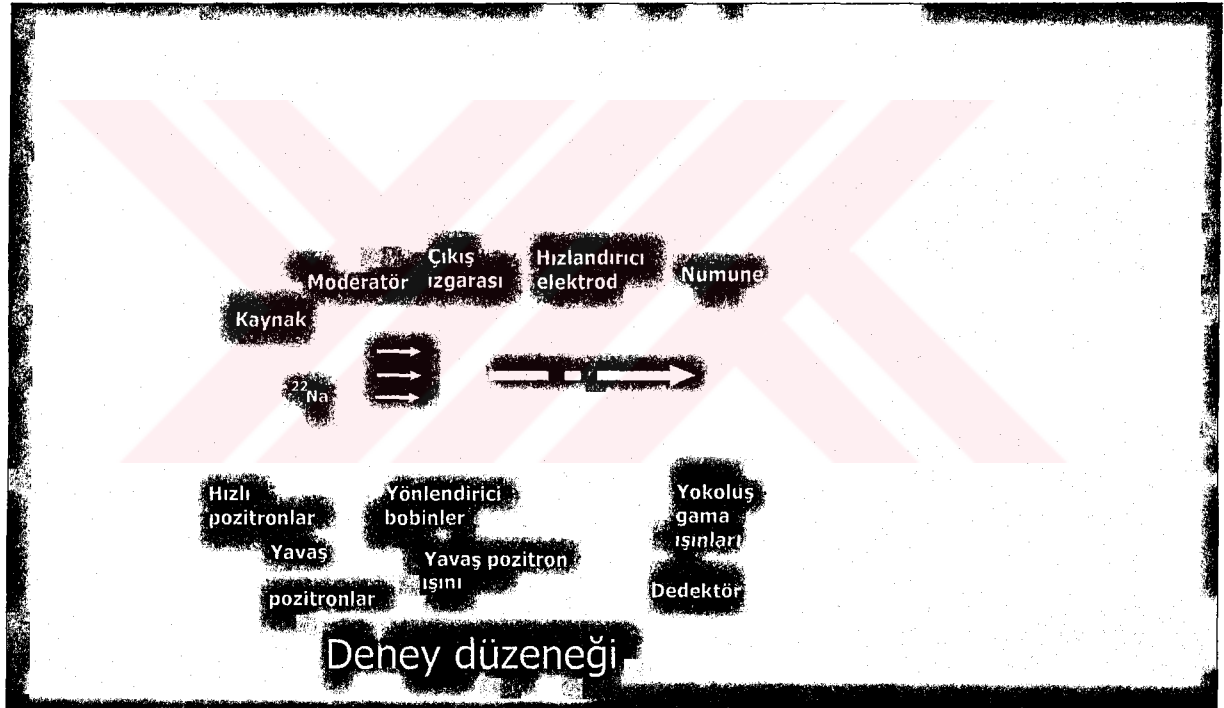
Küçük boyutlu elektronik aletlerin üretimini gerektiren deneysel araştırmalarda kusurların incelenmesi önemli bir unsurdur. BF_2 moleküler iyonlar implante edilmiş silikonlar yüksek elektrik aktivasyonları ve P/N bağlantılarınındaki düşük akım kaçaklarına sahiptir. Bu deneysel çalışmada BF_2 implante edilmiş silikonlar, 3 keV, 5 keV, 10 keV implantasyon enerjilerinde üretilmişlerdir, bakınız tablo 7.1, 7.2, 7.3 ve yavaş pozitron demeti ile Delft Üniversitesi pozitron merkezinde analiz edilmiştir (0-40 keV e^+ /san). Ölçülen çizgi yüzey parametresi S ve W, pozitronların yok olması ile ilintilidir ve kusurlar hakkında önemli bilgi verirler, ayrıca üretim optimizasyonun planlanması için gereklidir.

Silikon işleme teknolojisindeki en önemli unsurlardan birisi kristal içindeki saflığı bozan şeylerin doping kını kontrol etmektir. Kimyasal safsızlık ve uygun doğal taşıyıcı seçimi, tek kristalli silikonu yarıiletken malzeme yapımı teknolojisinde ana materyal yapmıştır. İstenilen elektrik iletkenliği safsızlığı bozan atomların silikona doping ki ile başarılıdır. Bu doping atomların doğal ve sonradan oluşan örgü kusurlarıyla nasıl etkileştiği önemlidir. Kristal içinde bulunan kusurlar dopantların yayılım özellikleri ve elektriksel aktivitelerini etkileyen önemli unsurlardır. Gerçekten pozitron yokoluş spektrometresinin en önemli özelliği içine girilebilen hacimli kusurlara olan hassasiyetidir. Pozitron, iyonik potansiyelin ortalama potansiyelden küçük olduğu bölgede bir elektronla yok olur, oluşan gama ışınlarının zaman ve enerji dağılımları bölgede bulunan elektron yoğunluğu hakkında bilgi verir.

7.1. Deney

Düşük enerjili BF_2 implante edilmiş silikon PAS (Positron Annihilation Spectroscopy) kullanılarak analiz edilmiştir. BF_2 implante edilmiş silikonlar, 3 keV, 5 keV, 10 keV implantasyon enerjilerinde üretilmişlerdir ve yavaş pozitron demeti ile Delft Üniversitesi pozitron merkezinde analiz edilmiştir (0-40 keV e^+ /san). Brookhaven Nasyanal Laboratuvarı tarafından yapılan pozitron kaynağı $^{22}\text{NaCl}$ (%)

90 pozitron bozunma olayı), vakum ünitesindeki kaynak bölümüne yerleştirilmiştir ve 70 mCi aktivitededir. Yayılan pozitronlar 7 mikronmetre kalınlığında %99.5 saf polikristal tungsten folyo ile özel geometri ile modere edilmiştir. Tekrar yayılan pozitronlar 115eV enerji ile ön ivmelendirilmiş ve Helmholtz konfigürasyonu şeklinde 14 selonoidten oluşan 10 mT statik eksensel magnetik alan ile numune bölümüne odaklanmıştır. Bir metre çapında bükülmüş tüp hızlı pozitronları filtremekle beraber hareketli pozitronların çarpışmalarından oluşan fotonlar da perdelemektedir. Eğimli bölüm geçildikten sonra, pozitronlar son olarak yüksek voltaj uygulama bölümünde nihai enerjileri olacak şekilde ivmelendirilirler. İvmelendirilen pozitronlar 10 mm diyagramdan geçerek numune ile çarpıştırılırlar. Deney düzeneğinin şematik diyagramı Şekil 7.1 de gösterilmiştir.



