

**MİKRO DESENLİ PARÇACIK DETEKTÖRLERİ için  
HESAPLAMA YÖNTEMLERİ**

**Caner SARI**



T.C.  
BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MİKRO DESENLİ PARÇACIK DETEKTÖRLERİ için HESAPLAMA  
YÖNTEMLERİ**

Caner SARI  
0000-0001-5905-7536

Doç. Dr. Özkan ŞAHİN  
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA – 2022  
Her Hakkı Saklıdır

## TEZ ONAYI

Caner SARI tarafından hazırlanan “MİKRO DESENLİ PARÇACIK DETEKTÖRLERİ için HESAPLAMA YÖNTEMLERİ” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Bursa Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

**Danışman** : Doç. Dr. Özkan ŞAHİN

**Başkan** : Doç. Dr. Özkan ŞAHİN  
0000-0003-3940-7222  
Uludağ Üniversitesi,  
Fen - Edebiyat Fakültesi,  
Fizik Anabilim Dalı  
İmza

**Üye** : Prof. Dr. Nilgün DEMİR  
0000-0003-2245-8461  
Uludağ Üniversitesi,  
Fen - Edebiyat Fakültesi,  
Fizik Anabilim Dalı  
İmza

**Üye** : Doç. Dr. Bora KETENOĞLU  
0000-0003-0910-0473  
Ankara Üniversitesi,  
Mühendislik Fakültesi,  
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı  
İmza

**Yukarıdaki sonucu onaylarım**

**Prof. Dr. Hüseyin Aksel EREN**  
**Enstitü Müdürü**  
.../.../2022

**B.U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmasında;**

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

**beyan ederim.**

**25/07/2022**

**Caner SARI**

**TEZ YAYINLANMA  
FİKRİ MÜLKİYET HAKLARI BEYANI**

Enstitü tarafından onaylanan lisansüstü tezimin/raporumun tamamını veya herhangi bir kısmını, basılı (kâğıt) ve elektronik formatta arşivleme ve aşağıda verilen koşullarla kullanıma açma iznini Bursa Uludağ Üniversitesi'ne verdiğimi bildiririm. Bu izinle Üniversiteye verilen kullanım hakları dışındaki tüm fikri mülkiyet haklarım bende kalacak, tezimin tamamının ya da bir bölümünün gelecekteki çalışmalarda (makale, kitap, lisans ve patent vb.) kullanım hakları bana ait olacaktır. Tezimde yer alan telif hakkı bulunan ve sahiplerinden yazılı izin alınarak kullanması zorunlu metinlerin yazılı izin alarak kullandığımı ve istenildiğinde suretlerini Üniversiteye teslim etmeyi taahhüt ederim.

Yükseköğretim Kurulu tarafından yayınlanan “**Lisansüstü Tezlerin Elektronik Ortamda Toplanması, Düzenlenmesi ve Erişime Açılmasına İlişkin Yönerge**” kapsamında yönerge tarafından belirtilen kısıtlamalar olmadığı takdirde tezimin YÖK Ulusal Tez Merkezi / B.U.Ü. Kütüphanesi Açık Erişim Sistemi ve üye olunan diğer veri tabanlarının (Proquest veri tabanı gibi) erişime açılması uygundur.

## ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

### MİKRO DESENLİ PARÇACIK DETEKTÖRLERİ İÇİN HESAPLAMA YÖNTEMLERİ

**Caner SARI**

Bursa Uludağ Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

**Danışman:** Doç. Dr. Özkan ŞAHİN

Yüksek enerji fiziğinde kullanılan gazlı parçacık detektörlerinde yıllar boyunca önemli gelişmeler kaydedilmiştir. Günümüzde ileri teknolojiler kullanılarak klasik detektörlere kıyasla çok daha avantajlı özellikleri olan Mikro Desenli Gazlı Detektörler (MPGDs) geliştirilmiştir. MPGD ailesinden biri olan MICROMEGAS (MM) detektörleri CERN’de gerçekleştirilen birçok deneyde kullanılmaktadır. Bu yeni nesil detektörlerin çalışma prensibi Paralel Plakalı Detektörlere (PPD) çok benzemektedir. Bu nedenle detektörlerde sinyalin kalitesini belirleyen gaz kazancının hesaplama yöntemleri de birbirlerine oldukça benzerdir. Ancak yapılan gaz kazancı benzetişimlerinde ilave fiziksel süreçler de hesaba katılmalıdır. Bunun nedeni elektron çığlarını meydana getiren doğrudan iyonlaşmaların yanı sıra Penning iyonlaşmaları ve geri besleme gibi fiziksel süreçlerin de toplam iyonlaşmaya katkı sağlamasıdır. Bu tez çalışması kapsamında iki farklı çoğalma aralıklı MM detektörlerinde Argon-İzobütan ( $\text{Ar-iC}_4\text{H}_{10}$ ) gaz karışımı için literatürdeki deneysel verilerin kazanç benzetişimleri yapılmıştır. Böylece hesaplanan Penning enerji transfer olasılıkları incelenmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Micromegas, benzetişim, gaz kazancı, Penning transfer olasılığı  
**2022, xii + 84 sayfa.**

## ABSTRACT

MSc Thesis

CALCULATION METHODS FOR MICRO PATTERN PARTICLE DETECTORS

**Caner SARI**

Bursa Uludağ University  
Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Department of Physics

**Supervisor:** Doç. Dr. Özkan ŞAHİN

There have been significant developments over the years in gaseous particle detectors used in high energy physics. Today, Micro Pattern Gaseous Detectors (MPGD), which have much more advantageous features compared to classical detectors, have been developed using advanced technologies. MICROME GAS (MM) detectors, one of the MPGD family, are used in many experiments carried out at CERN. The working principle of these new generation detectors is very similar to Parallel Plate Detectors (PPD). For this reason, the calculation methods of the gas gain, which determine the quality of the signal in the detectors, are very also similar to each other. However, additional physical processes must be also taken into account in the performed gas gain simulations. This is because in addition to direct ionizations that create electron avalanches, physical processes such as Penning ionizations and feedback also contribute to total ionization. Within the scope of this thesis study, gain simulations of the experimental data in the literature were made for the Argon-Isobutane ( $\text{Ar-iC}_4\text{H}_{10}$ ) gas mixture in MM detectors with two different multiplication gap. Thus, the calculated Penning energy transfer probabilities were examined.

**Key words:** Micromegas, simulation, gas gain, Penning transfer probability  
**2022, xii + 84 pages.**

## TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitim hayatımın her aşamasında bilgisi ve tecrübesi ile beni aydınlatarak değerli fikirleri ile beni yönlendiren, özellikle tezin hazırlanması sürecinde hem teorik olarak hem de uygulamada yardımlarını esirgemeyen ve hoşgörü göstererek maddi manevi her türlü desteğini veren değerli danışman hocam Doç. Dr. Özkan ŞAHİN'e teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım sırasında büyük fedakârlık göstererek desteğini hiçbir zaman esirgemeyen hep yanımda olarak bana sevgisi ile güç ve ilham veren hayattaki yol arkadaşım, sevgili eşim Selin SARI'ya teşekkürlerimi sunarım.

Her zaman bana inanan ve beni destekleyen, varlıkları ile bana güç ve cesaret veren sevgili annem Ayten SARI ve sevgili abim İlker SARI'ya teşekkürlerimi sunarım.

Caner SARI  
25/07/2022



## İÇİNDEKİLER

ÖZET .....	i
ABSTRACT .....	ii
TEŞEKKÜR .....	iii
İÇİNDEKİLER .....	iv
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ .....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	xii
1. GİRİŞ .....	1
2. KURAMSAL TEMELLER ve KAYNAK ARAŞTIRMASI .....	3
2.1. Parçacıkların Gaz İçerisindeki Temel Etkileşme Türleri .....	3
2.1.1. Yüklü parçacıkların etkileşme türleri ve enerji kaybı .....	3
2.1.1.1. Ağır yüklü parçacıkların etkileşme türleri ve enerji kaybı .....	3
2.1.1.2. Elektronların etkileşme türleri ve enerji kaybı .....	10
2.1.2. Yüksüz parçacıkların etkileşme türleri ve enerji kaybı .....	16
2.1.2.1. Fotonların etkileşme türleri ve enerji kaybı .....	16
2.1.2.2. Nötronların etkileşme türleri ve enerji kaybı .....	21
2.2. Elektronların ve İyonların Oluşturduğu Sinyaller .....	24
2.2.1. Elektron çığı, Townsend katsayısı ve gaz kazancı .....	25
2.2.2. Detektörlerin çalışma bölgelerine göre sınıflandırılması .....	26
2.2.3. Sayıcı gaz seçiminin önemi .....	29
2.3. Gazlı Parçacık Detektörlerinin Tarihsel Gelişimi .....	30
2.3.1. Paralel plakalı detektörler .....	31
2.3.2. Tek telli orantısal sayaçlar .....	34
2.3.3. Çok telli orantısal sayaçlar .....	37
2.3.4. Mikro-Şeritli sayaçlar .....	39
2.3.5. Mikro iğneli sayaçlar .....	41
2.3.6. Mikro desenli gazlı detektörler .....	43
3. MATERYAL ve YÖNTEM .....	45
3.1. MICROMEGAS (Mikro Ağ Yapılı Gazlı Detektörler) .....	45
3.2. Benzetişimde Kullanılan Deneysel Veriler .....	51
3.3. Benzetişimde Kullanılan Yazılım Araçları .....	53
3.3.1. Magboltz .....	53
3.3.2. Root .....	54
3.3.3. Garfield++ .....	54

3.4. Gaz Karışımlarının Fiziksel Özelliklerinin Belirlenmesi.....	56
3.4.1. Magboltz giriş parametrelerinin hazırlanması .....	56
3.4.2. Magboltz çıkış parametreleri.....	58
3.5. Gaz Kazancı Hesabı .....	59
3.6. İyonlaşma Türleri .....	61
3.6.1. Penning iyonlaşmalarının hesabı .....	61
3.6.2. Geri beslemelerin hesaplanması.....	64
4. BULGULAR ve TARTIŞMA.....	66
4.1. Magboltz Benzetişim Parametreleri .....	66
4.2. Gaz Kazancı Kalibrasyonları .....	68
4.3. Gaz Kazancı Benzetişim Sonuçları.....	70
4.4. Penning Enerji Transfer Olasılıkları .....	72
4.5. Geri Besleme Parametreleri .....	77
5. SONUÇ .....	79
KAYNAKLAR .....	80

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
$\omega$	Açısal frekans
$a$	Anot telinin yarıçapı
$r_a$	Anot telinin yarıçapı
$N$	Anotta toplanan elektron sayısı
Ar	Argon
$A$	Atom ağırlığı
$Z$	Atom sayısı
$N_a$	Avogadro sayısı
$N_2$	Azot (Nitrojen)
$N_0$	Başlangıçta üretilen elektron sayısı
$E_0$	Başlangıçtaki enerji
$\delta$	Bethe-Bloch denklemi için yoğunluk düzeltmesi
$C$	Bethe-Block denklemi için kabuk düzeltmesi
$A_m$	Bileşiğin toplam molekül ağırlığı
$w_i$	Bileşikteki i. elementin kütlece oranı
$e$	Birim elektron yükü
$E_{brems}$	Bremsstrahlung fotonu enerjisi
$f(Z)$	Bremsstrahlung tesir kesiti için Coulomb düzeltmesi
$\theta_c$	Cherenkov açısı
$N$	$\text{cm}^3$ başına atom sayısı
$\sigma^s$	Compton saçılımı tesir kesiti
$\sigma^a$	Compton soğurma tesir kesiti
$\beta$	Çığ elektronu başına foto-elektron üretilme olasılığı
$V_{eff}$	Çıkış gerilimi (Çıkış voltaj pulsu)
$\sigma_{pair}$	Çift üretimi tesir kesiti
$\lambda$	Dalga boyu
$Q$	Elektrik yükü
$\phi(r)$	Elektriksel potansiyel
$r_e$	Elektron çapı
$r_b$	Elektron çığının başladığı noktanın anoda uzaklığı
$m_e$	Elektron kütlesi
$V_{np}$	Elektron ve iyonların neden olduğu potansiyel fark
$V^-$	Elektronlar için elde edilen potansiyel
$v_n$	Elektronların hızı
$T_n$	Elektronların kinetik enerjisi
$B.E.$	Elektronun bağlanma enerjisi
$d$	Elektrotlar arasındaki mesafe
$\sigma_{p.e.}$	Fotoelektrik tesir kesiti
$\nu$	Frekans
$G$	Gaz kazancı
$\epsilon$	Gazın geçirgenliği
$\beta$	Gelen parçacığın $v/c$ oranı

<b>Simgeler</b>	<b>Açıklama</b>
$v$	Gelen parçacığın hızı
$M$	Gelen parçacığın kütlesi
$z$	Gelen parçacığın yükü
$I_0$	Gelen parçacık demetinin yoğunluğu
$G_g$	Geri-besleme süreçlerinin dikkate alındığı gaz kazancı
$c$	Işık hızı
$\alpha$	İnce yapı sabiti
$Y$	İtriyum
$V^+$	İyonlar için elde edilen potansiyel
$v_p$	İyonların hızı
$T_p$	İyonların kinetik enerjisi
$\nu^{ion}$	İyonlaşmaların toplam üretilme frekansı
$I$	İyot
$iC_4H_{10}$	İzobütan
$g_{ort}$	Kalibrasyon parametrelerinin ağırlıklı ortalaması
$g$	Kalibrasyon parametresi
$C$	Kapasitans
$CO_2$	Karbondioksit
$\Omega$	Katı açısı
$\gamma$	Lorentz faktörü
$A_i$	Moleküldeki i. elementin atom ağırlığı
$a_i$	Moleküldeki i. elementin atomlarının sayısı
$Ne$	Neon
$\lambda_n$	Nötronların ortalama serbest yolu
$\mu_n$	Nötronların zayıflama katsayısı
$I$	Ortalama iyonlaşma potansiyeli
$n$	Ortamın kırılma indisi
$T_0$	Parçacığın enerjisi
$\alpha_{Pen}$	Penning düzeltmeli Townsend katsayısı
$r_{Pen}$	Penning enerji transfer olasılığı
$\nu^{uyr}$	Penning transferi yapabilen uyarılmış atomların üretilme frekansı
$\xi$	Perdeleme etkisi
$\phi(\xi)$	Perdeleme etkisine ( $\xi$ ) bağlı perdeleme fonksiyonu
$h$	Planck sabiti
$V$	Potansiyel fark (Gerilim)
$C_l$	Sayacın birim uzunluk başına kapasitansı
$b$	Silindirik bir sayacın katot yarıçapı
$r_c$	Silindirik bir sayacın katot yarıçapı
$E(r)$	Silindirik bir sayacın için elektrik alan şiddeti
$l$	Silindirik sayacın uzunluğu
$\mu$	Soğurma katsayısı
$E$	Son enerji
$V_0$	Statik potansiyel
$W_{max}$	Tek bir çarpışmada maksimum enerji transferi
$\sigma$	Tesir kesiti

<b>Simgeler</b>	<b>Açıklama</b>
$\sigma_{th}$	Thomson tesir kesiti
$\sigma_c$	Toplam Compton saçılması tesir kesiti
$\sigma_t$	Toplam tesir kesiti
$\alpha$	Townsend katsayısı
U	Uranyum
$U_{top}$	Uygulanan $V_0$ potansiyeli tarafından iletilen toplam enerji
$r_0$	Üretilen yük çiftlerinin sayaç merkezine olan uzaklığı
$U$	$V_{np}$ potansiyel farkı tarafından iletilen enerji
$\rho$	Yoğunluk

<b>Kısaltmalar</b>	<b>Açıklama</b>
CAST	CERN Aksiyon Güneş Teleskobu
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
COMPASS	Yapı ve Spektroskopi için Ortak Muon Proton Cihazı
GEM	Gaz Elektron Çoğaltıcısı
MM	Micromegas, Mikro Ağı Gaz Detektörü
MPGD	Mikro Desenli Gazlı Detektör
MSGC	Mikro Şeritli Gaz Odası
MWPC	Çok Telli Orantılı Sayaç
n_TOF	Nötron Uçuş Süresi Tesisi
PCB	Baskı Devre Kartı
PPD	Paralel Plakalı Detektör
TFFEC	İnce Film Alan Emisyon Katodu

## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa

Şekil 2.1.	Yoğunluk ve kabuk düzeltmeleri yapılan ve yapılmayan Bethe-Bloch formülü arasındaki ilişki.....	6
Şekil 2.2.	200 MeV proton demeti ve 385.5 MeV/u karbon iyon demetinin sudaki Bragg eğrisi.....	7
Şekil 2.3.	Yaklaşık olarak Gauss dağılımlı menzil sayısı – mesafe eğrisi .....	9
Şekil 2.4.	Elektron ve pozitronların maruz kaldığı çeşitli mekanizmalar sonucunda meydana gelen enerji kaybı.....	11
Şekil 2.5.	Parçacık aynı ortamda ışık hızından daha hızlı hareket ettiği zaman oluşan Cherenkov radyasyonu.....	12
Şekil 2.6.	Bremsstrahlung olayının şematik gösterimi.....	13
Şekil 2.7.	Karbon ve kurşun için tüm etkileşimlerin foton tesir kesitleri.....	17
Şekil 2.8.	Kurşun için fotoelektrik tesir kesiti.....	18
Şekil 2.9.	Uranyum-238 için nötron elastik tesir kesiti.....	23
Şekil 2.10.	Ar - %30 iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> gaz karışımli tek telli orantısal bir sayaçta ölçülen gaz kazanç değerleri için doğrusal gerilim-kazanç grafiği..	26
Şekil 2.11.	Gazlı detektörün çalışma gerilimine göre sınıflandırılması .....	27
Şekil 2.12.	Paralel plakalı iyonizasyon odasının şematik gösterimi .....	32
Şekil 2.13.	a) Silindirik orantısal sayacın şematik gösterimi b) Silindirik orantısal sayaçta anot telinin merkezinden r <sub>0</sub> mesafesinde yük çiftlerinin oluşumu .....	35
Şekil 2.14.	İki katot plakası arasına yerleştirilmiş birçok anot telinden oluşan, konuma duyarlı bir MWPC'nin şematik görünümü.....	37
Şekil 2.15.	MWPC'deki anot tellerinin çevresindeki elektrik alan çizgilerinin tel düzlemine dik olan görüntüsü .....	38
Şekil 2.16.	Bir MSGC'nin şematik yapısı.....	40
Şekil 2.17.	MSGC'de anot şeritlerinden katot şeritlerine uzanan elektrik alan çizgileri.....	40
Şekil 2.18.	a) TFFEC'nin şematik diyagramı b) TFFEC'nin taramalı elektron mikroskopundan alınan bir görüntüsü.....	42
Şekil 2.19.	Bir GEM elektrodunun mikroskoptaki görüntüsü. Deliklerin çapı ve delikler arası mesafe sırasıyla 70 ve 140 µm .....	44
Şekil 3.1.	Micromegas detektörünün genel yapısı .....	45
Şekil 3.2.	Micromegas detektörünün çalışma prensibi.....	46
Şekil 3.3.	Sütunlarla desteklenen elektrikle şekillendirilmiş bir ağ yapısı.....	47
Şekil 3.4.	Bulk Micromegas'ın temel üretim adımları.....	48
Şekil 3.5.	Microbulk Micromegas detektörünün bir kesiti. İyonlaşma izi boyunca sürüklenen elektronlar detektörün delikli ağ yapısından geçerek çoğalma bölgesinde elektron çiftlerini meydana getirir.....	49
Şekil 3.6.	a) Microbulk detektörünün 60 µm delik çapına sahip mikro ağ yapısı b) Sütunlarının çapı 400 µm olan bir Microbulk detektörünün kare desene sahip mikro ağ yapısı.....	50
Şekil 3.7.	Microbulk detektörünün kapton aşındırma tekniğine dayalı 3 adımdan oluşan üretim yöntemi.....	50

Şekil 3.8.	Çoğalma aralığı 50 µm (a) ve 25 µm (b) olan Mikromegas detektörlerinde farklı Ar-iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> karışımları için ölçülen gaz kazancı eğrileri.....	52
Şekil 3.9.	Ar-iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> gaz karışımları için Magboltz 8.9 sürümü kullanılarak hesaplanan transport parametreleri. a) %70 Ar - %30 iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> gaz karışımında çeşitli uyarılma seviyeleri için hesaplanan üretilme frekansları b) Farklı oranlardaki Ar-iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> gaz karışımları için Townsend katsayıları .....	58
Şekil 3.10.	Saf CO <sub>2</sub> gazı için ölçülen ve hesaplanan gaz kazanç eğrileri .....	60
Şekil 3.11.	Geri besleme etkisi. Yeşil noktalar deneysel kazançları, kırmızı noktalar geri besleme dikkate alınmadan hesaplanan kazançları, sarı çizgi ise geri besleme düzeltmesi ile hesaplanan kazanç eğrisini temsil etmektedir.....	64
Şekil 4.1.	İki farklı Ar-iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> gaz karışımı için hesaplanan toplam iyonlaşma ve uyarılma üretim frekansları. Hesaplamalarda Magboltz 8.97 sürümü kullanılmıştır.....	66
Şekil 4.2.	a) Ar-iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> karışımlarında argonun uyarılma frekansının gazın doğrudan iyonlaşmasına oranları. b) Üretilme frekanslarının sırasıyla 50 kV/cm, 100 kV/cm ve 170 kV/cm elektrik alan değerleri için karışımdaki iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> oranına göre değişimleri. Hesaplamalarda Magboltz 8.97 sürümü kullanılmıştır .....	67
Şekil 4.3.	a) Kazanç kalibrasyonu olmadan yapılan hesaplamalar. b) Kazanç kalibrasyonu uygulanarak yapılan hesaplamalar. Kırmızı noktalar deneysel verileri, kesikli çizgiler Eşitlik 3.3 ile bulunan değerleri, sürekli çizgiler ise tüm düzeltme terimleri ile hesaplanan kazanç fitleridir (Eşitlik 3.9 ve 3.10). .....	68
Şekil 4.4.	Sırasıyla 25 µm ve 50 µm çoğalma aralıklarına sahip Micromegas detektörleri için fit eğrileri (a ve b).....	70
Şekil 4.5.	Çoğalma aralıkları 25 µm ve 50 µm olan Micromegas detektörleri için gaz kazancı hesaplamaları (a ve b). Kesikli eğriler için Eşitlik 3.3 kullanılmıştır. Deneysel verilere (kırmızı noktalar) yapılan fitleri gösteren siyah sürekli çizgiler ise Eşitlik 3.9, 3.10 ve 4.1 kullanılarak elde edilmiştir.....	71
Şekil 4.6.	Ar-iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> karışımları için yapılan gaz kazancı fitlerinden elde edilen Penning enerji transfer olasılıkları. Elektrik alan değerleri deneysel verilerdeki gibi alınmıştır.....	72
Şekil 4.7.	Mikro ağ tellerinin çevresindeki elektrik alan değişimi. Telin çapı 30 µm, teller arası uzaklık 70 µm'dir. Genişliği 300 µm olan okuma şeritler, 450 µm'luk aralıkla yerleştirilmişlerdir. Hesaplamalarda 2-boyutlu COMSOL Multiphysics yazılımı kullanılmıştır .....	74
Şekil 4.8.	Farklı çoğalma aralıklarına sahip Micromegas detektörleri için elektrik alan şiddetinin konumla değişimi. Z ekseni, anot ve katot arasındaki uzaklığı temsil etmektedir.....	75
Şekil 4.9.	Ar-iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> karışımları için iki farklı Micromegas verilerinden hesaplanan Penning enerji transfer olasılıkları. Çoğalma aralığı 25 µm olan detektör için elektrik alan düzeltmesi (0.95) yapılmıştır ...	76

Şekil 4.10.	Gaz kazancı fitlerinden Eşitlik 3.10 yardımıyla hesaplanan geri besleme parametrelerinin $iC_4H_{10}$ kesrine göre değişimleri.....	77
-------------	---	----



## ÇİZELGELER DİZİNİ

### Sayfa

Çizelge 4.1. Kazanç benzetişimlerinde kullanılan kalibrasyon parametreleri. Hesaplamalarda Eşitlik 4.1 kullanılmıştır .....	69
--	----

## 1. GİRİŞ

Yüksek enerji fiziğinde parçacık tespiti ve takibi için kullanılan gazlı detektörlerden geçen bir parçacığın algılanabilmesi, temel olarak bu parçacığın detektör sayıcı hacmini oluşturan gaz ortamı ile etkileşimine bağlıdır. Gelen parçacığın özellikleri bu etkileşimler sonucu ortaya çıkan elektrik sinyali ile açıklanabilir. Gazlı detektörler geliştirildikçe elde edilen sinyalin kalitesi artmış, parçacıkların iz takibini yapabilmek kolaylaşmış ve konumsal çözünürlük çok daha iyi hale gelmiştir. Günümüzdeki parçacık deneyleri, oldukça yüksek sayma kapasiteli detektörler gerektirir. Yarı iletken endüstrisinin sunduğu bazı tekniklerin kullanılması sayesinde, bu ihtiyaçları karşılayacak nitelikte yeni nesil parçacık detektörleri olarak da bilinen Mikro Desenli Gazlı Detektörler (MPGDs) geliştirilmiştir.

Bu tez çalışmasında MPGD'ler arasında en yaygın kullanılan detektörlerinden biri olan 50  $\mu\text{m}$  ve 25  $\mu\text{m}$  çoğalma aralığına sahip MICROMEGAS (MM) detektörleri için gaz kazançları incelenmiştir. Literatürde yer alan Argon-İzobütan ( $\text{Ar-iC}_4\text{H}_{10}$ ) gaz karışımlarına ait deneysel verilerin (Iguaz, Ferrer-Ribas, Giganon, Giomataris, 2012) benzetişimleri yapılmış ve Penning enerji transfer olasılıkları hesaplanmıştır.

Tezin “Kuramsal Temeller ve Kaynak Araştırması” kısmında parçacıkların gaz ortamındaki temel etkileşim türleri ve detektörlerden elde edilen sinyalin kalitesini artırmak için elektron çıkışına katkı sağlayan fiziksel olaylar açıklanmıştır. Ayrıca gazlı parçacık detektörlerinin tarihsel gelişimi ayrıntılı olarak tanıtılmıştır.

“Materyal ve Yöntem” kısmında MM detektörlerinin genel yapısı araştırılarak çalışma ilkeleri incelenmiştir. Gaz kazanç hesaplamaları yapılırken benzetişimde kullanılan MAGBOLTZ, GARFIELD ve ROOT gibi yazılım araçları tanıtılmış ve genel olarak gazlı bir detektörde kullanılan temel gaz kazancı hesaplama yöntemleri açıklanmıştır.

“Bulgular ve Tartışma” kısmında  $\text{Ar-iC}_4\text{H}_{10}$  gaz karışımı için uyarılmalar ve doğrudan iyonlaşmalara ait üretilme frekanslarının  $\text{iC}_4\text{H}_{10}$  oranına ve elektrik alanına bağlı değişimleri incelenmiştir. Kazanç ölçümlerinin benzetişimlerini doğrulukla yapabilmek için gerekli olan kalibrasyon parametrelerinin önemi vurgulanmış, hesaplanan Penning enerji transferlerine ve geri beslemelere ait fiziksel süreçler açıklanmıştır.

“Sonuç” kısmında 50  $\mu\text{m}$  ve 25  $\mu\text{m}$  çoğalma aralığına sahip MM’lerde Ar- $\text{iC}_4\text{H}_{10}$  gaz karışımının değişen oranlarında elde edilen enerji transfer olasılıkları için ortaya çıkan beklenmedik farklılıkların nedenleri tartışılmıştır.

## **2. KURAMSAL TEMELLER ve KAYNAK ARAŞTIRMASI**

Parçacıkların tespit edilebilmesi için onun madde ile etkileşime geçmesi gerekmektedir. Ardından sistemde meydana gelen değişiklikler incelenmelidir. Bu nedenle herhangi bir parçacık detektörünün çalışması, tespit edilecek parçacığın detektörün kendi malzemesi ile etkileşme şekline bağlıdır. Bu etkileşimin sonucu sinyale çevrilir. Bunun için gaz gibi bir algılama ortamı kullanılır. Gazlı bir detektör hacmine giren parçacığın özellikleri, parçacık ile ortamın gaz atomu veya molekülleri arasındaki etkileşmeler sonucu elde edilen elektrik sinyali ile belirlenir (Ahmed, 2007).

### **2.1. Parçacıkların Gaz İçerisindeki Temel Etkileşme Türleri**

Gazlı detektörlerde genel olarak etkileşim, gelen parçacığın enerjisinin gaz atomlarının elektronlarına veya çekirdeklerine tamamen veya kısmen aktarılması ile gerçekleşir. Etkileşmelerin çeşitliliği, gelen parçacığın türüne ve kullanılan gazın cinsine bağlıdır ve detektörlerin yapısı tespit edilmek istenen parçacık türüne bağlı olarak tasarlanmaktadır (Knoll, 2010; Şahin, 2011).

Mikroskobik düzeyde parçacık etkileşimleri kuantum mekaniği tarafından yönetilir ve parçacık, tesir kesiti gibi niceliklerle istatistiksel olarak tahmin edilir. Bununla birlikte tüm parçacıklar temel kuvvetlerin türüne bağlı olarak etkileşime girerler. Yüklü parçacıklar elektromanyetik olarak etkileşirken, yüksüz parçacıklar kısa mesafeli nükleer kuvvetlerden etkilenir. Bu nedenle, yüklü ve yüksüz parçacıkların madde ile etkileşimi ayrı olarak düşünülmesi gerekir (Ahmed, 2007).

#### **2.1.1. Yüklü parçacıkların etkileşme türleri ve enerji kaybı**

Yüklü parçacıkları; elektronlar ve pozitronlar gibi hafif yüklü parçacıklar ile elektrondan daha ağır olan müonlar, pionlar, protonlar ve alfa parçacıkları gibi ağır yüklü parçacıklar olmak üzere iki sınıfa ayırmak gerekir.

##### **2.1.1.1. Ağır yüklü parçacıkların etkileşme türleri ve enerji kaybı**

Yüklü parçacıklar gaz molekülleri ile iki farklı şekilde etkileşime girerler. Bu etkileşmelerden en mümkün olanı parçacık tarafından enerji kaybına neden olan

ortamdaki gaz atomlarının yörüngelerindeki elektronları ile elastik olmayan çarpışmalardır. Parçacık enerjisini gaz atomuna aktarır ve enerjinin büyüklüğüne bağlı olarak gaz atomunu uyarabilir ya da iyonlaştırabilir. Her çarpışmada aktarılan enerjinin miktarı genellikle parçacığın toplam kinetik enerjisinden çok küçüktür. Ancak makroskopik olarak düşünülürse birim yol uzunluğu başına birçok kez meydana gelmesi enerji kaybını belirgin hale getirir.

Yüklü parçacıkların etkileşimlerinden bir diğeri sistemin toplam kinetik enerjisinin sabit kaldığı gelen parçacığın doğrultusundan sapmasına neden olan ve gaz atomunun çekirdeği ile saçıldığı süreci ifade eden elastik çarpışmalardır. Bu çarpışmalarda da gelen parçacık enerjisinin bir kısmını hedef parçacığa aktarabilir. Ancak hedef olan gaz atomlarının çekirdek kütleleri gelen parçacığa göre genellikle büyük olduğu için aktarılan enerji çok azdır ve gaz atomunu uyarma sürecine girmez. Bu çarpışmalar elektron çarpışmaları kadar sık gözlenmezler (Ahmed, 2007; Leo, 1994).

Elastik olmayan ve elastik çarpışmaların yanı sıra bu gibi atomik çarpışma süreçlerine kıyasla daha nadir olan ağır yüklü parçacıkların nükleer reaksiyon süreçleri de mevcuttur.

Elastik olmayan çarpışmalar kuantum mekaniksel olasılıkla meydana gelir ve makroskopik olarak düşünüldüğünde yol uzunluğu başına sayıları fazladır. Bu nedenle toplam enerji kaybındaki dalgalanmaları küçük olur. Belirli bir ortamındaki yüklü parçacıklar için birim yol uzunluğu başına ortalama enerji kaybı, durdurma gücü olarak adlandırılır ve gaz ortamı içindeki parçacığın diferansiyel enerji kaybının parçacığın hareket ettiği diferansiyel yol uzunluğuna oranı olup,  $\frac{dE}{dx}$  olarak ifade edilir. Parçacığın hızı azaldıkça durdurma gücü artar. Durdurma gücü genellikle Bethe-Bloch formülü olarak bilinir ve enerji kaybı hesaplamaları için kullanılır (Leo, 1994).

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (2.1)$$

Bethe-Bloch formülü yukarıdaki eşitlik ile tarif edilmektedir. Denklemden verilen parametreler aşağıda tanımlanmıştır.

$r_e$ : Elektron çapı	$z$ : Gelen parçacığın yükü
$m_e$ : Elektron kütlesi	$\beta$ : Gelen parçacığın $v/c$ oranı
$N_a$ : Avogadro sayısı = $6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	$\gamma$ : $1/\sqrt{(1 - \beta^2)}$
$I$ : Ortalama iyonlaşma potansiyeli	$\delta$ : Yoğunluk düzeltmesi
$Z$ : Soğurucu materyalin atom sayısı	$C$ : Kabuk düzeltmesi
$A$ : Soğurucu materyalin atom ağırlığı	$W_{max}$ : Tek bir çarpışmada maksimum enerji transferi
$\rho$ : Soğurucu materyalin yoğunluğu	

Eşitlik 2.1’de bulunan parametrelerden maksimum enerji aktarımı ( $W_{max}$ ), kafa kafaya çarpışmalarla üretilen enerji olup, aşağıdaki eşitlikle verilmektedir.

