

GAZLI DETEKTÖR BENZETİŞİMİ İÇİN
YENİ YÖNTEMLER

Özkan ŞAHİN



T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GAZLI DETEKTÖR BENZETİŞİMİ İÇİN
YENİ YÖNTEMLER

Özkan ŞAHİN

Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU
(Danışman)

DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİMDALI

BURSA–2011

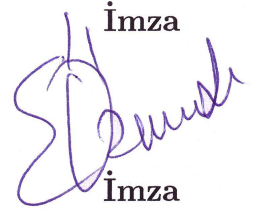
Her Hakkı Saklıdır

TEZ ONAYI

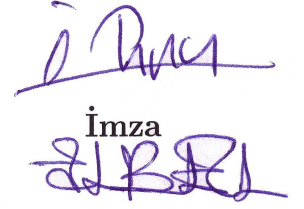
Özkan ŞAHİN tarafından hazırlanan “Gazlı Detektör Benzetimi için Yeni Yöntemler” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği / oy çokluğu ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU

Başkan: Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU
U. Ü. Fen Edebiyat Fakültesi
Fizik Anabilim Dalı

İmza


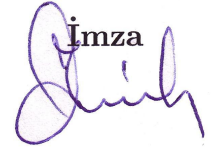
Üye: Prof. Dr. İlhan TAPAN
U. Ü. Fen Edebiyat Fakültesi
Fizik Anabilim Dalı

İmza


Üye: Prof. Dr. Sibel YALÇIN
U. Ü. Fen Edebiyat Fakültesi
Matematik Anabilim Dalı

İmza


Üye: Yrd. Doç. Dr. Zerrin KIRCA
U. Ü. Fen Edebiyat Fakültesi
Fizik Anabilim Dalı

İmza


Üye: Doç. Dr. Haluk DENİZLİ
A. İ. B. Ü. Fen Edebiyat
Fakültesi Fizik Anabilim Dalı

İmza


Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Kadri ARSLAN
Enstitüsü Müdürü

.../.../.....

U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- 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.

..../..../.....

Özkan ŞAHİN

ÖZET

Doktora Tezi

GAZLI DETEKTÖR BENZETİŞİMİ İÇİN YENİ YÖNTEMLER

Özkan ŞAHİN

Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU

Penning transferleri, karışımdaki herhangi bir gazın uyarılan seviyelerinin enerji bakımından, diğer gazın iyonlaşma eşiğinden daha yüksek olması durumunda ortaya çıkan süreçlerdir. Bu süreçlerde, uyarılan seviyelerde depolanan enerji karışımdaki diğer gazı iyonlaştırmak için kullanılabilir. Penning transferleri, gaz karışımlarındaki serbest bir elektron tarafından, birim uzunluk başına üretilen elektron–iyon çifti sayısını (Townsend katsayısı) ve gaz çoğalma faktörünü (gaz kazancı) kayda değer ölçüde artırabilirler. Enerji transfer olasılıkları önceden tahmin edilemez. Bu tez çalışması kapsamında transfer olasılıklarını belirlemek için literatürdeki deneysel kazanç eğrilerine fit yapabilen programlar geliştirilmiştir. Karışımlardaki, Townsend katsayıları ve uyarılma frekansları gibi elektronun transport parametreleri Magboltz benzetişim programı ile hesaplanmıştır. Deneysel kazanç verilerinden hesaplanan Penning transfer olasılıklarının, gaz karışım oranı ve basıncına göre değişimleri, enerji transferleri için türetilen mikroskobik bir modelleme ile incelenmiştir.

Anahtar kelimeler: Penning Transferleri, Gaz kazancı, Orantılı Sayaç, Magboltz
2011, xii + 125 Sayfa

ABSTRACT

PhD Thesis

NEW METHODS FOR SIMULATION OF THE GASEOUS DETECTOR

Özkan ŞAHİN

Uludağ University
Graduate School of Natural and Applied Science
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU

In gas mixtures, Penning transfers occur if the excitation energy levels of one gas component are energetically higher compared to the ionisation energy of the other gas component. In such kind of processes, it is possible to transfer energy stored in excited states of one gas to ionisation of the other. As a result of Penning transfers, the number of the generated electron–ion pairs by a free electron per unit length (or Townsend coefficient) and gas amplification factor (or gas gain) can be increased significantly in the mixtures. In this study, fitting tools have been developed to derive transfer probabilities from the experimental gain curves given in literature since they are not a priori known. Electron transport parameters, such as Townsend coefficients and frequencies of excitations of each mixture, have been calculated by use of Magboltz simulation program. Gas composition and pressure dependence of Penning transfer probabilities extracted from the experimental gain data have been investigated by producing a microscopic model of the energy transfer processes.

Key words: Penning Transfers, Gas gain, Proportional Counter, Magboltz
2011, xii + 125 Pages

TEŞEKKÜR

Tez çalışmam sırasında tecrübelerinden her zaman yararlandığım danışman hocam Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU'ya, tez izleme komitemde bulunan ve fikirleriyle beni yönlendiren Prof. Dr. Sibel YALÇIN'a, çalışmalarımın son aşamasında gece geç saatlere kadar beni yalnız bırakmayan araştırma görevlisi arkadaşlarım M. Cüneyt HACİİSMAİLOĞLU, Adnan KILIÇ ve Yrd. Doç. Dr. Ercan PİLİÇER'e teşekkür ederim. Yurt dışı çalışmalarım sırasında, üniversitedeki görevlerimi özveri ile yerine getiren diğer araştırma görevlisi arkadaşlarıma teşekkür ederim. Çalışmalarımın her aşamasında bana fikir veren ve karşılaştığım bilimsel zorlukların çözümlenmesinde her zaman destek olan en başta Dr. Rob Veenhof olmak üzere, Dr. Steve Biagi ve Dr. Heinrich Schindler'e teşekkür ederim. CERN RD51 projesine üyeliğimizi kabul eden Dr. Leszek Ropelewski ve bu proje kapsamında gerçekleştirdiğimiz yurt dışı bilimsel ziyaretlerimiz için finansal destekte bulunan Türkiye Atom Enerjisi Kurumu'na teşekkür ederim. Projelerin yürütücülüğünü üstlenerek hem bilimsel hem de moral anlamında göreve başladığım ilk günden itibaren her zaman destek olarak, bana büyük fırsatlar sunan Prof. Dr. İlhan TAPAN'a teşekkür ederim. Ayrıca, bugüne kadar çok büyük bir özveri ile desteklerini hiç bir zaman esirgemeyen aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

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	3
2.1. Etkileşme Türleri	3
2.2. Detektörlerin Çalışma Bölgeleri	6
2.3. Gaz kazancı (G) ve Townsend katsayısı (α)	9
2.4. Sayıcı Gazın Önemi	13
2.5. Gazların Fiziksel Özellikleri	16
2.5.1. Ortalama serbest yol ve çarpışma süresi	16
2.5.1.1. Türdeş sistemler	17
2.5.1.2. Türdeş olmayan sistemler	19
2.5.1.3. Atomik çaplar	20
2.5.2. Argon spektroskopisi	23
2.5.2.1. Argon eksimer	26
2.5.3. Zenon spektroskopisi	28
2.5.4. Asosyatif iyonlaşma	29
2.5.5. UV fotonları soğurma	31
2.5.5.1. Fotonların ortalama serbest yolu	34
3. MATERYAL ve YÖNTEM	36
3.1. Penning Etkisi ve Enerji Transfer Mekanizmaları	36
3.1.1. Hetero–nükleer asosyatif iyonlaşma	39
3.1.1.1. Doğrudan iyonlaşma	40
3.1.1.2. Değiş–tokuş ile iyonlaşma	41
3.1.2. Homo–nükleer asosyatif iyonlaşma (H.a.i.)	42

3.1.3.	Eksimerlerin oluşumu ve bozunumu	43
3.1.4.	Işınımsal bozunlar	43
3.2.	Uyarılmış Atom Yitim Modeli	44
3.2.1.	Modelin temelleri	44
3.2.2.	Notasyon	45
3.2.3.	Modelin oluşturulması	46
3.2.3.1.	Modelin örnek uygulamaları	50
3.3.	Benzetişimde Kullanılan Paket Programlar	51
3.3.1.	Magboltz	51
3.3.2.	Garfield	52
3.3.3.	Root	54
3.4.	Benzetişimde Kullanılan Fit Programları	55
3.4.1.	Penning düzeltmesi	56
3.4.2.	Kazanç kalibrasyonu	57
3.4.3.	Foton düzeltmesi	58
3.4.4.	İyonlaşma tesir kesiti düzeltmesi	62
3.4.5.	Fit Parametrelerinin Belirlenmesi	66
3.4.6.	Geometrik yapı	69
4.	ARAŞTIRMA BULGULARI	70
4.1.	Argon–Zenon gaz karışımları	70
4.2.	Argon–Karbondioksit gaz karışımları	81
4.3.	Argon–Asetilen gaz karışımları	85
4.4.	Argon–Metan gaz karışımları	92
4.5.	Argon–Propan, Argon–Etan, Argon–izo-Bütan gaz karışımları	104
4.6.	Alice TPC gaz karışımları	109
4.6.1.	Neon–Karbondioksit karışımları	110
4.6.2.	Neon–Karbondioksit–Nitrojen gaz karışımları	114
5.	TARTIŞMA ve SONUÇ	115
	KAYNAKLAR	117
	ÖZGEÇMİŞ	125

SİMGELELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simge	Açıklama
r_a	Anot yarıçapı
V	Anot ve katot arasındaki gerilim
N_e	Anotta biriken elektronların toplam sayısı
n	Anot ve katot arasında bir r uzaklığına kadar üretilen toplam elektron sayısı
Ar	Argon
C_2H_2	Asetilen
M	Atom veya molekül kütlesi
v	Atom veya molekülün anlık hızı
\bar{v}	Atom veya molekülün ortalama hızı
v_p	Atom veya molekülün en muhtemel hızı
\bar{v}_{rel2}	Atom veya molekülün ortalama bağıl hızı
v_{rms}	Atom veya molekülün karekök ortalama hızı
λ	Atom veya molekülün ortalama serbest yolu
τ	Atom veya molekülün ortalama çarpışma süresi
d	Atom veya molekülün çapı veya anot ve katot arasındaki uzaklık
N_A	Avogadro sayısı
f_{A_2}	A^* - A çarpışması sonucunda bir eksimer üretilme olasılığı
τ_{A^*A}	A^* - A çarpışmaları için ortalama çarpışma süresi
τ_{A^*B}	A^* - B çarpışmaları için ortalama çarpışma süresi
τ_{AAA}	A^* - A - A çarpışmaları için ortalama çarpışma süresi
f_{A^+}, f_{B^+}	A veya B 'nin A^* - A veya A^* - B çarpışmalarında iyonizasyon olasılığı
$f_{A^+}^{exc}, f_{B^+}^{exc}$	A veya B 'nin A_2^* - A veya A_2^* - B çarpışmalarında iyonizasyon olasılığı
$f_{\bar{A}}, f_{\bar{B}}$	A^* 'da depolanan enerjinin iyonizasyon olmaksızın, A^* - A veya A^* - B çarpışmalarında kaybedilme olasılığı
n_d	Birim hacimdeki atom veya molekül sayısı birim acimdeki atom veya molekül sayısı
k_B	Boltzman sabiti
β	Çiğ elektronu başına foto–elektron üretilme olasılığı (foton geri–besleme parametresi)
r_k	Çiğ oluşumunun başladığı yerin anoda uzaklığı

Simge	Açıklama
DME	dimetil–Eter
c	Dindirici gazın (B) karışımdaki oranı
A_2^*	Eksimer atomu
A^*-A-A	Eksimer oluşumu
f_{exc}	Eksimer tarafından bir çığ elektronu üretilme olasılığı
r	Enerji transfer olasılığı; serbest bir elektronun anota yüzeyine uzaklığı; atom veya moleküller arasındaki uzaklık
R	Evrensel gaz sabiti
C_2H_6	Etan
σ_{pa}, σ_{pa}	Foton–soğurma tesir kesiti
σ_{pi}, σ_{pi}	Foto–iyonizasyon tesir kesiti
λ_p	Fotonların yalnızca dindirici gaz içindeki ortalama serbest yolu
λ_q	Fotonların dindirici gaz içeren karışımlardaki ortalama serbest yolu
G	Gaz kazancı
T_{gaz}	Gazın sıcaklığı
σ_i	Gazın iyonlaşma tesir kesiti
$\sigma^{itoplam}$	Gazın toplam iyonlaşma tesir kesiti
p	Gazın basıncı cinsinden boyutsuz basınç ($p_{gaz} = p \times 1 \text{ atm}$)
$r(p, c)$	Gaz basıncı ve karışımdaki dindirici gaz oranının fonksiyonu olarak enerji transfer olasılığı
He	Helyum
A^*-A	Homo–nükleer asosyatif iyonlaşma
μ_{12}	İndirgenmiş kütle
h	İyonlaşma tesir kesiti düzeltme parametresi
iC_4H_{10}	izo–Bütan
CO_2	Karbondioksit
CF_4	Karbon–tetraflorid
r_c	Katot yarıçapı
g	Kazanç kalibrasyon parametresi
ν_i^{ion}	Karıışımdaki gazların iyonizasyon frekansları
Kr	Kripton
$f(v)$	Maxwell - Boltzman hız dağılım fonksiyonu
CH_4	Metan
nC_4H_{10}	n–Bütan
Ne	Neon
N_2	Nitrojen
d_{12}	Ortalama çap