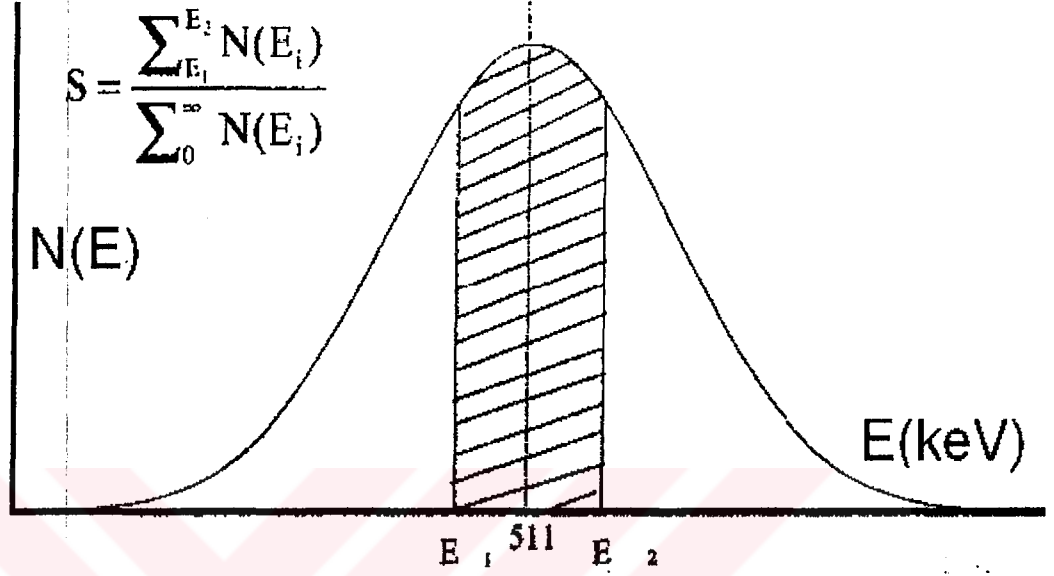
Şekil 7.1: Deney düzeneği

Pozitron spektrumu analizi için yazılmış VEPFIT programı otomatik olarak pozitron enerjilerini ayarlar ve S, W ve Dopler Spektrumunun yüzey parametrelerini hesaplar. Bu S ve W parametreleri

$$S = \frac{\sum_{E_1}^{E_2} N(E_i)}{\sum_0^{\infty} N(E_i)}, \quad W = \left\{ \sum_0^{E_1} N(E_i) + \sum_{E_2}^{\infty} N(E_i) \right\} / \sum_0^{\infty} N(E_i) \quad (7.1)$$

formülünden hesaplanmaktadır. N_s , E_1 ve E_2 aralığında yokolmaların sayısıdır,

spektrum pikine yakındır ve valans elektronları ile yok olması ağır basmaktadır. N_w , 0, E_1 ile E_2 , ∞ aralığındaki yokolmaların sayısıdır, ve çekirdek elektronları ile yok olması ağır basmaktadır. N_{tot} , toplam yok olma sayısıdır. Tipik S-W grafiği Şekil 7.2 de gösterilmiştir.



Şekil 7.2: S-W grafiği

S-W grafiği genel olarak kusur belirlemelerde kolaylık sağlar [141]. S baştanbaşa bir 511 keV parametresidir, ve pozitron yok olmasındaki toplam momentum olabilirliğini yansıtır. Serbest (lokalize olmamış) pozitronlar çekirdek ve taşıma (iletkenlik) elektronları ile yok olabilirler, boşlukta hapsedilen pozitronun dalga fonksiyonu kusur bölgesindeki iyonların yokluğu ile göreceli olarak daha az üst üste gelir. Bunun yanında hapsolmuş pozitronların çekirdek elektroların daha düşük enerjili iletkenlik elektronları ile serbest pozitronlara göre yok olma olasılığı daha fazladır. Sonuç olarak boş örgülerdeki yok olma, hapsedilmiş pozitronların pozitron-elektron momentum dağılımlarının yüksek momentum bileşenlerini serbest pozitronlarınkine göre azaltır. Kusursuz referans numunesine göre pozitronların boşluklarda fazla yok olması, dar bir pik verir, buda S parametresinin artması demektir. Bunun yanında genel olarak düşük S pozitronların serbest bölgelerde, yüksek S ise pozitronların hapsedilmiş bölgelerdeki yok olmasını gösterir.