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 (\beta\gamma)^2}{1 + 2 \frac{m_e}{M} \sqrt{1 + (\beta\gamma)^2} + \frac{m_e^2}{M}} \quad (2.2)$$

Burada  $M$  gelen parçacıkların kütlesidir. Eğer gelen parçacık kütlesi elektronun kütlesine göre çok büyük ( $M \gg m_e$ ) ise,

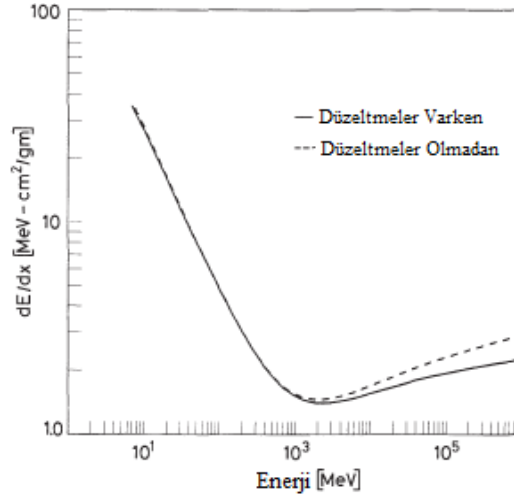
$$W_{max} \propto 2m_e c^2 (\beta\gamma)^2 \quad (2.3)$$

$W_{max}$ , yaklaşık olarak Eşitlik 2.3 ile ifade edilir. Ortalama iyonlaşma potansiyeli ( $I$ ) ise her bir soğurucu malzeme için deneysel olarak belirlenen bir parametredir (Leo, 1994).

Bethe-Bloch formülündeki  $z^2$  ifadesi ile en büyük yüke sahip parçacıkların en büyük enerji kaybına uğrayacakları anlaşılmakta olup,  $\rho \cdot Z$  parametresi ise farklı soğurucu malzemeleri karşılaştırırken önem kazanmaktadır. Soğurucunun elektron yoğunluğunu temsil etmektedir. Yüksek atom numaralı ve yüksek yoğunluklu soğurucu malzemelerin durdurma gücü daha büyüktür ve gelen parçacığın daha fazla enerji kaybetmesine neden olur (Knoll, 2010).

Bethe-Bloch formülü, parçacık hızlarının soğurucu atom yörüngelerindeki elektronların hızlarına göre büyük olması koşulu ile anlam kazanır. Parçacığın hızının ışık hızına yakın göreceli hızlarda  $\frac{1}{\beta^2}$  faktörü ve enerji kaybı hızla azalır ve belli bir seviyede enerjideki bu kayıp minimuma düşer. Bu noktadaki göreceli parçacıklara minimum

iyonlaştırıcı parçacıklar denir. Bu noktanın ötesinde parçacığın hızı ışık hızına yaklaştıkça  $\frac{1}{\beta^2}$  faktörü neredeyse sabit hale gelir ve enerji kaybı minimum değere sabitlenir. Parçacığın hızı artmaya devam ettikçe enerji kaybının bu şekilde sabit kalmasının beklenmesine rağmen Bethe-Bloch denkleminin logaritmik bağımlılığı nedeniyle tekrar yükseldiği gözlenmiştir. Bu nedenle formülde yoğunluk düzeltmesi yoluna gidilmiştir (Şekil 2.1) (Leo, 1994). Yoğunluk düzeltmesi ( $\delta$ ), yüksek enerjilerde yapılan bir düzeltmedir ve denklemde fark olarak yerine konulmuştur.

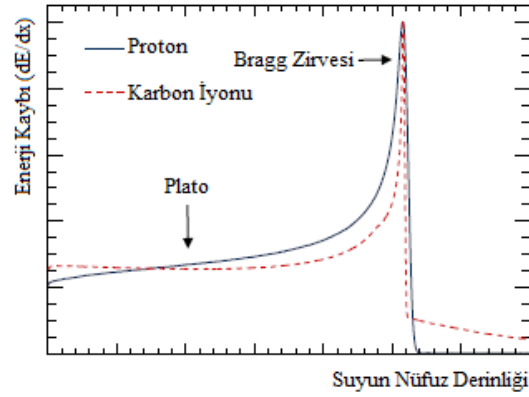


**Şekil 2.1.** Yoğunluk ve kabuk düzeltmeleri yapılan ve yapılmayan Bethe-Bloch formülü arasındaki ilişki

Yoğunluk etkisi, gelen parçacığın elektrik alanı tarafından soğurucu madde atomlarının polarize olmasından kaynaklanmaktadır. Bu polarizasyon nedeniyle gelen parçacık izinden uzakta bulunan elektronlar parçacığın elektrik alanından kaçınarak perdelenirler. Böylece bu elektronlarla çarpışmalar parçacığın enerji kaybına daha az katkı sağlamaktadır. İndüklenen polarizasyonun yoğun soğurucu malzemelerde daha büyük olacağından bu etkinin malzemenin yoğunluğuna bağlı olduğu anlaşılmaktadır.

Görelili olmayan düşük parçacık enerjilerinde Bethe-Bloch formülü başarısız olmaya başlar. Bu durumda formülde  $\frac{1}{\beta^2}$  faktörü daha baskın hale gelir. Parçacığın hızı düşük olduğunda herhangi bir elektronun yakınında daha fazla zaman harcadığından elektron ile enerji transferi en büyük olur ve bu nedenle parçacığın enerji kaybı artar. Soğurucu atomların yörünge elektronlarının hızına kıyasla daha düşük hızlarda enerji kaybı

maksimuma ulaşır ve böyle düşük enerjilerde gelen parçacığa göre yörünge elektronunun durağan olduğu varsayımı artık geçerli değildir. Bu noktadan sonra enerji kaybı keskin bir şekilde düşmeye başlar. Bu davranışın sebep olduğu etkilerin en önemlisi, parçacığın bir zaman sonra enerji depolayarak elektron toplama eğilimine geçmesidir. Bu eğilim parçacık izinin sonuna doğru meydana gelmektedir. Bu durum parçacığın etkin yükünü ve dolayısıyla durdurma gücünü düşürür. Yüklü parçacığın izi boyunca enerji kaybı Bragg eğrisi olarak bilinen bir grafik ile gösterilir (Şekil 2.2) (Kelleter, 2020). Bu grafik, gelen yüklü parçacığın elektron toplamasının önemli hale geldiği ve durdurma gücünün azalmaya başladığı enerjiyi gösterir. Yük miktarı en fazla olan parçacıklar, yavaşlama süreçlerinin daha başında elektron toplamaya başlarlar (Knoll, 2010; Leo, 1994).



**Şekil 2.2.** 200 MeV proton demeti ve 385.5 MeV/u karbon iyon demetinin sudaki Bragg eğrisi

Gelen parçacık hızlarının soğurucu malzeme atomlarına bağlı elektronların yörünge hızlarına kıyasla yakın veya daha düşük olduğu hızlarda ortaya çıkan bu etkiler Bethe-Block denkleminde kabuk düzeltmesi ( $C$ ) ile açıklanır ve yoğunluk düzeltmesinde olduğu gibi denkleme eksiltici olarak eklenir (bkz. Şekil 2.1).

Bethe-Bloch formülü ile ifade edilen durdurma gücünün ortamın yoğunluğuna bölünmesi ile kütle durdurma gücü olarak da yazılabilir. Bethe-Bloch formülünde malzeme türüne olan bağımlılığı daha belirgin bir şekilde yazarak kütle durdurma gücü aşağıdaki gibi verilebilir (Leo, 1994).



$$-\frac{dE}{d\varepsilon} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = z^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot f(\beta, I) \quad (2.4)$$

Burada,  $d\varepsilon = \rho \cdot dx$  olarak ifade edilir. Malzemenin atom sayısı çok farklı olmadığı sürece atom sayısının atom ağırlığına oranı  $\left(\frac{Z}{A}\right)$  çok az değişiklik gösterir. Bu nedenle  $\frac{dE}{\rho \cdot dx}$  oranı soğurucu malzeme türünden neredeyse bağımsız kabul edilir.

Kütle durdurma gücünün malzemedan bağımsız oluşu sayesinde benzer bileşik ve karışık malzemeler için de kullanılması büyük kolaylık sağlar. Bir bileşikteki her bir element üzerinde  $\frac{dE}{dx}$  'in ortalaması alınarak iyi bir yaklaşık değer bulunur. Bu şekilde bir bileşiğin veya birden fazla element karışımlarının kütle durdurma gücünün hesaplanmasına Bragg-Kleeman kuralı denir. Aşağıdaki gibi verilir (Leo, 1994).

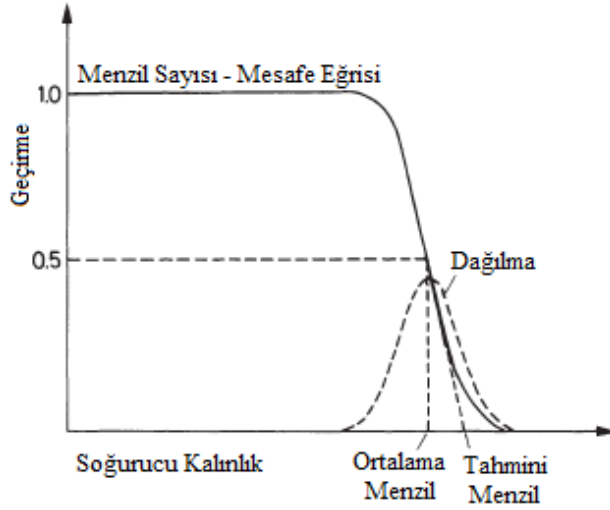
$$\left[\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}\right]_{toplam} = \frac{w_1}{\rho_1} \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_1 + \frac{w_2}{\rho_2} \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_2 + \dots \quad (2.5)$$

Burada  $w_1$  ve  $w_2$  bileşikteki 1. ve 2. elementin kütlece oranıdır.  $i$ 'inci elementin kütlece oranı ( $w_i$ ) daha açık bir şekilde aşağıdaki gibi yazılır.

$$w_i = \frac{a_i \cdot A_i}{A_m} \quad (2.6)$$

Burada  $a_i$ , bir moleküldeki  $i$ 'inci elementin atomlarının sayısı,  $A_i$ ,  $i$ 'inci elementin atom ağırlığıdır ve  $A_m = \sum a_i \cdot A_i$  olarak ifade edilen bileşiğin toplam molekül ağırlığıdır.

Yüklü parçacıklar tüm enerjilerini kaybetmeden önce soğurucu malzemedan içeri belli bir seviyeye kadar nüfuz ederler. Bu içeri girilen mesafe aynı soğurucu malzeme türünde aynı başlangıç enerjisine sahip tüm özdeş parçacıklar için yaklaşık olarak aynı değerde olmalıdır. Parçacığın tüm enerjisini kaybedene kadar malzemeye nüfuz ettiği bu belirli mesafeye menzil denir. Parçacığın menzili deneysel olarak belirlenebilir. Bunun için parçacık kaynağı değişken kalınlıktaki bir soğurucudan geçirilerek detektör tarafından sayılmalıdır. Daha sonra gelen parçacıklar ile belli bir  $t$  kalınlığındaki soğurucu malzemedan geçen parçacıkların oranı belirlenir. Bu oranın soğurucu malzemenin kalınlığına karşı eğrisi, menzil sayısı – mesafe eğrisi olarak bilinir (Şekil 2.3) (Leo, 1994).



**Şekil 2.3.** Yaklaşık olarak Gauss dağılımlı menzil sayısı – mesafe eğrisi

Kalınlığı düşük olan malzemelerde parçacıkların neredeyse tümü geçmeyi başarır. Bu kalınlık menzil miktarına yaklaştıkça bu oran tahmin edildiği üzere düşmeye başlar. Ancak menzil sayısı – mesafe eğrisine göre bu düşme ani bir şekilde gerçekleşmez. Bunun yerine eğri, ortalama bir değer etrafında çevrili istatistiksel bir menzil dağılımı göstermektedir. Bu dağılım Gauss biçiminde olur ve bu olay menzil sapması olarak bilinir. Bu sapmasının nedeni enerji kaybının aslında sürekli olmaması ve istatistiksel davranmasıdır. Çünkü aynı başlangıç enerjisine sahip özdeş parçacıklar aynı sayıda çarpışmadıkları için aynı enerji kaybına maruz kalmazlar.

Dağılımın ortalama değeri ortalama menzil olarak bilinir ve menzil sayısı – mesafe eğrisinin azalan eğimindeki orta noktaya karşılık gelir. Bu ortalama değer parçacığın yaklaşık olarak yarısının emildiği soğurucu kalınlığıdır. Teorik olarak belirli bir  $T_0$  enerjisindeki parçacığın ortalama menzili, tek elementli saf soğurucu için Eşitlik 2.1’de verilen  $\frac{dE}{dx}$  formülünün integrali alınarak aşağıdaki gibi bulunur (Leo, 1994).

$$S(T_0) = \int_0^{T_0} \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} \cdot dE \quad (2.7)$$

Eşitlik 2.7, parçacığın soğurucuya nüfuz ettiği mesafeyi yaklaşık olarak verir ve çoklu Coulomb saçılmasının etkisini göz ardı eder. Aslında parçacık, soğurucu içinde çoklu Coulomb saçılmasında maruz kalarak düz bir yol yerine zikzak bir yörünge izler. Bu

nedenle Eşitlik 2.7 ile bulunan mesafe, düz çizgi kalınlığı olarak tanımlanır ve genellikle parçacığın izlediği zikzak yolun uzunluğundan daha küçüktür. Ancak çoklu saçılma etkisinin ağır yüklü parçacıklar için çok küçük olması sebebiyle iyi bir yaklaşımdır (Leo, 1994).

Menzil miktarının hesaplanması önem arz etmektedir. Bu hesaplama ile birlikte farklı parçacık çeşitleri ve bu parçacıkların farklı başlangıç enerjilerine göre menzile – enerji ilişkileri oluşturularak deneylerde kullanılacak detektörlerin boyutlarına karar verilebilir. Ayrıca herhangi bir detektör malzemesinin gelen parçacığın menzile miktarından daha büyük bir kalınlığa sahip olması gerektiğinden yüklü parçacığın enerjisi ölçülerek radyasyon kalkanının kalınlığı belirlenebilir. Böylece radyasyon hasarı olasılığını en aza indirmek için minimum mesafe bulunmuş olur.

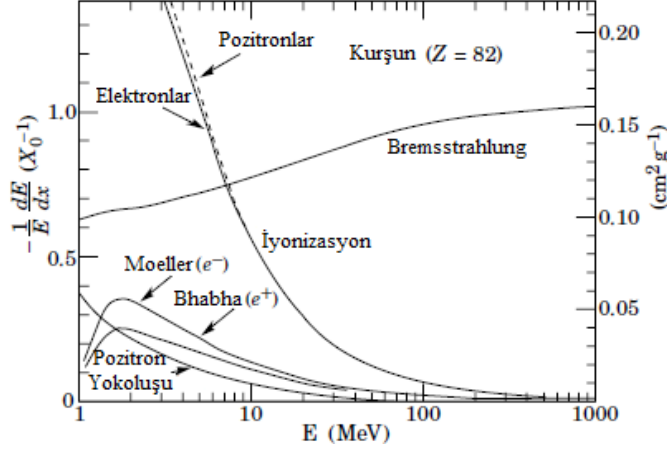
#### **2.1.1.2. Elektronların etkileşme türleri ve enerji kaybı**

Hafif yüklü bir parçacık olan elektron madde ortamından geçerken ağır yüklü parçacıklara göre farklı davranmaktadır. Bunun en önemli sebebi kütlelerinin ağır parçacıklardan çok daha küçük olmasıdır. Bu durum yüksek enerjilerde elektronların çok yüksek hızlarla hareket etmelerine ve böylece relativistik etkilerin göz ardı edilememesine neden olmaktadır.

Elektronların madde ile etkileşimlerinde ortaya çıkan farklı davranışlar büyük ölçüde onun enerjisine bağlıdır. Düşük ve orta dereceli enerjilerde çarpışma enerji kaybına uğrarlar. Çarpışma enerji kaybı, elastik olmayan çarpışma iyonizasyon sürecinin yanı sıra Moeller saçılması, Bhabha saçılması ve elektron-pozitron yok oluşu gibi mekanizmaları içermektedir. Bununla birlikte yüksek enerjilerde Cherenkov radyasyon emisyonu ve radyasyonla enerji kaybı olarak ifade edilen Bremsstrahlung gibi reaksiyon süreçleri mevcuttur (Ahmed, 2007). Şekil 2.4'te yukarıda bahsedilen reaksiyon türlerine göre enerjisi arttıkça değişim gösteren elektronların ve pozitronların enerji kaybı gösterilmiştir (Hagiwara ve diğerleri, 2002).

Düşük ila orta enerjilerde elektronların çarpışma enerji kaybı oldukça önemlidir ve belirli bir enerjiye kadar radyasyonla enerji kaybından daha yüksektir. Bu kaybı meydana getiren etkileşme mekanizmalarından iyonizasyon ağır yüklü parçacıklarda

olduğu gibi elektronun enerjisi soğurucu atomun iyonlaşma potansiyelinden daha yüksek olduğu zaman meydana gelir. Bu nedenle bir elektronun iyonlaşmaya neden olma olasılığı elektronun enerjisine ve hedef atomun cinsine göre değişen tesir kesitine bağlıdır.

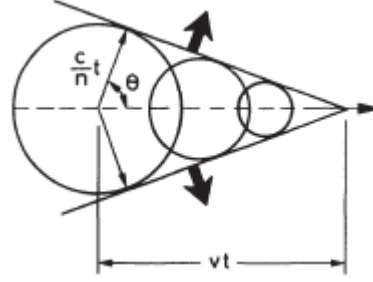


**Şekil 2.4.** Elektron ve pozitronların maruz kaldığı çeşitli mekanizmalar sonucunda meydana gelen enerji kaybı

Bir diğer etkileşme çeşidi olan Moeller saçılması bir elektronun başka bir elektrondan elastik saçılması anlamına gelir. Bhabha saçılması ise bir elektronun bir pozitronla saçılmasıdır. Ayrıca elektron-pozitron yok oluşu bir elektronun ve bir pozitronun birbirini yok etmesidir. Bu etkileşim ile en az iki foton üretilir. Bir soğurucu malzemedeki düşük elektron enerjilerinde bu işlemin tesir kesiti yüksek değildir. Yüksek enerjilerde ise neredeyse sıfır olur. Düşük tesir kesiti nedeniyle bu etkileşim toplam enerji kaybına önemli ölçüde katkıda bulunmaz. (Ahmed, 2007).

Yüksek enerjilerde elektron Cherenkov radyasyonu yayabilmektedir. Nadir de olsa ağır yüklü parçacıklarda da gözlemlenebilmektedir. Bu radyasyon çeşidi, bir malzeme ortamından geçen yüksek enerjili yüklü bir parçacığın aynı ortamdaki ışığın hızından daha hızlı hareket ettiğinde ortaya çıkan bir radyasyondur. Işığın hızı referans çerçevesinden bağımsız bir sabit olmakla birlikte farklı ortamlardan geçerken boşluktaki hızından daha düşük hızlarda hareket etmesi mümkündür. Bu hız ortamdaki hızından daha düşük olabilir. Bu durumlarda oluşan Cherenkov radyasyonu elektromanyetik şok dalgası olarak düşünülebilir. Bu, ses hızından hızlı bir uçağın ses şok dalgası oluşturmasına benzerdir (Ahmed, 2007; Leo, 1994). Yayılan Cherenkov

fotonlarının dalga boyları elektromanyetik spektrumun görünür bölgesinin içinde bulunur. Cherenkov radyasyonu, ortamdaki ışık hızından daha hızlı hareket eden parçacık yörüngesine göre belli bir açıda, eş fazlı dalga cephesi halinde ve konik geometrisinde yayınlanır (Şekil 2.5) (Leo, 1994).



**Şekil 2.5.** Parçacık aynı ortamda ışık hızından daha hızlı hareket ettiği zaman oluşan Cherenkov radyasyonu

Şekil 2.5'ten de görüldüğü üzere Cherenkov radyasyonunun ortamdaki ışık hızından geçen parçacık yörüngesinden yayıldığı  $\theta$  açısı için aşağıdaki eşitlik elde edilir (Leo, 1994; Ahmed, 2007).

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta \cdot n(\omega)} \quad (2.8)$$

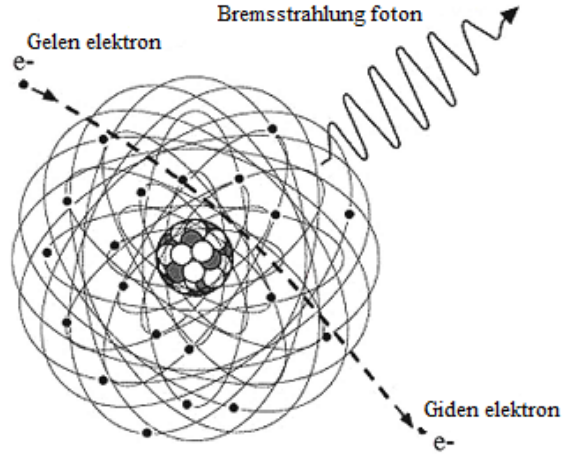
Bu açı Cherenkov radyasyonunun emisyon yönünü ifade eder. Burada  $n$ , ortamın kırılma indisidir ve  $\omega$ 'nin bir fonksiyonudur.  $\beta$  ise gelen parçacığın  $v/c$  oranıdır. Cherenkov radyasyonu her zaman koni şeklinde yayıldığı için  $\cos \theta_c < 1$  olmalıdır. Bu nedenle Eşitlik 2.8'i kullanarak Cherenkov radyasyonu için gerekli koşulun,

$$\beta > \frac{1}{n(\omega)} \quad (2.9)$$

olduğu sonucuna varılır.

Elektronlar için yüksek enerjilerde özellikle hakim olan bir başka etkileşme mekanizması radyasyonla enerji kaybı olarak ifade edilen Bremsstrahlung emisyonudur. Bremsstrahlung, Almanca frenleme radyasyonu anlamına gelmektedir. Soğurucu atom çekirdeklerinin elektriksel çekimi etkisiyle doğrusal rotasından sapan ve yavaşlayan elektronun elektromanyetik radyasyon yayması sürecini ifade eder (Şekil 2.6) (Tekin,

Manici, Altunsoy, Yıllancıoğlu, Yılmaz, 2017). Soğurucu malzemeden geçen elektronlar durgun enerjisinden çok daha büyük ve yeteri kadar yüksek enerjilere sahipse sadece karakteristik X-ışınları değil aynı zamanda Bremsstrahlung da yayarlar. (Ahmed, 2007; Leo, 1994).



**Şekil 2.6.** Bremsstrahlung olayının şematik gösterimi

Bir elektron bir  $V$  potansiyelinde hızlandırılırsa ulaşabileceği maksimum enerji aşağıdaki gibi verilir.

$$E_{max} = e \cdot V \quad (2.10)$$

Burada  $e$ , birim elektron yüküdür. Bir elektronun yayabileceği Bremsstrahlung'un maksimum enerjisi Eşitlik 2.10 ile verilen enerjiye eşit olması gerekir.

$$E_{brems} \leq E_{max} = e \cdot V \quad (2.11)$$

Bremsstrahlung,  $E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$  enerjisine sahip fotonlar şeklinde yayıldığı için yukarıdaki ifade Eşitlik 2.12 ve Eşitlik 2.13 olarak düzenlenebilir.

$$\lambda \geq \frac{h \cdot c}{e \cdot V} \quad (2.12)$$

$$\lambda_{min} = \frac{h \cdot c}{e \cdot V} \quad (2.13)$$

Eşitlik 2.13, Bremsstrahlung fotonunun minimum dalga boyunu göstermektedir. Minimum dalga boyunun alt değerlerinde hiçbir Bremsstrahlung fotonu yayılmamaktadır (Ahmed, 2007).

Bremsstrahlung emisyonu elektronun hissettiği elektrik alanının gücüne bağlıdır ve soğurucu atomun çekirdeğini çevreleyen elektronlardan gelen perdeleme miktarı önemlidir. Bu nedenle Bremsstrahlung radyasyonunun tesir kesitinin elektronun enerjisine bağlı olmasının yanı sıra etki parametrelerine ve malzemenin atom numarasına ( $Z$ ) bağlıdır. Perdeleme etkisi aşağıdaki gibi verilmektedir (Leo, 1994).

$$\xi = \frac{100 \cdot m_e \cdot c^2 \cdot h \cdot \nu}{E_0 \cdot E \cdot Z^{1/3}} \quad (2.14)$$

Burada  $E_0$ , elektronun başlangıçtaki toplam enerjisi;  $E$ , elektronun son toplam enerjisi;  $h \cdot \nu$ , yayılan fotonun enerjisidir. Tam perdeleme durumunda  $\xi \cong 0$  olur. Bu durumda tesir kesiti düşüktür. Ancak perdeleme olmaması durumunda ise  $\xi \gg 1$  olur. Bu durumda da tesir kesiti yüksek olur. Relativistik enerjiler için Bremsstrahlung tesir kesiti aşağıdaki gibi verilir.

$$d\sigma = 4Z^2 r_e^2 \alpha \frac{d\nu}{\nu} \left\{ (1 + \varepsilon^2) \left[ \frac{\phi_1(\xi)}{4} - \frac{\ln Z}{3} - f(Z) \right] - \frac{2\varepsilon}{3} \left[ \frac{\phi_2(\xi)}{4} - \frac{\ln Z}{3} - f(Z) \right] \right\} \quad (2.15)$$

Eşitlik 2.15'te  $\varepsilon: \frac{E}{E_0}$ ,  $\alpha$ : ince yapı sabiti,  $\phi_1(\xi)$  ile  $\phi_2(\xi)$  ise  $\xi$ 'e bağlı perdeleme fonksiyonlarıdır. Ayrıca  $f(Z)$  ise Coulomb düzeltmesi olarak ifade edilir ve bu fonksiyon çekirdeğin elektrik alanında bulunan elektronun Coulomb etkileşimini hesaba katan bir düzeltmedir.

Radyasyondan kaynaklanan enerji kaybı Eşitlik 2.15'te ifade edilen Bremsstrahlung tesir kesiti ile foton enerjisi çarpımının integrali alınarak hesaplanmaktadır ve Eşitlik 2.16 ile verilmiştir (Leo, 1994).

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ışınım}} = N \cdot \int_0^{v_0} h \cdot v \cdot \frac{d\sigma}{dv}(E_0, v) \cdot dv \quad (2.16)$$

Eşitlik 2.16'da  $v_0 = \frac{E_0}{h}$  olarak verilir.  $N$  ise  $\text{cm}^3$  başına atom sayısıdır ve  $N = \frac{\rho \cdot N_a}{A}$  ile verilir.

Sonuç olarak elektronlar soğurucu maddenin içinden geçerken yukarıda bahsedilen iyonizasyon, Moeller ve Bhabha saçılması, elektron-pozitron yok oluşu ve Bremsstrahlung gibi süreçlerle madde atomlarıyla bir dizi yolla etkileşime girerek hem çarpışma enerji kaybına hem de ışıınım enerji kaybına (Bremsstrahlung) uğrarlar. Bu nedenle elektronlar için toplam enerji kaybının çarpışma ve ışıınım olmak üzere iki bileşeni bulunmaktadır ve elektronun toplam enerji kaybı aşağıdaki gibi ifade edilmektedir (Ahmed, 2007).

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{toplam}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{çarpışma}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ışınım}} \quad (2.17)$$

Elektronlar için çarpışma enerji kaybı mekanizması, küçük kütleleri sayesinde çarpışma sırasında yönünden sapmama varsayımının geçersiz kalması ve çarpışmaların özdeş parçacıklar arasında olması sebebiyle hesaplamının ayırt edilemezliğinin dikkate alınması gerekliliği nedenleriyle Bethe-Bloch formülünde küçük değişikliklere gidilmesiyle açıklanır. Ancak elektronların çarpışma enerji kaybı mekanizması, ağır yüklü parçacıklar için ifade edilen Bethe-Bloch formülü ile benzerdir. Bu nedenle bir elektronun çarpışma ve ışıınım süreçleri yoluyla enerji kaybı oranları yaklaşık olarak aşağıdaki gibi verilir (Ahmed, 2007; Leo, 1994).

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{çarpışma}} \propto \ln E \quad (2.18)$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ışınım}} \propto E \quad (2.19)$$

Eşitlik 2.18 ve 2.19 ifadeleri ile Bremsstrahlung gibi ışıınım etkilerinden kaynaklanan kayıpların iyonlaşma gibi çarpışma etkilerinden kaynaklanan kayıplardan daha hızlı arttığı anlaşılmaktadır.



### 2.1.2. Yüksüz parçacıkların etkileşme türleri ve enerji kaybı

Foton ve nötron gibi yüksüz parçacıklar madde ile farklı şekilde etkileşirler. Bu nedenle her birinin madde ile etkileşimi ayrı olarak incelenmiştir.

#### 2.1.2.1. Fotonların etkileşme türleri ve enerji kaybı

Daha çok x-ışınları ve  $\gamma$  ışınları olarak görülen fotonların madde ile etkileşimlerinde iki temel özellik bulunmaktadır. Bunlardan biri, madde atomlarıyla etkileşime giren foton demetinin yoğunluğunda azalma meydana gelirken nötr parçacıklar olması sebebiyle etkileşmeden geçen fotonların Coulomb ve nükleer kuvvetlere maruz kalmadıkları için enerjilerinde bir azalma meydana gelmemesidir.

Foton enerjilerinde azalma görülmemesine rağmen foton demetinde meydana gelen bu azalma, soğurma veya saçılma yoluyla etkileşmelerin fotonu demetten uzaklaştırmasından kaynaklanmaktadır. Toplam foton sayısı etkileşime giren sayı kadar azalır. Foton demetinin maruz kaldığı zayıflama, soğurucu madde kalınlığının fonksiyonu olarak eksponansiyeldir ve aşağıdaki gibi ifade edilir.

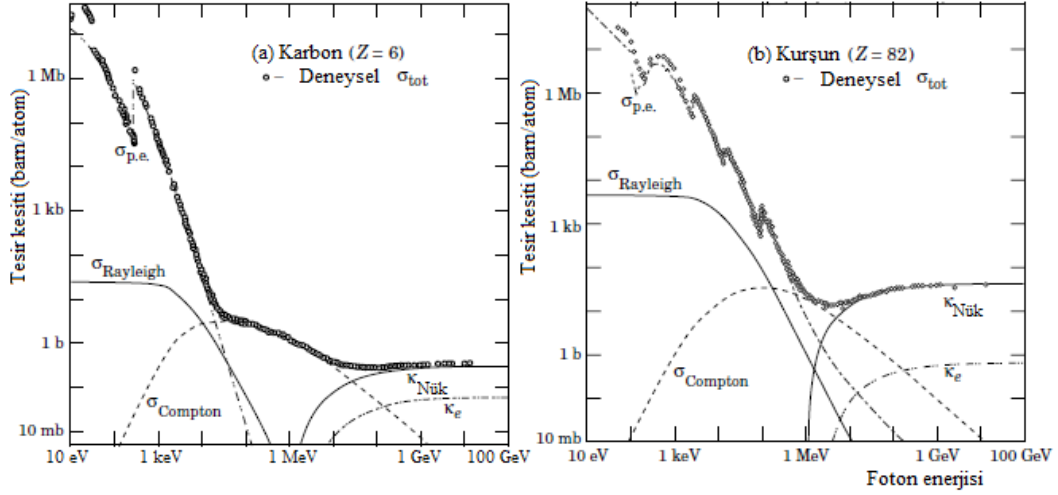
$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-\mu x) \quad (2.20)$$

Burada  $I_0$ , gelen foton demetinin yoğunluğu,  $x$ , soğurucunun kalınlığı ve  $\mu$ , soğurma katsayısıdır. Soğurma katsayısı toplam etkileşim tesir kesiti ile doğrudan ilgilidir ve soğurucu maddenin karakteristik bir özelliğidir.

Fotonların madde ile etkileşimlerinin bir diğer özelliği ise fotonların yüklü parçacıklardan çok daha fazla maddeye nüfuz etmeleridir. Bunun sebebi ise foton etkileşme çeşitlerinin elastik olmayan elektron çarpışma tesir kesitine göre çok daha küçük tesir kesitli olmalarından kaynaklanmaktadır (Leo, 1994).

Fotonların bu temel etkileşim çeşitleri fotoelektrik etki, Compton saçılması (Thomson ve Rayleigh Saçılması dahildir.) ve çift üretimidir. Yeterli enerjiye sahip foton demeti bir maddeden geçerken demetteki tüm fotonlar hep aynı tür etkileşmeler gerçekleştirmez. Demetteki fotonların çoğunun istatistiksel olarak madde ile nasıl

etkileştiği, meydana gelen tüm etkileşimlerin tesir kesitlerinden en yüksek değere sahip olanının bulunması ile belirlenir (Ahmed, 2007). Şekil 2.7, karbon ve kurşun için enerjinin bir fonksiyonu olarak farklı foton tesir kesitlerini göstermektedir (Hagiwara ve diğerleri, 2002).