Simge	Açıklama
ν_i^{exc}	Penning transferi yapan seviyelerin üretilme frekansları
C_3H_8	Propan
Rn	Radon
n_0	Sayaç içinden geçen yüklü bir parçacık tarafından başlangıçta üretilen elektron sayısı
f_{rad}	Soy gaz atomunun uyarılmış seviyelerinden yayınlanan bir fotonun, bir B atom veya molekülünü iyonlaştırma olasılığı
B	Temel durumdaki dindirici gaz molekülü veya soy gaz atomu
A	Temel durumdaki soy gaz atomu
α	Townsend katsayısı
r_i	Uyarılan seviyelerin Penning transferi yapma olasılıkları
f_γ	Uyarılan bir seviyenin ışınımsal bozunum yapma olasılığı
$\tau_{A^*}, \tau_{A_2^*}$	Uyarılan bir enerji seviyesi ve bir eksimer için yaşam ömrü
A^*	Uyarılmış durumdaki A atomu
τ_{A^*B}	Uyarılmış durumdaki atomun temel durumdaki atom veya molekül ile ortalama çarpışma süresi
Ze	Zenon

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2.1. Argon, Zenon ve Karbondioksit için etkileşme tesir kesitleri.	3
Şekil 2.2. a) Argonun seçilen beş farklı enerji seviyesi için uyarılma tesir kesitleri. b) Zenon için deneysel tekli (σ^+), ikili (σ^{2+}), üçlü (σ^{3+}), dördü (σ^{4+}), beşli (σ^{5+}), altılı (σ^{6+}) ve toplam iyonlaşma tesir kesitleri (σ^{itoplam}).	5
Şekil 2.3. Sayaçların çalışma bölgelerinin şematik olarak gösterimi. Bölgelerin özellikleri metin içerisinde ayrıntılı olarak tartışılmıştır.	7
Şekil 2.4. a) Saf dimetil–Eter (DME), izo–Bütan (iC_4H_{10}) ve Propan (C_3H_8) gazları için deneysel kazanç eğrileri. b) Ar + % 50 DME, % 50 iC_4H_{10} ve % 50 C_3H_8 gaz karışımları için deneysel kazanç eğrileri.	9
Şekil 2.5. a) Ne, Ar, Kr ve Ze soy gazları için Townsend katsayıları. b) iC_4H_{10} , CH_4 , CO_2 , C_3H_8 , C_2H_6 , C_2H_4 ve C_2H_2 dindirici gazlarındaki Townsend katsayıları.	11
Şekil 2.6. Tek telli silindirik bir sayaçtaki elektrik alanının, anot uzaklığı (r) ile değişimi.	12
Şekil 2.7. Tek telli silindirik bir sayaç için çıkış başlangıcının (r_k), farklı kritik elektrik alan $E(r_k)$ değerleri için a) anot gerilimi, b) r_c/r_a oranı ile değişimi.	13
Şekil 2.8. Ar – C_2H_2 ve Ar – iC_4H_{10} gaz karışımları için deneysel kazanç eğrileri (Agrawal ve Ramsey 1989; Bronić ve Grosswendt 1998).	15
Şekil 2.9. Ortalama serbest yolun hesaplanmasında kullanılan fiziksel modelin şematik gösterimi.	16
Şekil 2.10. a) Soy gazlar için Maxwell–Boltzman hız dağılım fonksiyonları ($f(v)$). b) Argon için $f(v)$ fonksiyonu ve en muhtemel v_p , ortalama \bar{v} , karekök ortalama v_{rms} hız değerleri.	19
Şekil 2.11. Atom ve moleküllerin çapları. Farklı yaklaşımlarla hesaplanan değerlere karşılık gelen renk kodları metin içinde verilmiştir.	21
Şekil 2.12. Bu çalışmada incelenen bazı atom ve moleküller için iyonlaşma ve uyarılma seviyelerinin şematik diyagramı. Uyarılma seviyelerinin tamamı grafikte verilmemiştir.	23
Şekil 2.13. Zenon gazı için enerji seviyeleri ve baskın olan izinli geçişlerin şematik diyagramı.	28
Şekil 2.14. a) Argon (Ar), Zenon (Ze), Karbondioksit (CO_2) b) izo–Bütan (iC_4H_{10}), n–Bütan (nC_4H_{10}), Propan (C_3H_8), Etan (C_2H_6), Metan (CH_4) ve Asetilen (C_2H_2) gazları için foton-soğurma tesir kesitleri.	31
Şekil 2.15. Uyarılmış Argon atomları tarafından yayılan fotonların, a) Ar – CH_4 ve b) Ar – CO_2 gaz karışımlarındaki ortalama serbest yolları.	34

Şekil 3.1. Tek bir elektron tarafından üretilen iyonlaşma (yıldız ve artı semboller) ve uyarılmaların (üçgen ve kare semboller) elektrik alan ile değişimleri. Hesaplamalar için Garfield benzetişim programı kullanılmıştır.	36
Şekil 3.2. Ar ve CO ₂ gazlarından oluşan bir sistem için hetero-nükleer asosyatif iyonlaşma mekanizmalarının şematik diyagramı.	40
Şekil 3.3. Enerji yitim mekanizmalarının a) % 10'luk dindirici gaz içeren herhangi bir karışım ($p_{\text{gaz}} = 1 \text{ atm}$, $T = 300 \text{ K}$), b) % 90 Ar – % 10 CH ₄ gaz karışımı için ($p_{\text{gaz}} = 12 \text{ atm}$, $T = 300 \text{ K}$) zamana bağlı kesirsel değişimleri.	50
Şekil 3.4. Ar – C ₂ H ₂ gaz karışımlarında a) silindirik ve b) paralel levhalı sayaçlar için deneysel ve hesaplanan kazanç eğrileri.	55
Şekil 3.5. Silindirik bir sayaçta, foton geri-besleme mekanizmaları ile anot teli civarında oluşturulan ikincil çığların şematik gösterimi.	59
Şekil 3.6. Foton geri-besleme parametrelerinin (β) gaz kazancına etkisi. Kazanç eğrileri deneysel değildirler.	61
Şekil 3.7. Elektronların, Ze için ölçülen ve Magboltz'un iki farklı sürümünde (8.9.1 ve 8.9.3) kullanılan iyonizasyon tesir kesitleri.	63
Şekil 3.8. Ze için elektronların toplam iyonizasyon tesir kesitlerinin Magboltz 8.9.1 sürümünde kullanılan değerle ile kıyaslanması; a) kesirsel, b) sayısal farklar.	64
Şekil 3.9. % 98 Ze – % 2 CH ₄ gaz karışımı için farklı iyonizasyon tesir kesitleri kullanılarak hesaplanan Townsend katsayılarının (α) kıyaslanması; a) kesirsel, b) sayısal farklar.	65
Şekil 3.10. Argonun uyarılma seviyelerinin, % 99 Ar – % 1 C ₂ H ₂ gaz karışımındaki üretilme frekansları ($T_{\text{gaz}} = 300 \text{ K}$, $p_{\text{gaz}} = 1 \text{ atm}$).	67
Şekil 3.11. Elektrik alanının, kare ve silindirik geometriler için, $r_a = 12.5 \mu\text{m}$ yarıçaplı anot teli civarındaki değişimi.	69
Şekil 4.1. Argonun uyarılma seviyelerinin, % 80 Ar – % 20 Ze gaz karışımında üretilme frekansları ($T_{\text{gaz}} = 300 \text{ K}$, $p_{\text{gaz}} = 1 \text{ atm}$).	71
Şekil 4.2. Argon-Zenon karışımlarında ölçülen kazanç eğrilerinin fiti için hesaplanan a) kazanç kalibrasyon (g) ve b) foton geri-besleme (β) terimlerinin, karışımlardaki Ze oranı ile değişimi.	72
Şekil 4.3. a) Argon-Zenon gaz karışımları için ölçülen ve hesaplanan kazanç eğrileri. b) Deneysel verilerden yararlanılarak hesaplanan Penning transfer olasılıklarının fiti.	72
Şekil 4.4. a) Argonun uyarılma seviyelerinin, % 90 Ar – % 10 CO ₂ gaz karışımında hesaplanan üretilme frekansları. b) Deneysel kazanç eğrilerin fiti için hesaplanan kazanç kalibrasyon terimlerinin (g), karışımlardaki CO ₂ oranı ile değişimi.	81
Şekil 4.5. a) Argon-Karbondioksit gaz karışımları için ölçülen ve hesaplanan kazanç eğrileri. b) Deneysel kazanç eğrilerinden yararlanılarak hesaplanan Penning transfer olasılıklarının fiti.	82

Şekil 4.6. Ar – C ₂ H ₂ gaz karışımlarında, a) silindirik ve b) paralel levhalı sayaçlar için ölçülen ve hesaplanan kazanç eğrileri.	85
Şekil 4.7. Ar–C ₂ H ₂ karışımlarında, silindirik sayaç için ölçülen kazanç eğrilerinin fit edilmesinde kullanılan a) kazanç kalibrasyon (g) ve b) foton geri–besleme (β) terimlerinin, karışımlardaki C ₂ H ₂ oranı ile değişimi.	86
Şekil 4.8. Ar – C ₂ H ₂ gaz karışımlarında a) silindirik b) paralel levhalı sayaçlar için deneysel kazanç eğrilerinden yararlanılarak hesaplanan transfer olasılıklarının fiti.	88
Şekil 4.9. Ar – C ₂ H ₂ karışımlarında elektronların a) enerji dağılımları b) Townsend katsayıları.	90
Şekil 4.10. a) % 98 Ar – % 2 CH ₄ ve b) % 95 Ar – % 5 CH ₄ gaz karışımları için ölçülen (kırmızı noktalar) ve hesaplanan (mor ve siyah çizgiler) kazanç eğrileri.	92
Şekil 4.11. % 90 Ar – % 10 CH ₄ gaz karışımları için ölçülen (kırmızı noktalar) ve hesaplanan (mor ve siyah çizgiler) kazanç eğrileri.	93
Şekil 4.12. a) % 90 Ar – % 10 CH ₄ gaz karışımları için deneysel kazanç eğrilerinden hesaplanan Penning transfer olasılıkları. b) % 2, % 5 ve % 10 CH ₄ içeren Ar – CH ₄ gaz karışımları için farklı basınçlarda hesaplanan transfer olasılıklarının fitleri.	94
Şekil 4.13. % 98 Ar – % 2 CH ₄ , % 95 Ar – % 5 CH ₄ ve % 90 Ar – % 10 CH ₄ gaz karışımları için hesaplanan transfer olasılıklarına farklı yaklaşımlar kullanılarak yapılan fitler. Ayrıntılar metin içinde verilmiştir.	95
Şekil 4.14. a) Işımsal bozunumla iyonlaşma olasılığının (f_{rad}) CH ₄ oranı ile değişimi. b) % 90 Ar – % 10 CH ₄ gaz karışımları için iyonlaşma ile sonuçlanan enerji transfer olasılıklarının, basınca bağlı değişimleri.	96
Şekil 4.15. Ar – C ₃ H ₈ , Ar – C ₂ H ₆ , Ar – iC ₄ H ₁₀ gaz karışımları için ölçülen (kırmızı ve mavi noktalar) ve hesaplanan (kırmızı, mor ve siyah çizgiler) kazanç eğrileri.	104
Şekil 4.16. Deneysel verilerden yararlanılarak hesaplanan a) kazanç kalibrasyon (g) ve b) foton geri-besleme (β) parametrelerinin, karışımlardaki C ₃ H ₈ oranı ile değişimi.	105
Şekil 4.17. Deneysel kazanç eğrilerinin fitleri ile hesaplanan enerji transfer olasılıklarının, karışımlardaki C ₃ H ₈ , C ₂ H ₆ ve CH ₄ oranı ile değişimi.	106
Şekil 4.18. Ne – CO ₂ gaz karışımları için ölçülen (nokta semboller) ve hesaplanan (kesikli ve düz çizgiler) kazanç eğrileri.	110
Şekil 4.19. Ne – CO ₂ karışımlarında ölçülen deneysel kazanç eğrilerinin fitlerinden hesaplanan transfer olasılıklarının, CO ₂ oranı ile değişimleri.	111
Şekil 4.20. Alice TPC N ₂ –Ne–CO ₂ gaz karışımı için ölçülen (nokta semboller) ve hesaplanan (kesikli ve düz çizgiler) kazanç eğrileri.	114

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Tablo 2.1. Uyarılmış atomların (A^*), kararlı durumdaki atom veya moleküller (B) ile ortalama çarpışma süreleri (τ_{A^*B}). Hesaplamalar için kullanılan yaklaşımlar metin içinde verilmiştir.	22
Tablo 4.2. % 10 alkan içeren Argon tabanlı gaz karışımlarındaki Penning transfer olasılıkları.	107

1. GİRİŞ

Detektöre giren yüklü parçacıklar, ortamın gaz atom veya molekülleri ile çeşitli etkileşimler yaparak, izleri boyunca çok sayıda elektron-iyon çiftleri oluştururlar. Birincil parçacık olarak da bilinen bu yük çiftleri, detektörün elektrodları arasına uygulanan bir gerilim sayesinde, yüklerinin cinsine göre anot veya katoda doğru sürüklenmeye başlarlar. Elektronların kütlesi iyonlara kıyasla çok daha küçüktür; dolayısıyla elektronlar, çok daha hızlı hareket edebilirler. Bu nedenle elektronlar, uygulanan gerilim yeterince yüksekse, çevrelerindeki iyonlarla tekrar birleşmeksizin, buldukları konumdan hızla uzaklaşarak, diğer gaz atom veya molekülleri ile yeni çarpışmalar yapabilirler. Çarpışmaların türü elektronların enerjisine ve kullanılan gazın tesir kesitlerine bağlıdır (bkz. Kesim 2.1). Bununla birlikte, anota doğru sürüklenen elektronların elektrik alanından kazandıkları kinetik enerji, sayıcı gazın iyonlaşma enerjisinden daha yüksek ise, ortamda yeni elektron-iyon çiftleri ortaya çıkar. Ardı sıra gelişen bu süreç, elektronların anot civarında bir elektron çığı oluşturması ile son bulur.