7.2. Sonuçlar ve Tartışma

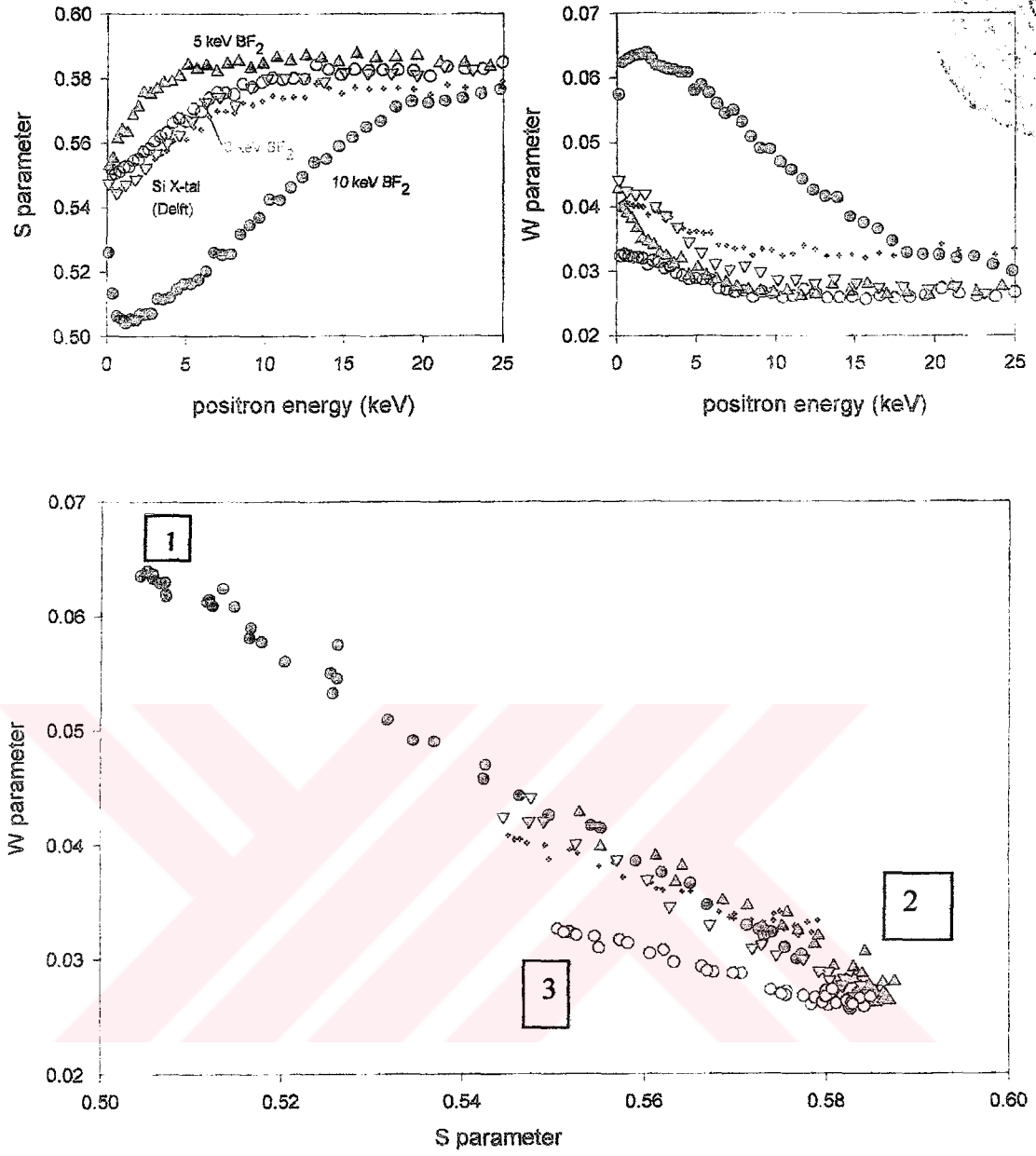
Genel olarak dislokasyonlar için S parametresinin karakteristik değeri, tekli boşluklarınkine benzer veya daha düşüktür[142]. Deneyciler hapsedilme oranını Doppler Broadening yardımı ile pozitron yaşam süresinden türetirken dikkatli olmalıdırlar, hapsedilmiş pozitronların dalga fonksiyonu hala hacimli numunedeki elektronların dalga fonksiyonları ile üst üste gelebilmektedir[143]. Hapsedilmiş pozitronlar hacimdeki elektronlar yok olabilirler ve S parametresine katkıda bulunabilirler[144].

Şekil 7.3-a, 7.4-a, 7.5-a, 7.6-a da belirtilen S parametresi açıkça kusurları ve yüzey sinyallerini gösterir. Oksijenle florinin birleşik oluşturmalarına göre, iletkenlik bandı elektronları daha az yüzeye yakındırlar. Bu sonuç S değeriinin hacimdeki değeriinden daha düşüktür. Kusurda hapsedilmiş yüksek S değeriili pozitronlar yüksek enerjili elektronlar ile daha az etkileşirler. Buna ilave olarak F implante silikonda, S parametresinin azalması, pozitronların boşluk-florin kompleksi tarafından hapsedilmesi ve pozitronların F atomlarının elektronlarıyla yok olması sunucunu olarak vasıflandırılır. Şekil 7.3-b-7.6-b de belirtilen W parametresi S parametresinin tersi olarak yapılandırılır. W parametresinin bu özelliği florin etkisi olarak açıklanabilir.

BF₂ implantasyonu sırasında oluşan kusurlar PAS kullanılarak analiz edilmiştir. Şekil 7.3-a,b,c de görüldüğü gibi BF₂ spektrumu için gelen pozitron enerjileri B spektrumunkinden daha yüksektir. Bu olay elektrik alanının pozitronları yüzeye doğru itmesi olarak açıklanabilir. Diğer anlaşılabilir açıklama ise, florinin etkisi ile silikonun elektronik yapısının değışmesi ve elektronların florinle bağlanması sonucu serbest elektronların azalmasıdır. Sonuç olarak ta pozitronlar kusurdaki hem yüksek hem de alçak enerjili elektronlarla etkileşmeleridir.

Şekil 7.3-6-a da görüldüğü gibi 3 ve 5 keV enei ile BF₂ implante edilmiş silikonde 6 keV civarında yüzey ile ilgili açık hacimli kusurlardan dolayı S parametresi artışı vardır, 10 keV ile BF₂ implante edilmiş silikonde ise bu