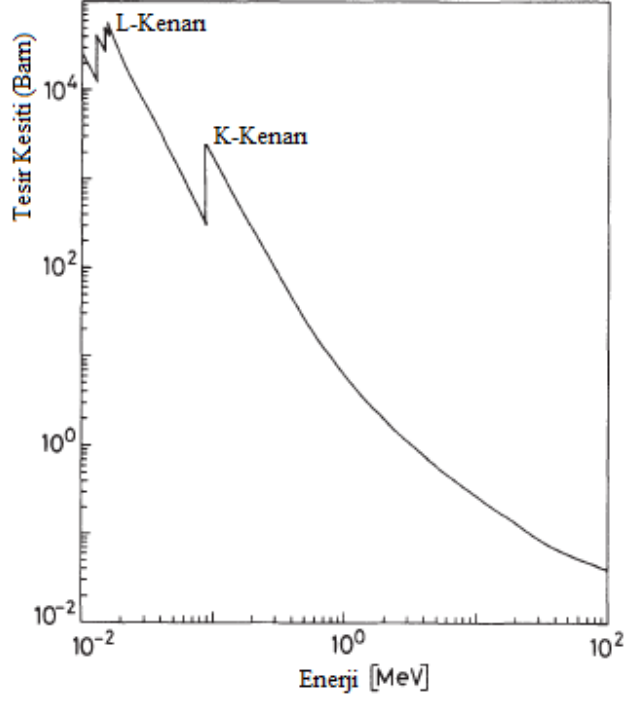
**Şekil 2.7.** Karbon ve kurşun için tüm etkileşimlerin foton tesir kesitleri

Bu etkileşimlerden fotoelektrik etki, bir fotonun bir atom elektronu tarafından soğurulması ve bunun sonucu olarak fotonu soğuran elektronun atomdan saçılmasıdır. Elektronların emisyonu ışın demetinin yoğunluğuna değil frekansına bağlıdır. Frekans soğurucu malzemeye ilişkili olarak belirli bir değerin altındaysa elektron yayılmaz. Bu durum ışın demetinin  $E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$  ifadesine eşit bir enerji taşıyan paketler halinde malzemeye aktarıldığı öne sürülerek açıklanır. Soğurucu malzemedeki elektronlar bağlı olduğundan onları serbest bırakmak için foton tarafından aktarılan enerjinin bağlanma enerjisinden daha büyük olması gerekir. Bu durum gerçekteşirse enerjinin geri kalanı serbest bırakılan elektron tarafından aşağıdaki gibi taşınır (Ahmed, 2007).

$$E = h \cdot \nu - B.E. \quad (2.21)$$

Burada  $B.E.$  elektronun bağlanma enerjisidir. Şekil 2.8’de gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak fotoelektrik tesir kesiti gösterilmektedir. Şekil 2.8’de görüldüğü üzere atomun en yüksek elektron bağlanma enerjisi olan  $K$  kabuğunun üzerindeki enerjilerde tesir kesiti düşüktür (Leo, 1994). Bununla birlikte foton enerjisi  $K$  kabuğu

enerjisine yaklaşıkça hızla artar. Bu noktadan itibaren *K* kabuğu elektronları fotoelektrik etki için artık mevcut olmaması sebebiyle tesir kesiti keskin bir şekilde düşer. Bu keskin düşüş *K*-soğurma kenarı olarak bilinir. Bu enerjinin altına inildikçe sırayla *L* ve *M* kabuk enerjilerine yaklaşılarak tesir kesiti yeniden yükselir ve keskin bir şekilde yeniden düşer.



**şekil 2.8.** Kurşun için fotoelektrik tesir kesiti

Fotoelektrik tesir kesiti diğer bir değişle fotoelektrik etki olasılığı, soğurucu malzemenin atom numarasına bağlıdır. Bu bağımlılık soğurucu malzemenin atom numarasıyla hızla artmaktadır ve MeV mertebesindeki enerjilerde ise atom numarasının (*Z*) 4. veya 5. kuvvetine kadar çıkmaktadır. Ayrıca fotoelektrik tesir kesitinin gelen fotonun enerjisiyle ters orantılı bir ilişkisi bulunmaktadır. Bu bağımlılıklar dikkate alınarak görelî olmayan enerjilerde teorik olarak fotoelektrik tesir kesiti aşağıdaki gibi ifade edilmektedir (Ahmed, 2007; Leo, 1994).

$$\sigma_{p.e.} = 4\sqrt{2} \cdot \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot \sigma_{th} \cdot \left( \frac{m_e \cdot c^2}{h \cdot \nu} \right)^{7/2} \quad (2.22)$$

Burada  $\alpha$  ince yapı sabiti olup  $\alpha = \frac{1}{137}$  olarak verilir ve  $\sigma_{th}$  terimi ise Thomson tesir kesitidir.  $\sigma_{th} = \frac{8 \cdot \pi \cdot r_e^2}{3}$  olarak ifade edilir. Eşitlik 2.22 ile fotoelektrik soğurma için yüksek atom numaralı malzemeler tercih edilmesi gerektiği anlaşılmaktadır.

Foton etkileşmelerinden Compton saçılması süreci serbest veya gevşek bağlı hareketsiz elektronlardan fotonların elastik olmayan saçılımını ifade eder. Bağlı elektronların bağlanma enerjisi foton enerjisinden çok küçük ise bağlanma enerjisi ihmal edilebilir. Böylece düşük bağlanma enerjili soğurucu malzeme elektronları da serbest elektron olarak kabul edilir. Bağlanma enerjisinin birkaç yüz eV mertebesinde olan böyle bir soğurucu malzeme atomları düşük atom numaralı ( $Z$ ) olmalıdır. Genel olarak gelen fotonun enerjisi soğurucu atomun en iç yörüngesindeki elektronun bağlanma enerjisinden daha yüksek ise Compton etkisi fotoelektrik etkiden daha olası bir etkileşimdir (Ahmed, 2007).

Enerji ve momentum korunumu yasaları uygulanarak gelen ve saçılan fotonların dalga boyları arasındaki ilişki türetilir.

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{h}{m_e \cdot c} \cdot [1 - \cos \theta] \quad (2.23)$$

Eşitlik 2.23'te  $\lambda_0$  ve  $\lambda$  sırasıyla gelen ve saçılan fotonların dalga boyları,  $m_e$ , elektronun durgun kütlesi ve  $\theta$ , gelen ve saçılan fotonlar arasındaki açıdır. Eşitlik 2.23, gelen ve saçılan foton enerjileri cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$h \cdot \nu = \frac{h \cdot \nu_0}{1 + \gamma \cdot (1 - \cos \theta)} \quad (2.24)$$

Eşitlik 2.24'te,  $h \cdot \nu_0$  ve  $h \cdot \nu$  sırasıyla gelen ve saçılan fotonların enerjileridir ve  $\gamma = \frac{h \cdot \nu}{m_e \cdot c}$  olarak verilir.

Compton saçılması için diferansiyel tesir kesiti Klein-Nishina formülü olarak adlandırılan aşağıdaki eşitlikten hesaplanmaktadır.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \cdot \frac{1}{[1 + \gamma \cdot (1 - \cos \theta)]^2} \cdot \left( 1 + \cos^2 \theta + \frac{\gamma^2 \cdot (1 - \cos \theta)^2}{1 + \gamma \cdot (1 - \cos \theta)} \right) \quad (2.25)$$

Eşitlik 2.25'te  $r_e$ , elektron yarıçapıdır. Bu formülün  $d\Omega$  üzerinden integrali, Compton saçılmasının meydana gelmesi için elektron başına toplam olasılığı verir. Toplam Compton saçılması tesir kesiti ( $\sigma_c$ ), Compton saçılımı tesir kesiti ( $\sigma^s$ ) ile Compton soğurma ( $\sigma^a$ ) tesir kesitinin toplamı olarak ifade edilir. Compton saçılımı tesir kesiti ( $\sigma^s$ ), saçılan fonda bulunan ortalama enerjiiyi temsil ederken Compton soğurma tesir kesiti ( $\sigma^a$ ) ise geri tepme elektronlarına aktarılan ortalama enerjiiyi temsil etmektedir ve bu tesir kesitleri Eşitlik 2.26 ile hesaplanmaktadır (Leo, 1994).

$$\frac{d\sigma^s}{d\Omega} = \frac{h \cdot \nu}{h \cdot \nu_0} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}, \quad \sigma^a = \sigma_c - \sigma^s \quad (2.26)$$

Compton saçılmasına ek olarak serbest veya bağlı elektronlardan düşük enerjili fotonların elastik saçılımını ifade eden koherent saçılma adı verilen bir etkileşim bulunmaktadır. İki tür koherent saçılma vardır. Bunlar Thomson saçılması ve Rayleigh saçılmasıdır. Thomson saçılmasında etkileşim serbest bir elektron ile foton arasında meydana gelirken Rayleigh saçılmasında etkileşim atomun tüm elektronlarıyla kararlı bir şekilde gerçekleşir.

Thomson saçılmasında etkileşimin kinematik niceliklerini türetmek için klasik elektromanyetik teori kavramları yeterlidir. Çünkü kuantum etkilerinin önemli olmadığı düşük enerjilerde meydana gelmektedir. Thomson saçılmasının tesir kesiti aşağıda verilmektedir (Ahmed, 2007).

$$\sigma_{th} = \frac{8\pi}{3} \cdot r_e^2 \quad (2.27)$$

Thomson ve Rayleigh saçılma olasılıklarının her ikisi de yalnızca düşük foton enerjileri için önemlidir. Bu nedenle x-ışınları ve  $\gamma$ -ışınlarının yüksek enerjilerinde Thomson ve Rayleigh saçılması çok küçüktür ve ihmal edilmektedir. Ayrıca bu saçılmalar, yüksek atom numaralı soğurucu malzemelerde daha belirgindir ve her iki saçılmada da soğurucu atom elektronlarına hiç enerji aktarılmaz. Soğurucu atomlar ne uyarılırlar ne de iyonize olurlar. Ancak fotonların yönü değişmektedir.

Fotonların temel etkileşimlerinden bir diğeri ise bir fotonun bir elektron - pozitron çiftine dönüşmesini içeren çift üretim sürecidir. Fotonun durgun kütlesi olmadığı için bu süreç aslında foton enerjisinin kütleyle dönüşmesidir ve elektron - pozitron yok oluşunun ters sürecidir. Çift üretimi ve elektron - pozitron yok oluşumu süreçleri arasında ters süreçler olmaları yanında önemli bir fark vardır. Çift üretiminin gerçekleşebilmesi için momentumun korunması amacıyla genellikle bir çekirdek olan üçüncü bir parçacığın varlığı gerekmektedir. Ayrıca elektron - pozitron çiftinin oluşabilmesi için fotonun en az oluşan parçacıkların durgun kütlelerinin enerji eşdeğeri olan 1022 MeV enerjisine sahip olmalıdır. Bu nedenle düşük foton enerjilerinde bu işlem hiç mümkün değildir.

Çift üretimi, çekirdek yerine elektronlar gibi daha hafif parçacıkların yakınında da meydana gelebilir. Bu şekilde meydana gelen çift üretimi süreci üçlü üretim olarak da adlandırılmaktadır. Bunun sebebi yalnızca bir elektron - pozitron çifti üretilmesine rağmen başlangıçta sürece dâhil olan elektronun saçılarak detektörde yeni üretilmiş gibi görülmesidir (Ahmed, 2007).

Yüksek enerjili fotonlar için çift üretim tesir kesiti malzemenin atom numarasının karesi ( $Z^2$ ) ile orantılıdır. Bu durum aslında çift üretiminin herhangi bir malzemede meydana gelme olasılığını ifade eder. Böylece ağır malzemeler için çift üretimi tesir kesitinin hafif malzemelere göre daha yüksek olduğu anlaşılmaktadır.

$$\sigma_{pair} = 4 \cdot Z^2 \cdot \alpha \cdot r_e^2 \left[ \frac{7}{9} \cdot \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{54} \right] \quad (2.28)$$

Eşitlik 2.28 çift üretimi tesir kesitidir. Burada  $\alpha$ , elektron ince yapı sabiti ve  $r_e$ , elektron yarıçapıdır.

#### 2.1.2.2. Nötronların etkileşme türleri ve enerji kaybı

Fotonlar gibi nötronlar da yüksüz parçacıklar olması sebebiyle maddedeki elektronlar ve çekirdeklerle Coulomb etkileşimlerine maruz kalmazlar. Bu sayede atomlarla etkileşime girmeden geniş atom boşluklarında hızla hareket ederler. Ancak çekirdeğin yakınından geçerlerse güçlü nükleer kuvvetle karşılaşılırlar. Güçlü nükleer kuvvet etkisi kısa menzilli olmasından dolayı Coulomb etkileşimi ile kıyaslandığında çok daha nadirdir.

Nötronların bu şekilde etkileşebilmeleri için çekirdek ile aralarında  $10^{-3}$  cm mesafe olması gerekir. Etkileşim mesafesinin çok kısa olması sebebiyle malzemenin atom boşluklarında kolayca hareket etmeleri sayesinde çok nüfuz edici bir parçacık olarak kabul edilirler.

Fotonlar gibi nötronlar da bir malzemedan geçerken üstel zayıflamaya uğrarlar. Bir malzemenin  $x$  mesafesinden geçen nötron yoğunluğu aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu_n \cdot x} \quad (2.29)$$

Eşitlik 2.29'da  $I_0$ , gelen nötron demetinin yoğunluğudur.  $\mu_n$  ise nötronların zayıflama katsayısıdır ve nötron enerjisi ile malzemenin türüne bağlıdır. Nötronların ortalama serbest yolu ( $\lambda_n$ ) ile zayıflama katsayısı arasında Eşitlik 2.30'da gösterildiği gibi ters orantılı bir ilişki bulunmaktadır.

$$\lambda_n = \frac{1}{\mu_n} \quad (2.30)$$

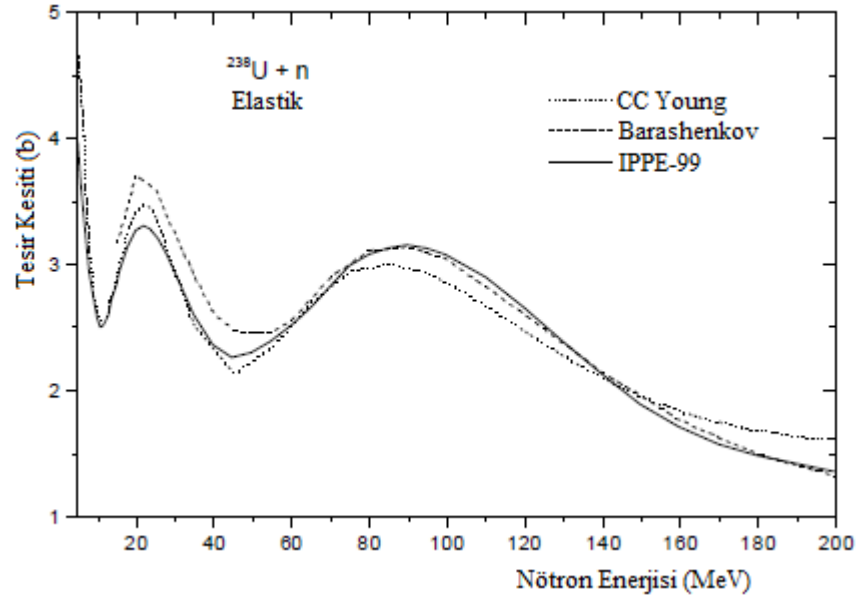
Zayıflama katsayısı, toplam nötron etkileşimi tesir kesiti ( $\sigma_t$ ) ile orantılıdır ve aşağıdaki gibi verilir.

$$\mu_n = N \cdot \sigma_t \quad (2.31)$$

Eşitlik 2.31'de  $N$ , malzemedeki çekirdeklerin sayı yoğunluğudur ve  $N = \frac{N_A \cdot \rho}{A}$  ile verilir. Burada  $N_A$ , Avogadro sayısı,  $\rho$ , malzemenin ağırlık yoğunluğu ve  $A$ , malzemenin atom ağırlığıdır.

Nötronların toplam nükleer tesir kesiti ( $\sigma_t$ ), çekirdeğin yakınından geçerlerken güçlü nükleer kuvvetten etkilenerek girdikleri çeşitli etkileşim süreçlerinin tesir kesitleri toplamıdır. Bu etkileşim süreçleri nötronların enerjisine bağlı olarak değişmektedir. Bu etkileşimler elastik saçılma, elastik olmayan saçılma, nötron yakalama, çeşitli nükleer reaksiyonlar, fisyon reaksiyonları ve yüksek enerjili hadronik duş üretimidir.

Elastik saçılma, MeV enerji bölgesindeki nötronların enerji kaybederek atom çekirdeği ile girdikleri temel etkileşim mekanizmasıdır ve reaksiyonlar  $A(n, n)A$  olarak ifade edilir. Bu süreçte etkileşim sonunda hedef çekirdeğin yapısında herhangi bir değişim meydana gelmez. Gelen nötron geliş doğrultusundan farklı bir doğrultuya saparak çekirdekten uzaklaşır. Etkileşim sonucunda nötron ve çekirdeğin toplam kinetik enerjisi korunur (Ahmed, 2007). Uranyum-238 için farklı hesaplama modellerinde verilen elastik tesir kesiti Şekil 2.9’da gösterilmektedir (Ignatyuk ve diğerleri, 2000).



**Şekil 2.9.** Uranyum-238 için nötron elastik tesir kesiti

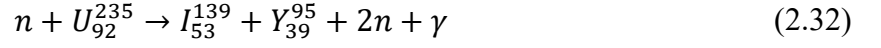
Elastik olmayan saçılmada ise elastik saçılmadan farklı olarak nötron, çekirdek tarafından emilir ve böylece hedef çekirdek uyarılır. Daha sonra uyarılan çekirdek kararsız olduğu için gama ışını veya başka tür radyasyon ile daha düşük kinetik enerjili bir nötron yayarak bozunur. Elastik olmayan nötron reaksiyonları  $A(n, n')A^*$  olarak ifade edilirler. Reaksiyonun meydana gelmesi ve çekirdeğin uyarılabilmesi için nötronun genellikle 1 MeV veya daha fazla enerjiye sahip olması gerekir.

Nötron yakalama reaksiyonları,  $n + (Z, A) \rightarrow \gamma + (Z, A + 1)$  şeklinde ifade edilen nötronların diğer bir etkileşim çeşididir. Nötron yakalama tesir kesiti yaklaşık olarak  $\frac{1}{v}$  ile orantılıdır. Burada  $v$ , nötronun hızıdır. Bu nedenle düşük enerjilerde nötron yakalama olasılığı daha yüksektir. Nötronların yakalandığı ve yüklü parçacıkların



yayınlandığı (n, p), (n, d), (n,  $\alpha$ ), (n, t), (n,  $\alpha p$ ) vb. gibi diğer nötron etkileşim reaksiyonları da mevcuttur. Bu reaksiyonlar genellikle eV ile keV civarındaki enerji bölgesinde meydana gelir. Nötron yakalama reaksiyonları gibi tesir kesitleri genellikle  $\frac{1}{v}$  ile orantılıdır.

Bir nötronun başlatabileceği en önemli reaksiyonlardan biri de fisyon sürecidir. Bu süreçte bir nötron radyoaktif ağır bir çekirdek tarafından yakalanır. Daha sonra uyarılmış duruma geçen çekirdek kısa süre içinde parçalara ayrılarak birkaç nötron ve  $\gamma$ -ışını fotonları yayınlanır. Bir Uranyum-235'in fisyonu aşağıda verilmiştir.



Bununla birlikte enerjisi 100 MeV'den daha büyük çok yüksek enerjili nötronlarda hadronik duş üretimi gerçekleşir. Hadronik duş üretimi, nötronun çekirdek ile elastik ve elastik olmayan çarpışmalar sonucu ikincil ve üçüncül hadronlara parçalanarak birbirini izleyen parçacık üretimlerinin meydana gelmesine neden olur. Tüm bu etkileşimlerin tesir kesitleri toplamı bir nötronun madde ile etkileşime girme olasılığını vermektedir ve toplam tesir kesiti Eşitlik 2.33 ile ifade edilir.

$$\sigma_t = \sigma_{esnek} + \sigma_{esnek\ olmayan} + \sigma_{yakalama} + \dots \quad (2.33)$$

Eşitlik 2.33'ün atomların yoğunluğu ( $N$ ) ile çarpımı, Eşitlik 2.34 ile ifade edilen ortalama serbest yol uzunluğunu vermektedir.

$$\frac{1}{\lambda} = N \cdot \sigma_t = \frac{N_A \cdot \rho}{A} \cdot \sigma_t \quad (2.34)$$

## 2.2. Elektronların ve İyonların Oluşturduğu Sinyaller

Gazlı detektöre giren bir parçacık elastik olmayan çarpışmalarla gaz atom veya moleküllerine enerji aktarabilir. Aktarılan enerji miktarı gazın iyonlaşma potansiyelinden daha yüksek ise parçacığın izi boyunca gaz atomu veya moleküllerini iyonlaştırarak, elektron-iyon çiftleri oluşturur. Buna birincil iyonlaşma da denir.

Birincil iyonlaşmalarda oluşturulan elektronlar, detektörün elektrotları arasında oluşturulan elektrik alanı sayesinde hızlandırılarak enerji kazanırlar ve iyonlardan ayrıştırılırlar. Böylece elektron-iyon çiftlerinin yeniden birleşmeleri önlenir. Elektronların elektrik alandan kazandıkları enerji, gaz atomu veya moleküllerinin iyonlaşma potansiyelinden fazla olduğunda yeni iyonlaşmalar oluşur. Peşi sıra gelişen bu tür süreçler anot çevresinde yoğun bir elektron çığı, diğer bir ifadeyle ölçülebilir bir sinyal meydana getirir (Knoll, 2010; Sauli, 2014; Şahin, 2018). Elde edilen sinyalin kalitesini artırmak için elektron çığına katkı sağlayan fiziksel olaylar bilinmelidir. Sinyale katkı sağlayan bu fiziksel olaylara ait mekanizmalar ayrıntılı olarak incelenmiştir.

### **2.2.1. Elektron çığı, Townsend katsayısı ve gaz kazancı**

Detektör hacmi içerisinde ilerleyen serbest bir elektron tarafından birim uzunluk başına üretilen elektron – iyon çifti sayısı Townsend katsayısı olarak bilinir ve elektronun iyonizasyon tesir kesiti ile doğrudan ilişkilidir. Bu katsayı sayıcı gazın türüne, sıcaklığına, basıncına ve detektörün elektrik alanına bağlıdır.

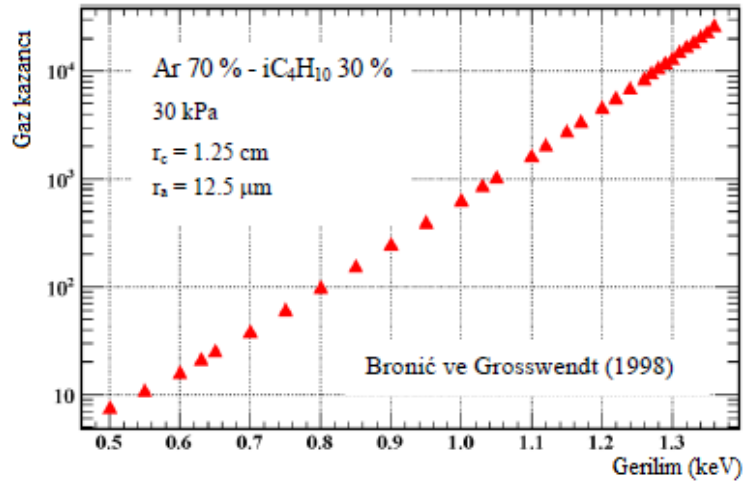
Elektrik alan arttıkça elektronların kazanacağı kinetik enerji, yani çarpışma enerjisi artar; böylece gazın iyonizasyon tesir kesiti eşliğini aşan ve enerjisini aşan elektronların sayısı artar. Dolayısıyla Townsend katsayısı, elektrik alanın bir fonksiyonu olarak artış eğilimindedir.

Townsend katsayısı, parçacık detektörlerinde kullanılan tüm gazlar için Magboltz benzetişim programı tarafından hesaplanabilir (Biagi, 1999).

Bununla birlikte detektöre gelen bir parçacık tarafından üretilen her birincil elektron için anottan toplanan çığ elektronlarının sayısı ise gaz kazancı ( $G$ ) olarak ifade edilir. Gaz kazancı, detektör çeşidine göre değişiklik göstermekle birlikte elektrik alanının düzgün olduğu bir detektör yapısı için bir detektörün anot elektrodunda toplanan elektron sayısının ( $N$ ), detektöre giren parçacıkların izi boyunca başlangıçta üretilen elektron sayısına ( $N_0$ ) oranıdır. Gaz kazancı Eşitlik 2.35 ile hesaplanmaktadır. (Şahin, 2018).

$$G = \frac{N}{N_0} = e^{\alpha \cdot x} \quad (2.35)$$

Burada  $\alpha$ , Townsend katsayısı ve  $x$ , elektronun yol aldığı herhangi bir mesafedir. Gaz kazancı, detektörlerden alınan sinyalin kalitesini belirlediği için en kritik parametrelerden biri olup elektrotlara uygulanan gerilimle üstel olarak artması istenir. Yarı-logaritmik çizilen gerilim-kazanç grafiklerinde bu artış doğrusaldır (Şekil 2.10) (Şahin, 2018).

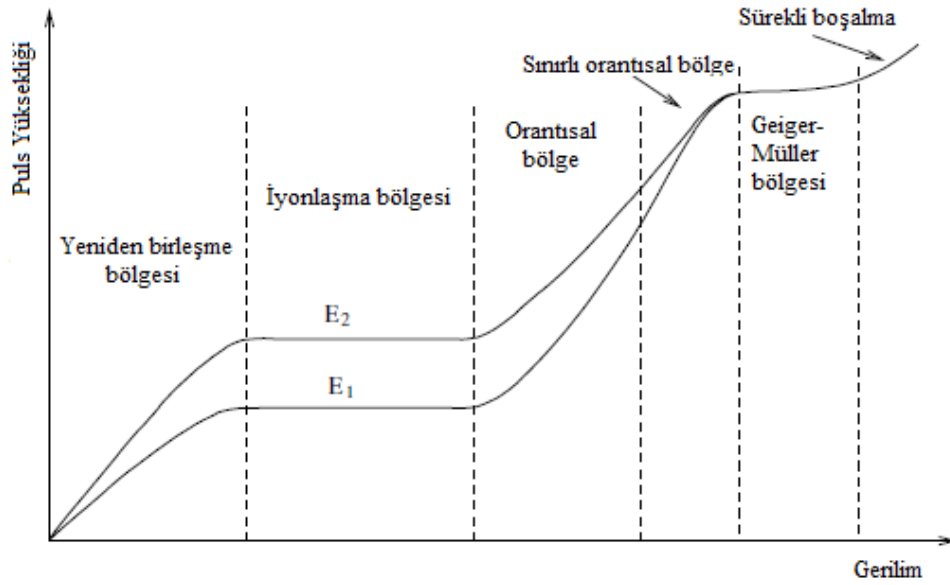


**Şekil 2.10.** Ar - %30 iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> gaz karışımı tek telli orantısal bir sayaçta ölçülen gaz kazanç değerleri için doğrusal gerilim-kazanç grafiği

### 2.2.2. Detektörlerin çalışma bölgelerine göre sınıflandırılması

Gazla doldurulmuş bir detektör, uygulanan gerilime bağlı olarak elektron-iyon çifti sayısının ve hareketlerinin farklılık gösterdiği çeşitli modlarda çalıştırılır. Belirli bir modun seçimi detektörün uygulama alanının seçimine göre değişmektedir. Bununla birlikte detektör genellikle istenilen moda uygun olan gerilim aralığında çalışmak üzere optimize edilir.

Şekil 2.11, gazlı bir detektörün farklı çalışma bölgelerini göstermekte olup şekilde görüldüğü üzere bu bölgeler altı kısma ayrılmıştır (Ahmed, 2007). Bu altı bölgenin sınırları gerilime karşı anotta biriken elektronların toplam sayısı cinsinden verilir. Farklı detektör geometrileri için elektrik alan şiddetinin değişimine bağlı olarak bu bölgeler daralıp genişleyebilir.



**Şekil 2.11.** Gazlı detektörün çalışma gerilimine göre sınıflandırılması

Birinci bölgede elektrotlara uygulanan gerilim çok düşük olduğu için elektronlar belli bir yönelime sahip değildir. Elektronların büyük bir kısmı gaz içerisinde rastgele hareket etmeleri sebebiyle anoda ulaşamaz. Böylece iyonlarla yeniden birleşerek nötr atom veya molekülleri oluştururlar. Bu nedenle bu bölgeye yeniden birleşme bölgesi denir. Detektörün bu çalışma modunda ölçülen akım çok küçük olduğu için gözlenebilir sinyal neredeyse üretilmez ve elde edilen akım değeri gelen parçacık tarafından biriken enerjiyi açıkça yansıtmaz. Sonuç olarak gelen parçacığın özelliklerinin ölçülmesi açısından, detektörün bu bölgede çalışması faydasızdır (Ahmed, 2007; Şahin, 2004).

Gerilimin artmasıyla birlikte çok daha hızlı hareket eden elektronların iyonlarla yeniden birleşme olasılığı azalarak elektron – iyon çiftlerinin toplanma verimliliği artar. Öyle ki sayaç içinde üretilen tüm elektronların toplanabildiği gerilim bölgesine ulaşılır. Bu bölge Şekil 2.11’de gösterilen ikinci bölgenin başlangıcıdır. Çıg oluşumunun gözlenmediği bu bölgede, üretilen tüm elektronların anot tarafından verimli bir şekilde toplanmasından dolayı anotta biriken elektron sayısında dikkate değer bir değişim gerçekleşmediği için gerilimin daha da artırılması ölçülen akımı etkilemez. Bu bölgede çalışmak üzere tasarlanmış olan detektörlere iyonlaşma sayaçları denir. Bu sayaçlar ile yapılan ölçümlerde iyonlaşma sinyalini elektronik gürültülerden ayıklamak oldukça zordur. Bu nedenle iyonlaşma sayaçları genellikle parçacıkları tespit etmek için tercih edilmezler.

Birinci ve ikinci bölgede meydana gelen iyonlaşma, parçacık geçişi tarafından meydana gelen iyonlaşmadır ve birincil iyonlaşma olarak ifade edilir. Elektrotlar arası gerilim arttıkça birincil iyonlaşma sonucunda üretilen elektron – iyon çiftleri, detektör hacmi içindeki gaz atom veya moleküllerin iyonlaşma potansiyelinden daha yüksek enerjiye ulaşırlar. Böylece ikincil iyonlaşma adı verilen bir süreç ile çığ elektronlarını meydana getirirler. Çığ elektronları üçüncü bölgede oluşmaya başlar.

Üçüncü bölge, anotta biriken toplam elektron sayısının, birincil iyonlaşma sonucu üretilen başlangıçtaki elektron sayısı ile orantılı olduğu yarı-logaritmik bir bölgedir. Bu bölgede toplanan elektron sayısı, gerilim ile doğrusal bir değişime sahiptir (bkz. Şekil 2.11). Özellikle anot civarında yoğun elektron çığlarının meydana geldiği bu bölgede çalıştırılan sayaca orantısız sayaç adı verilir. Yüksek enerji ve parçacık fiziğindeki sayaçların çoğu bu bölgede çalıştırılırlar. Çünkü bu tür sayaçlarla parçacıkların takibi yapılarak enerjileri ölçülebilir.

Gerilimin daha fazla artırılması ile birlikte detektörün aktif hacmi içinde giderek daha fazla üretilen çığ elektronları anodu tamamen sarmaya başlar. Pozitif yüklü ağır iyonlar elektronlardan daha yavaş hareket ettiği için elektrotlar arasında bir pozitif yükler bulutu oluşmaya başlar. Ardından pozitif yük bulutu ile elektronlar arasında bir elektrik alanı meydana gelir. Literatürde uzay yükü etkisi olarak bilinen bu süreç ile meydana gelen elektrik alan, detektörün elektrotlar arasındaki elektrik alanına karşı bir kalkan görevi görür ve yüklerin gördüğü etkili alanı azaltır. Sonuç olarak üretilen toplam yük sayısının başlangıçtaki yük sayısına göre orantısallığı bozulmaya başlar. Dolayısıyla Şekil 2.11’de dördüncü bölge olarak gösterilen bu bölge sınırlı orantısız bölge olarak adlandırılır. Orantısızlık kaybı Şekil 2.11’de doğrusallık kaybı anlamına geldiğinden bu bölgede çalışan sayaçlar kullanılmaz.

Sayacın elektrotları arasındaki gerilim daha da artırıldığında oluşan elektrik alan o kadar yüksek değerlere ulaşır ki çok büyük sayıda elektron-iyon çifti üretilerek sayaç gazında aşırı şiddetli bir çığ meydana gelir. Anotta oluşturulan sinyal, başlangıçta üretilen birincil elektronların sayısından tamamen bağımsızdır. Bu bölge Şekil 2.11’de beşinci bölge olarak gösterilir ve Geiger-Müller bölgesi olarak isimlendirilir. Bu bölgede her bir parçacık büyük bir sinyale neden olduğu için bireysel gelen parçacıkları

saymak mümkündür. Üretilen sinyal ne depolanan enerji ile orantılı ne de parçacık türüne bağlıdır. Bu nedenle gelen parçacıkların enerjilerini ayırt etmek mümkün değildir. Bu bölgede çalışan sayaçlar yüksek enerji fiziğinde uygun bir sayaç türü değildir.

Altıncı bölge ise sürekli boşalma bölgesi olarak adlandırılır. Bu sürekli boşalma, tek bir iyonlaşma meydana gelir gelmez başlar ve sürekli sinyal meydana getirir. Elektrotlar arasındaki yüksek gerilim düşürülmedikçe kontrol edilemez. Parçacık detektörleri bu kadar yüksek gerilim değerlerinde çalıştırılmaz. Ayrıca bu bölgede parçacıklar hakkında herhangi bir bilgi edinmek mümkün değildir. (Ahmed, 2007; Şahin, 2004).