Çığ elektronlarının toplam sayısının, detektöre giren parçacıklar tarafından üretilen elektronların sayısına oranı “gaz kazancı” olarak adlandırılır (bkz. Kesim 2.3). Kazanç, detektörden alınan sinyalin kalitesini belirleyen en önemli niceliklerden biridir. Fakat gaz kazancını, sadece ardı sıra gelişen bu tür süreçler ile tam olarak açıklamak mümkün değildir. Örneğin, sayaç içerisinde geçen detekte edilecek parçacıklar veya çığ oluşturmak üzere anota doğru ilerleyen elektronlar tarafından çok sayıda uyarılmış atom veya molekül de ortaya çıkabilir. Uyarılan atom veya moleküller, karışımdaki herhangi bir gazın iyonlaşma eşiğinden daha büyük enerjiye sahipler ise Penning transferleri olarak adlandırılan ve yeni iyonlaşmalara yol açan süreçler ile toplam iyonlaşmaya katkıda bulunabilirler (bkz. Kesim 3.1).

Bu tez çalışması kapsamında geliştirilen çok sayıda benzetişim programı ve teoriksel modellemeler ile çeşitli gaz karışımları için Penning transfer olasılıkları incelenmiştir.

Tezin “Kuramsal Temeller” kısmında, karışımlardaki atom ve/veya moleküllerin etkileşme türleri ve fiziksel özellikleri sunulmuştur. Bu kısımda atom ve moleküller için verilen spektroskopik incelemeler, transfer olasılıklarını yorumlamak için oldukça önemlidir.

“Materyal ve Yöntem” kısmında, enerji transferlerinin yapısını ve mekanizmalarını anlamak için geliştirilen fiziksel modellemeler tanıtılmıştır. Ayrıca, karışımlardaki transfer olasılıklarını belirlemek için kullanılan benzetişim programları ve türetilen yöntemlerle ilgili ayrıntılı bilgiler de verilmiştir.

“Araştırma Bulgaları” kısmında, gaz karışımları için literatürde verilen deneysel kazanç eğrilerine yapılan fitler ve hesaplanan transfer olasılıklarından yararlanılarak mekanizmaların işleyişi hakkında edinilen bilgiler yer almaktadır.

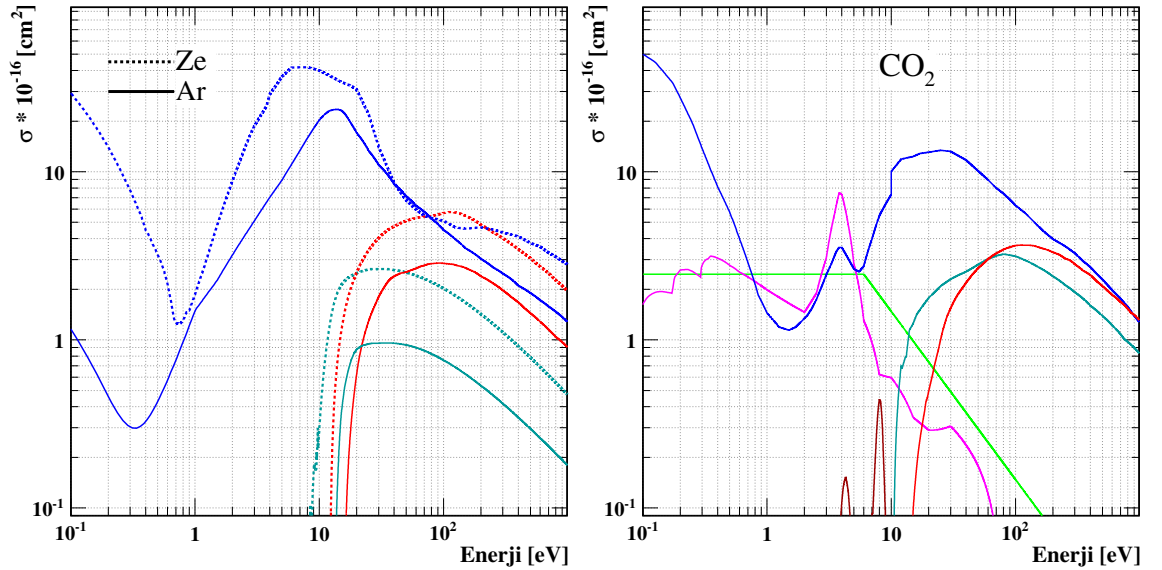
“Tartışma ve Sonuç” kısmında ise Penning enerji transferleri için fit programları ve fiziksel modellemeler ile elde edilen sonuçların genel bir analizi yapılarak, yüksek enerji fiziğinde geliştirilen detektörlerdeki önemi ortaya konmuştur.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Etkileşme Türleri

Gaz içerisinde üretilen serbest elektronlar, enerjilerine bağlı olarak ortamdaki atom veya molekülleri uyarabilir, iyonlaştırabilir veya hiç bir enerji kaybına uğramaksızın esnek saçılmalarla yollarına devam edebilirler. Etkileşmelerin çeşitliliği ve baskınlığı, elektronların enerjisine ve sayım yapmak için kullanılan gazların cinsine göre değişir.

Şekil 2.1'de, Argon (Ar), Zenon (Ze) ve Karbondioksit (CO_2) gazları için çeşitli etkileşme tesir kesitleri verilmiştir. Her iki grafikte de esnek saçılma, toplam uyarılma ve toplam iyonlaşma tesir kesitleri, sırasıyla mavi, petrol yeşili ve kırmızı çizgilerle gösterilmişlerdir. Kesikli çizgiler Zenon gazına aittir. Bunların yanı sıra, CO_2 için toplam rotasyonel ve toplam vibrasyonel tesir kesitleri, açık yeşil ve pembe çizgilerle; elektron yakalama tesir kesitleri ise kahverengi çizgi ile verilmiştir. Grafiklerde yer alan veriler, Magboltz'un 8.9.5 sürümünden alınmıştır (Biagi 1999).



Şekil 2.1. Argon, Zenon ve Karbondioksit için etkileşme tesir kesitleri.

Bütün gazlar için enerji bölgesinin hemen her yerinde en baskın olan fiziksel süreç, esnek saçılmadır. Soy gazlar tek atomlu olduklarından, rotasyonel veya vibrasyonel

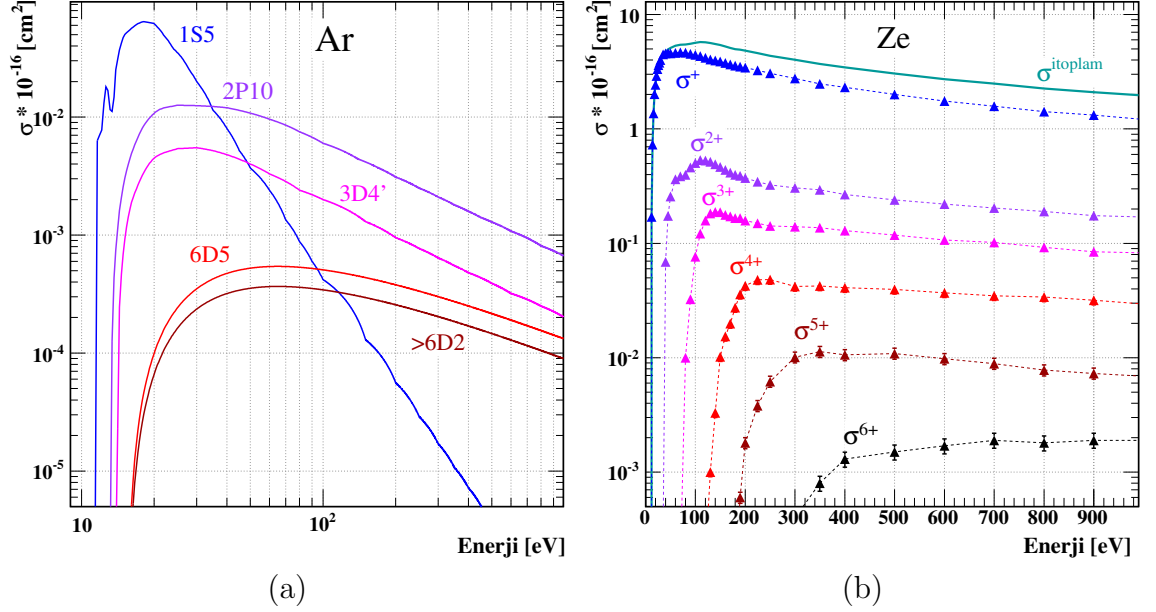
(RV) uyarılma modları yoktur. Dolayısıyla soy gaz atomlarının, sadece yörüngesel elektronların uyarılması söz konusudur. Moleküler gazlarda ise yörüngesel uyarılma ve iyonlaşma eşiklerinden önce atomik bağların çok sayıda RV modu bulunur. Fakat, serbest elektronun enerjisi arttıkça RV modlarının uyarılma tesir kesiti azalır ve süreç diğer etkileşme türlerine kıyasla önemsiz hale gelir. Bununla birlikte RV modları, uyarılmış atomlardan yayınlanan fotonların soğurulmasında etkin bir rol oynayarak, özellikle yüksek kazanç değerlerinde ortaya çıkan dalgalanmaları azaltırlar.

Olasılığı diğer süreçlere kıyasla çok daha düşük olmakla birlikte serbest elektronlar, ortamda CF_4 , CO_2 , gibi dış kabuğunda çiftlenmemiş elektronları bulunan, elektron ilgisi yüksek gazlar varsa yakalanarak negatif iyonlar da oluşturabilirler. Bu süreç de RV modlarında olduğu gibi serbest elektronun enerjisinin artmasıyla birlikte hemen varlığını yitirir ve genellikle yörünge elektronlarının uyarılma eşiklerine ulaşıldığında son bulur.

İyonlaşma eşiklerinin altında sonsuz sayıda yörüngesel uyarılma seviyesi yer alır. Bununla birlikte, uyarılma eşik enerjileri arttıkça tesir kesitleri genellikle azalır; başka bir ifade ile uyarılma enerjisi düşük olan seviyelerin üretilme olasılıkları daha yüksektir. Uyarılan seviyelerin bu özelliği, osilatör güçlerinin üst seviyelere çıktıkça azalmasından ileri gelmektedir.

İlk bakışta uyarılan gaz atom veya molekülündeki elektron bulunduğu yörüngeyi henüz terketmediği için bu tür süreçlerin iyonlaşmalara bir katkısının olmayacağı akla gelebilir. Ancak, detektördeki sayıcı gazlardan herhangi birinin uyarılma eşiği, karışımdaki diğer gazın (veya gazların) iyonlaşma eşiğinden daha yüksek ise uyarılan seviyelerdeki enerji, çeşitli transfer mekanizmaları ile yeni iyonlaşmalara yol açabilir. Literatürde Penning transferleri olarak da bilinen bu tür iyonlaşmalar, Bölüm 3'ten başlayarak ayrıntılı olarak tartışılmıştır. Bu kesimdeki tartışmalar ise üretilen serbest bir elektronun, atom veya moleküller ile yaptığı çarpışmalar sonucu ortaya çıkan, doğrudan iyonlaşmalar ile ilgilidir.

Magboltz'un 8.9.5 sürümünde kullanılan, Argona ait beş farklı uyarılma seviyesi için tesir kesitleri, Şekil 2.2(a)'da gösterilmiştir. Seviyelerin eşik enerjilerinin, maviden kahverengi çizgilere doğru gidildikçe arttığına fakat, tesir kesitlerinin ise azaldığına dikkat ediniz. Enerji seviyelerinin gösteriminde Paschen notasyonu kullanılmıştır.



Şekil 2.2. a) Argonun seçilen beş farklı enerji seviyesi için uyarılma tesir kesitleri. b) Zenon için deneysel tekli (σ^+), ikili (σ^{2+}), üçlü (σ^{3+}), dördü (σ^{4+}), beşli (σ^{5+}), altılı (σ^{6+}) ve toplam iyonlaşma tesir kesitleri (σ^{itoplam}).

Şekil 2.2(b)'de, Zenon için çoklu ve toplam iyonlaşma tesir kesitleri gösterilmiştir. Üçgen semboller ile verilen ölçüm değerlerine (Rejoub *ve ark.* 2002), interpolasyon uygulanarak, kesikli çizgilerle gösterilen eğriler elde edilmiştir. Daha sonra, Eşitlik 2.1 kullanılarak, Zenon için altı farklı iyonlaşma tesir kesiti üzerinden yük ağırlıklı toplam iyonlaşma tesir kesitleri hesaplanmıştır (yeşil çizgi). Zenonun iyonlaşma tesir kesitleri ile ilgili diğer tartışmalar, Kesim 3.4.4'te ayrıntılı olarak verilecektir.

İyonlaşmaların büyük bir kısmı atom veya moleküllerin en dış kabuğundan tek bir elektronun koparılması ile gerçekleşir (tekli iyonlaşma). Enerjinin artmasıyla birlikte birden fazla elektronun serbest kaldığı çoklu iyonlaşma süreçleri başlar. Koparılan elektron sayısı arttıkça çoklu iyonlaşma eşikleri yükselirken, tesir kesitleri ise tekli iyonlaşmalara kıyasla belirgin bir oranda azalır.