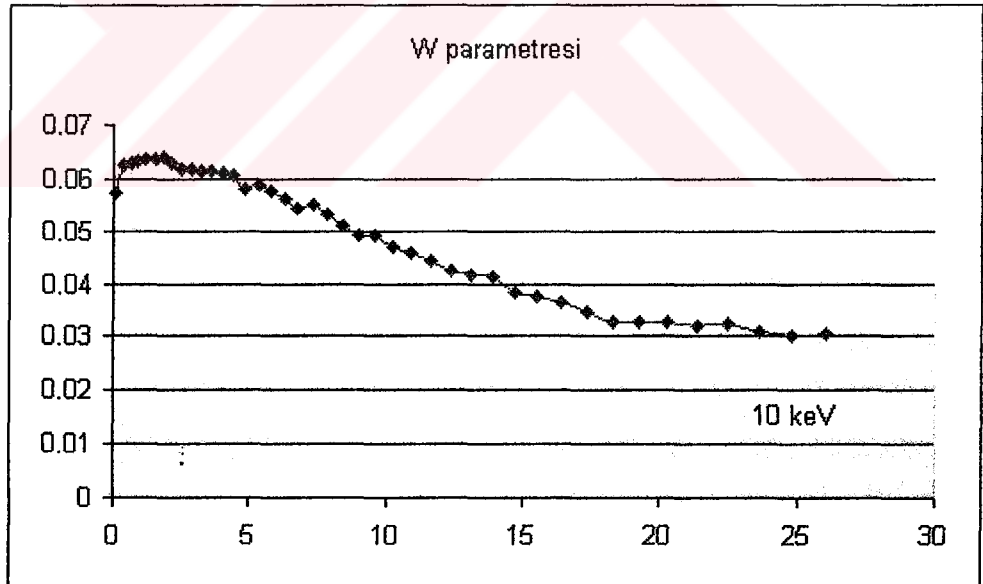
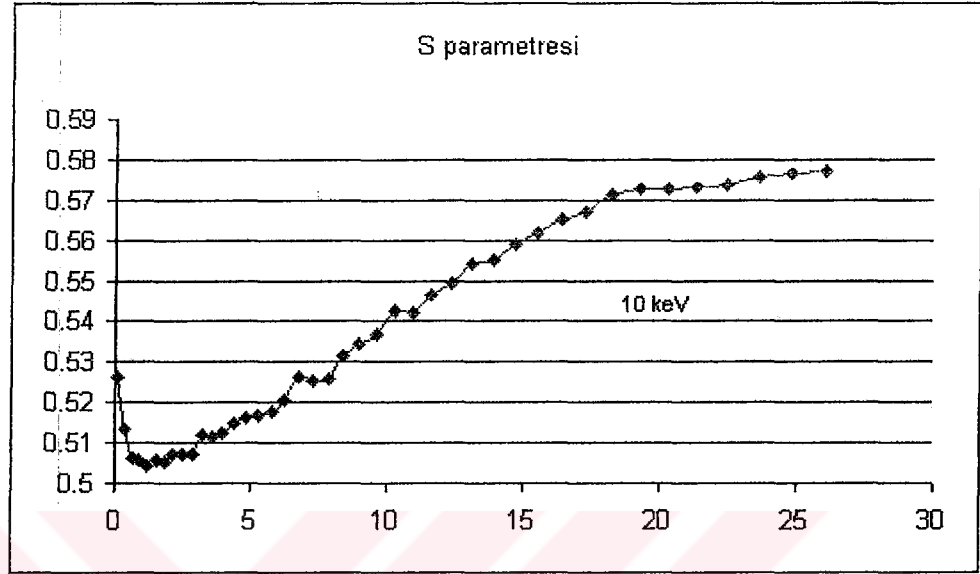
gözlenmemektedir, aslında beklenen değer diğer iki numune ile benzer olmasıdır. Yaklaşık 6 keV ve üzeri bir değerde S parametresi sabit bir değere ulaştığı görülmektedir bunun nedeni ise pozitronların yüzeyden malzemenin derinliklerine nüfus ettiğidir. Ayrıca W-S grafiğinin lineerliği önemlidir, Şekil 7.3-c de 1 numara ile işaretlenen kısım kusurlar hakkında bilgi verir, 2 numara ile gösterilen kısım malzeme içi ile ilgili bilgi verir ve 3 numaralı kısım ise yüzey ile ilgili bilgi verir. W-S grafiğinde yüzeyde yokolmalar düşük enerjide meydana gelir. Malzeme içine giren bütün pozitronlar implantasyon kusurlarında tuzaklanırlar. Hacim parametresi (bulk parameter) yüksek enerjili pozitronlar ile gözlemlenir, çünkü tüm pozitronlar zarar görmüş katmanların altındaki kusursuz bölgeye ulaşırlar. İki ve üç numaralı bölgenin düz bir çizgiyle bağlanması ve bu çizgiden sapmalar olması, pozitronların tuzaklandığının göstergesidir. PAS metodu S ve W parametreleri hesabıyla malzemenin yapısal oluşumları ve etkiler hakkında önemli bilgiler vermektedir, bu bilgiler sayesinde kusur analizleri yapılabilmekte ve elektronik aletlerinin üretilmesi işlemleri programlanmaktadır. Özellikle elektronik malzemelerin üretimden iyonik implantasyonlar enerjik parçacıklar ile yapılmaktadır ve bu parçacık huzmesinin oluşturduğu kusurlar elektronik malzemenin karakteristiğini etkileyebilir. Bu noktadan pozitron tekniği tahribatsız teknik olarak bu oluşabilecek yapısal ve yüzeysel kusurların oluşumu incelemek ve uygun huzme enerjilerinin elde edilmesine ve daha az hasarlı malzeme elde edilmesini olanak sağlar.