Gerilimin yüksek değerlere ulaştığı bölgelerde çalışan bir sayaçta anot civarında oluşan çığ elektronlarına ek olarak çoğalmanın meydana geldiği bölge dışında gerçekleşen bazı etkileşmeler sonucunda ikincil çığlar üretilebilir. Bu ikincil çığlar, geri-besleme olarak bilinen bir süreci başlatmaktadır. Geri-besleme sürecinin başlaması ile birlikte çoğalan yükler o kadar yoğun seviyelere ulaşır ki sayaç gazının boşalması (deşarj akımı) olarak adlandırılan fiziksel bir olaya neden olabilir. Bu meydana gelen fiziksel olay, sayacın elektrotları arasında yayılarak elektrotlarda depolanan tüm yükün kısa süre içerisinde boşalmasına neden olabilir. Böylece elektrotlar arasında bir kısa devre oluşur. Bu durum ise sayaçta kalıcı bir hasara neden olabilir.

### **2.2.3. Sayıcı gaz seçiminin önemi**

Parçacık detektörlerinde kullanılan gazların detektörlerden beklenen gereksinimlere uygun olarak cevap vermesi beklenir. Bu gereksinimler yüksek kazanç, geniş bir orantısal bölge, düşük çalışma gerilimi ve uzun çalışma ömrü olabilir. Ancak bu ihtiyaçların tamamına cevap verebilen herhangi bir saf gaz mevcut değildir. Bu nedenle sayaçlarda iki veya daha fazla gaz çeşidinden oluşan gaz karışımları kullanılır (Bronić ve Grosswendt, 1998; Şahin, 2011).

Yüksek kazanç ve geniş orantısal bölge gibi gereksinimler moleküler gazlar ile sağlanabilir. Ancak bu gazların kullanıldığı detektörlerde yüksek gerilimlere ihtiyaç duyulur. Bunun sebebi bu gazlarda ilerleyen serbest elektronun iyonlaşma eşiklerine varmadan önce elektrik alanından kazandığı enerjinin önemli bir kısmını çeşitli

uyarmalar ile kaybetmesidir. Ayrıca moleküler gazların kullanıldığı detektörlerin çalışma ömürleri kısadır. Çünkü bu tür gazların anot yüzeyini kaplama eğilimi fazladır. Dolayısıyla bir süre sonra detektör kullanılamaz hale gelmektedir.

Düşük çalışma gerilimi ve uzun çalışma ömrü gibi gereksinimlerin detektörlerden karşılanabilmesi için ise saf soy gazlardan yararlanır. Soy gazların iyonlaşma eşiğinin moleküler gazlara göre daha yüksek olmasına karşın bu gazların kullanıldığı detektörlerde gaz kazancı daha düşük çalışma gerilimlerinde başlayabilmektedir. Ortaya çıkan bu durum, soy gazlarda ilerleyen serbest bir elektronun iyonlaşma eşiğinden önce sadece yörüngesel seviyeleri uyararak için enerji kaybına uğramasından ileri gelmektedir (Şahin, 2011).

Detektörlerde katkısız soy gazların kullanılması, düşük çalışma gerilimi ve uzun çalışma ömrü gibi sağladığı avantajların yanı sıra bazı dezavantajları da beraberinde getirir. Ortaya çıkan en önemli dezavantaj, saf soy gazlar ile yüksek kazanç değerlerine ulaşmak istendiğinde gerçekleşir. Kazanç değerleri arttıkça iyonlaşmalar ile birlikte yörüngesel seviyelerde meydana gelen uyarılmalar fotonların yayılmasına neden olur. Yayınlanan fotonlar ise daha önce bahsedilen geri-besleme fenomenine neden olmaktadır. Bu süreç sayacın orantısallığını bozar ve kazanç eğrilerinin üstel artıştan sapmasına yol açar. Ancak soy gazlardan salınan fotonlar moleküler gazların uyarılma seviyeleri tarafından verimli bir şekilde soğurulabilmektedir. Bu nedenle moleküler gazlara dindirici gazlar da denilmektedir. Soy gazı çok az miktar bile olsa dindirici gazın ilave edilmesi foton geri-besleme sürecinin önlenmesine ve orantısallığın bozulmadan yüksek kazanç değerlerine ulaşılmasına neden olur (Şahin, 2011). Dindirici gazlar, geri-besleme sürecini önlenmesinin yanı sıra çeşitli transfer mekanizmalarıyla moleküllerinin iyonlaşması yoluyla da yüksek kazanç değerlerine katkı sağlamaktadır.

### **2.3. Gazlı Parçacık Detektörlerinin Tarihsel Gelişimi**

Yüksek enerji fiziğinde parçacık tespiti ve takibi için kullanılan en önemli detektörlerden biri gazlı detektörlerdir. Modern gaz detektörlerinin temelleri, Hans Geiger ve Ernest Rutherford'un 1908'de alfa parçacıklarını tespit etmek için icat ettikleri, tek telli orantılı sayaç olan Geiger sayacı ile başlamaktadır. Diğer

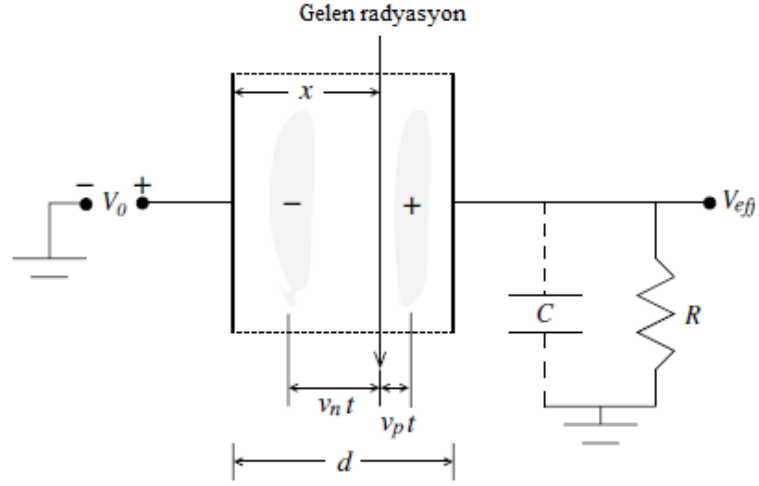
radasyon formlarını da tespit etmek için 1928 yılında geliştirilerek “Geiger–Müller sayacı” adını alan bu detektörler, tüm modern gazlı detektörlerin atası olarak kabul edilirler (Geiger ve Müller, 1928). Bu sayaçtan sonra 1968'de Georges Charpak, Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi'nde (CERN) Çok Telli Orantılı Sayacı (MWPC) icat etti ve geliştirdi (Charpak, Bouclier, Bressani, Favier ve Zupančič, 1968). Bu buluş, 1992'de Nobel Fizik Ödülü'nü kazanmasına neden oldu. Ardından bu sayaçları, çok aşamalı çıkış odaları (Charpak ve Sauli, 1978) ve sürüklenme odaları (Walenta, 1979) gibi yeni geometrilerle geliştirilen detektörler izlemiştir.

1990'lı yıllarda, Mikro Desenli Gaz Detektörleri (MPGD) olarak adlandırılan yeni nesil detektörler büyük bir önem kazanmıştır. Bu detektörlerden öne çıkanlar, MICROMEGAS (**M**icro–**M**esh **G**aseous **S**tructure, Mikro Ağı Gaz Detektörü) ve GEM (**G**as **E**lectron **M**ultiplier, Gaz Elektron Çoğaltıcısı)'dir. Mikro örgülü gazlı yapı anlamına gelen MICROMEGAS detektörü 1996 yılında Georges Charpak ve Yannis Giomataris tarafından geliştirilmiştir (Giomataris, Rebourgeard, Robert ve Charpak, 1996). Temelde paralel plaka detektörlerine (PPD) benzemesine rağmen ağ yapısı önemli bir fark oluşturmaktadır. 1997 yılında ise G. Charpak ve F. Sauli, GEM detektörlerini keşfetmişlerdir (Sauli, 1997). GEM'ler, yaklaşık 100 µm mertebesinde çok sayıda gözeneğe sahiptir.

### **2.3.1. Paralel plakalı detektörler**

Paralel plakalı detektör geometrisi yaygın olarak iyon odalarında kullanılır. Prensip olarak gaz dolu detektörlerin en basit formu olan paralel plakalı iyon odaları zıt elektrik potansiyellerinde tutulan iki paralel plakadan ve gaz muhafazasından oluşmaktadır. Çalışması, düzgün bir elektrik alan uygulanması yoluyla gaz içinde doğrudan iyonizasyon tarafından oluşturulan elektron – iyon çiftlerinin birbirine paralel olan elektrotlarda toplanması ilkesine dayanmaktadır. Oluşan elektron – iyon çiftlerinin elektrotlara doğru hareketi sayesinde detektörün etkili elektrik alanında bir azalma meydana gelir. Elektrik alanındaki bu azalma elektrik potansiyelinde bozulmaya neden olur. Bunun sonucunda ise çıkış voltajı pulsu (sinyal) meydana gelir. Aşağıda paralel plakalı iyon odası örneği verilmektedir (Şekil 2.12) (Ahmed, 2007).





**Şekil 2.12.** Paralel plakalı iyonizasyon odasının şematik gösterimi

Oda içindeki herhangi bir  $t$  anındaki etkin voltaj aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$V_{eff}(t) = V_0 - V_{np}(t) \quad (2.36)$$

Eşitlik 2.36'da  $V_{eff}(t)$ ,  $t$  zamanındaki çıkış gerilimi,  $V_0$ , uygulanan statik potansiyel ve  $V_{np}(t)$ , sayaç içindeki elektron ve iyonların  $t$  zamanında neden olduğu potansiyel farktır. Eşitlik 2.36'dan da görüldüğü gibi, detektörden  $t$  zamanında elde edilen çıkış voltaj pulsu, uyguladığımız voltaj değeri ile  $t$  zamanında elektron ve iyonların neden olduğu potansiyel fark değerinin çıkartılmasıyla bulunmaktadır.

Detektörün herhangi bir  $t$  anında  $N_0$  elektron-iyon çifti varsa, ortalama  $v_n$  hızına sahip elektronların kinetik enerjisi aşağıdaki gibi verilir.

$$T_n(t) = \frac{V_0}{d} \cdot N_0 e v_n t \quad (2.37)$$

Paralel plakalı iyon odalarında elektrik alan şiddeti düzgündür. Bu nedenle Eşitlik 2.37'de elektrik alanı,  $V_0/d$  olarak ifade edilmiştir. Benzer şekilde  $v_p$  hızına sahip iyonların kinetik enerjisi aşağıdaki gibi verilir.

$$T_p(t) = \frac{V_0}{d} \cdot N_0 e v_p t \quad (2.38)$$

C kapasitansına sahip detektör hacminde bulunan potansiyel enerji Eşitlik 2.39 ile ve uygulanan  $V_0$  potansiyeli tarafından iletilen toplam enerji Eşitlik 2.40 ile verilmiştir.

$$U = \frac{1}{2} \cdot C \cdot V_{np}^2 \quad (2.39)$$

$$U_{top} = \frac{1}{2} \cdot C \cdot V_0^2 \quad (2.40)$$

Kısa devre durumunda bu toplam enerji, Eşitlik 2.41’de olduğu gibi detektör hacmi içindeki kinetik ve potansiyel enerjinin toplamına eşit olmalıdır.

$$\frac{1}{2} \cdot C \cdot V_0^2 = \frac{1}{2} \cdot C \cdot V_{np}^2 + \frac{V_0}{d} \cdot N_0 e v_n t + \frac{V_0}{d} \cdot N_0 e v_p t \quad (2.41)$$

Eşitlik 2.41 kullanılarak uygun bir düzenleme ile etkin voltaj değeri aşağıdaki gibi elde edilir. Bu düzenleme için  $V_0 + V_{np} \approx 2V_0$  yaklaşıklığı kullanılmıştır.

$$V_{eff} = \frac{N_0 e}{Cd} \cdot (v_p + v_n) t \quad (2.42)$$

Eşitlik 2.42, çıkış puls genliğinin gelen parçacığın etkileşim noktasına bağlı olduğunu göstermektedir.

Paralel plakalı iyon odalarının birçok avantajı ve dezavantajı bulunmaktadır. Avantajlarından biri, iyonizasyon akımının iyon odası bölgesinde bulunan voltajdan bağımsız olmasıdır (bkz. Kesim 2.2.2). Böylece yüksek voltajlarda oluşan dalgalanmalar, sistemin çözünürlüğünü bozamaz. Ayrıca paralel plakalı iyon odalarında gaz çoğalması gerçekleşmez. Bu nedenle gaz içerisindeki elektronegatif kirleticilerin artışı gibi gaz kalitesini etkileyen faktörler sistemin çözünürlüğünü bozamaz. Ancak bu tür detektörlerde parçacık takibi yapılamamaktadır. Bu nedenle parçacık tespiti için tercih edilmezler.

Bu detektörlerde ortaya çıkan iyonizasyon akımı çok küçüktür. Bu nedenle voltaj puls genliği, kabul edilebilir sinyal – gürültü oranı elde edebilmek için yeterince büyük olmayabilir. Bu durum bu tür detektörlerin düşük radyasyon ortamlarında

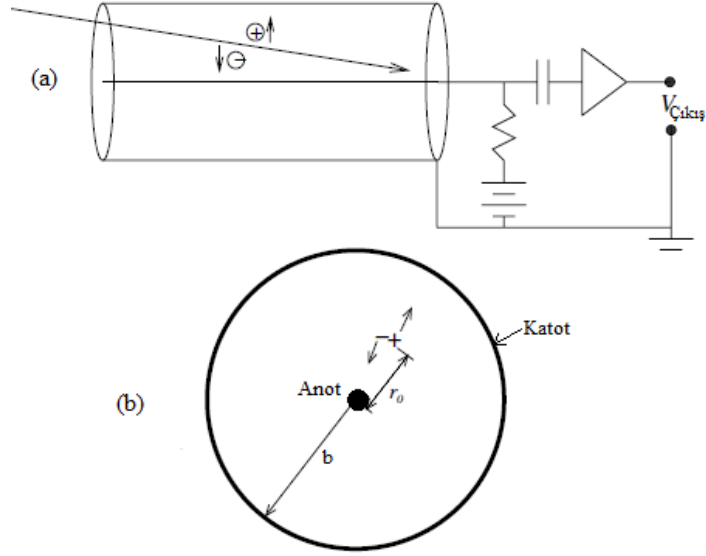
kullanılmasını engellemektedir. Paralel plaka geometrisine sahip detektörlerin silindirik geometri yapılı detektörlere göre en önemli dezavantajlarından biri, detektörün kenarlarındaki elektrik alan çizgilerinde bükülmelerin meydana gelmesidir. Bu bükülme, potansiyel olarak sistemin doğrusal olmamasına neden olur. Bu da elde edilebilecek kazanç değerlerinin ve ortaya çıkacak olan sinyalin tutarlı olmamasına neden olur (Ahmed, 2007).

### 2.3.2. Tek telli orantısal sayaçlar

Gelen parçacık enerjisinin çok büyük olmadığı durumlarda kabul edilebilir sinyal – gürültü oranı elde edebilmek için parçacık tarafından oluşturulan yük çiftlerinin sayısında önemli bir artışın olması gereklidir. Çünkü maksimum puls genliğinin büyüklüğü, oluşturulan yük çiftlerinin sayısı ile doğru orantılıdır. Çok sayıda elektron – iyon çifti elde edebilmek için ise gelen parçacık tarafından üretilen birincil yüklerin gazda ikincil iyonizasyon süreçleri oluşturmalıdır ve bunun sonucunda bir çığ çoğalması gerçekleşmelidir. Bir çığın meydana gelmesi için iki elektrot arasında çok yüksek bir elektrik potansiyeli uygulanmalıdır. Ancak paralel plaka geometri iyon odaları bu amaç için uygun değildir. Çünkü anot ve katot arasındaki elektrik alan çizgileri aynı yoğunluğa sahiptir.

Bu sayaçlarda yüksek voltaj değerlerine ulaşılsa bile uygulanan voltaj ile çıkış puls genliği arasında kabul edilebilir bir orantı elde edilmelidir. Paralel plaka geometrisine sahip iyon odalarında bu mümkün değildir. Bunun nedeni ise bu detektörlerde puls genliğinin parçacığın etkileşim noktasına bağımlı olmasıdır. Orantılı sayaçların silindirik geometrisi bu sorunların her ikisini de çözer. Silindirik bir orantılı sayaç, yüksek elektrik potansiyellerine dayanabilen bir dizayna sahiptir. Aşağıdaki şekilde tek telli orantılı sayaca bir örnek verilmiştir (Şekil 2.13 a, b).

Şekil 2.13'te anot, sayacın merkezi boyunca gerilmiş ince bir tel şeklindedir (Ahmed, 2007). Silindirin duvarı katot görevi görür. Bu geometri, anot teli civarındaki elektrik alan yoğunluğunun katoda göre daha yüksek olmasını sağlar. Elektrik alanın bu düzensizliği, paralel plaka geometri iyon odalarına göre orantılı sayaçların elektron toplama verimliliğinin daha iyi olmasını sağlar.



**Şekil 2.13. a)** Silindirik orantısal sayaçın şematik gösterimi **b)** Silindirik orantısal sayaçta anot telinin merkezinden  $r_0$  mesafesinde yük çiftlerinin oluşumu

Bir orantılı sayaç içindeki bir  $Q$  yük hareketinin neden olduğu potansiyel enerjideki değişim aşağıda verilmiştir.

$$dU = Q \cdot \frac{d\phi(r)}{dr} \cdot dr \quad (2.43)$$

Eşitlik 2.43'te  $\phi(r)$ , elektriksel potansiyeldir. Silindirik geometrili orantılı sayaçlarda elektriksel potansiyel Eşitlik 2.44 ile temsil edilmektedir.

$$\phi(r) = -\frac{C_l V_0}{2\pi\epsilon} \cdot \ln\left[\frac{r}{b}\right] \quad (2.44)$$

Eşitlik 2.44'te  $\epsilon$ , gazın geçirgenliği,  $C_l$ , sayaçın birim uzunluk başına kapasitansı,  $V_0$ , elektrotlara uygulanan voltaj ve  $b$ , silindirin yarıçapıdır. Eşitlik 2.44'ten elde edilecek potansiyel gradyant Eşitlik 2.43'te yerine konularak aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$dU = -Q \cdot \frac{C_l V_0}{2\pi\epsilon} \cdot \frac{1}{r} \cdot dr \quad (2.45)$$

Eşitlik 2.45'te potansiyel enerji, sayaç hacmi içindeki elektrik alanı ile sınırlı elektrostatik enerjidir. Ancak  $l$  uzunluğundaki silindirik sayaç için elde edilecek enerji Eşitlik 2.46 ile verilir.

$$U = \frac{1}{2} \cdot l C_l V_0^2 \quad (2.46)$$

Eşitlik 2.46'nın türevi alınarak elde edilecek ifade Eşitlik 2.45 ile eşitlenirse aşağıdaki eşitliğe ulaşılır.

$$dV = -\frac{Q}{2\pi\epsilon l} \cdot \frac{1}{r} \cdot dr \quad (2.47)$$

Anot telinin yarıçapı  $a$  olan,  $b$  yarıçaplı silindirik bir sayaç hacminin merkezinden  $r_0$  uzaklığında bir yük çifti üretildiği zaman bu yükler elektrik potansiyelinin etkisi altında zıt yönlerde doğru hareket ederler ve yük çiftlerinin bu hareketlerinden dolayı potansiyellerinde bir değişim meydana gelir. Elektronlar için bu değişim, Eşitlik 2.47'nin  $a + r_0$ 'dan  $a$ 'ya integrali alınarak hesaplanırken iyonlar için bu değişim, Eşitlik 2.47'nin  $a + r_0$  dan  $b$ 'ye integrali alınarak hesaplanır. Potansiyeldeki toplam değişim ise, elektronlar ve iyonlar için elde edilen potansiyellerin toplamı ile ifade edilir. Potansiyeldeki toplam değişim, Eşitlik 2.49'da verilmiştir.

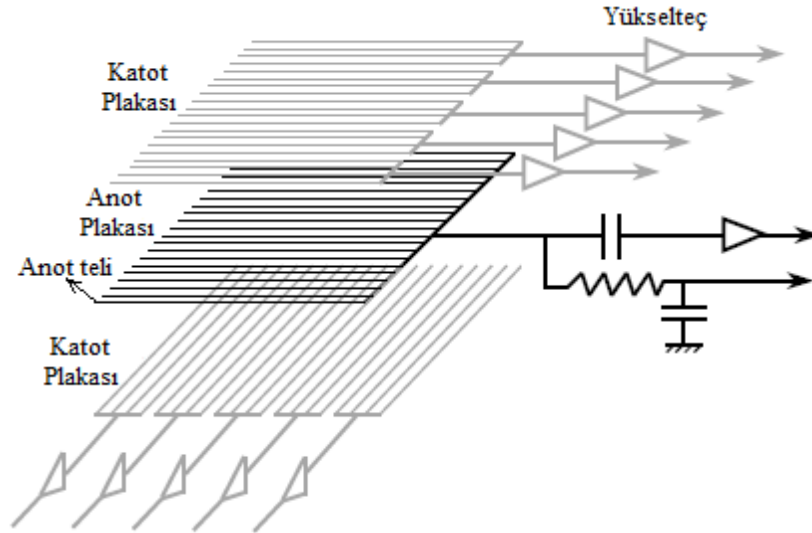
$$V = V^- + V^+ = -\frac{Q}{2\pi\epsilon l} \cdot \ln \left[ \frac{a + r_0}{a} \right] + -\frac{Q}{2\pi\epsilon l} \cdot \ln \left[ \frac{b}{a + r_0} \right] \quad (2.48)$$

$$V = -\frac{Q}{2\pi\epsilon l} \cdot \ln \left[ \frac{b}{a} \right] \quad (2.49)$$

Eşitlik 2.49'da toplam potansiyelin  $r_0$  (üretilen yük çiftlerinin sayaç merkezine olan uzaklığı)'a bağlı olmadığı açıkça görülmektedir. Bu sonuç, geometrik yapısı silindirik olan orantılı sayaçlarda elde edilecek puls genliğinin gelen parçacığın etkileşim noktasından bağımsız olduğunu göstermektedir. Orantılı sayaçlarda yüksek voltaj değerinin daha da artırılması, anot teli çevresinde uzay yükü oluşturur. Bunun nedeni ağır pozitif iyonların elektronlara göre daha yavaş hareket etmesidir. Voltaj ne kadar yüksek olursa daha fazla iyon üretilir ve bunun sonucunda elektrotlar iyonlar tarafından perdelenir. Bu durum aktif hacim içindeki etkin elektrik alan yoğunluğunun azalmasına neden olur.

### 2.3.3. Çok telli orantısal sayaçlar

Çok Telli Orantılı Sayaçlar (MWPC) gaz ile doldurulmuş bir odada birbirine yakın ve doğrusal olarak yerleştirilmiş birçok anot telinden oluşan konuma duyarlı detektörlerdir. Yüksek enerji fiziği deneylerinde parçacıkların iz takibini yapabilmek amacıyla kullanılmışlardır. Şekil 2.14, çok telli orantılı sayacın taslağını göstermektedir (Ito ve diğerleri, 2007). Yakın aralıklı ince anot telleri iki katot düzlemi arasında bulunmaktadır. Katotlar, metal folyolardan veya gerilmiş tel katmanlarından yapılabilir. Çoklu iz takibi gerektiren deneylerde katotların tel katmanlara veya paralel şeritlere bölünmesi ve her bir bölümde indüklenen sinyalin ölçülmesi sayacın konum çözünürlüğünü artırabilir (Gruppen, 2008).



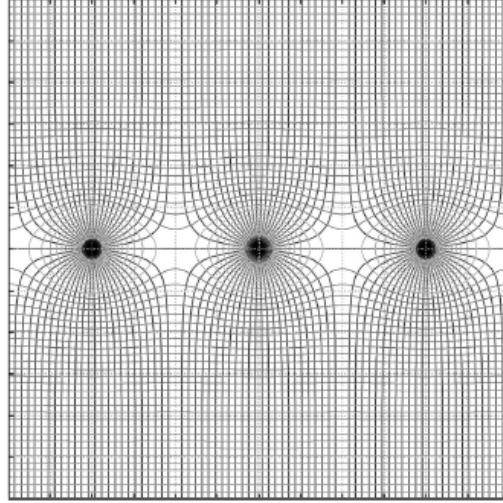
**Şekil 2.14.** İki katot plakası arasına yerleştirilmiş birçok anot telinden oluşan, konuma duyarlı bir MWPC'nin şematik görünümü

Anot telleri sıfır potansiyelde tutulurken her iki katot düzlemi negatif potansiyelde tutulur. Anot tellerinin her biri bağımsız bir orantılı sayaç görevi görmektedir ve bağımsız olarak okunurlar. Her tel bir giriş empedansı ile bir yükseltece bağlanmaktadır. Anot telleri arasındaki mesafe genellikle 2 ila 3 mm'dir. Bu mesafe konum çözünürlüğünün belirlenmesi için önemlidir. Anot telleri arasındaki elektrostatik itme, tel aralığının daha da azaltılmasını sınırlar (Gruppen, 2008). MWPC yapımı için bu fiziksel etki dikkate alınmalıdır. MWPC'nin katot düzlemleri ise genellikle anotlar arası mesafenin yaklaşık 6 katı bir mesafede ayrılırlar.

MWPC'lerin güvenilir bir şekilde çalışması için, tellerin kendi kütleleri nedeniyle çok fazla bükülmeleri gerekir. Anot telinin bükülmesi, anottan katoda olan mesafeyi azaltarak elektrik alanının homojenliğini azaltır. Bu nedenle anot telleri yeterince gergin olmalıdır. Ayrıca uzun teller daha büyük kuvvetlerle gerdirilmelidir (Gruppen, 2008).

Şekil 2.14'te görüldüğü gibi çok telli orantılı sayaçların silindirik değil de düz bir tasarımda olmasının nedeni parçacıkların tespiti için geniş yüzey alanları sağlamaktır. Bu tasarımla silindirik sayaçlara göre eş potansiyel çizgiler daha düzenli hale gelmiş ve teller arasındaki ölü alanlar ortadan kalkmıştır. Ancak eş potansiyeller, çoğalmanın meydana geldiği anot teline yakın bölgelerde silindirdirler (Charpak, 1969).

Orantılı bir sayaçta olduğu gibi, gelen parçacık tarafından gaz hacminde oluşturulan elektronlar, çığ çoğalmasının meydana geldiği anot tellerine yaklaşarak alan çizgileri boyunca sürüklenirler. Şekil 2.15'te tipik bir MWPC yapısı için elektrik alanın değişimi, tel düzlemine dik olarak gösterilmektedir (Sauli, 2014).



**Şekil 2.15.** MWPC'deki anot tellerinin çevresindeki elektrik alan çizgilerinin tel düzlemine dik olan görüntüsü

Çok telli orantısız sayaçlarda önemli bir endişe, teller arasında bağlantı olmasıdır. Paralel perdelenmemiş teller arasında bir kapasitif bağlantı meydana gelmektedir. Eğer elektronik sistem birçok puls yoğunluğuna duyarlı olacak şekilde inşa edilmişse tellerden birine puls iletildiğinde bitişik tellerin etkilenmesine ve sinyalin birçok tele yayılmasına neden olacağı ve bunun da parçacıkların konumunu tespit etme konusunda

sorunlara neden olacağı düşünölmekteydi (Sauli, 2014). Elektron ığının çevrelediği anodun etrafındaki diğer elektrotlar üzerinde indüklenen pozitif sinyallerin kapasitif bağlantı tarafından üretilen negatif sinyalleri büyük ölçüde ortadan kaldırdığının ispat edilmesi ile birlikte bu endişe kaynağı giderilmiştir. (Charpak ve diğerleri, 1968).

Bu sayaçlardaki diğer bir endişe, konum çözünürlüğünün bozulmasına neden olabileceği için oluşan çığın yayılmasıdır (Ahmed, 2007). Tek telli orantısal sayaçlarda çığ yayılmasının pek önemi olmaması ile birlikte çok telli orantısal sayaçlarda bu konu önem teşkil etmektedir. Bu sorunla başa çıkmak için bu sayaçlarda sönümleyici gaz kullanılmalıdır. Sönümleyici gazların kullanılması yayılan elektronların absorbe edilmesini sağlayarak elektron yoğunluğunu bastırmaktadır.

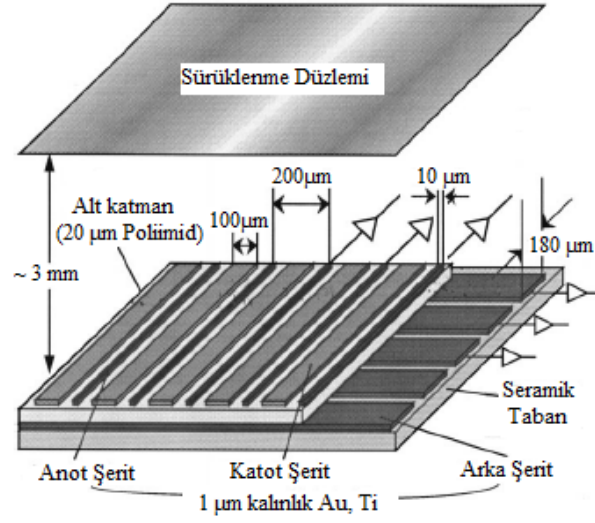
MWPC'lerin konum çözünürlüğünde ve hız kapasitesinde daha fazla ilerleme, gazlı mikro desenli odalarının geliştirilmesiyle sağlanmıştır.

#### **2.3.4. Mikro-Şeritli sayaçlar**

Mikro Şeritli Gaz Odaları (MSGC) (Oed, 1988), çok telli orantılı sayaçlarda olduğu gibi katot düzlemleri arasına anot tellerinin yerleştirilmesi yerine yalıtkan bir alt tabaka üzerine aşındırma teknikleri ile oluşturulmuş metalik anot ve katot şeritlerinin yan yana dizilmesinden meydana gelmiştir (Knoll, 2010). Bu metalik elektrotlardan oluşan yapının üzerinde bir sürüklenme düzlemi bulunur. Ayrıca alt tabakanın alt tarafına yerleştirilmiş arka düzlem adı verilen bir iletken yüzey bulunur. Sürüklenme düzlemi ile elektrotlar arasındaki bölge gazla doldurulur. MSGC'nin bir örneği Şekil 2.16'da gösterilmektedir (Tanimori, Aoki, Nishi ve Ochi, 1998).

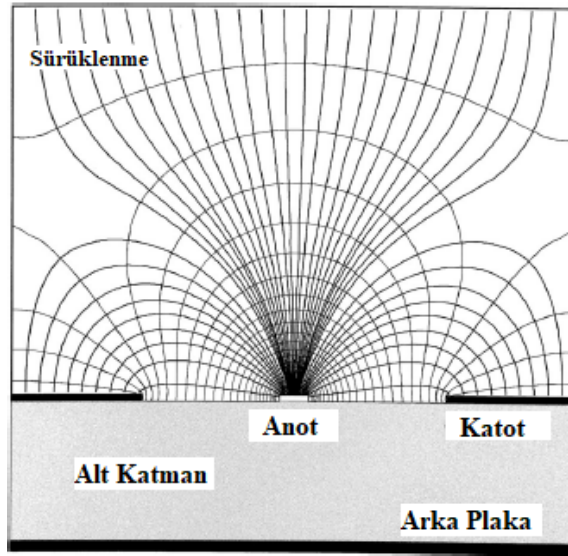
Çoğu modern MSGC'de yüksek iletken malzemelerden yapılan anot ve katot şeritleri, mikroçip çekirdeklerinin üretilmesinde kullanılan fotolitografi işleminle oluşturulur. Bu teknikte birkaç mikron kadar dar şeritler oluşturulabilir. Anot yapılarının bu yöntemle oldukça dar tutulabilmesi sayesinde anot şeridi yüzeyinin yakınındaki elektrik alan yoğunluğu artmaktadır. Elektrotlar arasındaki mesafe istenen konum çözünürlüğüne bağlıdır ve birkaç on mikrometreden yüz mikrometreye kadar değişebilir. Elektrotlara uygulanan potansiyeller ile sürüklenme aralığında açığa çıkan elektronlar şeritlere doğru hareket eder ve anotlara yakın yüksek alan bölgelerinde çoğalır.





**Şekil 2.16.** Bir MSGC'nin şematik yapısı

Şekil 2.17, anot ve katot şeritlerinin çevresindeki elektrik alanını göstermektedir (Sauli, 2014). Sürüklenme hacminden gelen tüm alan çizgileri anotlarda son bulur. Böylece tam elektron toplama verimliliği sağlanır. Çoğalma sırasında çığın enine dağılmasından dolayı, anot yakınında üretilen pozitif iyonların büyük bir kısmı katotlara uzanan elektrik alan çizgilerini takip ederek yayılır ve hızla toplanır (Şekil 2.17) (Sauli, 2014). Bu, sürüklenme boşluğundaki pozitif iyon geri akışını önemli ölçüde azaltır ve tel tabanlı cihazlarla karşılaştırıldığında alan bozulmalarının çok daha küçük olmasını sağlar.



**Şekil 2.17.** MSGC'de anot şeritlerinden katot şeritlerine uzanan elektrik alan çizgileri

Bu tür detektörler, iki boyutlu konum algılamaya elverişlidir. Anot yakınında bir çığ meydana geldiğinde alt tabakanın iletken şeritleri arasında bulunan makul boşluklar sayesinde arka düzlemde bir sinyal indüklenir. Sonuç olarak ikinci koordinat elde edilir. Bunun için arka düzlem anotlara dik uzanan şeritler halinde üretilir (Knoll, 2010).