Gaz içindeki çoğalmanın bir ölçütü olan Townsend katsayıları (bkz. Kesim 2.3), iyonlaşma süreçlerinin tamamı üzerinden alınan yük ağırlıklı toplam iyonlaşma tesir kesitleri ile hesaplanır. Herhangi bir gaz için tekli, ikili, üçlü vb. iyonlaşma tesir kesitleri sırasıyla, σ^+ , σ^{2+} , σ^{+3} , ... olarak verilsin. Bu durumda, gazın toplam iyonlaşma tesir kesiti (σ^{itoplam});

$$\sigma^{\text{itoplam}} = \sigma^+ + 2\sigma^{+2} + 3\sigma^{+3} + \dots, \quad (2.1)$$

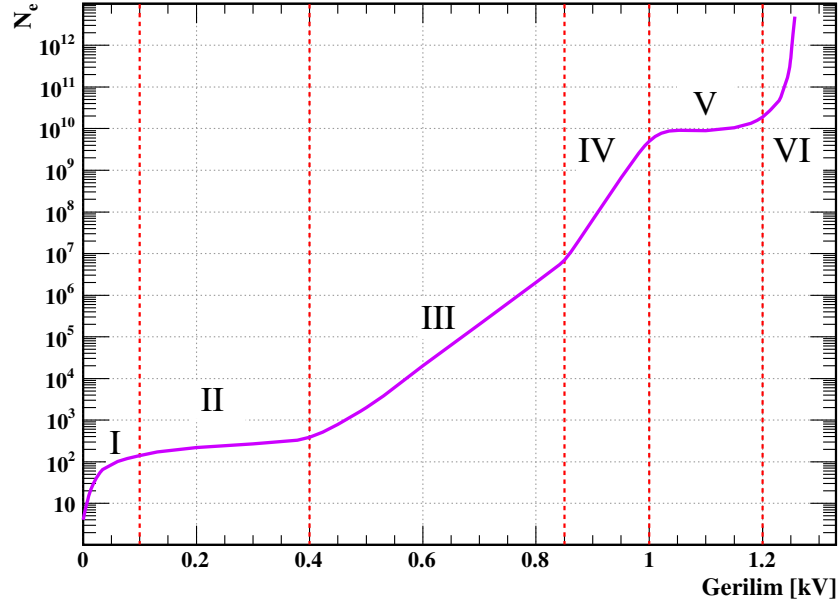
şeklinde tanımlanabilir (Rejoub *ve ark.* 2002).

Elektronların, herhangi bir gaz içerisindeki etkileşme türleri, sadece buraya kadar anlatılanlarla sınırlı değildir. Ancak, diğer süreçler bu tez çalışmamın kapsamında yer almadığından, incelenmemiştir.

2.2. Detektörlerin Çalışma Bölgeleri

Gazlı detektörlerin çalışma bölgesini genel olarak altı kısma ayırmak mümkündür. Bu bölgeler, iyonlaşmaların toplam sayısı cinsinden ifade edilirler. İyonlaşmalarda elektronlar ve iyonlar eşit miktarda üretilirler; ancak, elektronlar küçük kütlelerinden dolayı anotta çok daha kısa sürede toplanabilirler. Dolayısıyla, bölgelerin sınırları, Şekil 2.3'te görüldüğü gibi gerilime karşı anotta biriken elektronların toplam sayısı (N_e) cinsinden verilir. Bununla birlikte, sayacın gerçek davranışının elektrik alanı ile değişeceği unutulmamalıdır. Bir başka ifadeyle Şekil 2.3'teki gösterim herhangi bir detektör tipi için verilmiştir; bölgelerin sınırları farklı geometriler için elektrik alan şiddetinin değişimine bağlı olarak daralıp genişleyebilir. Bu nedenle grafikteki veriler herhangi bir deneysel ölçüm sonucuna ait değildirler; ancak, mor çizgi ile gösterilen eğri, sayaçların çalışma ilkelerini açıklamak için aşağıdaki bilgiler ışığında çizilmiştir:

I. Bölge: Elektrodalara uygulanan gerilim çok küçük olduğunda elektronlar net bir yönelime sahip olmaksızın gaz içerisinde gelişigüzel hareket ederler. Bu nedenle elektronların çok büyük bir kısmı anoda ulaşamaz ve çevrelerindeki pozitif



Şekil 2.3. Savaşların çalışma bölgelerinin şematik olarak gösterimi. Bölgelerin özellikleri metin içerisinde ayrıntılı olarak tartışılmıştır.

iyonlarla tekrar birleşerek, nötr atom veya moleküller oluştururlar. Isısal denge ile sonuçlanan detektörün bu çalışma modunda, üretilen akım değeri çok küçük olacağından, gözlenebilir bir sinyal elde etmek çoğu zaman imkansızdır.

II. Bölge: Gerilim artırılmasıyla birlikte I. bölgedekine göre çok daha hızlı hareket eden elektronların, iyonlarla tekrar birleşme olasılıkları azalır. Böylece sayacın içinde üretilen elektronların tamamının toplanabildiği bir gerilim bölgesine ulaşılır. Çıg gelişiminin gözlenmediği bu bölgedeki herhangi bir gerilim artışı, anotta biriken elektron sayısında kayda değer bir değişime neden olmaz. İyonlaşma sayacı bu bölgede çalıştırılırlar. Fakat, bu sayacı ile yapılan ölçümlerde, iyonlaşma sinyalini elektronik gürültülerden ayıklamak oldukça zordur. Bu nedenle, parçacıkları detekte etmede genellikle tercih edilmezler.

III. Bölge: İyonlaşma sayacı çalıştırıldığı bölgenin ötesinde ise anotta biriken toplam elektron sayısının, başlangıçta üretilen elektron sayısı ile orantılı olduğu bir bölgeye ulaşılır. Şekil 2.3'teki yarı-logaritmik grafiğe bakıldığında, toplanan elektron sayısının bu bölge için gerilimle doğrusal bir değişime sahip olduğu görülür. Özellikle anot civarında yoğun elektron çığlarının olduğu bu bölgede çalıştırılan sayaca “**orantılı sayacın**” adı verilir. Orantılı sayacı, özellikle

parçacıkları tek tek saymak ve enerjilerini ölçmek veya belli enerjide olanlarını seçip saymakta yaygın olarak kullanılır. Bu nedenle, yüksek enerji ve parçacık fiziğindeki sayaçların çoğu bu bölgede çalıştırılırlar. Ayrıca, bu tez çalışması kapsamında kullanılan deneysel verilerin hepsi orantısal sayaçlardan alınmıştır.

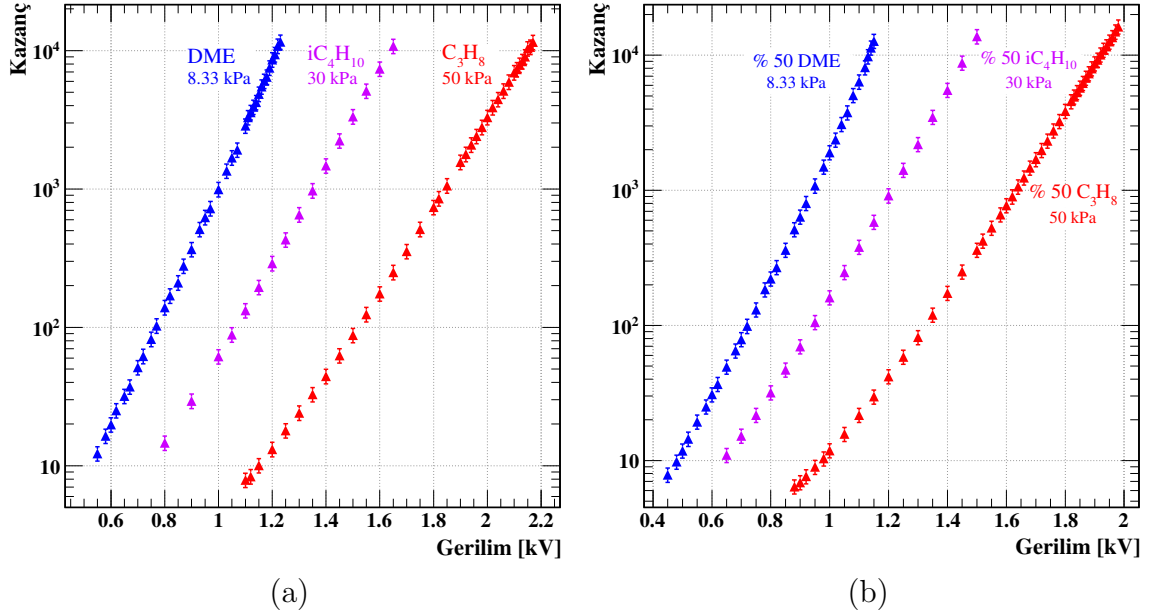
IV. Bölge: Gerilimin daha fazla artırılması ile birlikte üretilen γ elektronları, anodu tamamen sarmaya başlarlar. Pozitif yüklü iyonların perdelenmesi ile sonuçlanan bu sürecin ardından elektronlar ve iyonlar arasında bir elektrik alan oluşur. Literatürde uzay yükü etkisi (Space Charge Effect) olarak da bilinen bu süreç nedeniyle, elektrotlar arasındaki dış elektrik alan bozulur; dolayısıyla γ elektronlarının oluşumundaki orantısallık da bozulmaya başlar. Bu bölge, sınırlı orantısal bölge olarak isimlendirilir. Parçacık deteksiyonunda bu bölgede çalışan sayaçlar kullanılmaz.

V. Bölge: Sayacın elektrotlarına uygulanan gerilim çok yüksek olduğunda Geiger – Müller bölgesine ulaşılır. Artık anotta oluşturulan sinyal, başlangıçta üretilen birincil elektronların sayısından tamamen bağımsızdır. Dolayısıyla, başlangıçta üretilen örneğin 1 elektron için ölçülen sinyal ile 1000 elektron için ölçülen sinyalin büyüklüğü arasında fark yoktur. Geiger – Müller sayacı kullanılarak, parçacıkların enerjilerini ayırt etmek mümkün değildir. Bu nedenle, yüksek enerji fiziği deneyleri için uygun bir sayaç türü değildirler.

VI. Bölge: Sürekli boşalma bölgesi olarak adlandırılan bu bölgede sayaç, ortamda herhangi bir iyonizasyon olduğunda sürekli sinyal üretir. Bu bölgede çalışan sayaçlar ile parçacıklar hakkında herhangi bir bilgi edinmek mümkün değildir.

2.3. Gaz kazancı (G) ve Townsend katsayısı (α)

Detektöre giren iyonlaştırıcı parçacık tarafından üretilen (birincil) elektron başına, anotta oluşturulan çığ elektronlarının toplam sayısına, gaz çoğalma faktörü veya kısaca “gaz kazancı” (G) adı verilir. Kazanç eğrileri, genellikle sayacın elektrodları arasına uygulanan gerilime karşı elektron sayısı cinsinden, yarı-logaritmik grafikler ile verilirler. Böylece orantılı bölgede çalışan bir detektör için çığın üssel yapısını betimleyen doğrusal grafikler elde edilir. Şekil 2.4’te çeşitli gaz ve gaz karışımları için orantısız bölgede çalışan silindirik bir sayaç kullanılarak ölçülen kazanç eğrileri gösterilmiştir (Bronić ve Grosswendt 1998, 1999).



Şekil 2.4. a) Saf dimetil-Eter (DME), izo-Bütan (iC₄H₁₀) ve Propan (C₃H₈) gazları için deneysel kazanç eğrileri. b) Ar + % 50 DME, % 50 iC₄H₁₀ ve % 50 C₃H₈ gaz karışımları için deneysel kazanç eğrileri.

Gaz kazancının, sayacın geometrik yapısı ve kullanılan sayıcı gazın fiziksel özellikleri ile yakından ilintili olduğu iyi bilinmektedir. Konunun karmaşıklığı ve detektörlerin geliştirilmesindeki öneminden dolayı, çeşitli mikroskobik ve makroskobik yöntemler kullanılarak kazancın genel bir analitik ifadesini türetmek için yürütülen çalışmalar günümüzde hala ilgi çekiciliğini korumaktadır. Literatürde yer alan kazanç eşitlikleri ile ilgili diğer tartışmalar Kılıç (2005) tarafından yapılan çalışmada derlenmiştir.

Aşağıda verilen temel ifadeler ve tanımlar konuya bir giriş yapmak açısından oldukça önemlidir. Fakat, sadece bu kesimde anlatılan bilgiler kullanılarak yapılan kazanç hesaplamaları ile deneysel veriler arasında bir uyum gözlemek çoğu zaman mümkün değildir. Hesaplamalardaki zorlukların nedenleri ve bazı uyumsuzlukların giderilmesi için gerekli olan düzeltme terimleri, “[Materyal ve Yöntem](#)” kısmında ayrıntılı olarak tartışılacaktır. Serbest bir elektronun dr kadar bir yol katettikten sonra bir gaz atom veya molekülü ile iyonlaştırıcı çarpışma yapma olasılığı,

$$n_d \sigma_i dr , \quad (2.2)$$

ile verilir. Burada, n_d birim hacimdeki atom veya molekül sayısı ve σ_i ise gazın iyonlaşma tesir kesitidir. Buna göre sayaçtaki toplam serbest elektronların sayısı n ile gösterilirse, dr yolu sonunda serbest elektron sayındaki artış,

$$dn = n n_d \sigma_i dr , \quad (2.3)$$

olarak verilebilir. Buradaki $n_d \sigma_i$ terimi bir gaz ortamında elektrik alanı varlığında ilerleyen serbest bir elektron tarafından, birim uzunluk başına üretilen elektron-iyon çifti sayısı olarak tariflenen “**Townsend katsayısı**” (α) cinsinden,

$$\alpha := n_d \sigma_i , \quad (2.4)$$

şeklinde tanımlanır. α , detektörde kullanılan sayıcı gazın (veya gazların) cinsi, sıcaklığı, basıncı gibi fiziksel özellikleri ve elektrik alanına bağlı makroskobik bir büyüklüktür (bkz. Şekil 2.5) ve Magboltz gibi benzetişim programları ile Boltzman transport denklemlerinin çözümünden hesaplanabilir (bkz. Kesim 3.3.1).