Şekil 7.3. (a) S parametresi (b) W parametresi (c) W-S parametresi

Tablo 7.1 10 keV BF₂ için Pozitron enerji, S ve W parametreleri

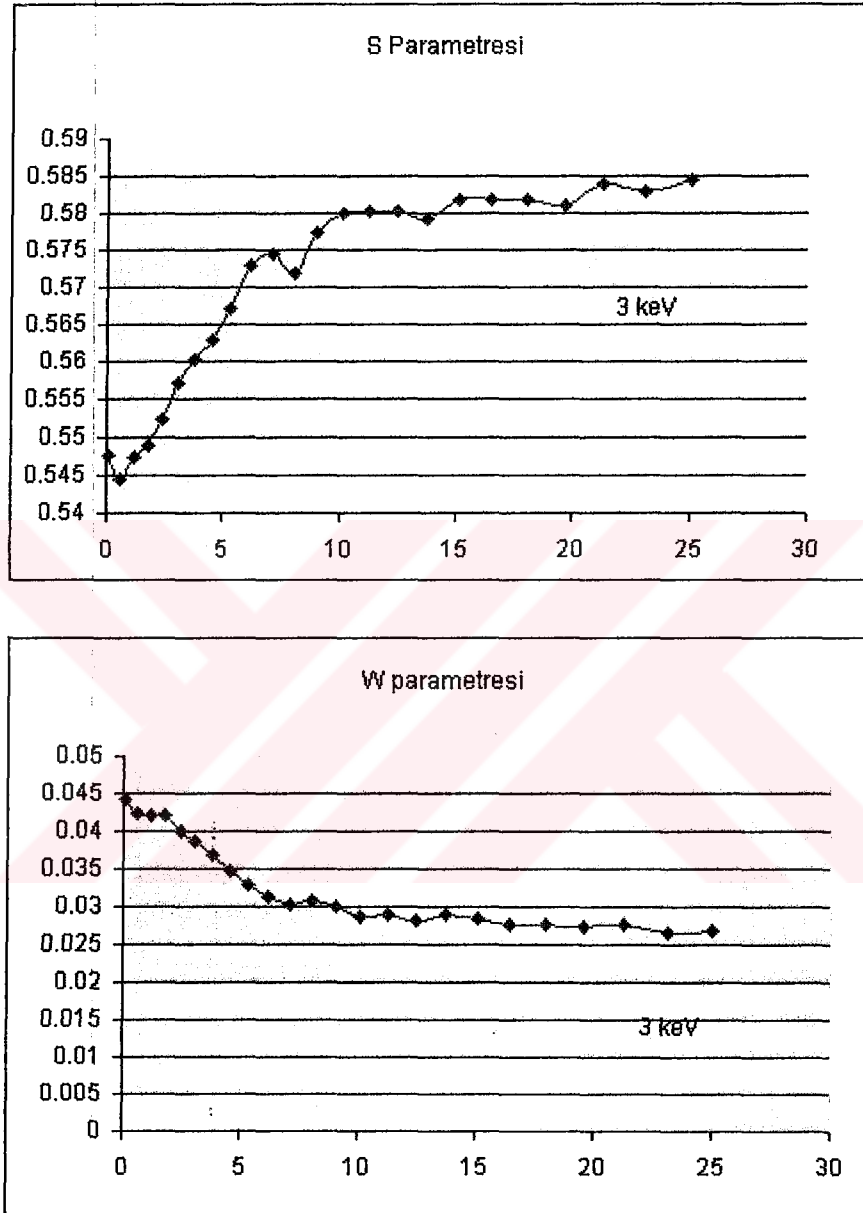
Pozitron enerji (keV)	S parametresi	W parametresi
0.10	0.526	0.057
0.36	0.513	0.062
0.63	0.506	0.063
0.91	0.506	0.063
1.20	0.504	0.064
1.51	0.506	0.064
1.82	0.505	0.064
2.15	0.507	0.063
2.50	0.507	0.062
2.85	0.507	0.062
3.22	0.512	0.061
3.61	0.512	0.061
4.01	0.512	0.061
4.42	0.515	0.061
4.86	0.516	0.058
5.31	0.517	0.059
5.77	0.518	0.058
6.26	0.520	0.056
6.77	0.526	0.055
7.29	0.525	0.055
7.84	0.526	0.053
8.41	0.532	0.051
9.00	0.535	0.049
9.62	0.537	0.049
10.26	0.543	0.047
10.93	0.542	0.046
11.62	0.546	0.044
12.34	0.550	0.043
13.09	0.554	0.042
13.87	0.555	0.041
14.68	0.559	0.039
15.53	0.562	0.038
16.40	0.565	0.037
17.31	0.567	0.035
18.26	0.571	0.033
19.25	0.573	0.033
20.28	0.573	0.033
21.34	0.573	0.032
22.45	0.574	0.032
23.61	0.575	0.031
24.81	0.577	0.030
26.05	0.577	0.030
0.10	0.526	0.057



Şekil 7.4. (a) S parametresi (b) W parametresi

Tablo 7.2 3 keV BF₂ için Pozitron enerji, S ve W parametreleri

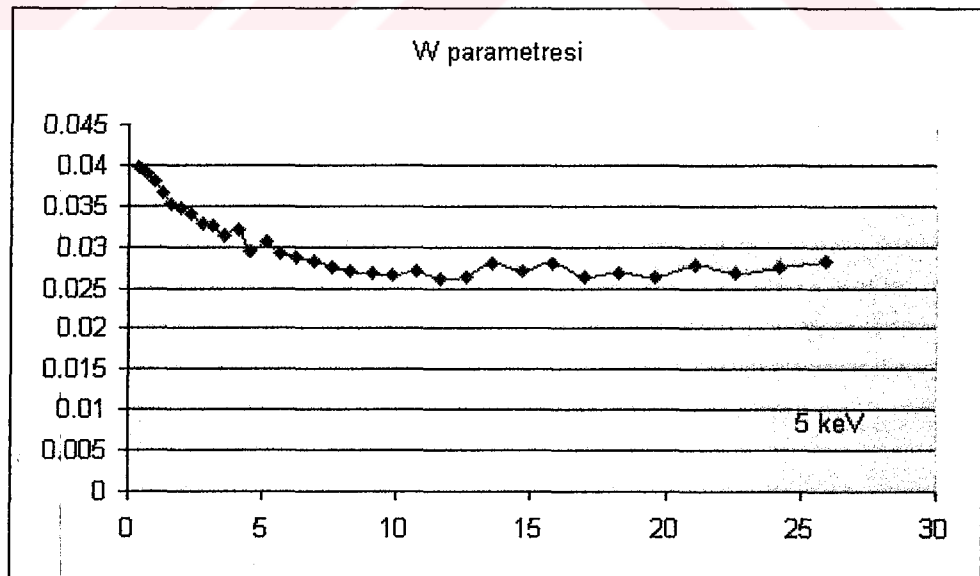
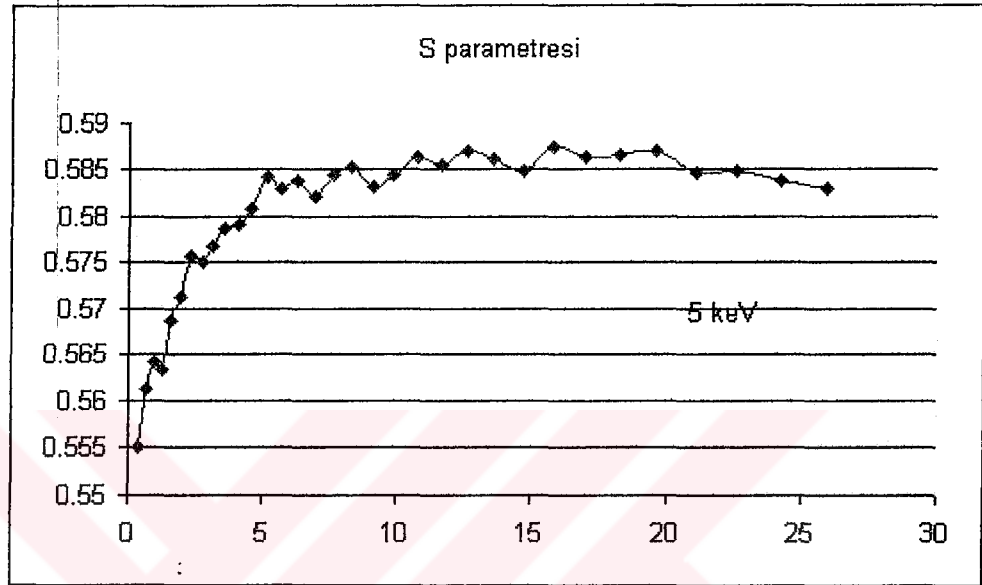
Pozitron Enerjisi keV	S Parametresi	W parametresi
0.10	0.548	0.044
0.63	0.545	0.042
1.19	0.547	0.042
1.79	0.549	0.042
2.42	0.552	0.040
3.09	0.557	0.039
3.80	0.560	0.037
4.55	0.563	0.035
5.35	0.567	0.033
6.19	0.573	0.031
7.09	0.574	0.030
8.03	0.572	0.031
9.04	0.577	0.030
10.11	0.580	0.029
11.24	0.580	0.029
12.44	0.580	0.028
13.71	0.579	0.029
15.05	0.582	0.028
16.48	0.582	0.028
17.99	0.582	0.028
19.60	0.581	0.027
21.30	0.584	0.028
23.10	0.583	0.027
25.01	0.585	0.027
0.10	0.548	0.044