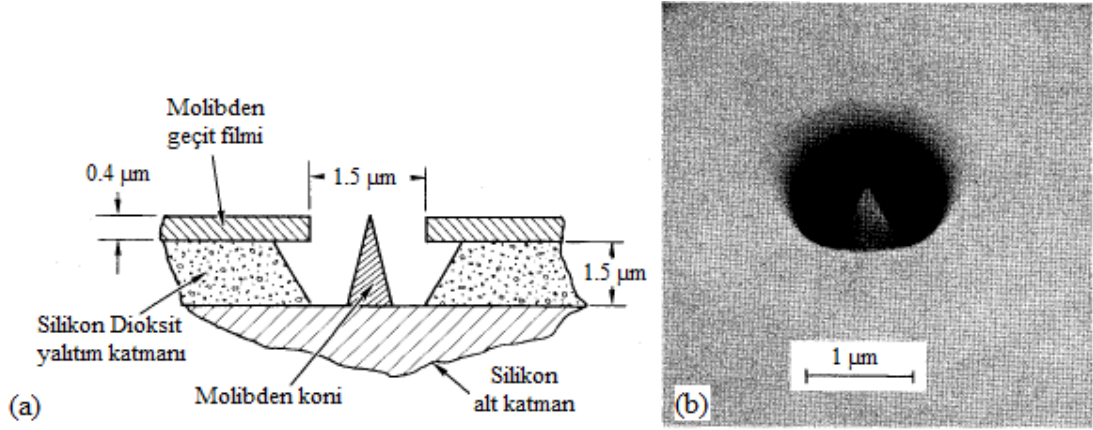
Anot telleri yerine bir alt tabaka üzerinde aşındırılmış metalik şeritlerin kullanılmasının bazı önemli avantajları vardır. Fotolitografi işlemi ile şeritlerin çok daha dar bir aralıkla yapılabilmesi sayesinde konumsal çözünürlük çok telli orantılı bir sayaçtan çok daha iyi olabilir. Diğer bir avantajı ise çığda oluşan pozitif iyonların çoğunun, telden çok daha uzak bir katot yüzeyine sürüklenmesi yerine hızla yakındaki katotlara çekilmesidir. Bu sayede pozitif uzay yükünün çok daha hızlı temizlenmesi sağlanır. Ayrıca MSGC'ler yüksek radyasyon sertliği göstermektedir. Bu özellikleri onları zararlı radyasyon ortamlarında kullanıma uygun hale getirir. (Ahmed, 2007; Knoll, 2010).

Ancak bu sayaçların önemli dezavantajları da vardır. Bunlardan biri, alt tabakanın pozitif iyonlardan bazılarını toplayarak yüzey yüklerinin birikmesine yol açmasıdır. Bu da voltaj dengesizliklerine ve elektrik alanında bozulmalara neden olur. Bu yüzey yüklerinden kaçınmak için, alt tabakanın elektrik iletkenliğinin bir miktar sınırlı olması gerekir. Bunun için hafif iletken cam veya kaplama malzemeleri gibi bazı çözümler üretilmiştir. Diğer bir dezavantaj ise küçük aralıkları nedeniyle anotlar ve katotlar arasında kolayca elektriksel kıvılcım oluşmasıdır. Bu deşarjlar yeterince şiddetliyse elektrotların yapısına zarar verebilir. Böylece detektörde kalıcı hasarlara neden olabilir. Ayrıca MSGC'lerin anot yüzeylerinin küçük olması nedeniyle gaz polimerizasyonu veya kirleticiler tarafından oluşturulan ince yalıtım katmanlarına özellikle duyarlıdır; hızlı bir bozulmayı önlemek için gaz saflığına ve yapı malzemelerinin seçimine büyük özen gösterilmesi gerekmektedir (Knoll, 2010; Sauli, 2014).

### **2.3.5. Mikro iğneli sayaçlar**

Mikro iğneli sayaçlar, İnce Film Alan Emisyon Katodu (TF FEC) olarak bilinen 1.5  $\mu\text{m}$  yüksekliğinde koni şeklindeki molibden yapılardan oluşur. Bu koniler 500 Å civarında bir uç yarıçapına sahiptir ve emisyon konilerin bu ucundan kaynaklanır. TF FEC temel olarak iki iletken arasında bir yalıtkan katmandan oluşan bir sandviç yapısıdır. Şematik

bir diyagramı ve taramalı elektron mikroskobundan alınmış bir görüntüsü Şekil 2.18'de gösterilmiştir (Spindt, Brodie, Humphrey ve Westerberg, 1976). Geçit filmi olarak bilinen üst iletken 1 ila 3  $\mu\text{m}$  çapında deliklere sahiptir. Altındaki yalıtkan tabaka en alttaki iletken tabakayı ortaya çıkaracak şekilde oyulmuştur. Ardından oluşan boşluğun içine tabanı alt tabakaya bağlı olan ve ucu geçit filminin düzlemine kadar uzanan bir molibden koni yerleştirilmiştir.



**Şekil 2.18.** a) TFFEC'nin şematik diyagramı b) TFFEC'nin taramalı elektron mikroskobundan alınan bir görüntüsü

Alt tabaka olarak yoğun katkılı bir silikon olan silikon dioksit tercih edilmiştir. Bunun sebebi bu malzemenin çok iyi derecede yapışma özelliği, gözeneksizlik ve yaklaşık 1  $\mu\text{m}$  kalınlığa kadar ince yapıya hale getirilebilme özelliğidir. Geçit elektrodu ise yaklaşık 0,4 mikron kalınlığında bir molibden filmidir ve silikon dioksit üzerine vakumlanır. Bu yöntem kullanılarak 12,7  $\mu\text{m}$  aralıklı dikdörtgen bir kalıp içine yerleştirilen 5000 konili katotlar 1.0 mm çapında dairesel bir alana dizilmiştir. Ardından bu katotlar, metal toplayıcı bir elektrottan uygun bir mesafeye yerleştirilmiştir.

TFFEC'lerin sunduğu avantaj çok sayıda konileri küçük alanlara paketlenme kabiliyetinin yanı sıra çalıştıkları çok düşük voltajlardır. Faydalı bir emisyon için bu voltaj 100 ila 300  $V$  arasındadır. Bu düşük voltaj, elektrodun uca yakın yerleştirilmesi ve koni ucu yarıçapının çok küçük yapılmasıyla gerçekleşir. Düşük çalışma voltajı bu çok küçük katotları ortam gazının iyonlaşmasından kaynaklanan hasara karşı daha az savunmasız hale getirir. Böylece katotların yaşlanma etkisi azalır, ömrü uzar ve daha yüksek basınçlarda sürekli olarak çalışmasına izin verir. Ayrıca bu katotların tüm

iletken bileşenlerinin molibden malzemenin yapılmasının nedeni bu malzemenin çalışma voltajını azaltmak için uygun olan düşük iş fonksiyonuna sahip olmasıdır. Molibden, koni için mutlaka ideal malzeme olarak görülmemektedir. Daha düşük iş fonksiyonuna sahip malzemeler için çalışmalar yapılmıştır (Spindt ve diğerleri, 1976).

Ancak bu katotlar için yapılan yaşlanma testinin başlarında geçit filminden salınan safsızlıkların koni uçları üzerinde soğurulması ile birlikte elektronların geçit filmi tarafından toplandığı görülmüştür. Ayrıca çok küçük çoğalma bölgesine sahip oldukları için atmosferik basınçlara çıktığı zaman bu yapılar ile parçacıkların tespiti için gözlenebilir bir sinyal elde etmek mümkün değildir (Şahin, 2018).

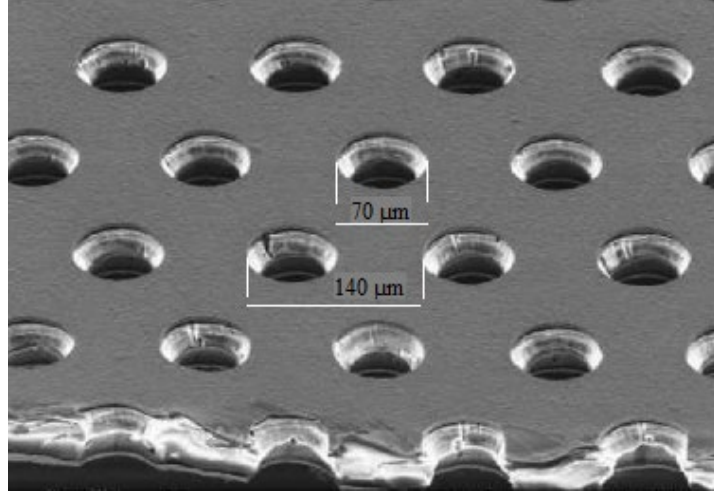
### **2.3.6. Mikro desenli gazlı detektörler**

Mikro Desenli Gazlı Detektörler (MPGDs), 1990’larda gazlı detektörlerde daha yüksek bir hız kapasitesi elde etmek amacıyla yarı iletken endüstrisinde ortaya çıkan fotolitografi, seçici aşındırma ve lazerli işlemeyi içeren bazı tekniklerin kullanılması sayesinde başladı. Bu detektörlerin geliştirilmesini teşvik eden neden, zaman ve konum çözünürlüğünü iyileştirme, yaşlanmaya karşı bir direnç elde etme ve içsel iyon ve foton geri beslemesini azaltma ihtiyacından kaynaklanmıştır. Birkaç mikrometreye yaklaşan konum çözünürlüklerinin yanı sıra mükemmel zamanlama özelliklerine sahiptirler ve birim alan başına yüksek hızlarda çalıştırılabilirler (Knoll, 2010).

Mikro desenli cihazlardan biri olan MSGC’lerin birkaç yüz nanometrelik ince metalden oluşan katmanlarının kolayca hasar verebilen deşarjlara karşı savunmasız olması, daha sonra geliştirilen çoğu mikro desenli cihazlar için daha kalın metallerin kullanılmasını sağlamıştır. Bu nedenle performansları binlerce oluşan deşarjlardan etkilenmez. Bu metalleri ve onları ayıran yalıtkanları modellemek için kullanılan teknikler, Baskılı Devre Kartlarının (PCBs) imalatından gelmektedir (Pinto, 2010).

MPGD’lerin ortaya çıkmasını ve daha da gelişmesini sağlayan teknikler daha çok mikro elektronik ve baskılı devre endüstrisinden kaynaklanır. Bu teknikler yeni yapıların oluşmasını ve mevcut yapıların iyileşmesini desteklemiştir (Pinto, 2010). Geliştirilen MPGD’ler arasında en yaygın ve önemli iki detektörden biri 1996 yılında Y. Giomataris ve arkadaşları tarafından geliştirilen MICROMEGAS ve 1997 yılında G. Charpak ve F.

Sauli tarafından keşfedilen GEM detektörleridir. GEM'ler her iki yüzeyi iletken bir metalik kaplama ile kaplanmış ince bir yalıtkan tabakanın üzerinde çapı yaklaşık 70  $\mu\text{m}$  mertebesinde olan kesik koni şeklindeki deliklerden oluşmaktadır. Şekil 2.19'da GEM elektrodunun mikroskoptaki bir görüntüsü verilmiştir (Altunbas ve diğerleri, 2002).



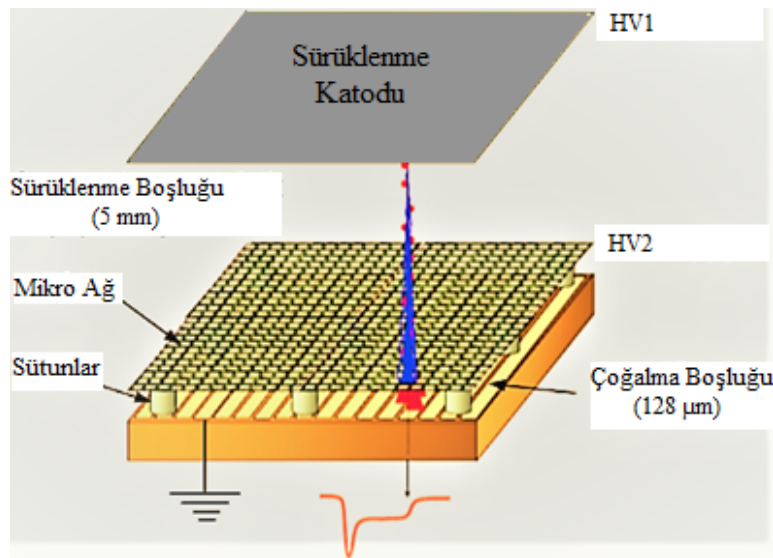
**Şekil 2.19.** Bir GEM elektrodunun mikroskoptaki görüntüsü. Deliklerin çapı ve delikler arası mesafe sırasıyla 70 ve 140  $\mu\text{m}$

### 3. MATERYAL ve YÖNTEM

Bu çalışmada mikro desenli gazlı detektörlerden 50  $\mu\text{m}$  ve 25  $\mu\text{m}$  çoğalma aralığına sahip Micromegas detektörlerinde, Ar- $\text{iC}_4\text{H}_{10}$  gaz karışımları kullanılarak ölçülen gaz kazançlarının benzetimi yapılmıştır. Deneysel verilerin fit edilmesiyle elde edilen enerji transfer olasılıkları modellenerek çoğalmaya katkıda bulunan fiziksel süreçler incelenmiştir. Aynı gaz karışımları kullanılmasına rağmen iki farklı detektör yapısından hesaplanan transfer eğrilerinde gözlenen ayrımların olası nedenleri araştırılmıştır.

#### 3.1. MICROMEGAS (Mikro Ağ Yapılı Gazlı Detektörler)

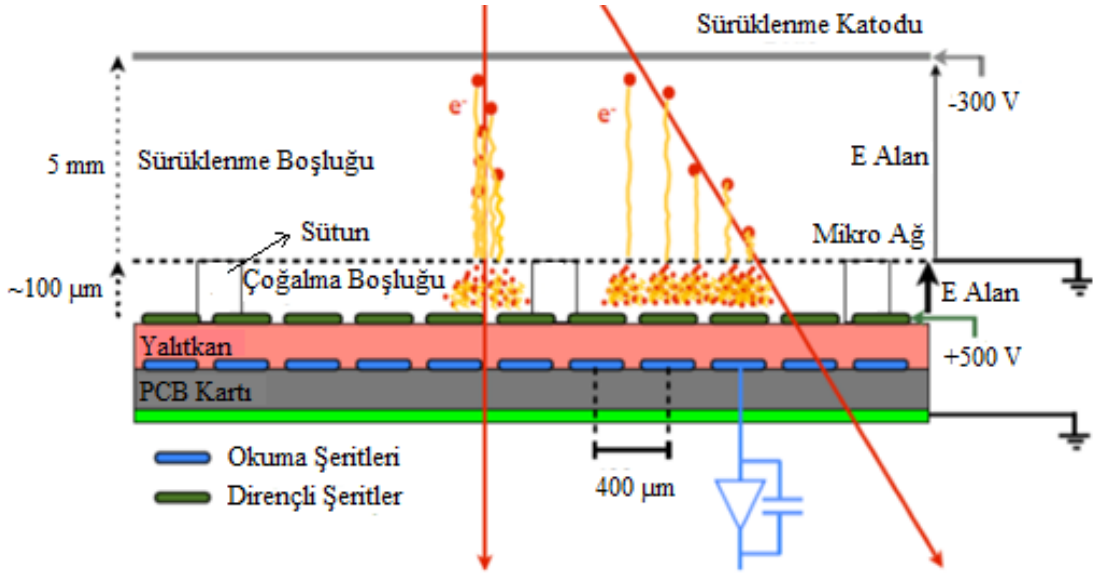
Mikro ağ gazlı yapı anlamına gelen MICROMEGAS (MM) detektörü 1996 yılında Georges Charpak ve Yannis Giomataris tarafından geliştirilmiştir. Detektör yapısı, paralel katot ve anot düzlemleri arasında anoda yaklaşık 100  $\mu\text{m}$  mesafede metalik gözenekli bir mikro ağ yapısının gerilmesinden meydana gelir. Şekil 3.1, Micromegas detektörünün genel yapısını gösterir (Iodice, 2015). Alttaki anot düzlemi birkaç yüz mikron aralığında metalik şeritlerle bölümlere ayrılmıştır. Metalik şeritli anot ile katot düzlemi arasındaki boşluk bir gaz karışımı ile doludur. Ayrıca ağ ve anot düzlemi arasına yalıtkan özel sütunlar eklenerek ağ yapısı desteklenmiştir (Şekil 3.1). Bu sayede ağ yapısı ile anot arasındaki çoğalma aralığının çok küçük olması sağlanır (Knoll, 2010; Sauli, 2014).



Şekil 3.1. Micromegas detektörünün genel yapısı

Gerilen mikro ağ yapı, detektörü iki bölgeye ayırır. Bu bölgeler, çoğalma bölgesi ve sürüklenme bölgesidir. Çoğalma bölgesi ağ ile anot arasındadır ve bu bölgedeki elektrik alan değeri, sürüklenme bölgesinden çok daha yüksektir. Çoğalma bölgesindeki elektrik alanı santimetre başına yaklaşık 40-50 kV iken, sürüklenme bölgesinde santimetre başına sadece birkaç yüz voltur. Bu nedenle elektron çığları çoğalma bölgesinde meydana gelir.

Micromegas detektörünün temel çalışma prensibini gösteren şematik bir kesiti Şekil 3.2’de gösterilmiştir (Alvarez Gonzalez ve diğerleri, 2017). Sürüklenme aralığına geçen yüklü parçacıklar gazı iyonize eder. Detektörün çoğalma ve sürüklenme bölgelerinin elektrik alanları arasındaki yüksek oran nedeniyle metalik ağ, elektronlar için şeffaftır. Dolayısıyla iyonlaşma işlemi tarafından salınan elektronlar ağ içine sürüklenerek çığın meydana geldiği çoğalma bölgesinden geçer ve son olarak sinyal, metalik okuma şeritleri tarafından toplanır (Şekil 3.2). Çoğalma bölgesinde oluşan her çığ yaklaşık olarak aynı boyutta olduğundan, anotta üretilen sinyalin genliği, iyonlaşma bölgesinde oluşan iyon çiftlerinin sayısı ile orantılıdır (Knoll, 2010).



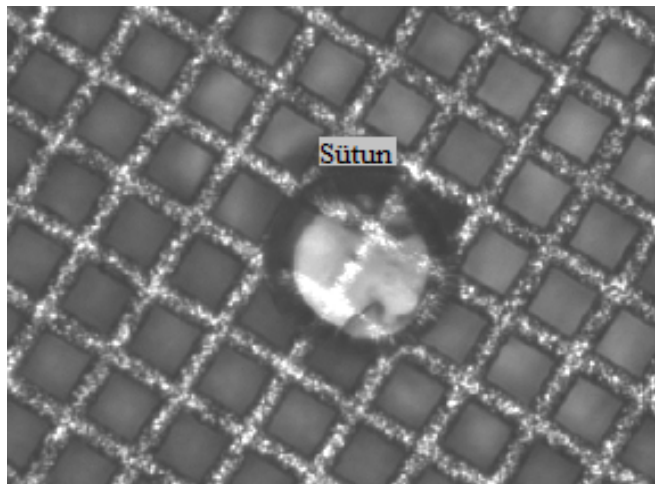
**Şekil 3.2.** Micromegas detektörünün çalışma prensibi

Micromegas’ın yapısı temelde paralel plaka detektörlerine çok benzerdir. Bunu destekleyen en önemli özelliği elektrik alanının çoğalma aralığında neredeyse sabit kalmasıdır. Micromegas’ın bu özelliği ağ yapısının düz olmasından kaynaklanmaktadır.

Ancak paralel plaka detektörlerindeki elektrotlar arası mesafe, katlanarak artan bir şekilde kazancı olumsuz etkiler ve kusurlara karşı hassasiyetin artması nedeniyle alan emisyonuna neden olur. Micromegas detektörlerinde ise mikron aralığında gerilmiş mikro ağılardan oluşması sayesinde kusurlara karşı azaltılmış hassasiyetle büyük kazanç değerleri elde edilebilir. Küçük aralık mesafesi ve güçlü elektrik alanı nedeniyle, pozitif iyonlar tipik bir PPD'ye kıyasla çok hızlı hareket edebilir. Böylece elektronların anotlarda hızlı sinyaller üretmesine neden olur. Aralık ne kadar kısa ve dar olursa sadece küçük bir iyon kuyruğu ile anotlarda hızlı sinyallere neden olur. Sürüklenme bölgesi çok küçük olduğundan MM'nin ağı yapısı iyonları süzer ve yükün geri akışını azaltır. Bu da sinyallerdeki dalgalanmaların verimli bir şekilde en aza indirilebileceği anlamına gelir. Tüm bu özellikler MM'lerle yapılan ölçümlerde çok hassas parçacık izleme olanağı sağlar. (Sauli, 2014).

MM'ler GEM detektörleri ile birlikte CERN'de yüksek hızlı takip detektörleri olarak kullanılmaktadır. Bu detektörlerin konumsal çözünürlüğünü, verimliliğini ve deşarj davranışını optimize eden kapsamlı Ar-Ge çalışmaları yapılmaktadır (Bortfeldt, 2014).

Micromegas detektörlerinin farklı üretim tekniğine sahip üç türü bulunmaktadır. Bunlardan ilki, anodun üzerinde ince örülmüş veya elektrikle şekillendirilmiş bir ağı yapısı bulunan ve hala yaygın olarak kullanılabilen standart Micromegas'tır. Bu ağı yapıları bulk tekniğinde de kullanılmaktadır (Şekil 3.3) (Attie ve diğerleri, 2021).

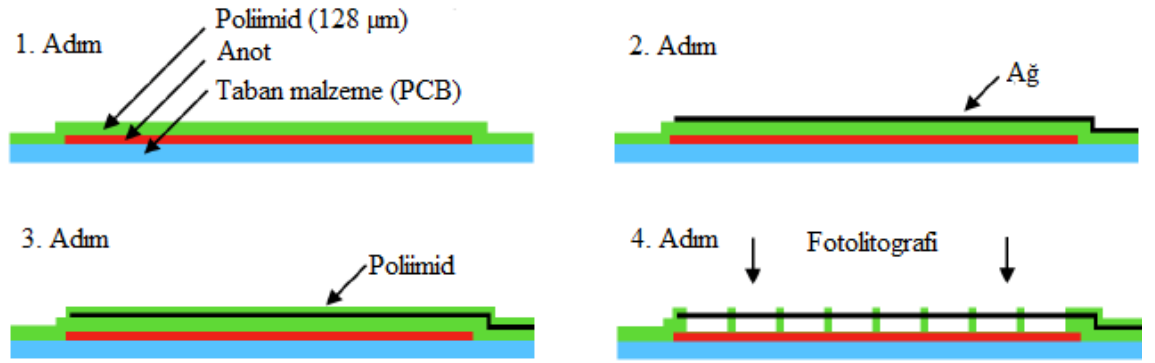


**Şekil 3.3.** Sütunlarla desteklenen elektrikle şekillendirilmiş bir ağı yapısı



Micro ağ yapısı anottan ayrı olarak üretilir. Daha sonra mekanik olarak anoda bağlanan bir çerçeve üzerine gerilir. Detektör bileşenlerinin ayrı süreçlerde üretilmesi hasar durumlarında ağın değiştirilebilmesine olanak sağlar. Ancak standart Micromegas'ın bu üretim tekniği, geniş bir alan üzerinde tek tip aralığın korunabilmesinde, yani homojen bir ağ yapısının elde edilmesinde teknik zorluklar oluşturur.

Bulk Micromegas, 2006 yılında geliştirilmiştir. Bu tür bir Micromegas'ın geliştirilmesindeki temel amaç detektörün ana bileşenlerinden olan mikro ağı, sütunları ve anodu tek bir yapı haline getirmektir. Böylece üretim sırasında ortaya çıkabilecek kusurlar en aza indirilir. Çoğalma bölgesinde daha tekdüze bir yapıya ulaşılır ve geometriye bağlı belirsizliklerden önemli ölçüde kurtulmuş olunur. Şekil 3.4'te Bulk Micromegas'ın temel üretim aşamaları gösterilmektedir (Attié ve diğerleri, 2021).



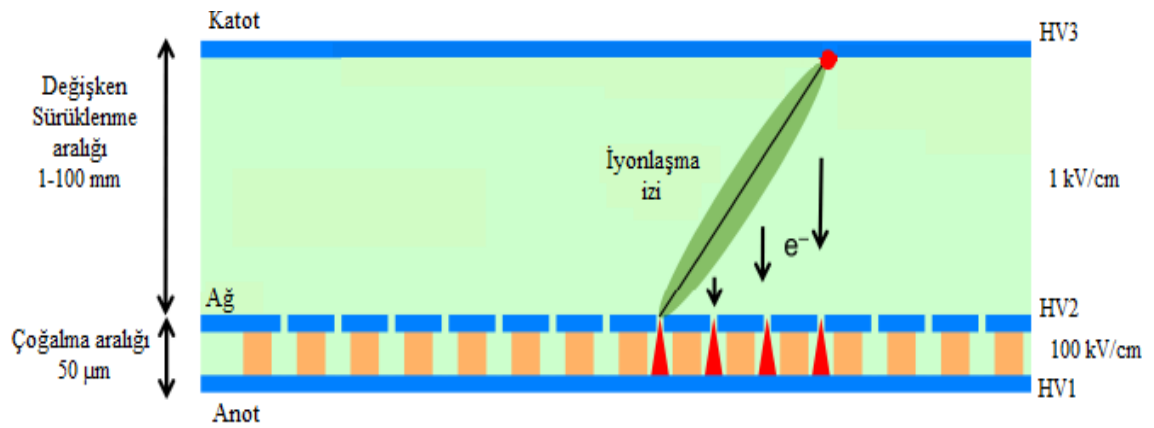
**Şekil 3.4.** Bulk Micromegas'ın temel üretim adımları

Bulk Micromegas'ın üretimindeki ilk adım, detektörün baskı devre kartına (PCB) yalıtkan bir polimid malzemenin lamine edilmesidir. Bu katmanın kalınlığı aynı zamanda detektörün çoğalma aralığının mesafesini belirler. İkinci adımda mikro ağ, polimid tabakasının üzerine yerleştirilir. Üçüncü adımda aynı polimid malzemeden ek bir katman, ağ örgüsünü içine alacak şekilde mikro ağın üzerine lamine edilir. Son aşamada ise ağ çevresindeki polimid katmanlar, bir fotolitografik işlemle kaldırılır.

Bulk yöntemi ile geniş alanlı ve mekanik olarak oldukça sağlam detektör yapıları oluşturulabilir. Bu yapılar, ölçümler sırasında ortaya çıkan ve önüne geçilmezse detektörü kullanılmaz hale getirebilen kıvılcımlara karşı da oldukça dayanıklıdır. Bu teknoloji sayesinde detektör bölümlere ayrılabilir; böylece detektörde kusurlar oluşması durumunda yerel olarak onarılabilir.

Bulk teknolojisi ile ulaşılmak istenen en önemli hedeflerden biri standart Micromegas'lara kıyasla daha küçük çoğalma aralığı elde edebilmektir; çünkü aralık ne kadar küçük olursa çözünürlük de o kadar yüksek olur. Ancak bu teknolojinin özellikle detektörün ağ yapısından ileri gelen bazı dezavantajları da vardır. Örgülü ağ yapı nedeniyle çoğalma aralığı mesafesinde %10'dan daha büyük farklılıklar ortaya çıkar (Attié ve diğerleri, 2021). Ayrıca mikro ağın zaten kendisi oldukça kalın (~30µm) bir yapıdır. Dolayısıyla çoğalma bölgesindeki elektrik alanın istenilen düzeyde homojen yapılabilmesi için geniş bir aralığa ihtiyaç duyulur. Sonuç olarak Bulk Micromegas'ın geometrik özellikleri enerji çözünürlüğünde bir miktar bozulmaya yol açar.

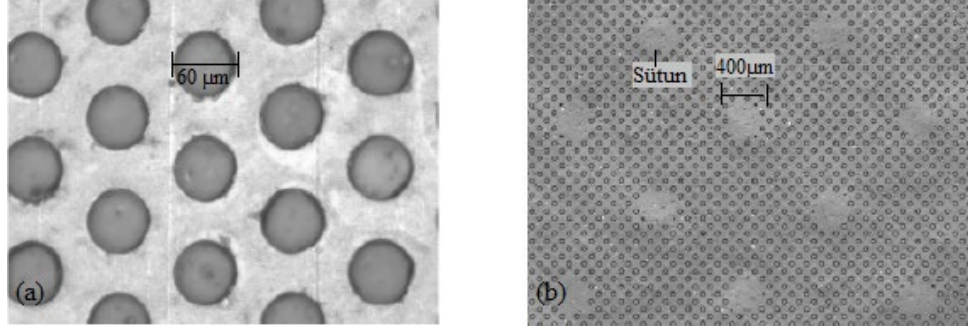
Daha küçük çoğalma aralığına duyulan ihtiyaç nedeniyle Bulk Micromegas'tan biraz farklı bir üretim tekniğine dayanan Microbulk Micromegas detektörler geliştirilmiştir (Şekil 3.5) (Attié ve diğerleri, 2021). Bu sayede Bulk Micromegas'ın yaklaşık 128 - 100 µm olan çoğalma aralığı Microbulk Micromegas ile birlikte 50 – 25 µm düzeyine kadar düşürülmüştür. Böylece Bulk Micromegas ile elde edilen %19 çözünürlük değeri Microbulk Micromegas kullanıldığında %11 olarak iyileştirilmiştir (Delbart ve diğerleri, 2011).



**Şekil 3.5.** Microbulk Micromegas detektörünün bir kesiti. İyonlaşma izi boyunca sürüklenen elektronlar detektörün delikli ağ yapısından geçerek çoğalma bölgesinde elektron çığlarını meydana getirir

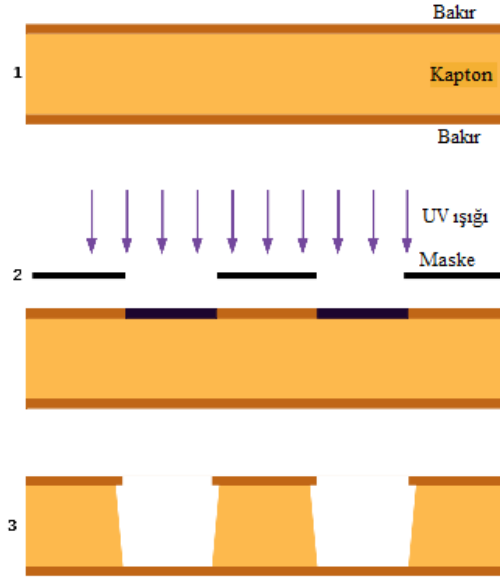
Microbulk Micromegas'ın üretim teknolojisi kapton aşındırma tekniğine dayanmaktadır. 2006 yılında Ioannis Giomataris ve Rui de Oliveira tarafından icat edilmiştir. Bu teknolojiye ana bileşen her iki tarafı bakır bir tabaka ile kaplanmış bir

Kapton folyodur. Folyonun bir tarafı anot için, diğer tarafı ağ için kullanılır. Mikro ağ ve okuma yapısı fotokimyasal aşındırma ile üretilir. Şekil 3.6'da microbulk ağının iki farklı görünümü verilmektedir (Geralis ve diğerleri, 2015; Iguaz, Andriamonje ve diğerleri, 2012).



**Şekil 3.6.** a) Microbulk detektörünün 60 µm delik çapına sahip mikro ağ yapısı b) Sütunlarının çapı 400 µm olan bir Microbulk detektörün kare desene sahip mikro ağ yapısı

Bu detektörün üretiminin ilk aşamasında mikro ağ oluşturmak amacıyla standart litografi ile bakır folyolardan birinde dairesel delikler oluşturulur. Daha sonra Kapton film, kimyasal aşındırma tekniği ile deliklerin altından anoda kadar aşındırılır (Şekil 3.7) (Attie ve diğerleri, 2021). Oluşan deliklerin etrafındaki malzeme, mikro ağa mekanik destek olması için kalır.



**Şekil 3.7.** Microbulk detektörün kapton aşındırma tekniğine dayalı 3 adımdan oluşan üretim yöntemi

Microbulk detektörün yüksek çözünürlük, esnek yapı gibi birçok avantajı vardır. Bu tür detektörlerden, X-ışını kaynağının 5.9 keV enerjisi için %11'e ve alfa kaynağının 5.5 MeV enerjisi için %1.8'e ulaşan mükemmel yakın enerji çözünürlükleri elde edilmiştir (Andriamonje ve diğ., 2010). Microbulk detektörlerin çoğalma aralığı, diğer Micromegas türlerine göre daha homojendir. Bu detektörler CERN'de CAST deneyinde yüksek enerji çözünürlüğü ve radyo-saflığı nedeniyle arka plan reddini geliştirmek için ve n\_TOF gibi nötron deneylerinde detektör malzemesinden üretilen  $\gamma$ -ışınını en aza indirmek için kullanılmaktadır (Attie ve diğerleri, 2021).