Eşitlik 2.4, Eşitlik 2.3’te yerine yazılır ve ifadenin integrali alınır, silindirik bir sayaç için gaz kazancı (G) ile Townsend katsayısı arasındaki ilişki;

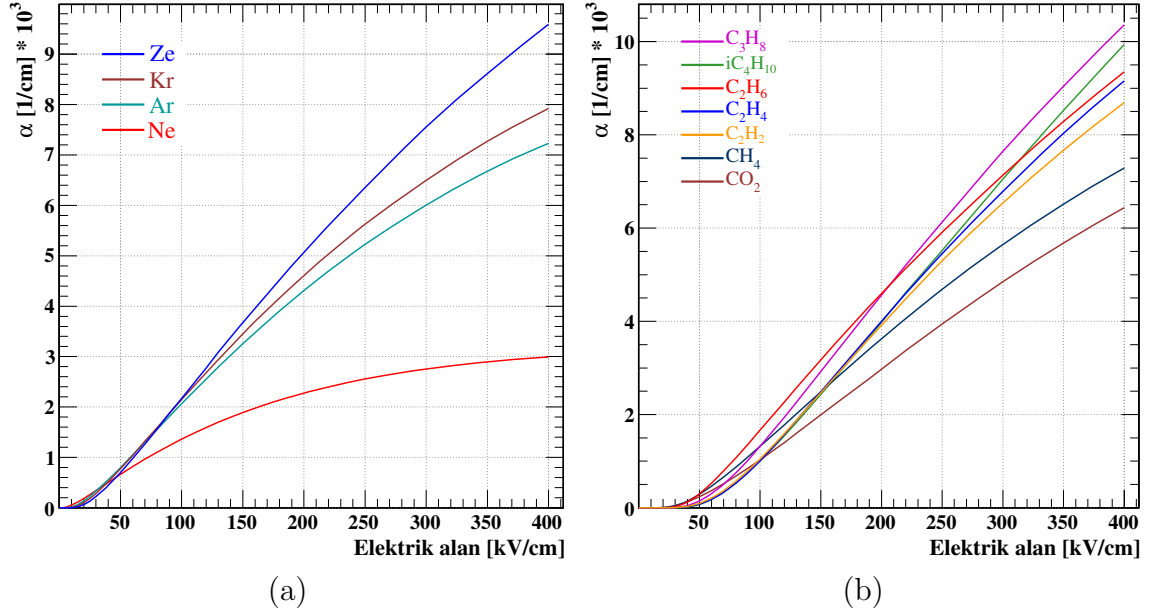
$$G := \frac{n}{n_0} = \exp \int_{r_a}^{r_k} dr \alpha(E(r)) , \quad (2.5)$$

olarak bulunur.

Eşitlik 2.5'teki n anot ve katot arasında bir r uzaklığına kadar üretilen toplam elektron sayısı, n_0 sayaç içinden geçen bir parçacık tarafından başlangıçta üretilen elektron sayısı, r_a anot yarıçapı, r_k ise çığ oluşumunun başladığı yerin anoda uzaklığı olarak tariflenir. r_c katot yarıçapı, V elektrodalara uygulanan gerilim olmak üzere silindirik bir sayaçtaki elektrik alan şiddeti,

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(r_c/r_a)} , \quad (2.6)$$

ile verilir. Bu bağıntıya göre elektrik alan şiddeti, anota uzaklığın (r) bir fonksiyonu olduğundan, Eşitlik 2.5'teki Townsend katsayısı da konumun (elektrik alan şiddeti $E(r)$ 'nin) bir fonksiyonu olacak şekilde $\alpha(E(r))$ ile gösterilmiştir.



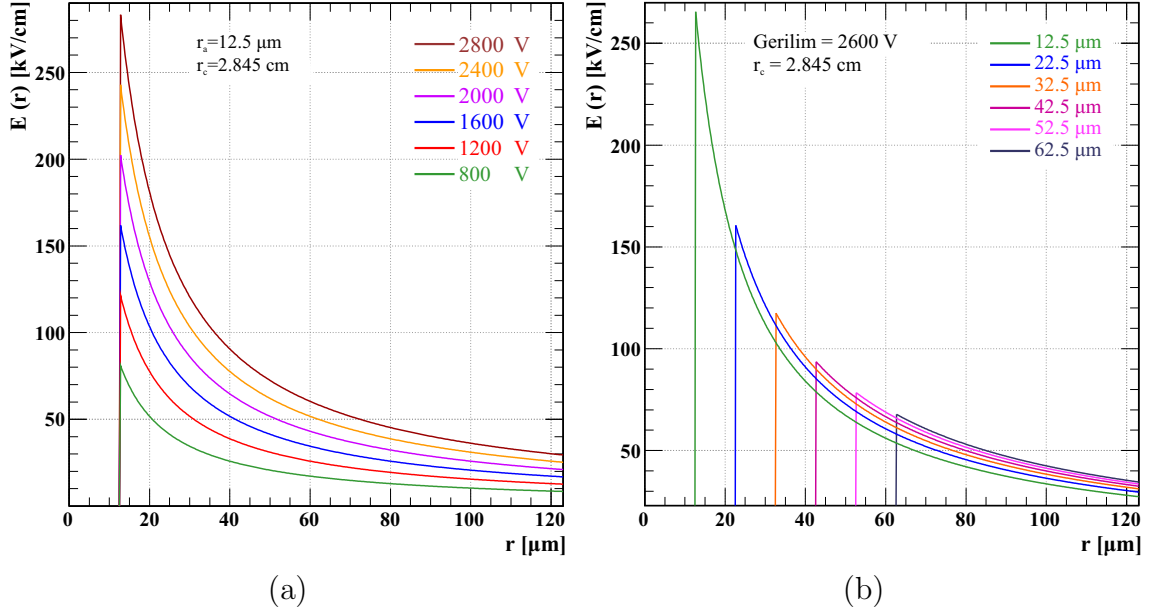
Şekil 2.5. a) Ne, Ar, Kr ve Ze soy gazları için Townsend katsayıları. b) iC_4H_{10} , CH_4 , CO_2 , C_3H_8 , C_2H_6 , C_2H_4 ve C_2H_2 dindirici gazlarındaki Townsend katsayıları.

Şekil 2.6'da silindirik bir sayaçtaki elektrik alan değişimi için yapılan bazı örnek hesaplamalar verilmiştir. Şekil 2.6(a)'daki grafik, elektrik alanının ($E(r)$), farklı gerilimler için anot uzaklığı (r) ile değişimini göstermektedir. Şekil 2.6(b)'de yer alan grafik ise $E(r)$ 'nin, aynı gerilim altında fakat farklı anot yarıçapları (r_a) için r ile değişimini temsil etmektedir.

Elektrik alan şiddeti özellikle anot civarında çok yüksek değerlere ulaşır (Şekil 2.6). Bunun bir sonucu olarak, silindirik sayaçlarda anot yakınlarındaki çığ oluşumunun, sayacın diğer noktalarına kıyasla çok daha fazla olacağı söylenebilir. Çığın başladığı yeri bulmak için $\alpha(E(r))$ 'nin sıfırdan farklı olduğu ilk elektrik alan değerine bakılır. Silindirik bir sayaçtaki elektrik alanı tarifleyen Eşitlik 2.6'ten r çekilir ve $r = r_k$ eşitlikte yerine konursa, çığ başlangıcının anoda uzaklığı,

$$r_k = \frac{V}{E(r_k) \ln(r_c/r_a)} , \quad (2.7)$$

bağıntısıyla hesaplanabilir. r_k 'nın gerilim ve r_c/r_a ile değişimini gösteren örnek hesaplamalar, Şekil 2.7'de verilmiştir.

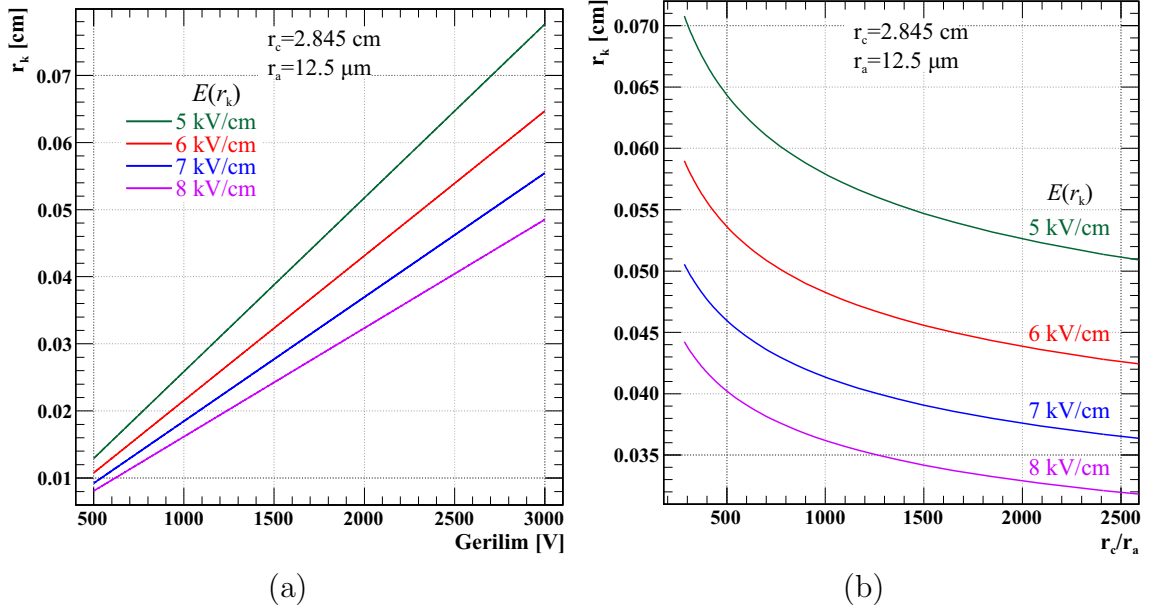


Şekil 2.6. Tek telli silindirik bir sayaçtaki elektrik alanının, anot uzaklığı (r) ile değişimi.

Paralel levhali sayaçlarda ise elektrik alan şiddeti konumun bir fonksiyonu değildir. Elektrodlar arasındaki uzaklık (d) olmak üzere, verilen bir gerilim değeri (V) için elektrik alan şiddeti,

$$E = \frac{V}{d} , \quad (2.8)$$

ile ifade edilir. Dolayısıyla Townsend katsayısı da konumdan bağımsız olacaktır.



Şekil 2.7. Tek telli silindirik bir sayaç için çığ başlangıcının (r_k), farklı kritik elektrik alan $E(r_k)$ değerleri için a) anot gerilimi, b) r_c/r_a oranı ile değişimi.

Buna göre kazanç ifadesi paralel levhalı sayaçlar için,

$$G := \frac{n}{n_0} = \exp(\alpha d) , \quad (2.9)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Bu nedenle paralel levhalı bir sayaçtaki çığ oluşumu konumdan bağımsız olarak gelişir ve silindirik sayaçlara kıyasla anottan çok daha uzak bölgelerde de başlayabilir.

2.4. Sayıcı Gazın Önemi

Parçacık deteksiyonunda kullanılan sayaçların yüksek kazanç, geniş bir orantısal bölge, düşük çalışma gerilimi ve uzun çalışma ömrü gibi gereksinimleri karşılaması beklenir. Ancak ihtiyaçların hepsine birden cevap verebilen herhangi bir saf gaz yoktur. Bu nedenle sayaçlarda, genellikle iki veya daha fazla farklı gaz türünden oluşan karışımlar kullanılır (Bronić ve Grosswendt 1998).

Başta sıralanan ilk iki gereksinim genellikle moleküler gazlar ile sağlanabilir. Fakat moleküler gazlarda ilerleyen serbest bir elektron, iyonlaşma eşiklerine varmadan önce

vibrasyonel, rotasyonel ve yörüngesel uyarılmalar gibi süreçlerde elektrik alanından kazandığı enerjinin önemli bir kısmını kaybeder. Bu nedenle moleküler gazlar ile sayım yapabilmek için yüksek gerilimlere ihtiyaç duyulur. Ayrıca moleküler gazların anot yüzeyini kaplama eğilimi yüksektir. Bu süreç belli bir süre sonra detektörü kullanılmaz hale getireceğinden sayacın çalışma ömrü kısalmır.

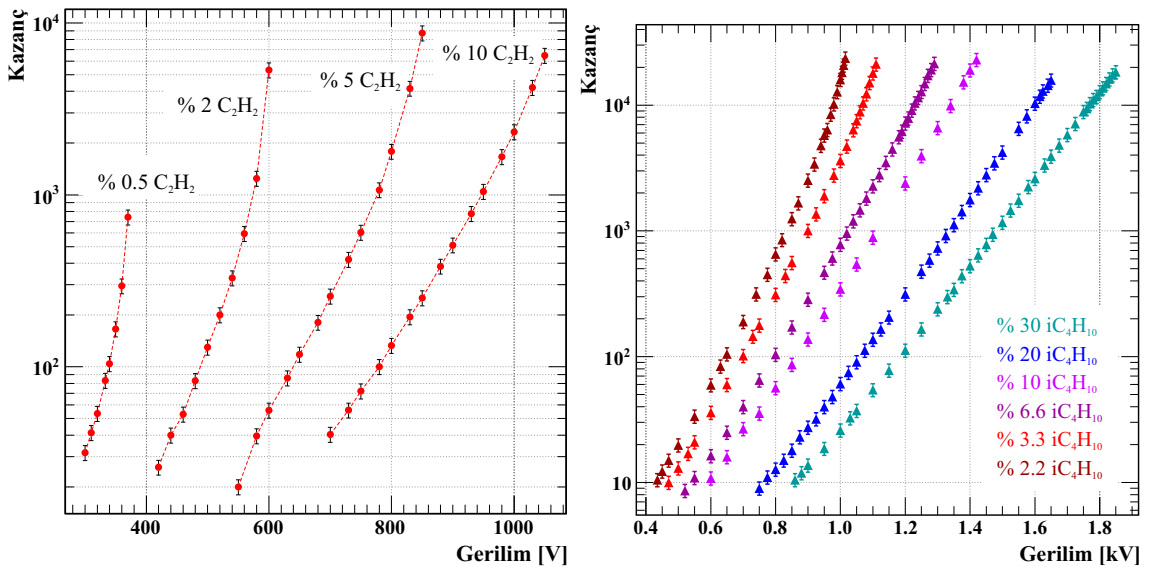
Çalışma gerilimi düşük ve uzun ömürlü sayaçlar için Helyum, Argon, Zenon, Kripton gibi soy gazlardan yararlanılır. Soygazların iyonlaşma eşiği moleküler gazlara kıyasla daha yüksektir. Bu ilk bakışta moleküler gazlardaki çığ oluşumunun dolayısıyla gaz kazancının soygazlara kıyasla daha düşük gerilimlerde başlayacağını düşündürebilir. Fakat soygazlarda ilerleyen serbest bir elektronun iyonlaşma eşiğinden önce sadece yörüngesel seviyeleri uyarmak için enerji kaybına uğrayacağı dikkate alındığında, gerçekte durumun beklenenin tersine gelişeceği açıktır.