Şekil 7.5. (a) S parametresi (b) W parametresi

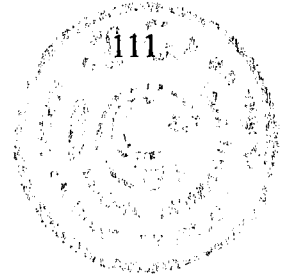
Tablo 7.3 5 keV BF₂ için Pozitron enerji, S ve W parametreleri

Pozitron Enerji (keV)	S parametresi	W parametresi
0.10	0.553	0.043
0.37	0.555	0.040
0.65	0.561	0.039
0.94	0.564	0.038
1.26	0.563	0.037
1.59	0.569	0.035
1.95	0.571	0.035
2.32	0.576	0.034
2.72	0.575	0.033
3.15	0.577	0.032
3.59	0.579	0.031
4.07	0.579	0.032
4.57	0.581	0.029
5.10	0.584	0.031
5.67	0.583	0.029
6.27	0.584	0.029
6.90	0.582	0.028
7.58	0.584	0.028
8.29	0.585	0.027
9.05	0.583	0.027
9.85	0.584	0.027
10.70	0.586	0.027
11.60	0.585	0.026
12.55	0.587	0.026
13.57	0.586	0.028
14.64	0.585	0.027
15.78	0.588	0.028
16.98	0.586	0.026
18.26	0.587	0.027
19.61	0.587	0.026
21.05	0.585	0.028
22.57	0.585	0.027
24.19	0.584	0.028
25.90	0.583	0.028

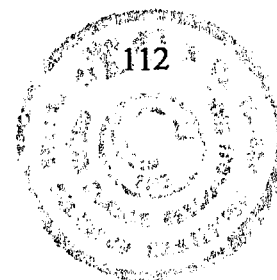


Şekil 7.6. (a) S parametresi (b) W parametresi

KAYNAKLAR

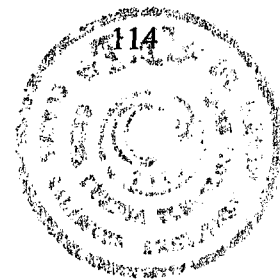


1. Stevens, J.R., Methods Expe. Phys. 16A,1980, 371.
2. Mills, A.P., jr., Mater. Sci. Form. 105-110, 1992,101
3. Palathingal, J.C. and Asoka-Kumar, P., Pys. Rew. Lett.,67,1991,3491
4. Rubaszek,A. Phys.Rev. B.,44,1991,10857
5. Schut, H. Thesis, TU Delft, Delf, 1990
6. Puska,MJ., Journal of Phy. Cond. Mat.3,1991,3455
7. Shultz,P.J., and C.L. Snead Metallurgical Trans.A,21A,1990,1121;
Seeger,A., And F.Banhart, Helvetica Physica Acta,63, 1990,403
8. Westbrook,C.I., D.W., Gidley, R.S. Conti,and A.Rich, Phys.Rev.A ,40,1989,
5489
9. Green, J. And J, Lee, Positronium Chemistry, Academic, New York,1964;
Goldanskii, V.I., At. Energy Rev. 6, 1986,3
10. Mogensen, O.E., J.Chem. Phys., 60,1974,998; Byakov, V.M., V.I. Goldanskii
and V.P. Shantarovich, Dokl.Akad.Neuk.SSSR, 219,1974,633
11. Stevens, J.R., Methods Exper. Phys.,16 A,1980,371; Dupasquier, A. in: Posit.
Solid State Phys. Proc.of Int.School of Phys. 1983
12. Zhang,Z.,and Y. Ito, J. Chem. Phys. 93,1990,1021
13. Eldrup, M. in: Posit. Solid State Phys. Proc.of Int.School of Phys. 1983
14. Jean., Y.C., Microchem. J., 42,1990,72
Tao. S.J., J.Chem.Phys. 56, 1972,5499
15. Debenetti,S., Phys. Rev. 76, 1949,440
16. Shultz, P.J., Rev. Mod. Phys., 60, 1988,701; Veen. Van. Microprobe Tech.
,8,1990,1
17. Steindl, G. Mater. Sci. Forum,105-110,1992,1455
18. Coleman, P.G., Cond. Matter.,2,1990,9355
19. Logan, L.R. Nuclear Inst. And Meth. B,33,1988,58
20. Valkealahti, S. Appl. Phys. A,35, 1984,51
21. Shultz, P.J., Rev. Mod. Phys., 38, 1988b,6369
22. Shultz, P.J., Rev. Mod. Phys., 38, 1988b,6369
23. Shultz, P.J., Rev. Mod. Phys., 38, 1988b,6369
24. Niemineni R.M. Phys. Rev. B, 22,1980,2226