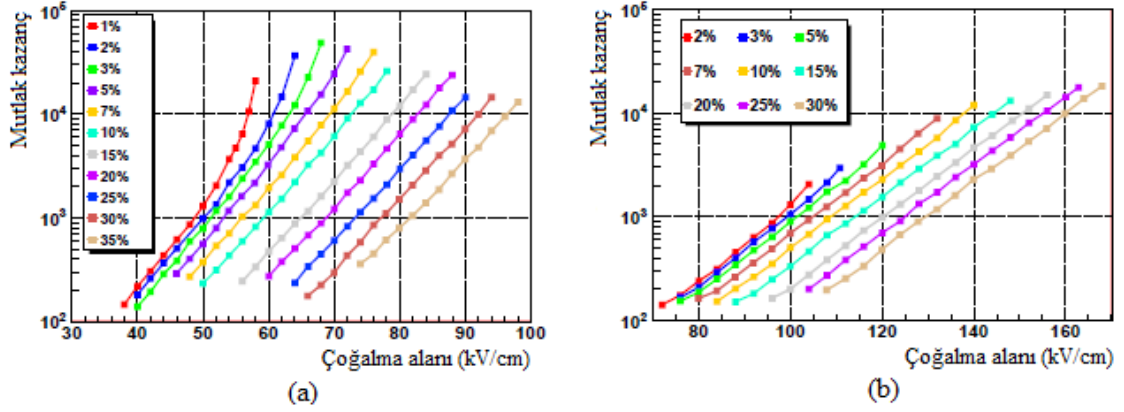
Bu çalışmalar ile birlikte CERN'de COMPASS deneyinde dirençli katmanlara sahip pikselleştirilmiş Micromegas ile bir geliştirme önerilmektedir ve ayrıca ATLAS müon spektrometresinin Micromegas ile geliştirilmesi öngörülmektedir. Bununla birlikte MM'ler, iyi konumsal çözünürlükleri, yüksek hız yetenekleri ve yüklü iyonlar için yüksek algılama verimliliği nedeniyle tıbbi iyon terapisinde parçacık izleme uygulamaları için de çok uygundur (Bortfeldt, 2014).

### **3.2. Benzetişimde Kullanılan Deneysel Veriler**

Bu çalışmada kullanılan deneysel kazanç verileri, standart Micromegas'tan daha homojen bir çoğalma aralığına ve daha iyi bir ağ yapısına sahip, iki farklı Mikrobulk Micromegas detektör ile ölçülmüştür. Detektörlerin çoğalma bölgesinde dairesel deliklerden oluşmaktadır. Çoğalma aralığı 50  $\mu\text{m}$  olan detektörün delikleri arasındaki mesafe 70  $\mu\text{m}$  ve deliklerin çapı 35  $\mu\text{m}$  olarak üretilmiştir. İkinci detektörün çoğalma aralığı 25  $\mu\text{m}$ , delikleri arasındaki mesafe 50  $\mu\text{m}$  ve deliklerin çapı 25  $\mu\text{m}$ 'dir. Her iki detektör için sürüklenme bölgesi aralığı ise 10 mm olarak seçilmiştir. Ölçümlerin büyük bir kısmında aynı gaz karışımları kullanılmıştır (Iguaz, Ferrer-Ribas ve diğerleri, 2012).

Ölçümlerde istenilen miktarda Ar- $i\text{C}_4\text{H}_{10}$  konsantrasyonu elde etmek için ortam sıcaklığı belirli derecelerde sabit tutulmuştur. Ayrıca detektörlerde birincil parçacıkları oluşturmak için 5,9 keV enerjili X-ışını kaynağı kullanılmıştır. Uygulanan voltaj ise ağ için 200-600 V, sürüklenme katodu için 280-5000 V aralığında uygulanmıştır. Detektörlerde, Ar + %5  $i\text{C}_4\text{H}_{10}$  gaz karışımı için 5,9 keV 'de %11.7 ve %11.8 enerji çözünürlüğü gözlenmiştir. Bunlar Microbulk detektörlerinde daha önce gözlenen en iyi

değere (%11) oldukça yakındır. Gaz kazancı verileri Şekil 3.8’de gösterilmektedir (Iguaz, Ferrer-Ribas ve diğerleri, 2012). Çoğalma aralığı 25 µm olan detektör ile ölçülebilen en yüksek kazanç değerleri  $iC_4H_{10}$  oranı ile sürekli artma eğilimindedir; öte yandan bu değerler 50 µm aralıklı detektörde % 3  $iC_4H_{10}$  oranına kadar artarken ve daha büyük oranlarda ise azalma eğilimindedir.



**Şekil 3.8.** Çoğalma aralığı 50 µm (a) ve 25 µm (b) olan Mikrobulk Micromegas detektörlerinde farklı Ar- $iC_4H_{10}$  karışımları için ölçülen gaz kazancı eğrileri

Ayrıca, en yüksek kazanç değerleri, 50 µm aralıklı detektörde  $10^4$ 'ün altına düşmezken, 25 µm aralıklı detektörde ise özellikle düşük  $iC_4H_{10}$  oranlarında  $10^4$ 'e varmadan kesilime uğrar. Gaz kazancındaki bu sınırlamaların en temel nedeni çoğalma aralığı küçüldükçe toplam iyonlaşmadaki geri besleme süreçlerinin daha etkin bir rol oynaması olabilir (bkz. Kesim 2.2.2). Yükselen  $iC_4H_{10}$  oranı ile birlikte aynı gaz kazancını elde etmek için gerekli olan elektrik alan değeri artmaktadır. Kesim 2.2.3'te belirtildiği gibi moleküler gazların iyonlaşma ürünleri soy gazlara kıyasla çok daha azdır. Dolayısıyla karışımdaki argon oranının azalmasıyla kazanç değerlerinin düşmesi beklenir.

Geniş çoğalma aralıklı (50 µm) detektör için daha düşük elektrik alan değerleri ile çalışılmıştır. Bununla birlikte 25 µm aralıklı detektör için genellikle daha geniş bantta yer alan elektrik alanlar kullanılmıştır. Her iki detektörde de düşük  $iC_4H_{10}$  kesirleri için geri beslemeler nedeniyle gaz kazancının üstel artışından sapmalar gözlenmektedir. Orantısallığı bozan bu etkiler özellikle yüksek kazanç değerlerinde daha belirgin hale gelmektedir. Bu etkilerin nedenleri Kesim 3.6.2’de, parametrik değerleri ise Kesim 4.5’te ayrıntılı olarak tartışılmıştır.

### 3.3. Benzetişimde Kullanılan Yazılım Araçları

Gaz kazanç hesaplamaları yapılırken MAGBOLTZ, GARFIELD++ ve ROOT olmak üzere bazı yazılım araçlarından yararlanılmıştır. Magboltz ile hesaplanan bazı parametreler, fit programlarında kullanılmıştır. Özellikle gazlı detektörlerin benzetişimi için oldukça yaygın bir şekilde kullanılan GARFIELD++ programı aracılığıyla deneysel kazanç eğrileri fit edilmiştir. Deneysel ve hesaplanan kazanç verilerinin analizi için ise ROOT programı yardımıyla çizilen grafiklerden yararlanılmıştır.

#### 3.3.1. Magboltz

Magboltz (Biagi, 1999), elektronların bir gaz veya gaz karışımı içerisindeki, enerji dağılımı, sürüklenme hızı, enine ve boyuna difüzyon, elektron yakalama ve Townsend katsayıları gibi elektron transport parametrelerini hesaplayabilen bir Monte Carlo benzetişim programıdır. Bu transport parametreleri Boltzman transport eşitlikleriyle çözümlenerek bir çıkış dosyasına yazılır (Şahin, 2011).

Bu program Dr. Steve Biagi tarafından orijinal olarak Fortran programlama dilinde yazılmıştır. Ancak yakın zamanda daha modern dillerle programı yeniden yazma çabaları sonuç vermiş ve PyBoltz adlı program geliştirilmiştir (Al Atoum, Biagi, González-Díaz, Jones ve McDonald, 2020). Magboltz, tek başına çalıştırılabildiği gibi elektronların ve iyonların iz takibini farklı detektör geometrileri için yapabilen Garfield benzetişim programındaki bir arayüz sayesinde de çalıştırılabilir (Veenhof, 1998).

Programda Z – eksenine doğrultusundaki bir elektrik alan değeri için bir elektron, ilk hızı sıfır olacak şekilde 3 boyutlu uzayın merkezine yerleştirilir. Daha sonra elektron, sabit bir dt süresi boyunca, elektrik alanı tarafından Z – eksenine doğrultusunda çekilir. Bu sürenin sonunda elektron bir gaz atomu veya molekülü ile çarpışmaya girer ve yapılan çarpışmanın türü, etkileşme tesir kesitleri yardımıyla Monte Carlo teknikleri ile belirlenir. Çarpışmadan sonra elektron başka bir zaman adımı (dt) için tekrar elektrik alanının etkisi altında olacaktır. Elektrik alanı tarafından çekilme ve ardından bir gaz atomu veya molekülü ile çarpışmalar birçok kez tekrarlanır. Çok sayıda tekrarlanan bu tür çarpışmalar sonucunda (en az  $10^7$  kez), elektronun gaz içerisindeki transport parametreleri hesaplanır (Clark, 2005; Şahin, 2012).

Ayrıca program ile karışımındaki gazların her biri için uyarılan enerji seviyelerinin üretilme frekansları da hesaplanabilmektedir. Böylece Magboltz kullanılarak Penning transferleri de incelenebilir (bkz. Kesim 3.6.1). Bu süreçler gazlı detektörlerin gaz kazancı hesaplamaları için büyük önem taşımaktadır.

### **3.3.2. Root**

Root, çok güçlü bir veri analizi ve görselleştirme paketidir. 1990'ların ortalarında Dr. Rene Braun, Fons Rademakers ve yaklaşık otuz araştırmacı tarafından, CERN'de yüksek enerji fiziği topluluğu için C++ kodları ile geliştirilmiştir (<https://root.cern/>) ve deneysel verilerin analizi için oldukça yaygın olarak kullanılmaktadır (Ahmed, 2007; Şahin, 2011). Root aynı zamanda açık kaynak kodlu, ücretsiz olarak kullanılabilen bir yazılımdır. Bu özelliği programın bölümlerinin bağımsız olarak değiştirilmesini ve değiştirilmiş kodun kullanıcıların kullanımına sunulmasını sağlar. Bu nedenle program sürekli gelişim halindedir. Ayrıca Root, nesne yönelimli bir yazılım mimarisine sahiptir. Bu sayede analiz için gerek duyulan yardımcı program ihtiyacı karşılanır ve bu yardımcı programlar özel bir analiz kodu geliştirmek için kullanılabilir. Bu yöntem, yazılması gereken kod miktarını önemli ölçüde azaltır ve yardımcı programların kişiselleştirilmesini ve tekrardan kullanılmasına fırsat verir (Ahmed, 2007; Şahin, 2011).

Bununla birlikte Root, yüksek enerji fiziğinde sıklıkla kullanılan diğer benzetişim programları ile ortak kullanılabilir. Fonksiyonel olması sayesinde kullanıcılara birçok veriyi aynı anda analiz edebilme imkânı tanımaktadır. Root'un bu özellikleri CERN'de LHC gibi büyük deneylerde edinilen terabaytlar mertebesindeki bilgilerin, çok daha kısa bir süre içerisinde işlenebilmesini sağlamaktadır.

### **3.3.3. Garfield++**

Garfield, elektron ve iyonların iz takibini yapabilen oldukça kapsayıcı ve işlevsel bir benzetişim programıdır (<https://garfield.web.cern.ch/garfield/>). Dr. Rob Veenhof tarafından Fortran kodları kullanılarak yazılmıştır (Şahin, 2011).

Garfield'a Magboltz gibi çeşitli benzetişim programlarının arayüzleri eklenerek ortak çalışmaları sağlanmış ve programın işlevselliği arttırılmıştır. Ancak Fortran kodları ile kullanılan en güncel sürümü olan Garfield-9, yalnızca Magboltz'un 7.1 olan eski sürümü ile çalıştırılabildiği için uyarılma frekanslarının ayrıntılı hesabı yapılamamaktadır. Dolayısıyla bu programın, Magboltz'un yeni sürümleri ile birlikte çalışmaması nedeniyle Penning transfer olasılıklarının incelenmesi mümkün değildir. Bununla birlikte Haziran 2011 tarihinde Dr. Rob Veenhof ve Heinrich Schindler tarafından C++ kodları ile yeniden yazılan Garfield (Garfield++), Nesne yönelimli bir program olarak kullanıma sunulmuştur. Bu programın temel uygulama alanı mikro desenli detektörlerdir.

Garfield++'ın Fortran kodları ile yazılan eski Garfield'dan ayıran birçok özelliği bulunmaktadır. Bu özellikler, gazlarda elektron taşınmasının daha güncel işlenmesi, Magboltz'un yeni sürümleri ile ortak çalışabilmesi ve yarı-iletken detektörlerin benzetişimini de yapabilmesidir. Ayrıca Root analiz programıyla da ortak çalışabilmektedir. Böylece veri analizi ve görselleştirme için Root çerçevesi kapsamlı olarak kullanılabilir.

Son zamanlarda Geant4 benzetişim programı ile Garfield++'ı birbirine bağlama girişimlerinde bulunulmuştur. Parçacıkların maddeden geçişinin benzetişimini yapan Geant4'ün düşük enerji uygulamalarını da içerecek şekilde kapsamının genişletilmesi ile beraber bu programın Garfield++ ile ortak bir uygulama alanı bulması durumunda özellikle atomik etkileşmelerin baskın olduğu düşük enerji bölgesinde karşılaşılan zorluklar giderilecektir (Pfeiffer, 2019; Şahin, 2011).

Garfield, telli veya paralel levhalı sayaçlar için elektrik alan değerini tek başına analitik olarak hesaplayabilirken, Micromegas ve GEM gibi karmaşık geometrilere sahip yeni nesil MPGD'lerin elektrik alanı değişimlerini analitik olarak hesaplayamamaktadır. Bunun için daha ileri yöntemler gereklidir. Bu bağlamda, sonlu elemanlar yöntemi ile elektrik alanını iyi yaklaşımlarla hesaplayabilen ANSYS, MAXWELL, TOSCA gibi çeşitli benzetişim programları kullanılmalıdır. Garfield, bu tür programlar ile elektrik alan çizgilerinin hesaplanması sonucu üretilen çıkış dosyalarını okuyabilen çeşitli arayüz programlarına da sahiptir.



### 3.4. Gaz Karışımlarının Fiziksel Özelliklerinin Belirlenmesi

Gaz karışımının transport parametrelerinin belirlenmesi için bu gaz karışımının türü, sıcaklığı ve basıncı gibi fiziksel özelliklerinin öncelikle bilinmesi gerekir. Bu özellikler, tekrar sayısı ve çalışılmak istenen elektrik veya manyetik alan şiddeti bir giriş dosyası ile Magboltz programına tanıtılır. Magboltz çıkış dosyasına yazılan Townsend katsayısı, iyonlaşma ve uyarılma frekansı gibi elektron transport parametreleri, deneysel kazanç eğrilerine fit etmek için kullanılır (Şahin, 2012).

#### 3.4.1. Magboltz giriş parametrelerinin hazırlanması

Gazın fiziksel özelliklerin programa tanıtılması için giriş kartlarının kullanılması gerekir. Magboltz programında 4 adet giriş kartı bulunur. Her kart satırında farklı özelliklerdeki verilerin girilmesi için özel hücreler mevcuttur. Her giriş kartı için hücre isimleri, sırasıyla soldan sağa doğru aşağıda verilmiştir:

1. Kart: NGAS, NMAX, IPEN, EFINAL
2. Kart: NGAS1, NGAS2, NGAS3, NGAS4, NGAS5, NGAS6
3. Kart: FRAC1, FRAC2, FRAC3, FRAC4, FRAC5, FRAC6, TEMP, TORR
4. Kart: EFIELD, BMAG, BTHETA

Aşağıda her bir hücrenin içerdiği fiziksel bilgi ayrıntılı olarak anlatılmıştır.

##### 1. Kart:

NGAS: Karışımda yer alan gazların sayısını ifade eder. Program, aynı anda en fazla 6 farklı gaz içeren bir karışım için hesap yapılmasına izin verir. Karışımda daha fazla sayıda gaz varsa hesap yapılamaz. Gaz karışımı yerine tek bir gaz da söz konusu olabilir. Böyle bir durumda NGAS için "1" yazılmalıdır. Burada girilen rakamlar mutlaka tam sayı olmalıdır.

NMAX: Çarpışma sayısını belirtir. Bu hücrede girilecek sayı Monte Carlo hesaplamalarının kaç kez tekrarlanacağını belirler. Eğer NMAX değeri "1" olarak girilirse program 10<sup>7</sup> kez tekrarlama yapar. Bu tekrarlama sayesinde program, transport parametrelerini %1 hassasiyete kadar doğrulukla hesaplayabilir. NMAX "10" olarak

girilirse parametreler üzerindeki belirsizlikler genellikle % 0.5'in altına iner. Her bir parametrenin doğruluk derecesi programın çıkış dosyasına yazılır. Eğer transport parametreleri özellikle saf bir soy gaz için hesaplanacak ise NMAX en az "15" olarak girilmelidir; çünkü daha küçük değerler için üretilen sonuçlardaki hata payı yüksek olur. Örneğin %10 moleküler gaz içeren birçok karışım için NMAX değerinin "5" alınması hassasiyet bakımından yeterli olabilir. Programın hesaplama süresi ise NMAX ile doğru orantılı olarak artar. NMAX değeri de ancak tam sayı olmalıdır.

IPEN: Penning transfer olasılığıdır. Başlangıçta hesaba katılmaz. Çünkü bu olasılık ancak deneysel kazanç eğrilerinin fit edilmesi ile belirlenebilir. Bu nedenle IPEN değeri "0" alınmalıdır. Eğer gaz karışımı için Penning transfer olasılığı biliniyorsa bu hücreye "1" yazılabilir. IPEN'e girilecek sayılar da tam sayı olmalıdır.

EFINAL: Elektronun enerjisinin "eV" cinsinden en yüksek sınırıdır. Buraya "0.0" girilirse enerjinin üst sınırı program tarafından otomatik olarak belirlenir. Üst sınır kullanıcı tarafından girilirse ve hesaplamalar için yeterli olmazsa program çalışmayı durdurur ve kullanıcıya üst sınırın artırılması gerektiğini belirten bir uyarı verir. Bu hücreye girilecek değerler ise ondalık kesir şeklinde olmalıdır.

## **2. Kart:**

NGAS1, NGAS2, ... NGAS6: Bu giriş kartında yer alan her bir hücre karışımdaki gazların kimlik numaralarını temsil eder. Bu kimlik numaraları programın başındaki açıklama satırlarında yazılıdır. Karışımda bulunan gazların her biri için bu sayılar soldan sağa doğru tam sayı olarak girilir. Karışımdaki gaz sayısı 6'dan az ise satırın geri kalanına herhangi bir şey yazılmadan boş bırakılır.

## **3. Kart:**

FRAC1, FRAC2, ... FRAC6: Gaz karışımında bulunan gazların karışım oranıdır. Dolayısıyla tüm oranların toplamı "100.0" olmalıdır. Eğer karışım 2 farklı gazdan oluşuyorsa FRAC6'ya kadar olan diğer hücrelere "0" sayısı girilmelidir.

TEMP: °C cinsinden gaz karışımının sıcaklığıdır.

TORR: Torr cinsinden gaz karışımının basıncıdır.

#### 4. Kart:

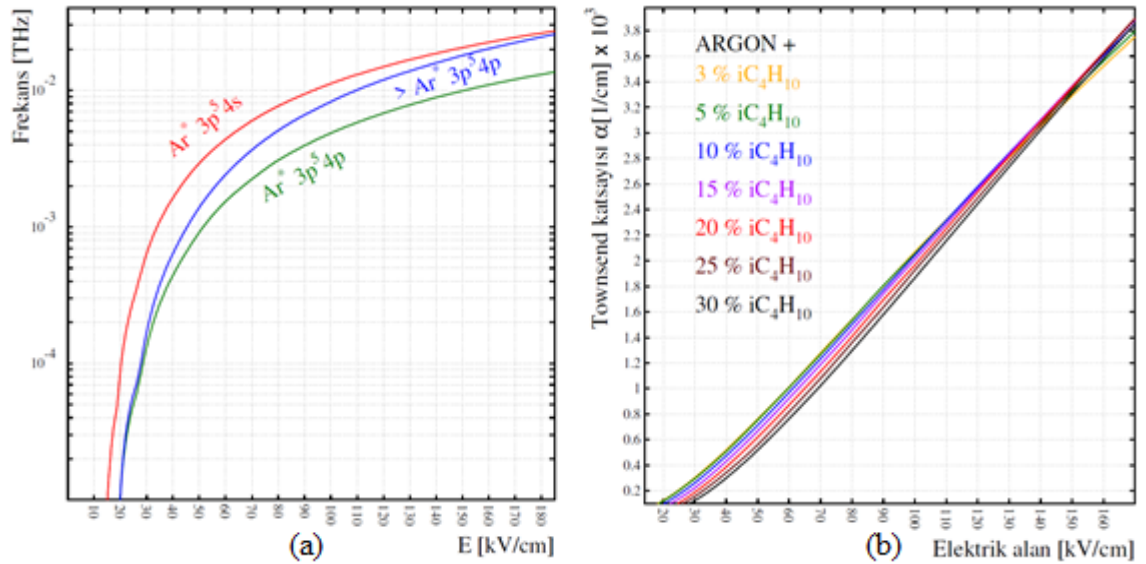
EFIELD: V/cm cinsinden elektrik alan şiddetidir.

BMAG: KiloGauss cinsinden manyetik alan şiddetidir.

BTHETA: Derece cinsinden elektrik ve manyetik alan arasındaki açıdır.

#### 3.4.2. Magboltz çıkış parametreleri

Program çalıştırıldıktan sonra Townsend katsayısı, uyarılmaların ve iyonlaşmaların üretilme frekansları, elektronların enerji dağılımı, sürüklenme hızı, enine ve boyuna difüzyon, elektron yakalama katsayısı gibi transport parametreleri (hata oranlarıyla birlikte) çıkış dosyalarına yazılır. Şekil 3.9'da Ar-iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> gaz karışımları için hesaplanan bazı parametreler verilmiştir.



**Şekil 3.9.** Ar-iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> gaz karışımları için Magboltz 8.9 sürümü kullanılarak hesaplanan transport parametreleri. **a)** %70 Ar - %30 iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> gaz karışımında çeşitli uyarılma seviyeleri için hesaplanan üretilme frekansları **b)** Farklı oranlardaki Ar-iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> gaz karışımları için Townsend katsayıları

Hesaplamalarda argonun ilk dört uyarılma seviyesine ait toplam üretiminin diğer tüm uyarılmalara göre incelenen elektrik alan değerleri için baskın süreç olduğu görülmektedir (Şekil 3.9, a). Eşik enerjisi daha küçük olan bu seviyelerin oluşmaya başladığı elektrik alan şiddeti de diğerlerine kıyasla düşüktür.

Townsend katsayıları ( $\alpha$ ), elektrik alan değeri 100 kV/cm oluncaya kadar, karışımdaki  $iC_4H_{10}$  kesri arttıkça azalma eğilimindedir. Örneğin 50 kV/cm’de en büyük ve en küçük  $\alpha$  değeri sırasıyla %3 ve %30  $iC_4H_{10}$  içeren karışımlar için gözlenir. Ancak 100 kV/cm’den daha yüksek alan değerleri için bu sıralama tersine dönmektedir ve 160 kV/cm’e ulaşıldığında en küçük  $\alpha$  değeri %3  $iC_4H_{10}$  kesrine sahip karışım için elde edilir (Şekil 3.9, b).

### 3.5. Gaz Kazancı Hesabı

Tek telli silindirik bir sayaç söz konusu olduğunda düzgün olmayan radyal elektrik alanlarla karşılaşılır. Böyle bir sayaç için gaz kazancı ( $G$ ), elektron çığının başladığı nokta ile telin yarıçapı arasındaki mesafede Townsend katsayısının integrali olarak tanımlanabilir:

$$G = \frac{N}{N_0} = \exp \int_{r_a}^{r_b} \alpha(E(r)) \cdot dr \quad (3.1)$$

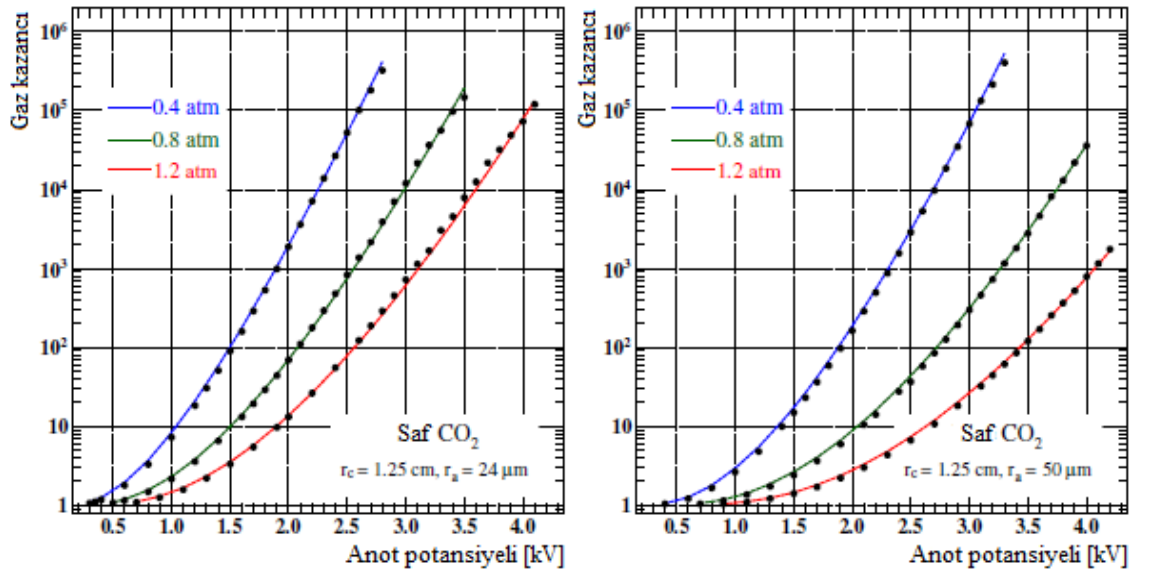
Eşitlik 3.1’de  $r_a$  anot telinin yarıçapı,  $r_b$  elektron çığının başladığı noktanın anoda uzaklığı ve  $r$  ise anot ve katot arasındaki herhangi bir mesafedir. Townsend katsayısı elektrik alan şiddetine bağlıdır. Bu nedenle Eşitlik 3.1, elektrik alanının bir fonksiyonu olarak yazılmıştır. Elektrotları arasına  $V$  gerilimi uygulanan silindirik bir sayaç için elektrik alan şiddeti aşağıda verilmiştir.

$$E(r) = \frac{V}{r \cdot \ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right)} \quad (3.2)$$

Burada  $r_c$  silindirik bir sayacın katot yarıçapıdır. Eşitlik 3.2’de görüldüğü üzere elektrik alan şiddetinde  $\frac{1}{r}$  bağıllığı vardır. Bu bağıllık elektrik alan şiddetinin anot teli civarında çok daha yüksek değerlere ulaşacağına işaret eder.

Elektrik alanın artması ile serbest elektronlar kinetik enerji kazanırlar. Böylece gazın iyonlaşma tesir kesiti eşliğini aşan elektronların sayısı artar. Bu da Townsend katsayısının ( $\alpha$ ) artması anlamına gelir. Dolayısıyla silindirik bir sayaçta çığ oluşumunun yoğun olarak gerçekleştiği anot teli civarında Townsend katsayısı ( $\alpha$ ) büyük değerlere ulaşmaktadır.

Townsend katsayılarının hesaplanmasında kullanılan Magboltz benzetim programı, yalnızca doğrudan (Townsend) iyonlaşmaları dikkate almaktadır. Bu nedenle Eşitlik 3.1 kullanılarak hesaplanan kazanç değerleri yalnızca, Penning etkilerinin gözlenmediği gaz karışımları için fit yaparken geçerlidir. Örneğin saf CO<sub>2</sub> gazında Penning transferleri olmaz. Şekil 3.10'da görüldüğü gibi bu gaz için ölçülen ve hesaplanan kazanç değerleri birbirleriyle oldukça uyumludur (Şahin, Kowalski, Veenhof, 2016). Burada, siyah noktalar deneysel verilerdir ve renkli çizgiler farklı basınç değerleri için hesaplanan kazanç eğrileridir.



**Şekil 3.10.** Saf CO<sub>2</sub> gazı için ölçülen ve hesaplanan gaz kazanç eğrileri

Paralel plakalı detektörlerde elektrik alan şiddeti düzgündür ve detektör hacmi içerisinde değişmez. Bu durumda gaz kazancı ( $G$ ) aşağıdaki gibi basitleştirilebilir.

$$G = \frac{N}{N_0} = \exp(\alpha(E) \cdot d) \quad (3.3)$$

Burada  $d$ , anot ve katot arasındaki mesafedir. Elektrotları arasına  $V$  gerilimi uygulanan paralel plakalı detektörler için elektrik alan şiddeti:

$$E = \frac{V}{d} \quad (3.4)$$

olarak verilir.

Micromegas detektörlerinin geometrik yapısı, paralel plakalı detektörlere benzerdir. Dolayısıyla Eşitlik 3.4'teki  $d$  mesafesi, çoğalma aralığı olarak alınabilir. Böylece Micromegas için gaz kazancı hesaplamalarında Eşitlik 3.3 kullanılabilir.

### 3.6. İyonlaşma Türleri

Parçacık geçişi ile detektör hacminde birçok iyonlaşma gerçekleşir. Bu iyonlaşmalardan ilk olarak gerçekleşen parçacık tarafından doğrudan meydana gelen birincil iyonlaşmalardır. Bunlar Townsend iyonlaşma mekanizması ile tanımlanır. Birincil iyonlaşmalar tarafından açığa çıkan ve elektrik alanda hızlandırılan elektronlar, gaz atomu veya gaz molekülleri ile etkileşimler yaparak ilave elektronları oluşturur. Bu iyonlaşmalar birbirini izleyerek detektördeki ana elektron çığ mekanizmasını oluşturan birincil çığları meydana getirir.

Bir atomun iyonlaşma mekanizması aşağıdaki gibi verilir.



Burada  $A$ , taban durumdaki atom ve  $A^+$ , iyonize atomdur.

Birincil elektron çığını oluşturan iyonlaşmalar dışında elektron çığının büyümesine neden olarak ya da ilave ikincil elektron çığları oluşturarak toplam iyonlaşmalara katkı sağlayan Penning iyonlaşmaları ve geri-besleme gibi başka süreçler de mevcuttur. Bu nedenle bu süreçleri dikkate alarak kazanç hesabı yapabilmek için bazı düzeltme terimlerine ihtiyaç duyulur.

#### 3.6.1. Penning iyonlaşmalarının hesabı

Elektrik alanında hızlandırılan elektronların gaz atomu ile yaptığı etkileşimler, iyonlaşmanın yanı sıra çok sayıda uyarılmaya da neden olur.



Eşitlik 3.6, atomun uyarılmasına bir örnektir. Burada  $A^*$ , uyarılan atomdur. Uyarılma sonucunda atomlar foton salarak depolanan enerjilerini aşağıdaki gibi kaybedebilir.



Bununla birlikte uyarılmış atomların enerjileri karışımdaki dindirici gazın iyonlaşma potansiyelinden daha yüksek ise uyarılan atom, depolanan bu enerjiyi foton salarak kaybetmek yerine “Penning transferleri” olarak bilinen süreçlerle yeni elektron-iyon çiftleri oluşturmak için kullanılabilir. (Penning 1928, 1934; Druyvesteyn ve Penning, 1940).

Gaz karışımlarında meydana gelen Penning transferinin en genel mekanizması aşağıdaki gibi verilir.



Burada  $A^*$ , uyarılan atom ve  $B$ , taban durumdaki atomdur. Penning transferleri nedeniyle gaz kazancında meydana gelen artış, “Penning etkisi” olarak adlandırılır. Bu etki, ölçümlerdeki gaz kazancı dalgalanmalarını azaltır. Bu sayede geniş bir çalışma aralığında, sayacın orantısallığı bozulmadan, yüksek çözünürlüklü kazanç ölçümleri yapılabilir (Şahin, 2018).

Penning transferleri, uyarılan soy gaz atomunun dindirici gaza doğrudan enerji aktarılmasına gerek olmadan da gerçekleşebilir. Özellikle yarı kararlı olmayan seviyelerdeki uyarılmış atomlar, çarpışma yapmadan önce foton salarak bozunuma uğrayabilirler. Eğer bu fotonlar ana çığ bölgesinde oluşurlarsa moleküler gazdan fotoelektrik olay ile elektron sökebilirler. Dolayısıyla aynı çığ bölgesinde ortaya çıkan bu iyonlaşmaları, çarpışmalar yoluyla oluşan iyonlaşmalardan ayırmadan, Penning transfer süreçlerinin bir türü olarak değerlendirmek gerekir. Penning etkisinin gözlemlendiği gaz karışımları ile çalışıldığında deneysel verilerle uyum sağlanabilmesi için aşağıdaki eşitlik ile tanımlanan Penning düzeltmeli Townsend katsayıları ( $\alpha_{pen}$ ) kullanılmalıdır (Şahin, 2010):

$$\alpha_{Pen} = \alpha \left( 1 + r_{Pen} \frac{\nu^{uyr}}{\nu^{ion}} \right) \quad (3.9)$$

Burada;

$\alpha$  : Doğrudan iyonlaşmalara karşılık gelen Townsend katsayısı,

$\alpha_{Pen}$  : Penning düzeltmeli Townsend katsayısı,

$\nu^{ion}$  : Gaz karışımındaki iyonlaşmaların toplam üretilme frekansı,

$\nu^{uyr}$  : Penning transferi yapabilen uyarılmış atomların toplam üretilme frekansı,

$r_{Pen}$  : Penning enerji transfer olasılığıdır.

Transfer olasılığı, doğrudan iyonlaşmalara Penning süreçleri ile sağlanan katkının bir ölçüsü olarak da tanımlanabilir. Herhangi bir gaz için bu olasılığın değeri önceden belirlenemez. Ancak incelenen karışım için ölçülen deneysel gaz kazançları, Eşitlik 3.9'de verilen Penning düzeltmeli Townsend katsayıları yardımıyla fit edilerek transfer olasılıklarını hesaplamak mümkündür.