Diğer yandan saf soy gazlar ile yüksek kazanç değerlerine ulaşmak istendiğinde bazı yetersizlikler ortaya çıkar. Bunlardan ilki ve belki de en önemlisi uyarılan yörüngesel seviyelerin, yaşam ömürleri kadar bir süre sonra bozunarak, temel duruma geçişlerde yaydıkları fotonlardan ileri gelmektedir. Özellikle uyarılma eşiklerine ulaştığında soygazların fotonları soğurma tesir kesitleri, moleküler gazlardan daha yüksektir (bkz. Kesim 2.5.5). Ancak, uyarılan soygaz atomlarından daha sonra tekrar foton salınımları gerçekleşir. Kendini sürekli tekrarlayan bu süreçler nedeniyle fotonlar, içinde buldukları soy gaz atomları tarafından etkin bir şekilde soğurulamazlar. Temel duruma geçişlerde salınan fotonların enerjisi, genellikle spektrumun mor ve mor ötesi bölgesinde yer alır (bkz. Kesim 2.5.2 ve 2.5.3). Sayaçlarda katot olarak kullanılan aliminyum, demir, bakır gibi metallerinin iyonlaşma eşiği ise genellikle 4 – 6 eV aralığında değişir. Bu nedenle katot duvarına ulaşan fotonlar, buradan foto-elektrik etki ile elektron sökebilirler. Sökülen foto-elektronlar ise bir süre sonra kendilerine ait yeni (gecikmiş) çığlar oluştururlar. Böylece detektöre gelen iyonize edici bir parçacık ile oluşturulan ilk elektron çığının ardından, fotonların etkisiyle yeni (gecikmiş) elektron çıgları ortaya çıkar. Foton geri–besleme mekanizması olarak da bilinen bu süreç, sayacın orantısallığını bozar ve kazanç eğrilerinin üstel artıştan sapmasına yol açar (Şekil 2.8). Böylelikle, detekte edilen parçacık hakkında doğru

bilgiler edinmeyi zorlaştırır ve önüne geçilemezse sürekli boşalma bölgesine kadar uzanan bir süreçte sayacı kullanılmaz hale getirebilir (bkz. Kesim 2.2). Geri besleme mekanizmasının ayrıntıları bir modelleme ile Kesim 3.4.3'te tartışılacaktır.

Katkısız soy gazların kullanımındaki diğer bir yetersizlik ise üretilen pozitif iyonlarla ilgilidir. Pozitif iyonların bir kısmı katoda ulaşır, bir elektron sökerek yüksüz hale gelebilirler. Böyle bir süreç ile oluşan yüksüz atom, arta kalan enerjisinden ya foton yayarak ya da katottan ikinci bir elektron sökerek kurtulur. Bir önceki paragrafta anlatıldığı gibi salınan foton da foto-elektrik etki ile katottan bir elektron sökebilir. Bu süreçlerde üretilen elektronlar, yine ikincil çığlar oluşturarak, kazancı kontrol edilemez hale getirebilirler. Fakat kütlelerinden dolayı düşük kinetik enerjiye sahip olan pozitif iyonlar, anoda ulaşmadan önce gaz içerisinde kolaylıkla durdurulabilirler. Dolayısıyla, iyonların geri beslemelere katkısı genellikle ihmal edilebilir.

Soy gazlardan salınan fotonlar, moleküler gazların rotasyonel ve vibrasyonel uyarılma seviyeleri tarafından etkin bir şekilde soğurulabilirler. Bu nedenle detektör fiziğinde moleküler gazlara dindirici gazlar da denir. Soy gaza çok küçük miktar bile olsa bir dindirici gaz eklenmesi, kazancın yapısını büyük ölçüde değiştirebilir (Şekil 2.8). Böylece, foton geri besleme süreçlerinin önüne geçilerek, orantısallık bozulmadan yüksek kazanç değerlerine ulaşmak mümkündür.



Şekil 2.8. Ar – C₂H₂ ve Ar – iC₄H₁₀ gaz karışımları için deneysel kazanç eğrileri (Agrawal ve Ramsey 1989; Bronić ve Grosswendt 1998).

2.5. Gazların Fiziksel Özellikleri

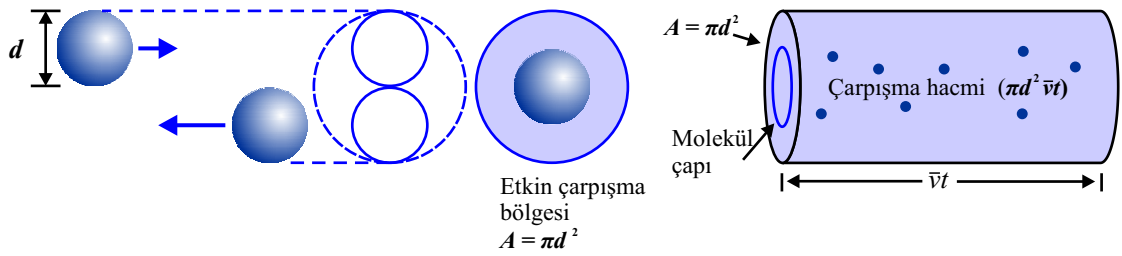
Penning transferlerini nicel olarak inceleyebilmek için karışımda bulunan uyarılmış atom veya moleküllerin, ortalama çarpışma süresi, yaşam ömrü ve foton soğurma tesir kesitleri gibi özellikleri iyi bilinmelidir.

2.5.1. Ortalama serbest yol ve çarpışma süresi

Aşağıdaki tartışmalarda, akıcılığı bozmamak için “atom” ve “molekül” terimleri bazen aynı anlamda kullanılmıştır. Bir molekülün herhangi bir çarpışma yapmaksızın katedeceği mesafe “ortalama serbest yol” olarak tariflenir ve gazların kinetik teorisinden yararlanılarak hesaplanabilir. Basit bir varsayım olarak hedef molekül durgun kabul edilirse, herhangi bir molekülün gaz içerisindeki ortalama serbest yolu;

$$\lambda = \frac{\bar{v}t}{\pi d^2 \bar{v}t n_d}, \quad (2.10)$$

bağıntısıyla verilebilir. Burada, d molekülün çapı ve n_d ise birim hacimdeki molekül sayısıdır. Ayrıca, Eşitlik 2.10'daki $\pi d^2 \bar{v}t n_d$ terimi etkileşme hacmi olarak tariflenir (Şekil 2.9) ve çarpışma frekansını $(1/\pi d^2 \bar{v}t n_d)$ temsil eder.



Şekil 2.9. Ortalama serbest yolun hesaplanmasında kullanılan fiziksel modelin şematik gösterimi.

Ortalama çarpışma süresi τ , moleküllerin (veya atomların) ortalama serbest yolu λ ve ortalama hızı \bar{v} cinsinden;

$$\tau = \frac{\lambda}{\bar{v}}, \quad (2.11)$$

olarak tanımlanır.

Karışımında iyonlaştırılan atom veya molekül B ile temsil edilsin; temel durumdaki soy gaz atomu A ve bunun uyarılmış durumu ise A^* ile gösterilsin. Buna göre enerji transferleri A^*-A ve A^*-B şeklinde çarpışmalar ile gerçekleşecektir. Bu nedenle, ortalama çarpışma süreleri türdeş (bkz. Kesim 2.5.1.1) ve türdeş olmayan (bkz. Kesim 2.5.1.2) sistemler için ayrı ayrı hesaplanmalıdır.

2.5.1.1. Türdeş sistemler

Hedef moleküller de hareketli olduklarından, bir molekülün ortalama serbest yolunu (λ) hesaplamak için Eşitlik 2.10'u bu haliyle kullanmak çok doğru bir yaklaşım olamaz. Dolayısıyla, Eşitlik 2.10'daki çarpışma frekansını ($1/\pi d^2 \bar{v}t n_d$) hesaplamak molekülün ortalama hızını almak doğru değildir; bunun yerine çarpışmada yer alan moleküllerin ortalama bağıl hızları dikkate alınmalıdır. Çarpışmaların, sadece türdeş moleküller arasında gerçekleştiği varsayılırsa, ortalama bağıl hız;

$$\bar{v}_{\text{rel}} = \sqrt{2}\bar{v} \quad (2.12)$$

olarak verilebilir. Bu bağıntı, Eşitlik 2.10'da yerine konulursa, ortalama serbest yol;

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n_d} , \quad (2.13)$$

olarak verilebilir. İdeal gaz yasası dikkate alınır, birim hacimdeki molekül sayısı (n_d), Avogadro sayısı (N_A) cinsinden;

$$n_d = \frac{N_A p_{\text{gaz}}}{RT_{\text{gaz}}} , \quad (2.14)$$

ile tanımlanır. Burada R evrensel gaz sabiti, T_{gaz} gazın sıcaklığı ve p_{gaz} ise basıncıdır. Bu bağıntı, Eşitlik 2.13'te yerine konulursa ortalama serbest yol;

$$\lambda = \frac{RT_{\text{gaz}}}{\sqrt{2}\pi d^2 N_A p_{\text{gaz}}} , \quad (2.15)$$

olarak yeniden yazılabilir.

Moleküllerin ortalama hızı, istatistiksel mekanikte sıklıkla başvurulan Maxwell–Boltzman hız dağılım fonksiyonu kullanılarak tanımlanabilir;

$$f(v) = \left(\frac{M}{2\pi RT_{\text{gaz}}} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp \left(\frac{-Mv^2}{2RT_{\text{gaz}}} \right) . \quad (2.16)$$

Burada, moleküllerin molar kütlesi M , anlık hızları ise v ile gösterilmiştir. Yukarıdaki eşitlik, belirli bir hıza sahip moleküllerin kesrini vermektedir. Bununla birlikte, gerçek hız dağılımından çok, moleküllerin en muhtemel hızı, ortalama hızı, karekök ortalama hızı gibi büyüklükler ile ilgilenilir. Buna göre $df(v)/dv = 0$ şartı gereğince en muhtemel hız (v_p),

$$v_p = (2RT_{\text{gaz}}/M)^{\frac{1}{2}} , \quad (2.17)$$

olarak bulunur. Moleküllerin ortalama hızı (\bar{v}) ise,

$$\bar{v} = \int_0^{\infty} v f(v) dv , \quad (2.18)$$

ile tanımlanır. $f(v)$ bu eşitlikte yerine konulur ve integral alınırsa ortalama hız için;

$$\bar{v} = \int_0^{\infty} v f(v) dv = \left(\frac{8RT_{\text{gaz}}}{\pi M} \right)^{\frac{1}{2}} , \quad (2.19)$$

elde edilir. Eş bölüşüm teoreminden veya Eşitlik 2.18'de v yerine v^2 yazılıp, integralin karekökü alınırsa, moleküllerin karekök ortalama hızı v_{rms} ,

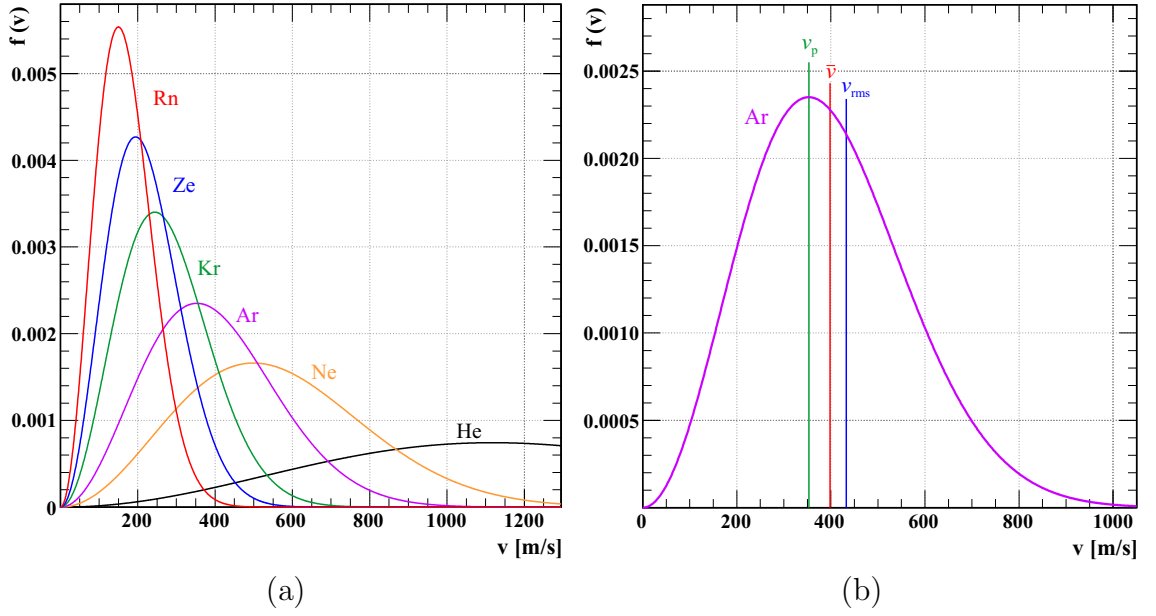
$$v_{\text{rms}} = \sqrt{\bar{v^2}} = \int_0^{\infty} v^2 f(v) dv = \left(\frac{3RT_{\text{gaz}}}{M} \right)^{\frac{1}{2}} , \quad (2.20)$$

olarak bulunur. Soy gazlar için yapılan örnek hesaplamalar Şekil 2.10'da verilmiştir.