25. Asley, J.C. J. Elect. Spec. 50,1990,323
26. Carbotte, J.P., Phys. Rev. Lett. 60, 1988,387
27. Shultz, P.J., Rev. Mod. Phys., 38, 1988b,6369
28. Valkealahti, S. Appl. Phys. A,35, 1984,51
29. Asoka-Kumar, P., Appl. Phys.Lett., 57,1990,1634
30. Ghosh V.J. Slopos 95, 1992, Jackson, WY; Baker, J.A. J. Phys. Cond. Matter, 3,1991,4109
31. Coleman, P.G. Mater.Sci. Forum,105-110,1992b,213
32. Vehanen, A.P., Phys. Rev. B,35,1982,762
33. Seeger,A., And F.Banhart, Helvetica Physica Acta,63, 1990,403
34. Shultz, P.J., Rev. Mod. Phys., 60, 1988,701
35. Soinien, E, Phys. Rev. B,41-42,1990-1992,6227-13104
36. Makinen, J.C., Phys.Rev. B, 43,1991,12114
37. Wurshum, E, ICPA 8, Singapore,1989
38. Shultz,P.J., and C.L. Snead Metallurgical Trans.A,21A,1990,1121
39. Mc Mullen, Positron Ann.Singapore, 1985
40. Hodges, C.H. Phys. Rev. Lett. ,25,1970,284
41. Puska, M.J., J.Phys. F, 13,1983,333
42. Nieminen,R.M, Positron in Solid Springer Verlag, Berlin, 1979
43. Hakkinen, H.S., Phys. Rev. B, 41, 1990, 12441; Hashimoto, E, J. Phys. Soc. Japan,60, 1991,3167; Park,Y.K., Phys. Rev. B, 34,1986,823; Jensen, K.O., J.Phys. F, 18, 1988b,1703
44. Schut, H, VEP Beam Facilities with App. in Mater. Sci.,thesis, TU, Delft,1990
45. Boev, O.V., Phys. Rev. B,36,1987,7786
Jibaly, M.,Mater. Sci. Forum,105-110,1992,1399
46. Gullikson, E.M., Phys.Rev. B,38,1988a,1705
Tong, B.Y. Phys. Rev. B,1972,1436
47. Shultz, P.J., Rev. Mod. Phys., 60, 1988,701
48. Gullikson, E.M., Phys.Rev. B,36,1987,8777
49. Mills,A.P., Hyperfine interactions,44,1988,107
50. Huttunen, P.A., Phys. Rev. B,41,1990a,8062
51. Puska, M.J., J. Phys. Cond. Mater.,1,1989,,6081
52. Britton, D.T., Phys. Rev. Lett., 62, 1990b,2413
53. Mackenzie,I.K, Phys. Lett. A,33,1970,279

54. Leo, P.H., Phys. Status Solidi B, 108, 1981,k145
55. Chilton, N.B., AIP Conf. Proc. 218, New York 1990; Tabuki, Y, Mater.Sci. Forum, 105-110, 1992,1467
56. Uedone, A, Rad. Effects, 124,1991,31
57. Schafer,J.P., J. Vac. Sci. Tec. A,10,1992,193
58. Nielsen, Bent,Phys. Rev. Lett.,57,1986,1789
59. Aurag, H. Phys. Status Solidi B,160,1990,201
60. Press, W.H.,Numerical Recipes, U. Cambridge press, 1986
61. Britton,D.T., Phil. Mag. Lett.,57,1988,165
62. Lynn, K.G., Phys. Rev. B, 36,1987,7107
63. Jensen, K.O, J. Phys. Cond. Matter, 2,1990,9757
64. Jensen, K.O, J. Phys. Cond. Matter, 2,1990,9757
65. Merrison, J.P. J. Phys. Con. Mater.4,1992,L207
Massumi,G.R., Rev. Sci. Ins., 62,1991,1460
66. Huomo, H, Appl. Phys. A,49,1989,647
67. Deutsch, M, Phys. Rev. 84,1951,601; Schultz, P.J. Slopos in Sur. Science, workshop, Helsinki,1984
68. Schut, H, VEP Beam Facilities with App. in Mater. Sci.,thesis, TU, Delft,1990
69. Huomo, H, Appl. Phys. A,49,1989,647
70. Schut, H, VEP Beam Facilities with App. in Mater. Sci.,thesis, TU, Delft,1990
71. Niemineni R.M. Phys. Rev. B, 22,1980,2226
72. Huomo, H, Appl. Phys. A,49,1989,647
73. Huomo, H, Appl. Phys. A,49,1989,647
74. Schut, H, VEP Beam Facilities with App. in Mater. Sci.,thesis, TU, Delft,1990
75. Veen, Van,Vacuum, 30,1980,109
76. Chen, D.M., Phys. Rev. B,31,1985,4123; Jacobson, F.M, J. Appl. Phys.67,1990,575
77. Press, W.H.,Numerical Recipes, U. Cambridge press, 1986
78. Fork, R.L., Appl. Phys.Lett., 38,1981,671
79. Esser, A, Phys. Rev. B,41,1990,2879
80. Esser, A, Phys. Rev. B,41,1990,2879; Doany, F.E., Appl. Phys. Lett.,50,1987,460
81. Stolk, P.A., Appl. Phys. Lettç,60,1992a,1688
82. Lannin, J.S., Semiconductor and semimetal, Academic, London, 1984