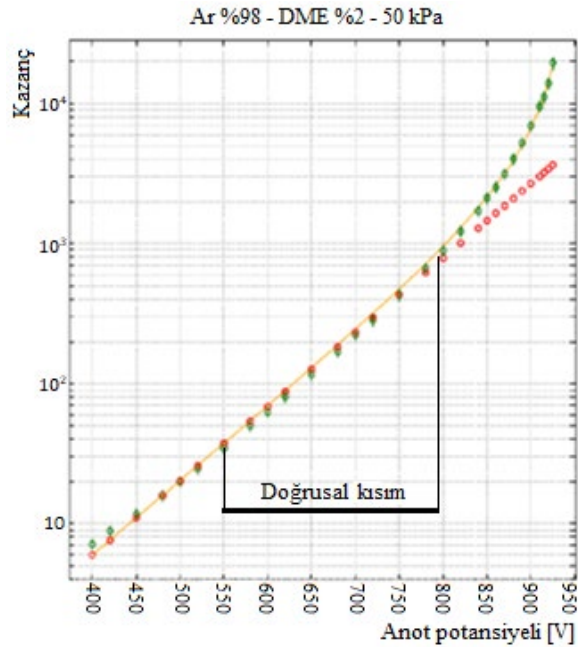
Argonun en düşük uyarılma seviyesi 11.55 eV iken, İzobütan'ın iyonlaşma eşiği ise sadece 10.67 eV'dir. Dolayısıyla argon atomlarının uyarılan tüm enerji seviyeleri  $iC_4H_{10}$  moleküllerini iyonlaştırabilecek kadar yüksek enerjiye sahiptir. Bu nedenle kazanç eğrileri fit edilirken argon atomuna ait uyarılmaların hepsi dikkate alınmıştır. Magboltz argon için toplam 44 uyarılma seviyesine ait üretim frekanslarını hesaplayabilmektedir. Fakat üretim frekanslarının elektrik alan ile değişimleri incelendiğinde birbirine oldukça benzer eğrilerin olduğu gözlenir (bkz. Şekil 3.9). Bu durum, uyarılma seviyelerinin toplam iyonlaşmaya katkılarını nicel olarak birbirinden ayırmayı neredeyse imkânsız kılar. Bu uyarılmaların elektrik alan ile değişimlerinden çok nihai olarak Penning enerji transfer süreçlerine katılacak olması önemlidir. Bu sebeplerle gaz kazancı fitlerinde tüm uyarılma seviyeleri için ortak bir transfer olasılığı ( $r_{Pen}$ ) kullanılmıştır.

Penning etkisi hesaba katıldığı halde bazı deneysel kazanç verileri için tam bir uyum gözlenmeyebilir. Bu durumlarda ek düzeltme terimlerine ihtiyaç duyulur. Örneğin kazanç eğrilerinde özellikle düşük  $iC_4H_{10}$  kesrine sahip karışımlarda ortaya çıkan orantısallıktan sapmaları bundan sonraki kesimde tartışılan geri besleme parametreleri ile betimlemek mümkündür. Diğer bir düzeltme terimleri Kesim 4'te tanıtılacaktır.



### 3.6.2. Geri beslemelerin hesaplanması

Elektronların gaz atomları ile yaptıkları etkileşmeler yoluyla uyarılan atomlar belli bir yaşam ömrü sonunda bozunabilirler. Uyarılan atom, gerçekleştirdiği bozunumlarla sahip olduğu enerjiyi foton salarak kaybeder ve taban durumuna döner. Eğer atom taban duruma doğrudan geçiş yaparsa, yayınladığı fotonun enerjisi diğer gaz atomlarından fotoelektrik olayla elektron sökebilecek kadar büyük olabilir. Ara geçişlerde yayınlanan fotonların enerjisi ise genellikle gaz atomlarını iyonlaştırabilecek kadar yüksek değildir. Buna rağmen bu fotonlardan bazıları ana çığ bölgesinden kaçarak, 3–4 eV'lik eşik enerjisine sahip katot metaline ulaşabilir ve oradan elektron sökebilir (Şahin, 2018). Sökülen elektronlar da anoda doğru ilerlerken kendilerine ait yeni elektron çığları oluşturabilirler. İyonların da geri beslemelere benzer süreçlerle katkısının olabilir. Gaz karışımı içerisinde veya katotta üretilen foto-elektronlar ana çoğalmanın meydana geldiği bölgenin dışında gerçekleşirse, birbirini tetikleyen süreçler sonucunda, anot yakınlığında ikincil elektron çığlar ortaya çıkar. İkincil elektron çığlarının gaz kazancında oluşturduğu artış geri-besleme etkisi olarak isimlendirilir. Bu etki, özellikle yüksek kazanç değerlerinde üstel artıştan sapmalara neden olur (Şekil 3.11) (Bronić ve Grosswendt, 2000).



**Şekil 3.11.** Geri besleme etkisi. Yeşil noktalar deneysel kazançları, kırmızı noktalar geri besleme dikkate alınmadan hesaplanan kazançları, sarı çizgi ise geri besleme düzeltmesi ile hesaplanan kazanç eğrisini temsil etmektedir

Üstel sapmalar detektörün orantısallığını bozarak çalışma aralığını kısaltır. Dolayısıyla geri besleme detektörlerde istenmeyen bir etkidir.

Geri-besleme, bir çığ elektronu tarafından oluşturulan ikincil çığların sayısı olarak ifade edilen tek bir  $\beta$  parametresi ile tanımlanabilir. Diğer bir ifadeyle  $\beta$ , çığ elektronu başına foto-elektron üretilme olasılığı olarak düşünülebilir. Dolayısıyla bu parametre üstel artıştan sapmanın da bir ölçüsüdür. Geri-besleme etkisi yokken gaz kazancı  $G$  olarak tanımlanırsa, birinci nesilde gaz kazancındaki artış,  $\beta G^2$  olacaktır. Bu kazanç artışı ikinci nesilde ise  $\beta^2 G^3$  kadarlık başka bir artış meydana getirir. Birkaç nesil boyunca gaz kazanç artışlarının anotta oluşan çığ elektronlarının toplam sayısı aşağıdaki gibi yazılabilir (Bronić ve Grosswendt, 2000).

$$G_g = G + \beta G^2 + \beta^2 G^3 + \dots = \frac{G}{(1 - \beta G)} \quad (3.10)$$

Burada  $G_g$ , ana çığ bölgesinin dışında gerçekleşen ve geri-besleme olarak bilinen süreçlerin de dikkate alındığı kazanç ifadesidir.

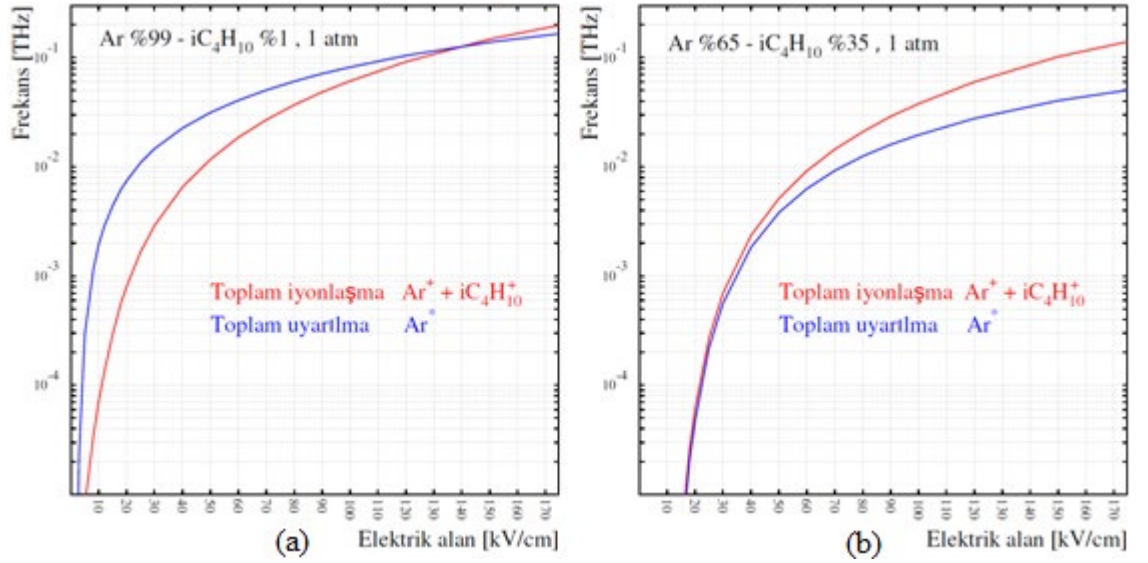
Eşitlik 3.10'da  $\beta \cong 0$  olduğu zaman foto-elektronların kazanç katkısı ihmal edilebilir.  $\beta G \ll 1$  olduğunda ise çok yüksek kazanç değerleriyle çalışılmadığı sürece üstel artıştan sapmalar detektörün orantısallığını bozmaz. Eğer  $\beta G \approx 1$  olursa çok küçük kazanç değerlerinde bile üstel artıştan sapmalar gözlenir ve orantısallık ortadan kalkar. Böyle durumlarda detektör sayım yapma fonksiyonunu yerine getiremez ve ölçülen verilerde belirsizlikler ortaya çıkar (Grupen, 2008; Şahin, 2018).

Buraya kadar anlatılan hesaplama yöntemleri kullanarak incelenen MICROMEGAS gaz kazancı benzetişimleri, çığ oluşumlarında oldukça ilginç fiziksel süreçlerin rol oynadığını göstermektedir. Kesim 4'te bu hesaplama sonuçları ve bunlardan edinilen bilgiler ayrıntılı olarak tartışılmıştır.

## 4. BULGULAR ve TARTIŞMA

### 4.1. Magboltz Benzetişim Parametreleri

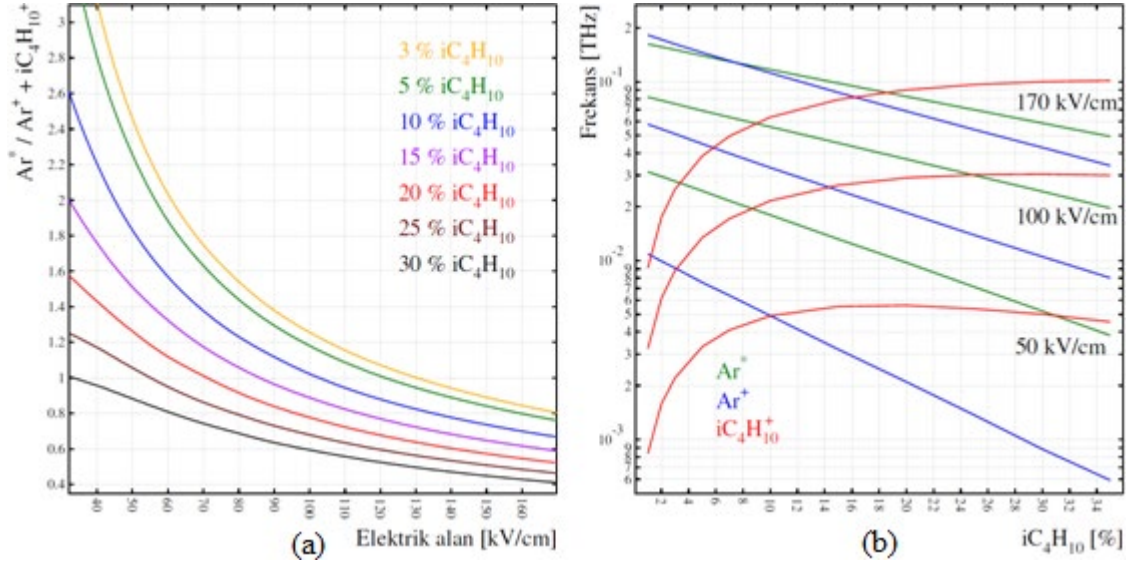
Bu çalışmadaki kazanç benzetişimlerinde kullanılan en düşük ve en yüksek  $iC_4H_{10}$  oranına sahip gaz karışımları için uyarılmaların ve doğrudan iyonlaşmaların üretilme frekansları Şekil 4.1’de verilmiştir. Hesaplamalardaki elektrik alan değerleri gaz kazancı ölçümlerinin aralığı dikkate alınarak seçilmiştir.



**Şekil 4.1.** İki farklı Ar- $iC_4H_{10}$  gaz karışımı için hesaplanan toplam iyonlaşma ve uyarılma üretim frekansları. Hesaplamalarda Magboltz 8.97 sürümü kullanılmıştır

Düşük  $iC_4H_{10}$  (%1) oranına sahip karışım için uyarılmış argonun üretimi ( $Ar^*$ ) yaklaşık 140 kV/cm’lik elektrik alan değerine kadar baskın süreç olarak ortaya çıkmaktadır. Ancak, %35  $iC_4H_{10}$  içeren gaz karışımındaki frekansları incelendiğinde ise hemen tüm veri aralığı için toplam iyonlaşmaların baskınlığını koruduğu görülmektedir. Bu nedenle Penning enerji transferleri yoluyla toplam iyonlaşmaya katkının Ar %99 -  $iC_4H_{10}$  %1 karışımında en yüksek olması beklenir. Fakat enerji transfer olasılığı, sadece üretilme frekanslarının oransal değişimine bakılarak hesaplanamaz. Bu olasılık, nicel olarak ancak deneysel gaz kazançları fit edilirse belirlenebilir. Dolayısıyla uyarılan argon atomlarının üretilme frekansları ve üretilenlerin toplam iyonlaşma için kullanılan kesri, yani Penning enerji transfer olasılığı, birbirinden farklı kavramlardır.

Enerji transfer olasılıklarının hesaplanmasında kullanılan karışımlardaki üretim frekanslarının  $iC_4H_{10}$  oranı ve elektrik alana göre değişimleri Şekil 4.2’de verilmiştir. Karışımdaki  $iC_4H_{10}$  oranı % 30’a ulaştığında tüm elektrik alan değerleri için Argonun uyarılma frekansı gazın toplam iyonlaşma frekansından daha küçük olmaktadır. Ayrıca, 130 kV/cm’den büyük elektrik alan değerlerinde tüm karışımlar için toplam iyonlaşma baskın süreç olarak ortaya çıkmaktadır (Şekil 4.2 a).



**Şekil 4.2. a)** Ar- $iC_4H_{10}$  karışımlarında argonun uyarılma frekansının gazın doğrudan iyonlaşmasına oranları. **b)** Üretilme frekanslarının sırasıyla 50 kV/cm, 100 kV/cm ve 170 kV/cm elektrik alan değerleri için karışımdaki  $iC_4H_{10}$  oranına göre değişimleri. Hesaplamalarda Magboltz 8.97 sürümü kullanılmıştır

Argonun iyonlaşma ( $Ar^+$ ) ve uyarılma ( $Ar^*$ ) frekansları elektrik alanın artmasıyla birlikte birbirlerine yaklaşır. Örneğin, 170 kV/cm için yapılan hesaplamalara bakıldığında %6  $iC_4H_{10}$  civarındaki kesişme açıkça görülmektedir (Şekil 4.2 b). Bununla birlikte 50 kV/cm elektrik alan değeri için izobütanın iyonlaşma frekansı ( $iC_4H_{10}^+$ ) yaklaşık %15  $iC_4H_{10}$  oranında bir maksimuma ulaşır ve ardından azalmaya başlar. Elektrik alan şiddeti küçüldükçe bu maksimumların yeri daha düşük  $iC_4H_{10}$  oranlarına doğru kayar.

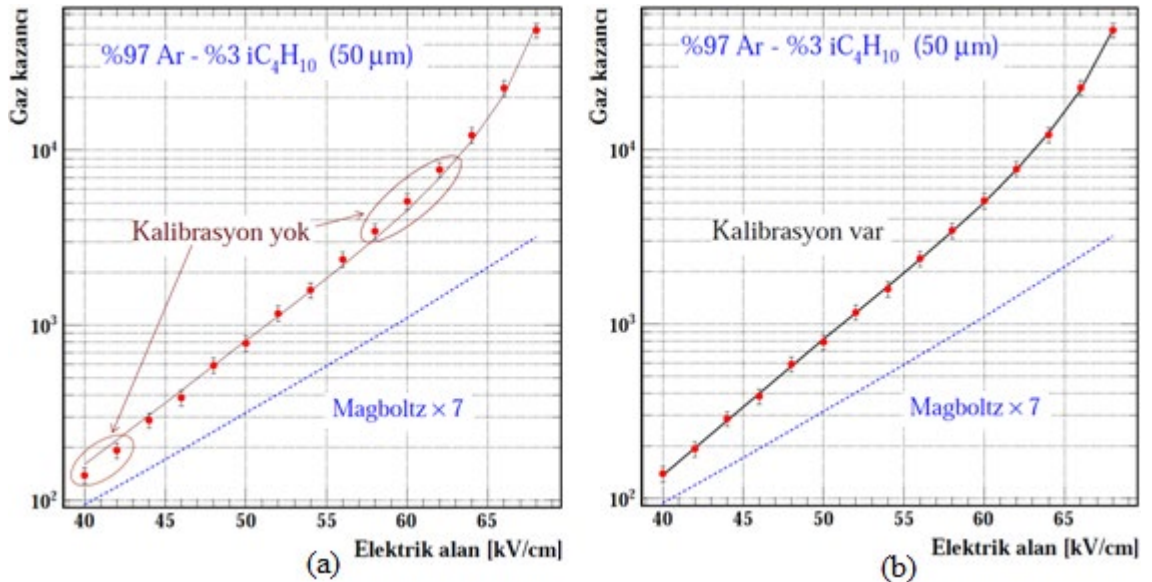
Frekansların elektrik alan ve karışım oranı ile değişimi doğrudan incelenen süreçlerin tesir kesitleri ile ilgilidir. Ayrıntılı incelemeler için Magboltz benzetişim programında her bir gaz için enerjiye bağlı verilen tesir kesitlerine bakılmalıdır.

## 4.2. Gaz Kazancı Kalibrasyonları

Deneysel çalışmalardaki kalibrasyon hataları gaz kazancı ölçümlerinde büyük belirsizliklere yol açabilir. Deneysel kazanç verilerindeki bu tür belirsizliklerin kontrol altında tutulması, başarılı benzetişimler yapabilmek için de son derece önemlidir. Ölçümlerde ortaya çıkan kalibrasyon hatalarının sebepleri genel olarak aşağıdaki gibi özetlenebilir (Şahin, 2011):

- Ölçülen gerilim değerlerindeki belirsizlikler,
- Gaz basıncını ölçmedeki belirsizlikler,
- Karışım oranlarının planlanandan farklı olması,
- Gazın ve ortamın sıcaklığının ölçümündeki belirsizlikler,
- Detektörün yaşlanmasına bağlı olarak ortaya çıkan belirsizlikler,
- Elektronik sistemdeki duyarlılık sınırlarından kaynaklı belirsizlikler.

Dolayısıyla, Kesim 3.6.1 ve 3.6.2’de tanımlanan Penning ve geri-besleme düzeltme terimlerinin yanında, bazı kazanç ölçümlerinin benzetişimlerini doğrulukla yapabilmek için kalibrasyon parametrelerini de hesaba katmak gerekir. Bu parametrenin önemini gösteren örnek bir hesaplama Şekil 4.3’te verilmiştir.



**Şekil 4.3.** a) Kazanç kalibrasyonu olmadan yapılan hesaplamalar. b) Kazanç kalibrasyonu uygulanarak yapılan hesaplamalar. Kırmızı noktalar deneysel verileri, kesikli çizgiler Eşitlik 3.3 ile bulunan değerleri, sürekli çizgiler ise tüm düzeltme terimleri ile hesaplanan kazanç fitleridir (Eşitlik 3.9 ve 3.10).

Kalibrasyon parametresi kullanılmadığında özellikle düşük ve geri-beslemelerin etkinleştigi kazanç değerlerinde deneysel veriler ile uyumsuzluklar gözlenmektedir (Şekil 4.3 a). Aynı veriler için kalibrasyon yapılarak bu tür uyumsuzluklardan büyük ölçüde kurtulmak mümkündür (Şekil 4.3 b).

Deneysel kazanç eğrilerini fit ederken kalibrasyon düzeltmesi için kullanılan ifade aşağıda verilmiştir:

$$G: = gG \quad (4.1)$$

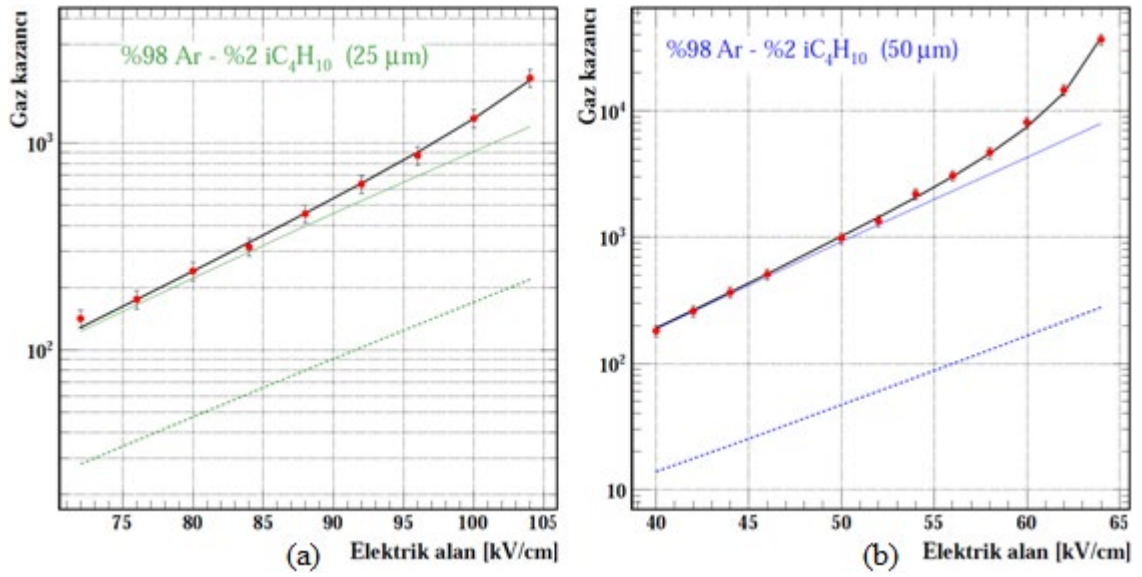
Buradaki  $g$ , kalibrasyon parametresidir; eşitliğin sağ tarafında yer alan  $G$  deneysel kazanç verisini, sol taraftaki  $G$  ise bu veri için kalibrasyon yapılan kazanç değerini temsil etmektedir. Benzetişimlerde kalibrasyon parametreleri sadece gerekli olduğunda kullanılmıştır. Ayrıca, aynı detektör için her bir kazanç eğrisi fitinden hesaplanan parametre değerlerinin ağırlıklı ortalaması alınmıştır (Çizelge 4.1). Ardından ilgili detektör yapısı için belirlenen bu ortalama değer ile deneysel veriler yeniden fit edilerek nihai transfer olasılıkları hesaplanmıştır.

**Çizelge 4.1.** Kazanç benzetişimlerinde kullanılan kalibrasyon parametreleri. Hesaplamalarda Eşitlik 4.1 kullanılmıştır

iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> [%]	Kalibrasyon parametresi ( $g$ )	
	Çoğalma aralığı 50 $\mu$ m	Çoğalma aralığı 25 $\mu$ m
1	0.69664 $\pm$ 0.07642	-
2	0.62565 $\pm$ 0.13429	
5	-	1.01647 $\pm$ 0.20885
7	0.67163 $\pm$ 0.07481	0.67421 $\pm$ 0.11301
10	0.77631 $\pm$ 0.10739	0.64374 $\pm$ 0.06532
15	-	0.69041 $\pm$ 0.05284
20	0.80755 $\pm$ 0.07038	0.52221 $\pm$ 0.04298
25	0.87954 $\pm$ 0.06437	-
35	0.59272 $\pm$ 0.06488	
<b>Ağırlıklı Ortalama (<math>g_{ort}</math>)</b>	<b>0.73104 <math>\pm</math> 0.02920</b>	<b>0.68358 <math>\pm</math> 0.03796</b>

### 4.3. Gaz Kazancı Benzetişim Sonuçları

Penning enerji transferleri ve geri-besleme terimlerinin gaz kazancı benzetişimleri için önemi Şekil 4.4'teki örnek hesaplamalarda açıkça görülmektedir. Kırmızı noktalar deneysel verilerdir ve bunlara ait ölçüm hataları dik çizgilerle gösterilmiştir. Alttaki kesikli çizgiler, hiçbir düzeltme terimi kullanılmadan, sadece doğrudan iyonlaşmaları dikkate alan Townsend katsayılarının kullanıldığı Eşitlik 3.3 ile hesaplanan kazançlardır. Üstteki kesikli çizgiler, kazanç kalibrasyonu ve Penning transferlerinin kullanıldığı Eşitlik 4.1 ve 3.9 ile elde edilen kazanç eğrileridir. Tüm düzeltme terimleri yardımıyla (Eşitlik 3.9, 3.10 ve 4.1) hesaplanan kazanç eğrileri ise sürekli çizgilerle verilmiştir. Bu iki grafikte de düzeltme parametreleri ile elde edilen kazanç fitleri deneysel verilerle büyük ölçüde örtüşmektedir.

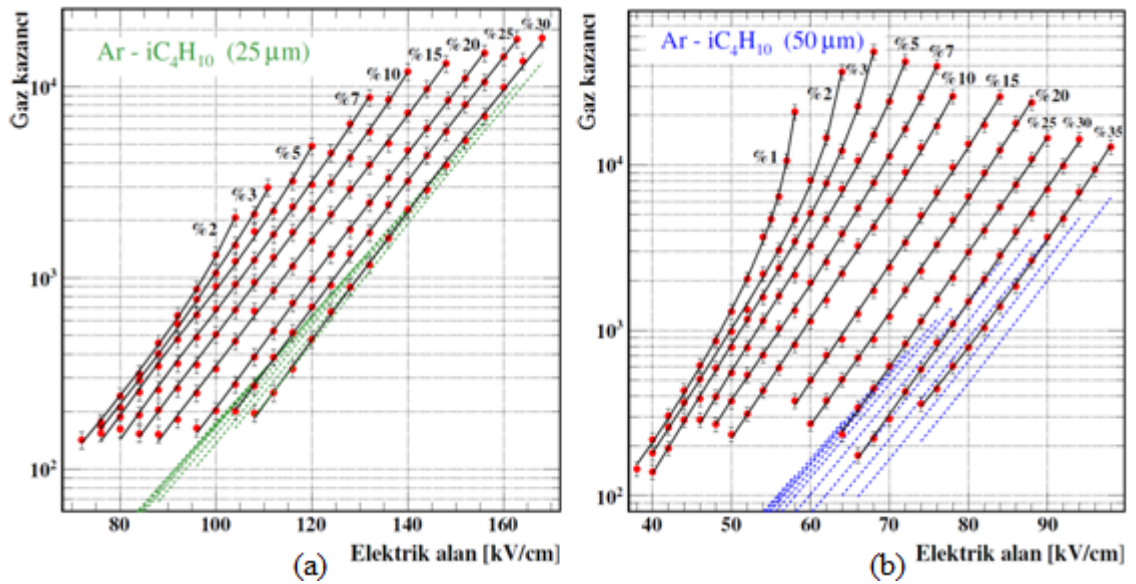


**Şekil 4.4.** Sırasıyla 25 µm ve 50 µm çöğalma aralıklarına sahip Micromegas detektörleri için fit eğrileri (a ve b)

Altteki kesikli eğriler için kazanç değeri 100 olarak seçilirse, 25 µm'lik çöğalma aralığına sahip detektör için Penning transferlerinin kazançta yaklaşık beş (5) katlık bir artışa neden olduğu görülebilir. Benzer bir hesaplama 50 µm çöğalma aralıklı detektör için yapıldığında ise Penning etkisi olarak da bilinen bu oran 22 kata ulaşmaktadır. Diğer kazanç verilerine karşılık gelen oranlar kıyaslandığında da geniş aralıklı (50 µm) detektördeki Penning etkisinin daima daha güçlü olduğu anlaşılmaktadır.

Geri besleme parametreleri kullanılmadığında, özellikle yüksek kazanç değerlerinde daha belirgin hale gelen üstel artıştan sapmaların fit edilemediği açıkça görülmektedir (bkz. üstteki kesikli çizgiler). Geri beslemeler nedeniyle oluşan sapmalar 50  $\mu\text{m}$  çoğalma aralıklı Micromegas için daha fazladır; fakat, bu detektörle sürekli boşalma bölgesinden (bkz Kesim 2.2.2.) önce ulaşılabilecek kazanç değeri 25  $\mu\text{m}$ 'lık detektöre göre yaklaşık 10 kat daha büyüktür.

Her iki detektöre ait diğer ölçümler için yapılan gaz kazancı fit sonuçları Şekil 4.5 'te gösterilmiştir. Kırmızı noktalar deneysel verileri; kesikli çizgiler hiç bir düzeltme terimi kullanılmadan yani, sadece Townsend katsayıları ile hesaplanan sonuçları; sürekli siyah çizgiler ise tüm düzeltme terimleri dikkate alınarak yapılan benzetişim sonuçlarını temsil edilmektedir.



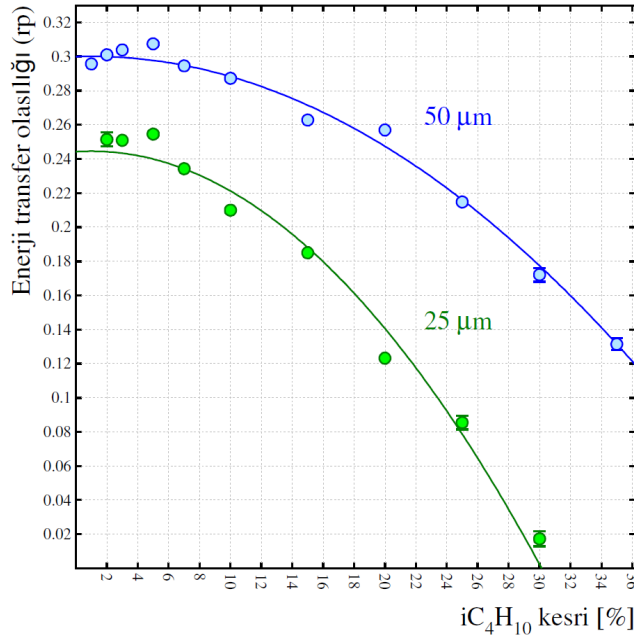
**Şekil 4.5.** Çoğalma aralıkları 25  $\mu\text{m}$  ve 50  $\mu\text{m}$  olan Micromegas detektörleri için gaz kazancı hesaplamaları (a ve b). Kesikli eğriler için Eşitlik 3.3 kullanılmıştır. Deneysel verilere (kırmızı noktalar) yapılan fitleri gösteren siyah sürekli çizgiler ise Eşitlik 3.9, 3.10 ve 4.1 kullanılarak elde edilmiştir

Fit eğrilerinin tümünü aynı grafikte gösterebilmek için çizim tuvallerinde kazanç minimumları belirlenmiştir. Çoğalma aralıkları 25  $\mu\text{m}$  ve 50  $\mu\text{m}$  olan detektörler için tuvallerdeki kazançların alt sınırları sırasıyla 60 ve 80 olarak seçilmiştir. Kesikli çizgilerin bazı değerleri tuvalere ait bu minimum kazanç sınırlarından çok daha küçük olduğundan grafiklerde görülmemektedir.



#### 4.4. Penning Enerji Transfer Olasılıkları

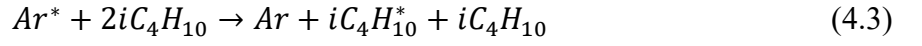
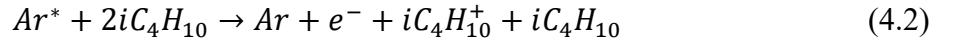
Farklı çoğalma aralıklarına (25  $\mu\text{m}$  ve 50  $\mu\text{m}$ ) sahip Micromegas detektörleri için gaz kazancı fitlerinden hesaplanan enerji transfer olasılıkları Şekil 4.6'da verilmiştir. Transfer eğrileri gözle takibi kolaylaştırmak için çizilmiştir.



**Şekil 4.6.** Ar-iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> karışımları için yapılan gaz kazancı fitlerinden elde edilen Penning enerji transfer olasılıkları. Elektrik alan değerleri deneysel verilerdeki gibi alınmıştır

Transfer olasılıkları her iki detektör için %5 iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> oranında bir tepe değerine ulaşır, daha yüksek oranlarda ise düşme eğilimindedir. Karışımın iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> kesrinin artmasıyla uyarılan argon atomları (Ar\*) etraflarında enerjilerini aktarabilecek daha fazla sayıda izobütan molekülü bulur; dolayısıyla transfer olasılıklarının başlangıçtaki artışı beklenen bir sonuçtur. Ancak transfer olasılıklarında %5'lik iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> kesrinin ötesinde ortaya çıkan düşüşler, oldukça ilginç mekanizmaların etkin işlediğini işaret etmektedir. Çığ elektronları, elektrik alandan kazandıkları enerji miktarından daha fazlasını, anoda ilerlerken iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> molekülleriyle yapacakları inelastik çarpışmalarda kaybedebilirler. Karışımındaki iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> oranı artınca çığ elektronlarının çarpışmalar arası ortalama enerjileri azalır. Bu nedenle daha az sayıda elektron iyonlaşma eşiğini aşabilir ve gaz kazancı düşer. Böylece uyarılan argon atomlarının toplam iyonlaşmadaki kesri yani Penning enerji transfer olasılığı azalır.