Eşitlik 2.15 ve Eşitlik 2.19, Eşitlik 2.11'de yerine konulursa, aynı tür molekül (veya atom) içeren bir gaz için ortalama çarpışma süresi;

$$\tau = \left(\frac{\pi M}{16RT_{\text{gaz}}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\pi d^2} \frac{RT_{\text{gaz}}}{N_A p_{\text{gaz}}} , \quad (2.21)$$

bağıntısıyla verilebilir.



Şekil 2.10. a) Soy gazlar için Maxwell–Boltzman hız dağılım fonksiyonları ($f(v)$). b) Argon için $f(v)$ fonksiyonu ve en muhtemel v_p , ortalama \bar{v} , karekök ortalama v_{rms} hız değerleri.

2.5.1.2. Türdeş olmayan sistemler

Türdeş molekül (veya atom) içeren karışımlar için yapılan tartışmayı, farklı tür molekül (veya atom) içeren gazlara uyarlamak mümkündür. Buna göre Eşitlik 2.12 ile verilen ortalama bağıl hız ifadesi;

$$\bar{v}_{rel2} = \sqrt{\bar{v}_1^2 + \bar{v}_2^2}, \quad (2.22)$$

olarak yeniden yazılabilir. Burada, \bar{v}_{rel2} moleküllerin ortalama bağıl hızını, \bar{v}_1 ve \bar{v}_2 ise ortalama hızlarını temsil etmektedir. Böylece, Eşitlik 2.19 ile verilen ifade Eşitlik 2.22’de yerine konulursa ortalama bağıl hız için;

$$\bar{v}_{rel2} = \left[\frac{8RT_{gaz}}{\pi} \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.23)$$

bağıntısı elde edilir. Burada, M_1 ve M_2 moleküllerin molar kütesidir. Sistemdeki kütlelerin bir noktada toplanmış olduğu kabulünden yola çıkılarak, Eşitlik 2.23’te

kıvrık parantez içinde yer alan ifadeyi sistemin indirgenmiş kütlesi (μ_{12}) cinsinden;

$$\frac{1}{\mu_{12}} = \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right) , \quad (2.24)$$

formunda yeniden yazmak mümkündür. d_1 ve d_2 sistemdeki moleküllerin çapı olmak üzere, ortalama çarpışma çapı (d_{12});

$$d_{12} = \frac{d_1 + d_2}{2} , \quad (2.25)$$

ile verilebilir. Buna göre, Eşitlik 2.23, 2.24 ve 2.25 ile verilen ifadeler, Eşitlik 2.21'de yerine konulursa, iki farklı tip molekül (veya atom) içeren herhangi bir gazda, birinci molekülün ikinci moleküle ortalama çarpışma süresi (τ_{12});

$$\tau_{12} = \left(\frac{\pi \mu_{12}}{8RT_{\text{gaz}}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\pi d_{12}^2} \frac{RT_{\text{gaz}}}{N_A p_{\text{gaz2}}} , \quad (2.26)$$

ile ifade edilebilir. Burada, p_{gaz2} ikinci molekülün (veya atomun) kısmi basıncı olarak tariflenir ve gazın toplam basıncı p_{toplam} cinsinden;

$$p_{\text{gaz2}} = c p_{\text{toplam}} , \quad (2.27)$$

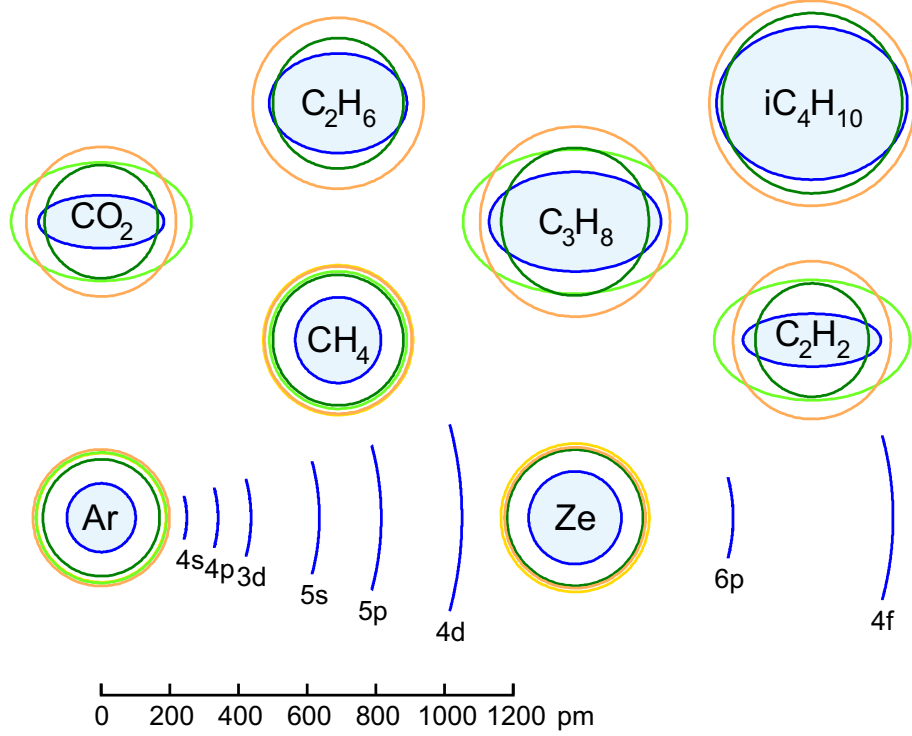
ile verilebilir. Karışımdaki ikinci gaz moleküllerinin kesri, yukarıdaki eşitlikte c ile temsil edilmiştir.

2.5.1.3. Atomik çaplar

Atom veya moleküllerin çaplarını tahmin edebilmek için belirli varsayımlar altında birçok model geliştirilmiş ve çeşitli tanımlar türetilmiştir. Bu, tanımlanan çaplar arasında dikkate değer farklılıklara yol açmaktadır. Örneğin, Argon için kinetik ve van der Waals çapı, kovalent çapının sırasıyla 1.7 ve 1.9 katıdır.

Şekil 2.11'de, bu tez çalışması kapsamında incelenen gaz karışımlarındaki bazı atom ve moleküllerin çapları gösterilmektedir. Mavi çizgiler, bağ uzunlukları ve açıları ile hesaplanan kovalent çapları ve uyarılmış seviyelerin Deutsch-Märk çaplarını temsil

etmektedirler. Kinetik ve silindirik geometrili moleküller için hesaplanan çaplar, koyu ve açık yeşil çizgilerle; van der Waals ve çarpışma çapları ise turuncu ve kırmızı çizgiler ile verilmektedir.



Şekil 2.11. Atom ve moleküllerin çapları. Farklı yaklaşımlarla hesaplanan değerlere karşılık gelen renk kodları metin içinde verilmiştir.

Kesim 3.1’de ayrıntılı olarak anlatıldığı gibi farklı enerji transfer mekanizmaları, farklı menzillerde gerçekleşmektedir. Bu nedenle, literatürde verilen atomik çapları kullanırken, incelenen transfer mekanizmasına uygun olanı seçilmelidir.

Kovalent bağ uzunlukları ve bağların arasındaki açılar dikkate alınarak hesaplanan kovalent çaplar, asosyatif iyonlaşma için kullanılabilir (bkz. Kesim 3.1.2 ve 3.1.1). Bununla birlikte kovalent çaplar, elektron bulutsularının üst üste gelmesinin gerektiği değiş-tokuş ile iyonlaşma (bkz. Kesim 3.1.1.2) sürecini incelemek için de uygundur. Herhangi bir kuvvet olmaksızın, moleküllerin geçebileceği en küçük gözenğin çapı olarak tanımlanan kinetik çapları, dipol-dipol çiftlenim süreçleri ile oluşan doğrudan iyonlaşma (bkz. Kesim 3.1.1.1) için kullanmak uygun bir seçimdir. Çarpışma ve van der Waals çapları vizikozite gibi makroskobik ölçümlerden elde edilir. Bu tür çaplarda, moleküllerin hacmi ile ilgilenildiğinden, yakın temasların gerekli olduğu

transfer mekanizmalarını incelemek için uygun büyüklükler değildirler. Uyarılan atomlar, temel düzeydeki çaplarına kıyasla çok daha büyük çaplara sahip olurlar (bkz. Şekil 2.11). Argonun $3p^54s$, $4p$ ve $3d$ uyarılmış seviyeleri için Deutsch–Märk yaklaşımı ile bulunan çarplar, Argonun taban durumundaki çapından sırasıyla 3.6, 4.9 ve 6.3 kat daha büyüktür (Deutsch *ve ark.* 2004).

Çizelge 2.1’de, bu çalışmada incelenen çeşitli gazlar için literatürdeki çaplar ve kütlelerin, Eşitlik 2.26’da yerine konulmasıyla hesaplanan ortalama çarpışma süreleri (τ_{A^*B}) verilmiştir ($p_{\text{gaz}} = 1 \text{ atm}$, $T_{\text{gaz}} = 300 \text{ K}$).

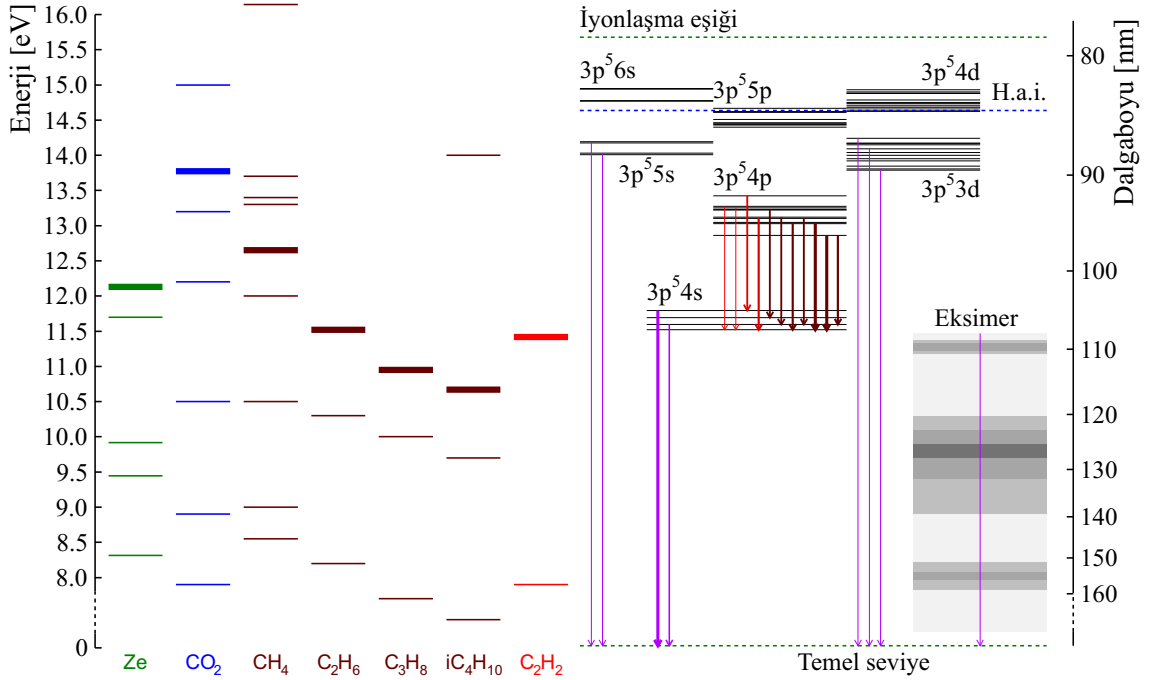
Çizelge 2.1. Uyarılmış atomların (A^*), kararlı durumdaki atom veya moleküller (B) ile ortalama çarpışma süreleri (τ_{A^*B}). Hesaplamalar için kullanılan yaklaşımlar metin içinde verilmiştir.

Çarpışma türü	Çap A^* [pm]	Çap B [pm]	Kütle B [g/mol]	τ_{A^*B} [ps]
Ar [*] -Ar	$5p$: 1630	$138^m, 194 - 212^c, 340^k$	39.948	28
Ar [*] -Ze	$4p$: 680, $3d$: 872	$206^m, 260 - 280^c, 396^k$	131.293	130, 88
Ar [*] -CO ₂	$3d$: 872	$365 \times 150^b, 330^k$	44.01	77
Ar [*] -CH ₄	$4p$: 680, $3d$: 872	$250^b, 380^k$	16.04	81, 56
Ar [*] -C ₂ H ₆	$4s$: 498	$400 \times 290^b, 380 - 400^k$	30.07	130
Ar [*] -C ₃ H ₈	$4s$: 498	$500 \times 290^b, 430^k$	44.096	130
Ar [*] -iC ₄ H ₁₀	$4s$: 498	$445 \times 555^b, 500 - 550^k$	58.123	100
Ar [*] -C ₂ H ₂	$4s$: 498	$400 \times 150^b, 330^k$	26.04	150
Ze [*] -Ze	$4f$: 1850	$206^m, 260 - 280^c, 396^k$	131.293	37

c , kovalent (Winter 2010); k , kinetik (Albrecht *ve ark.* 2003; Chen *ve ark.* 2005; Gulín-González *ve ark.* 2003; Hu *ve Vansant* 1995; Okazaki *ve ark.* 1998; Stepanov *ve ark.* 2002; Zhu *ve ark.* 2005) çaplardır. b bağ açıları ve uzunluklarından (Bernardo *ve Gomes* 2003; Callomon *ve ark.* 1976; Iijima 1972, 1973) ve m ise Dirac–Fock yaklaşımından hesaplanan (Deutsch *ve ark.* 2004) çapları temsil etmektedir. Uyarılan Argon atomlarının (Ar^{*}) çaplarını hesaplamak için Deutsch–Märk yönteminden yararlanılmıştır (Desclaux 1973); uyarılan Zenon (Ze^{*}) atomlarının çapları ise Hartree–Fock yaklaşımı ile belirlenmiştir (Lipson *ve ark.* 2005).