83. Beeman, D., Phys.Rev. B,32,1985,874
84. Kratky, O, Small angle X ray Scatt., Academic,London, 1982
85. Williamson, D.L., Appl. Phys. Lett. 55,1989,783
86. Gerold, V, Small angle X ray Scatt., Gordon and Breach,New York, 1967
87. Boogard, M.J., Thesis, Utrecht Uni., Utrecht,1992
88. Boogard, M.J., Thesis, Utrecht Uni., Utrecht,1992
89. Cachard, A, Mater. Charac. Using ion Beam,Plenum press, New York, 1978
90. Meyer, M.A., Nuc. Phys.A, 205,1973,177
91. West,R.N, Positron studies, 443
92. Canter, K.F, Positron Ann. Mic. ,443
93. Haaks, M, Appl. Surf. Sci.,1999,149-207
94. Manning, U. App. Surface Sci.,1999,149-217
95. Canter, K.F, Mater. Chem.Phys. 1988, 52-221
96. Nieminen, R.M., Elect. Struc. And Positron Spect.,443
97. Puska, M,J.Rev. of Modern Phys.,66,1994,841
98. Britton, D.T, Diffusion and Ann. Of Positron in Solid, 20
99. Ghosh, V, Positron implantation in Solid, 683
100. Britton, D.T, Diffusion and Ann. Of Positron in Solid, 20
101. Aers, G.L., Slopos-5,1992, 13
102. Aers, G.L., Slopos-5,1992, 13
103. Ritley, K.A, Slopos-5, 1992,64
104. Hautarji, P, Positron Spec.of Defects in Metals and Semicon.,491
105. Mills Jr, A.P., Physical Rev. 1982,26-490
106. Vehanen, A, Phys.Rev.,B, Con.Matt., 35,1987,4606
107. Baker. J.A., Mater.Sci. Forum.,105-110,1992,213
108. Kittel,C, Intr. Solid State Phys., John Willey And Sons, 1996
109. Shultz. P.J., Rev. Of Modern Phys.,60,1988,701
110. Nieminen, R.M., Elect. Struc. And Positron Spect.,443
111. Britton, D.T, Diffusion and Ann. Of Positron in Solid, 20
112. Nieminen, R.M., Elect. Struc. And Positron Spect.,443
113. Hautarji, P, Positron Spec.of Defects in Metals and Semicon.,491
114. Mijnders, P.E., Slopos-5,1992,25
115. Nieminen, R.M., Elect. Struc. And Positron Spect.,443
116. Sutton, A.P.Elektronk Structure of Mater., oxford uni.press, 1993



117. Boronski, E. Phys. Rev. B, 27, 1986, 3820
118. Nieminen, R.M., Elect. Struc. And Positron Spect., 443
119. Chakroborty, B, Phys. Rev. B, 27, 1983, 4535
120. Skriver, H.L., The LMTO, Method, Springer verlag, Berlin, 1984
121. Boev, O.V., Phys. Rev. B, 36, 1987, 7786
122. Hautarji, P, Positron Spec. of Defects in Metals and Semicon., 491
123. Hautarji, P, Positron Spec. of Defects in Metals and Semicon., 491
124. Hodges, C.H., Phys. Rev. Letters, 25, 1970, 284
125. Puska, M., J. Rev. of Modern Phys., 66, 1994, 841
126. Puska, M.J., Phys. Rev. B, 41, 1990, 9980
127. Mills, A.P, Jr. Expr. Meth. In Phys. Sci. 29A, 1995, 39
128. Skalsey, M., Nuclear Inst. And Meth. in Phys. Research, B, 30, 1987, 211
129. Weber, M., Workshop on Intense positron beam, Singapore, 1988, 51
130. Lynn, K.G., Positron Scattering in Gasses, Plenum Press New York, 1988, 11
131. Hulet, L.D. ORNL report, TM-12505, 1994
132. Triftshauser, G, Mater. Sci. Forum, 175-178, 1995, 221
133. Straser, B, App. Surf. Sci., 149, 1999, 61
134. Hugenschmidt, C. App. Sur. Sci. 149, 1999, 7
135. Seijbel, L, Thesis, TU delft, 1995; Van Veen, A, Appl. Surf. Sci. 116, 1997, 39
136. Van Veen, A, Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Research A, 427, 1999, 266
137. Makowitz, H, Slopos-5, 305
138. Mills, A.P, Jr. Expr. Meth. In Phys. Sci. 29A, 1995, 39
139. Lynn, K.G., Atomic Physics with positrons, Plenum Press, New York, 1987
140. Jacobson, F.M., AIP Conference proceeding, 392, 1997, 459
141. Uedono, A. L. Wei, S. Tanigawa, J. Sugirura, M. Ogasawara, and M. Tamura,
Rad. Effects, 124, 1992, 31.
142. Rudi Hakvoort, dissertation, Interfacultair Reactor Instituut, Technische
Universiteit Delft, 1993
143. Rosing, G.J., A.W. Weeber, P.E. Mijnders, A. van Veen, J. de Vries, and
H. Schut, Mater. Sci. Forum, 105-110, 1992, 1205
144. Sinan Göktepe, dissertation, the university of Texas At Austin, 2000 p. 151

ÖZGEÇMİŞ



01.02.1968 yılında Amasya ili Suluova ilçesi Saluca köyünde dünyaya gelen Sinan ÖVÜNÇ ilk ve orta öğrenimini Suluova ilçesinde tamamlamıştır. 1989 yılında Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği bölümünden lisans derecesiyle mezun olmuştur. 1992 yılında Univesitat Köln'de almanca dil kursunu bitirmiştir. 1995 yılında State University of New York at Albany Fizik bölümünden yüksek lisans derecesiyle mezun olmuştur. 1996-1997 yılları arası University of Texas at Arlington Fizik bölümündeki pozitron grubunda doktora çalışması yapmıştır. Çeşitli dergilerde makalleri ve bildirileri bulunan Sinan ÖVÜNÇ ,Özel sektörde çalışmaktadır ve evli ve bir kız evladı vardır.