Enerji transferlerindeki düşüşler, daha önceki Ne-CO<sub>2</sub> ve Ne-N<sub>2</sub> gaz karışımları için yapılan sistematik incelemelerde de gözlenmiştir. Söz konusu incelemelerde bu düşüşleri açıklamak için gaz basıncı ve moleküler gaz kesrine bağlı kapsamlı bir enerji transfer modeli geliştirilmiştir. Modelde uyarılan soy gaz atomlarının kaybedecekleri enerji ve toplam iyonlaşmaya katkısı ile ilgili iki yeni etkileşme mekanizması önerilmiştir (Şahin, 2021). Aynı mekanizmalar, bu çalışmadaki verileri yorumlamak için de kullanılabilir:

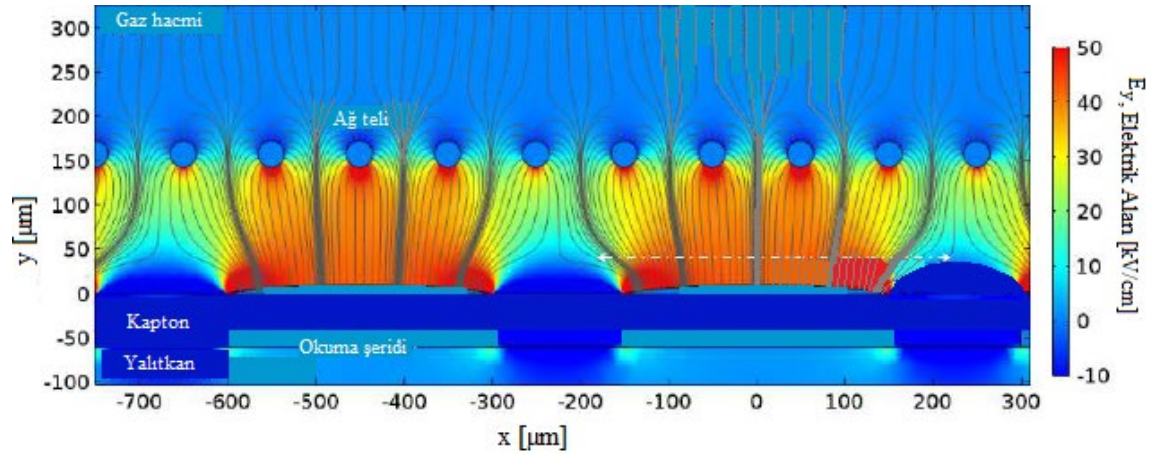


Her iki üç-cisim etkileşme mekanizması da karışımdaki iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> kesrinin değişimine oldukça hassastır; çünkü süreçler iki iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> molekülünün varlığında gelişmektedir. Uyarılan argon atomu yeni bir iyonlaşma sürecini tetikleyebilir (Eşitlik 4.2). Öte yandan uyarılan argon atomunun enerjisi sadece iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> molekülünün uyarılmasında da kullanılabilir (Eşitlik 4.3); bu uyarılma enerjisi ise iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> molekülünün inelastik modları tarafından emilerek veya gaz karışımının termal dengeye ulaşması yoluyla dağılabilir. Transfer olasılıklarındaki düşüşler, yüksek iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> kesirleri için Eşitlik 4.3 ile verilen mekanizmanın daha baskın olduğunu göstermektedir.

Yukarıdaki tartışmaları nicel olarak bir enerji transfer modeli ile incelemeyen önce benzetişimlerden elde edilen sonuçlardaki tutarsızlıkları ve sebeplerini anlamak önemlidir: Enerji transferleri, incelenen detektörün geometrisine değil, kullanılan gaz karışımının özelliklerine bağlıdır. Fakat Şekil 4.6'daki grafikten de anlaşıldığı gibi, 50 µm çoğalma aralığına sahip detektör için hesaplanan transfer olasılıkları, 25 µm aralıklı detektöre göre daha yüksektir. İlk bakışta böyle bir tutarsızlığın en önemli sebeplerinden biri detektörler için hesaplanan kazanç kalibrasyon parametrelerinin ağırlıklı ortalamaları ( $g_{ort}$ ) arasındaki farklılıklar olarak düşünülebilir. Çizelge 4.1'de görüldüğü gibi 25 µm çoğalma aralıklı detektör için bu parametrenin değeri daha küçüktür (25 µm →  $g_{ort} = 0.68$ , 50 µm →  $g_{ort} = 0.73$ ). Dolayısıyla bu detektör için elde edilen transfer olasılıklarının, 50 µm çoğalma aralığına sahip detektör için hesaplanan

değerlerden daha küçük olması beklenebilir. Ancak yapılan ayrıntılı analizler, olasılıklardaki tutarsızlığın sadece kalibrasyon farklılıkları ile açıklanamayacağını, hatta bu farklılıkların sonuçlara çok az bir etkide bulunduğunu göstermiştir. Bu nedenle tutarsızlığın temelinde başka etkenlerin olduğu açıktır.

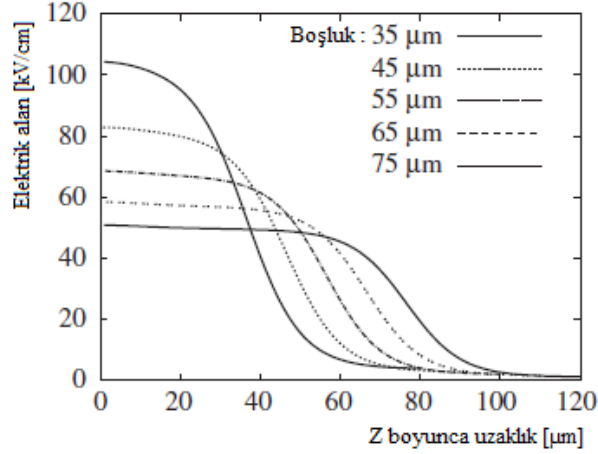
Kazanç benzetişimlerinde Micromegas detektörleri için paralel levhalı detektör yaklaşımı kullanılmış, elektrik alanının detektörün çoğalma bölgesinde değişmeyeceği, yani homojen olacağı varsayılmıştır. Fakat bu yaklaşım tam olarak doğru değildir. Gerçekte, Micromegas ağından anoda uzanan çoğalma aralığı boyunca elektrik alan şiddetinde bazı düzensizlikler ortaya çıkar. Elektrik alan çizgileri, örneğin ağın geometrisindeki ve konumundaki küçük kusurlara oldukça duyarlıdır. Şekil 4.7’de tel ağı yapıya sahip bir Micromegas için elektrik alan şiddetinin 150  $\mu\text{m}$ ’lik çoğalma aralığı boyunca değişimi verilmiştir (Kuger, 2017).



**Şekil 4.7.** Mikro ağındaki elektrik alan şiddetinin 2D simülasyonu. Telin çapı 30  $\mu\text{m}$ , teller arası uzaklık 70  $\mu\text{m}$ 'dir. Genişliği 300  $\mu\text{m}$  olan okuma şeritleri, 450  $\mu\text{m}$ 'luk aralıklarla yerleştirilmiştir. Hesaplamalarda 2-boyutlu COMSOL Multiphysics yazılımı kullanılmıştır

Sinyal okuma şeritlerinin bulunduğu kesitler incelendiğinde, mikro ağındaki yakınlarında (ağ telleri civarında) alan çizgilerinin önemli ölçüde büküldüğü ve elektrik alan şiddetinin azaldığı görülmektedir. Dolayısıyla elektrik alan, çoğalma bölgesinin her yerinde aynı olmaz ve homojenlik bozulur. Bu durum sadece telli ağına sahip olanlar için değil, diğer tüm Micromegas türlerinde de geçerli bir fiziksel özelliktir.

Çoğalma aralığının küçülmesi ile anot, elektrik alandaki bozulmaların yoğunlaştığı mikro ağ bölgesine yakınlaşır. Böylece elektrik alandaki düzensizlik de artar. Çeşitli Micromegas detektörleri için çoğalma bölgesindeki elektrik alanının anot-katot doğrultusundaki değişimleri Şekil 4.8’de verilmiştir (Bhattacharya, 2011).



**Şekil 4.8.** Farklı çoğalma aralıklarına sahip Micromegas detektörleri için elektrik alan şiddetinin konumla değişimi. Z eksenini, anot ve katot arasındaki uzaklığı temsil etmektedir

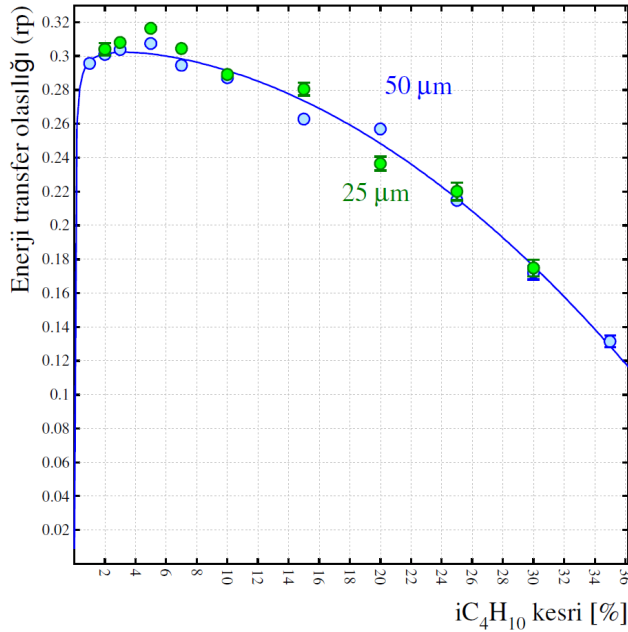
Mikro ağ telin çapı küçüldükçe çoğalma bölgesi ile sürüklenme bölgesi arasındaki elektrik alan geçişinin keskinliği artar. Bu aynı zamanda elektrik alanın ağ yakınlarındaki bükülmelerin önemli ölçüde azaltılması anlamına gelir. Böylece Micromegas’ların çoğalma bölgelerinde de paralel levhalı detektörlerdekine benzer, homojen, elektrik alanlar elde etmek mümkün olabilir (Kuger, 2017).

Şekil 4.8’de görüldüğü gibi tüm çoğalma aralıkları için anottan uzaklaştıkça elektrik alan şiddeti azalmaktadır. Bu azalmalar, anoda yakın bölgede yavaş gerçekleşirken mikro ağa yakın yerlerde ise daha hızlı olmaktadır. Bununla birlikte en küçük çoğalma aralığı (35 µm) için elektrik alan değişimi, diğerlerine göre çok daha serttir. Bu detektörde ağ yakınlarına ulaşıldığında elektrik alan şiddeti başlangıç değerinin yaklaşık % 60’ına iner. Buna karşın 75 µm aralıklı detektördeki elektrik alan 60 µm’ye kadar neredeyse sabittir ve ağ civarındaki azalma ise % 20’nin altındadır. Bu hesaplamalar, anot ve ağ arasındaki mesafe kısaldıkça çoğalma bölgesindeki elektrik alan düşüşünün daha güçlü olacağını açıkça göstermektedir.

Bu çalışmada aynı gaz karışımı için farklı transfer olasılıkları bulunmasının temel nedeni elektrik alandaki bu tür azalmalar olabilir. Bu argümanı nicel olarak doğrulamak için aşağıdaki itaratif (yinelemeli) yöntem izlenmiştir:

- 1) Çoğalma aralığı 25  $\mu\text{m}$  olan Micromegas'a ait tüm elektrik alan verilerinin değeri aynı düzeltme terimi ile çarpılarak azaltılmıştır (0.99 ile başlandı).
- 2) Tüm deneysel gaz kazancı eğrileri bu azaltılan elektrik alan değerleri kullanılarak yeniden fit edilmiştir.
- 3) Bu yeni fitler için hesaplanan enerji transfer olasılıkları ile 50  $\mu\text{m}$  aralıklı Micromegas için daha önce hesaplanan değerler kıyaslanmıştır.
- 4) Benzer transfer olasılıkları bulununcaya kadar üstteki adımlar tekrarlanmıştır.

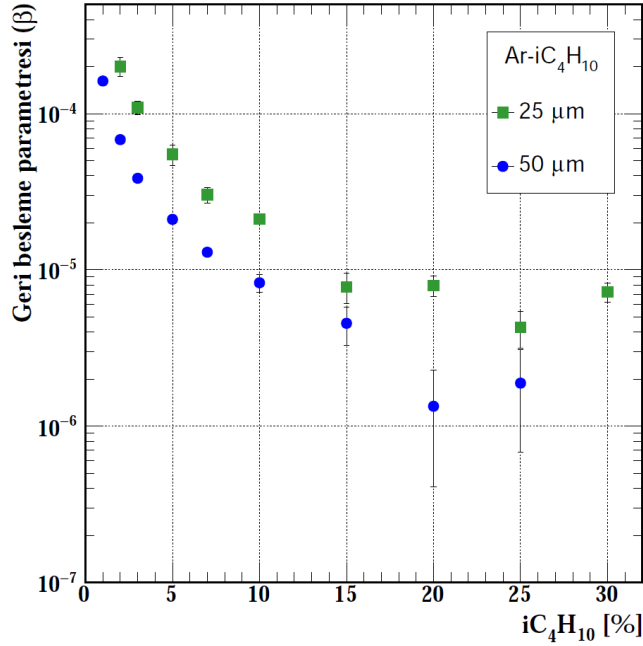
Bu iterasyonlar sonucunda, 25  $\mu\text{m}$  aralıklı detektör için elektrik alan düzeltme terimini 0.95 alınmasının uygun olduğu anlaşılmıştır. Şekil 4.9'da transfer olasılıklarının önemli ölçüde örtüştüğü görülmektedir. İterasyonun birincil amacı çoğalma aralığındaki elektrik alanı üzerindeki belirsizliklerin azaltılması ile aynı karışım oranları için aynı transfer olasılıklarının bulunabileceğini göstermektir. Bu nedenle geniş aralıklı Micromegas (50  $\mu\text{m}$ ) ile ilgili herhangi bir elektrik alan düzeltmesi yapılmamıştır.



**Şekil 4.9.** Ar-iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> karışımları için iki farklı Micromegas verilerinden hesaplanan Penning enerji transfer olasılıkları. Çoğalma aralığı 25  $\mu\text{m}$  olan detektör için elektrik alan düzeltmesi (0.95) yapılmıştır

#### 4.5. Geri Besleme Parametreleri

Bu çalışmadaki iki farklı detektör için gaz kazancı fitlerinden hesaplanan geri besleme parametreleri ( $\beta$ ) Şekil 4.10'da verilmiştir. Parametreler, genel olarak karışımdaki  $iC_4H_{10}$  kesri ile azalma eğilimindedir. Uyarılan argon atomlarının taban duruma inerken yayınladıkları fotonlar, yine taban durumundaki argon atomları veya  $iC_4H_{10}$  molekülleri tarafından soğurulabilir. Ancak argon atomları tarafından soğurulan fotonlar çok kısa sürede tekrar yayınlanır. Dolayısıyla fotonları argon atomları ile durdurmak mümkün değildir. Öte yandan  $iC_4H_{10}$  molekülleri fotonların enerjisini etkin bir şekilde titreşimsel ve dönmesel gibi birçok inelastik süreç aracılığıyla sönmüleyebilir. Bu nedenle  $iC_4H_{10}$  oranı arttıkça fotonların geri beslemeleri tetikleme olasılığı yani  $\beta$  değerleri azalır.



**Şekil 4.10.** Gaz kazancı fitlerinden Eşitlik 3.10 yardımıyla hesaplanan geri besleme parametrelerinin  $iC_4H_{10}$  kesrine göre değişimleri

Çoğalma aralığı 25  $\mu m$  olan Micromegas detektöründeki  $\beta$  değerleri daha büyüktür. Bu durumun birden çok nedeni olabilir. Örneğin bu detektöre ait deneysel verilere bakıldığında elektrik alan değerlerinin 50  $\mu m$  aralıklı detektöre kıyasla daha yüksek olduğu anlaşılmaktadır (bkz. Şekil 4.5). Veriler 25  $\mu m$  aralığı için yaklaşık 65-170 kV/cm bandında alınırken, 50  $\mu m$  aralığı için 38-98 kV/cm bandı kullanılmıştır. Elektrik alan değeri yüksek olduğunda, detektör içindeki serbest elektronlar,

çarpışmalar arasında elektrik alanından daha fazla enerji toplarlar; böylece Argon atomlarının üst enerji seviyelerinin uyarılma olasılığı da yükselir. Ayrıca, üst enerji seviyelerindeki atomların yaşam süresi (ömür) genellikle diğerlerinden daha uzundur (Şahin, 2010). Dolayısıyla bu atomlar eğer Penning süreçleri ile enerjilerini kaybetmezlerse gaz karışımı içerisinde bozunmadan önce daha uzak mesafeler katedebilirler. Bozunmalar sonucunda yayınlanan fotonlar özellikle  $iC_4H_{10}$  moleküllerini, ana çığ bölgesinin çok ötesinde, fotoelektrik etki ile iyonlaştırabilirler. Uzak noktalarda üretilen bu foto-elektronlar da kendilerine ait yeni çığları tetikleyerek geri beslemelere neden olurlar.

Bu tartışmalar içerisinde, yayınlanan fotonların katoda gidip, oradan elektron söktükten sonra gaz kazancında aynı etkiyi (geri besleme) yapabileceği unutulmamalıdır (bkz. Kesim 3.6.2). Çoğalma aralığı küçüldükçe fotonların üretildiği bölge ile katot arasındaki mesafe azalır. Böylece mikro ağdan kaçıp katoda ulaşabilecek fotonların olasılığı artar.

Yukarıdaki gerekçeler dikkate alındığında 25  $\mu m$  çoğalma aralıklı Micromegas için elde edilen geri besleme parametrelerinin 50  $\mu m$  aralıklı detektöre kıyasla daha büyük olması beklenen bir sonuçtur.

## 5. SONUÇ

Argon İzobütan (Ar-iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) gaz karışımının değişen oranlarında enerji transfer olasılıklarını bulmak için iki farklı MM'de ölçülen deneysel gaz kazanç eğrileri fit edildi. Aynı gaz karışımı için transfer olasılıklarında farklılıklar görüldü. Bu durumun böyle beklenmedik bir sonucu açıklamasının birden çok nedeni olabilir:

- Deneysel kazanç kalibrasyonunun yeterince hassas yapılmamasından kaynaklanıyor olabilir. Örneğin, deney düzeneğinin yanlış kurulması ya da basınç ve sıcaklık gibi deneysel verilerde oluşabilecek belirsizlikler bazı verilerin ölçümlerinde sistematik hatalar doğurabilir.
- Üretim hataları olabilir. MM'lerin çoğalma aralığı için verilen değerler, bu tür hatalar nedeniyle detektör genelinde aynı olmayabilir. Bu durum da elektrik alanın homojenliğini bozabilir. Böylece gaz kazancını belirleyen sinyallerde büyük dalgalanmalar ortaya çıkabilir.
- Detektörün mikro ağ çevresinde oluşan elektrik alan bükülmeleri hesaplanan sonuçlara etki edebilir. Kazanç benzetişimleri Paralel Plakalı Detektörlerdeki gibi düzgün bir elektrik alan varsayımı ile yapılmıştır. Oysa bu bükülmeler, elektrik alanının doğrusallığını etkileyerek mikro ağ bölgesindeki elektrik alan şiddetini bozabilir. Çoğalma aralığı daha küçük olan (25µm) Microbulk detektöründe bu durum daha fazla ortaya çıkar. Bunun bir sonucu olarak transfer olasılığındaki belirsizlik de artabilir. Elektrik alandaki değişimlerin doğrulukla hesaplanması için ANSYS gibi yaklaşık çözümler üreten yazılımlar kullanılabilir. Böylece enerji transferlerindeki belirsizlikler azaltılabilir.
- Ayrıca farklı ileri teknikler yardımıyla detektörün ağ yapısının daha ince hale getirilmesi ve geliştirilmesi çoğalma bölgesinde oluşan birçok sorunun ortadan kaldırılmasını sağlayabilir.



## KAYNAKLAR

- Ahmed, S. N. (2007). *Physics and engineering of radiation detection*. Büyük Britanya: Academic Press.
- Al Atoum, B., Biagi, S. F., González-Díaz, D., Jones, B. J. P. ve McDonald, A. D. (2020). Electron transport in gaseous detectors with a Python-based Monte Carlo simulation code. *Computer Physics Communications*, 254(107357). doi: [10.1016/j.cpc.2020.107357](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2020.107357)
- Altunbas, C., Capéans, M., Dehmelt, K., Ehlers, J., Friedrich, J., Konorov, I., ... van Stenis, M. (2002) Construction, test and commissioning of the Triple-GEM tracking detector for COMPASS. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 490(1-2), 177-203. doi: [10.1016/S0168-9002\(02\)00910-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00910-5)
- Alvarez Gonzalez, B., Bortfeldt, J., Farina, E., Lengo, P., Longo, L., Sidiropoulou, O. ve Wotschack, J. (2017). Performance studies under high irradiation of resistive bulk-micromegas chambers at the CERN Gamma Irradiation Facility. *Proceedings of Science*, 282(ICHEP2016). doi: [10.22323/1.282.1216](https://doi.org/10.22323/1.282.1216)
- Andriamonje, S., Attié, D., Berthoumieux, E., Calviani, M., Colas, P., Dafni, T., ... Tomás, A. (2010). Development and performance of Microbulk Micromegas detectors. *J. Instrum.*, 5(P02001). doi: [10.1088/1748-0221/5/02/P02001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/02/P02001)
- Attié, D., Aune, S., Berthoumieux, E., Bossù, F., Colas, P., Delbart, A., ... Wu, Z. (2021). Current status and future developments of micromegas detectors for physics and applications. *Applied Science*, 11(12), 5362. doi: [10.3390/app11125362](https://doi.org/10.3390/app11125362)
- Biagi, S. F. (1999). Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 421, 234-240. doi: [10.1016/S0168-9002\(98\)01233-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01233-9)
- Bhattacharya, P., Mukhopadhyay, S., Majumdar, N. ve Bhattacharya, S. (2011). Realistic three dimensional simulation on the performance of Micromegas. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 628(1), 465-469. doi: [10.1016/j.nima.2010.07.026](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.07.026)
- Bronić, I. K. ve Grosswendt, B. (1998). Gas amplification and ionization coefficients in isobutane and argon-isobutane mixtures at low gas pressures. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 142(3), 219-244. doi: [10.1016/S0168-583X\(98\)00286-9](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(98)00286-9)
- Bronić, I. K. ve Grosswendt, B. (2000). Comparative study of gas amplification and energy resolution in some argon-based mixtures. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 168(3), 437-447. doi: [10.1016/S0168-583X\(99\)01072-1](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(99)01072-1)
- Bortfeldt, J. (2014). *Development of Floating Strip Micromegas Detectors*. doi: [10.5282/edoc.16972](https://doi.org/10.5282/edoc.16972)

Charpak, G. (1969). Development of multiwire proportional chambers. *CERN Courier*, 9, 174-176. Erişim adresi: <https://cds.cern.ch/record/1729016/files/vol9-issue6-p174-e.pdf>

Charpak, G., Bouclier, R., Bressani, T., Favier, J. ve Zupančič, Č. (1968). The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles. *Nucl. Instr. And Meth.* 62(3), 262–268. doi: [10.1016/0029-554X\(68\)90371-6](https://doi.org/10.1016/0029-554X(68)90371-6)

Charpak, G. ve Sauli, F. (1978). The multistep avalanche chamber: A new high-rate, high-accuracy gaseous detector. *Phys. Lett. B*, 78(4), 523–528. doi: [10.1016/03702693\(78\)90502-6](https://doi.org/10.1016/03702693(78)90502-6)

Clark C. (2005). Properties of Muon Drift Tubes. Erişim adresi: <http://www.dfcd.net/articles/penning.pdf>

Delbart, A., Attié, D., Beucher, J., Besida, O., Ferrer-Ribas, E., Iguaz, F. J., ... Zito, M. (2011). Micromegas for charge readout of double phase Liquid Argon TPCs. *Journal of Physics: Conf. Ser.*, 308(012017). doi: [10.1088/1742-6596/308/1/012017](https://doi.org/10.1088/1742-6596/308/1/012017)

Druyvesteyn, M. J. ve Penning, F. M. (1940). The mechanism of electrical discharges in gases of low pressure. *Rev. Mod. Phys.*, 12(2), 87–124. doi: [10.1103/RevModPhys.12.87](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.12.87); Erratum (1941) *Rev. Mod. Phys.* 13(72). doi: [10.1103/RevModPhys.13.72](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.13.72)

Geiger, H. ve Müller W. (1928). Das Elektronenzählrohr, *Phys. Zeits*, 29, 839–841.

Gelaris T., Davenport, M., De Oliveira R., Ferry, S., Kalamaris, A., Vassou, C., ... Iguaz, F. J. (2015). A real x-y Microbulk Micromegas with segmented mesh. *Proceedings of Science*, 213(TIPP2014). doi: [10.22323/1.213.0055](https://doi.org/10.22323/1.213.0055)

Giomataris, Y., Rebourgeard, Ph., Robert, J.P., Charpak, G. (1996). MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 376(1), 29–35. doi: [10.1016/0168-9002\(96\)00175-1](https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00175-1)

Gruppen, C. (2008). *Particle Detectors*. New York, ABD: Cambridge University Press. doi: [10.1017/CBO9780511534966](https://doi.org/10.1017/CBO9780511534966)

Hagiwara, K., Hikasa, K., Nakamura, K., Tanabashi, M., Aguilar-Benitez, M., AMSLER, C., ... Zenin, O. V. (2002). Review of particle properties. *Phys. Rev. D*, 66(1). doi: [10.1103/PhysRevD.66.010001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.66.010001)

Ignatyuk, A.V., Lunev, V. P., Shubin, Y. N., Gai, E. V., Titarenko, N. N., Ventura, A. ve Gudowski, W. (2000). Neutron cross-section evaluations for <sup>238</sup>U up to 150 MeV. *Nuclear Science and Technology*, 136(3), 340-356. doi: [10.13182/NSE00-A2163](https://doi.org/10.13182/NSE00-A2163)

Iguaz, F. J., Andriamonje, S., Belloni, F., Berthoumieux, E., Calviani, M., Dafni, T., ... Tomás, A. (2012). New developments in Micromegas Microbulk detectors. *Physics Procedia*, 37, 448-455. doi: [10.1016/j.phpro.2012.02.392](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2012.02.392)

- Iguaz, F. J., Ferrer-Ribas, E., Giganon, A. ve Giomataris, I. (2012). Characterization of microbulk detectors in argon- and neon-based mixtures. *J. Instrum.*, 7(P04007). doi: [10.1088/1748-0221/7/04/P04007](https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/04/P04007)
- Iodice, M. (2015). Micromegas detectors for the Muon Spectrometer upgrade of the ATLAS experiment. *J. Instrum.*, 10(C02026). doi: [10.1088/1748-0221/10/02/C02026](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/02/C02026)
- Ito, T. M., Carr, R., Filippone, B. W., Martin, J. W., Plaster, B., Rybka, G. ve Yuan, J. (2007). A multiwire proportional chamber for precision studies of neutron  $\beta$  decay angular correlations. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 571(3), 676-686. doi: [10.1016/j.nima.2006.11.026](https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.11.026)
- Kelleter, L. (2020). *A Scintillator-Based range telescope for particle beam radiotherapy*. Londra Üniversitesi Akademisi, Londra. Erişim adresi: <https://discovery.ucl.ac.uk/id/eprint/10119396/>
- Knoll, G. F. (2010). *Radiation detection and measurement*. New York, ABD: John Wiley and Sons, Inc.
- Kuger, F. (2017). *Signal formation processes in Micromegas detectors and quality control for large size detector construction for the ATLAS new small wheel*. Erişim adresi: <https://cds.cern.ch/record/2277011>
- Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Berlin, Almanya: Springer. doi: [10.1007/978-3-642-57920-2](https://doi.org/10.1007/978-3-642-57920-2)
- Oed, A. (1988). Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 263(2-3), 351-359. doi: [10.1016/0168-9002\(88\)90970-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90970-9)
- Penning, F. M. (1928). Über den Einfluß sehr geringer Beimischungen auf die Zündspannung der Edelgase. *Zeitschrift für Physik*, 46(5-6), 335-348. doi: [10.1007/BF01390558](https://doi.org/10.1007/BF01390558)
- Penning, F. M. (1934). The starting potential of the glow discharge in neon argon mixtures between large parallel plates: II. Discussion of the ionisation and excitation by electrons and metastable atoms. *Physica*, 1(7-12), 1028-1044. doi: [10.1016/S0031-8914\(34\)80298-4](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(34)80298-4)
- Pinto, S. D. (2010). Micropattern gas detector technologies and applications, the work of the RD51 collaboration. *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*. doi: [10.1109/NSSMIC.2010.5873870](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2010.5873870)
- Pfeiffer, D., De Keukeleere, L., Azevedo, C., Belloni, F., Biagi, S., Grichine, V., ... Veenhof, R. (2019). Interfacing Geant4, Garfield++ and Degrad for the simulation of gaseous detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 935, 121-134. doi: [10.1016/j.nima.2019.04.110](https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.04.110)

- Sauli, F. (1997). GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 386(2–3), 531–534. doi: [10.1016/S0168-9002\(96\)01172-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)01172-2)
- Sauli, F. (2014). *Gaseous radiation detectors: fundamentals and applications*. New York, ABD: Cambridge University Press. doi: [10.1017/CBO9781107337701](https://doi.org/10.1017/CBO9781107337701)
- Spindt, C. A., Brodie, I., Humphrey, L., Westerberg, E. R. (1976). Physical properties of thin-film field emission cathodes with molybdenum cones, *J. Appl. Phys.*, 47, 5248–5263. doi: [10.1063/1.322600](https://doi.org/10.1063/1.322600)
- Şahin, Ö. (2004). *Orantılı sayaçlarda elektron kinetiği*. Uludağ Üniversitesi, Bursa. Erişim adresi: <http://hdl.handle.net/11452/4203>
- Şahin, Ö. (2011). *Gazlı detektör benzetimi için yeni yöntemler*. Uludağ Üniversitesi, Bursa. Erişim adresi: <http://hdl.handle.net/11452/10446>
- Şahin, Ö. (2012). *Magboltz Benzetim Programı ve Kullanılması*. Türk Fizik Derneği 8. Uluslararası Katılımlı Parçacık Hızlandırıcıları ve Detektörleri Yaz Okulu UPHDY08. Deney kitapçığı.
- Şahin, Ö. (2018). Gazlı parçacık detektörlerinin çalışma verimi ve kararlılığının incelenmesi. *Uludağ Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Dergisi*, 23(3), 49-60. doi: [10.17482/uumfd.421199](https://doi.org/10.17482/uumfd.421199)
- Şahin, Ö. (2021). Excitation energy transfer model for Ne-CO<sub>2</sub> and Ne-N<sub>2</sub> mixtures. *J. Instrum.*, 16(P03026). doi: [10.1088/1748-0221/16/03/P03026](https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/03/P03026)
- Şahin, Ö., Kowalski, T. Z. ve Veenhof, R. (2016). Systematic gas gain measurements and Penning energy transfer rates in Ne-CO<sub>2</sub> mixtures. *J. Instrum.*, 11(P01003). doi: [10.1088/1748-0221/11/01/P01003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/01/P01003)
- Şahin, Ö., Tapan, İ., Özmutlu, E. N. ve Veenhof, R. (2010). Penning transfer in argon based gas mixtures. *J. Instrum.*, 5(P05002). doi: [10.1088/1748-0221/5/05/P05002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/05/P05002)
- Tanimori, T., Aoki, S., Nishi, Y. ve Ochi, A. (1998). Development of a MicroStrip gas chamber as a time-resolved area detector. *J. Synchrotron Rad.*, 5, 256-262. doi: [10.1107/S0909049598000776](https://doi.org/10.1107/S0909049598000776)
- Tekin, H. O., Manici, T., Altunsoy, E. E., Yılcıoğlu, K. ve Yılmaz, B. (2017). An artificial neural network-based estimation of Bremsstrahlung photon flux calculated by MCNPX. *Acta Physica Polonica A*, 132(3), 967-969. doi: [10.12693/APhysPolA.132.967](https://doi.org/10.12693/APhysPolA.132.967)
- Veenhof, R. (1998). Garfield, recent developments. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 419(2–3), 726–730. doi: [10.1016/S0168-9002\(98\)00851-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00851-1)
- Walenta, A. H. (1979). The time expansion chamber and single ionization cluster measurement, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 26(1), 73–80. doi: [10.1109/TNS.1979.4329616](https://doi.org/10.1109/TNS.1979.4329616)

## ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Caner Sarı  
Doğum Yeri ve Tarihi : Balıkesir / Bandırma – 28.02.1991  
Yabancı Dil : İngilizce

Eğitim Durumu  
Lise : Bandırma Ayyıldız Anadolu Lisesi - 2009  
Lisans : Ankara Ü. Mühendislik F. Fizik Mühendisliği - 2016  
Yüksek Lisans : Uludağ Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik ABD

Çalıştığı Kurum/Kurumlar : MEB - İl / İlçe Milli Eğitim Müdürlüğü  
Bilgisayar Programcılığı

İletişim (e-posta) : canersari987@gmail.com  
501907010@ogr.uludag.edu.tr

Yayımları : Uluslararası Toplantıda Sözlü Bildiri.  
Analysis of Gas Gains for MICROMEGAS (MICRO–  
MESH Gaseous Structure) Detectors, Turkish Physical  
Society–37th International Physics Congress (TPS-37)  
1– 5 September 2021, Bodrum/TURKEY