2.5.2. Argon spektroskopisi

Penning transferlerini incelemek için kullandığımız enerji spektrumları, Şekil 2.12’de verilmiştir. Zenonun ve moleküler gazların uyarılma seviyeleri ve iyonlaşma eşikleri, ince ve kalın çizgiler ile gösterilmiştir. Argona ait uyarılma seviyeleri düz siyah; iyonlaşma ve homo-nükleer asosyatif iyonlaşma eşikleri ise kesikli yeşil ve mavi çizgilerle temsil edilmiştir. Argonun enerji seviyelerinin değerleri Norlén (1973)’den alınmıştır. Sadece baskın olan izinli geçişler çizilmiştir. VUV ve IR bölgelerindeki geçişler, mor ve kahverengi çizgilerle; görünür bölgedeki diğer geçişler ise kendilerine ait yaklaşık renk kodları ile gösterilmiştir. Geçiş çizgilerinin kalınlıkları, şiddetleri ile orantılı çizilmiştir (NIST 2010). Fakat, eksimerların şiddeti, basınç ve uyarılan seviyenin türüne bağlı olduğundan, gri gölgeler olarak gösterilen bölgede yer alan geçiş, sadece şematik olarak çizilmiştir (ayrıntılı bilgi için bkz. Kesim 2.5.2.1).



Şekil 2.12. Bu çalışmada incelenen bazı atom ve moleküller için iyonlaşma ve uyarılma seviyelerinin şematik diyagramı. Uyarılma seviyelerinin tamamı grafikte verilmemiştir.

Argonun uyarılma seviyelerinin özelliklerini ve yaşam ömürlerini bir kaç önemli ana başlık altında özetlemek mümkündür. Çıg oluşumunda sıklıkla $3p^54s$ ve $3p^54p$ seviyeleri uyarılır. Bunların dışında, $3p^53d$ seviyelerinin uyarılma olasılığı da ihmal edilemeyecek kadar yüksektir. Daha yüksek seviyelerin çıg oluşumundaki üretilme sıklığı oldukça düşüktür (bkz. Kesim 2.1).

$3p^54s$: Bu gruptaki enerji seviyeleri 11.55 eV, 11.62 eV, 11.72 eV ve 11.83 eV olarak sıralanır. Bunların arasından birinci ve üçüncü seviye birkaç saniye ile uzun yaşam ömrlü yarı–kararlı seviyelerdir ($Ar^*(^3P_0)$, $Ar^*(^3P_2)$; $J = 0, 2$). $J = 1$ kuantum numaralı seviyelerden 11.62 eV enerjili seviye ($Ar^*(^3P_1)$), uyarıldıktan 8.6 ± 0.4 ns sonra VUV fotonu yayımlayarak temel duruma iner (Lawrence 1968). Bu yaşam süresi, daha sonra teoriksel hesaplamalarla da doğrulanmıştır (Gruzdev ve Loginov 1975); ancak bu verilerin aksine, daha önce Morack ve Fairchild (1967) tarafından aynı seviye için 21 ± 2 ns’lik bir süre ölçülmüştür. Ölçümlerde gözlenen farklılıkların temel nedenleri iki tür süreçle açıklanabilir: Holstein (1947, 1951) yaptığı incelemelerde, uyarılan atomdan yayımlanan fotonun, bir süre sonra “radyasyon hapsi” olarak adlandırılan süreçlerle yarı–kararlı seviyeler tarafından soğrulabileceğini öne sürmüştür; ayrıca, Aho ve ark. (1998) yarı–kararlı komşu enerji düzeylerinden (3P_0 , 3P_2 ; $J = 0, 2$), çarpışmalar yoluyla, kısa ömürlü seviyelere ($J = 1$) geçişlerin de mümkün olabileceğini bildirmiştir. Bu tür etkiler basınçla artar ve uyarılan bir enerji seviyesinin yaşam ömrünün beklenenden daha uzun olmasına yol açar. 11.83 eV’luk enerjiye sahip dördüncü seviyenin ($Ar^*(^1P_1)$, $J = 1$) yaşam ömrü ise 2.2 ± 0.2 ns (Lawrence 1968) olarak bildirilmiştir.

$3p^54p$: Bu grupta enerjileri 12.91 eV’tan başlayıp 13.48 eV’a kadar uzanan 10 adet seviye vardır. Seviyelerin baskın bozunumu $3p^54s$ düzeylerine geçişler şeklinde gerçekleşir. Bu geçişler esnasında, seviyenin enerjisine göre 697 – 912 nm dalgaboyu aralığında kızıl veya kızılötesi ışık yayımlanır. Seviyelerin yaşam ömrü ise 21.7–40.5 ns aralığında yer almaktadır (Wiese ve ark. 1989). Bununla birlikte “rezonans olmayan radyasyon hapsi” olarak bilinen mekanizmanın, seviyelerin yaşam ömrünü etkilediği bildirilmiştir (Erman ve Huldt 1978). Bu

tür mekanizmalar Neon tabanlı gaz karışımlarında da gözlenmiştir (Monteil *ve ark.* 1977; Das *ve ark.* 2005).

$3p^5 3d$: Argonun spektrumunda enerjisi 13.85 eV'tan başlayan bu seviyelerin yaşam ömürleri, genellikle 50 ns civarında dalgalanır. Fakat diğerlerinin aksine, temel duruma geçişleri izinli olan, $J = 1$ seviyelerinin yaşam ömürleri ≈ 3.5 ns olarak ölçülmüştür (Gruzdev *ve Loginov* 1975).

daha üst düzeyler: Bu seviyelerin yaşam ömürleri, yarı–kararlı seviyeler dışındaki diğer uyarılama seviyelerine kıyasla çok daha uzundur. Yaşam ömürleri örneğin, $3p^5 4d$ için 200 – 360 ns, $3p^5 5p$ için 100 – 210 ns (Klose 1968), $3p^5 6s$ için ≈ 75 ns (Borge *ve Campos* 1983) ve $3p^5 6p$ için 250 – 300 ns (Aguilera *ve ark.* 1992) olarak verilmiştir.

Bu tez çalışması kapsamında incelenen moleküler gazlardan, izo-Bütan (iC_4H_{10}), Propan (C_3H_8), Asetilen (C_2H_2) ve Etan (C_2H_6) için iyonlaşma enerjileri sırasıyla, 10.67, 10.95, 11.42 ve 11.52 eV'tur (bkz. Şekil 2.12). Yukarıda da vurgulandığı gibi Argonun $3p^5 4s$ seviyelerinin ışınımsal bozunumları ile ortaya çıkan fotonların enerjileri, 11.62 ve 11.83 eV'tur. Dolayısıyla bu enerjilerdeki fotonların, iC_4H_{10} , C_3H_8 , C_2H_2 , C_2H_6 moleküllerini iyonlaştırmaları söz konusu olabilir. Ayrıca, $3p^5 4s$ seviyelerinden yayınlanan fotonların, moleküllerin rotasyonel veya vibrasyonel (RV) modları tarafından soğurulabilecekleri de göz ardı edilmemelidir. Diğer bir iyonlaşma sürecinde ise, $3p^5 4s$ seviyelerinde depolanan enerji, çarpışmalar yoluyla moleküllere aktarılabilir. Böylece moleküller, herhangi bir foton salınımı gerçekleşmeden önce doğrudan iyonlaştırabilirler. Bu ve benzeri etkileşmeler, tezin ilerleyen bölümlerinde ayrıntılı olarak tartışılacaktır.

2.5.2.1. Argon eksimer

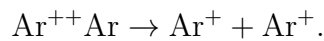
Uyarılmış bir Argon atomu (Ar^*), taban durumundaki bir Argon atomu (Ar) ile bağ kurarak eksimer (Ar_2^*) adı verilen sistem oluşturabilir. Eksimerlerin oluşum süreci, bir üç cisim problemi olarak düşünülebilir (bkz. Kesim 3.1.3). Eksimer ışınımının zengin yelpazesini birkaç ana başlık altında incelemek mümkündür (bkz. Şekil 2.12):

110 nm (11.3 eV): Argonun yörüngesel uyarılma seviyelerinin hemen altında yer alan “birinci süreklilik” bölgesi, yüksek enerjili titreşimsel seviyelerin disosiyatif bozunumlarına (moleküler ayrışma) karşılık gelir (Millet *ve ark.* 1982). Yüksek basınçta, titreşimsel seviyeler enerjisini hemen yitirirler.

120 – 140 nm (8.9 – 10.3 eV): “ikinci süreklilik” bölgesi, 126 nm dalgaboyunda (9.8 eV) bir zirveye sahiptir. Eksimerlerin spektrumunda, baskın bir bölge olarak bilinir ve düşük enerjili titreşimsel seviyelerin bozunumuna atfedilmiştir.

155 nm (8.0 eV): Literatürde “sol dönüm noktası” olarak da bilinen bu bölge, birinci süreklilik bölgesi gibi, yüksek enerjili titreşimsel seviyelerin bozunumu ile ortaya çıkar. Ancak, disosiyatif temel seviyeye geçişlerin gerçekleşebilmesi için atomlar arasındaki uzaklıkların, birinci bölgedekine kıyasla, çok daha kısa olmaları gerekir (Wieser *ve ark.* 1997). Basıncın artırılması ile bu bölgedeki eksimer oluşumu da varlığını hızla yitirir.

180 – 230 nm (5.4 – 6.9 eV): Düşük enerjili “üçüncü süreklilik” bölgesi, diğer enerji bölgelerine kıyasla, daha geniş bir basınç aralığında gözlenmiştir. Ancak, bu bölgenin hangi süreçlerle oluştuğu tam olarak anlaşılammıştır. Bununla birlikte, oluşum mekanizmasının, iki kere iyonlaşmış bağlı durumdaki Argon atomunun (Ar^{++}), temel durumdaki bir Argon atomu (Ar) varlığında ayrışması şeklinde gerçekleşeceği öne sürülmüştür (Langhoff 1988);



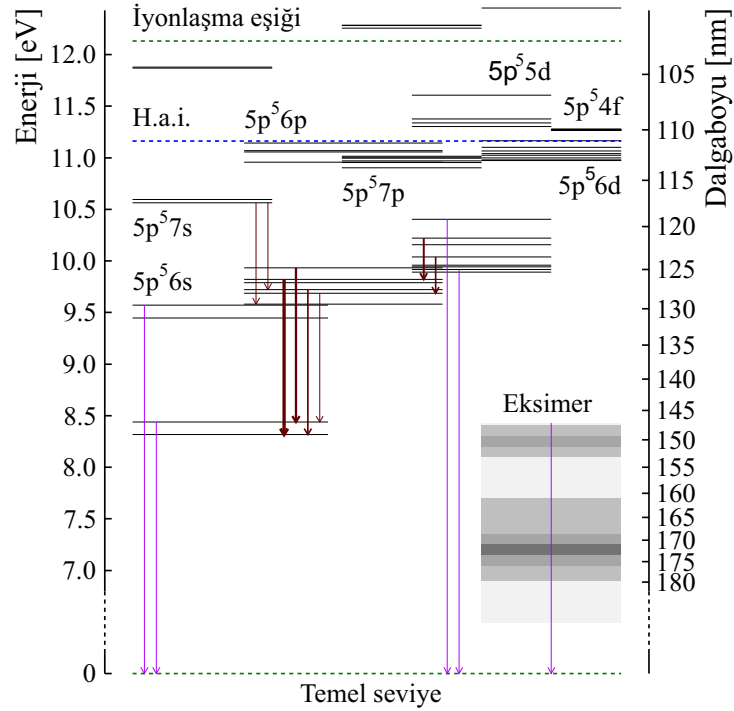
Aşağıda sıralan nedenlerden dolayı ortaya çıkan eksimer atomlarının bu çalışmada incelenen dindirici gazları iyonlaştırması söz konusu değildir:

- Birinci süreklilik bölgesinden gelen fotonun enerjisi en fazla 11.3 eV civarında olup, bu enerji değeri örneğin C_3H_8 ve iC_4H_{10} 'ın iyonlaşma eşiklerinden daha yüksektir; fakat, yukarıda da belirttiği gibi atmosferik basınçlara çıktığında bu gruptaki eksimerların üretimi hemen yok sayılabilecek kadar azalır.
- Baskın olan ikinci süreklilikten yayınlanan 9.8 eV enerjiye sahip fotonlar, düşük iyonlaşma eşiğine sahip dimetil–Eter (DME veya CH_3OCH_3) ve cyclo–Propan (C_3H_6) gibi gazları iyonlaştırabilirler. Fakat, incelediğimiz gazlar arasında bunlar yer almamaktadır. Diğer yandan, 1 atm basınç altında, 20 – 40 Mb'lık tesir kesitine sahip olan Zenon ve alkan ailesine ait çeşitli gazlar, $\lambda \leq 15 \mu m$ 'lik bir ortalama serbest yol mesafesinde bu fotonları soğurabilirler (Kesim 2.5.5).
- Üçüncü süreklilik bölgesindeki eksimerların enerjisi, herhangi bir gaz atom veya molekülünü iyonlaştırmaya yetecek kadar yüksek değildir. Ancak, bu bölgedeki eksimer fotonları, basınç yeterince düşüğe ($p_{gaz} \ll 1 \text{ atm}$), gaz içerisinde soğrulmaksızın katotta ulaşabilir ve geri–besleme süreçleri ile çığ elektronlarının sayısında artmaya neden olabilirler (bkz. Kesim 2.4 ve 3.4.3).
- Üçüncü süreklilik bölgesinin altındaki spektrumda yer alan çok düşük enerjili eksimer atomları tarafından yayınlanan fotonlar, gaz içerisindeki iyonlaşmalara herhangi bir katkıda bulunamazlar.

Bu tez kapsamında, 1 atm veya daha yüksek basınç altında tutulan gaz karışımları ile çalışılmıştır. Eksimer atomlarının, bu basınç değerlerinde üretilme olasılıkları çok küçüktür. Bu nedenle eksimerların, çalıştığımız gazlardaki iyonlaşmalara kayda değer bir katkıda bulunmayacakları söylenebilir. Öte yandan, eksimerların en önemli etkilerinin, uyarılan atomların sayısında bir azalma olarak karşımıza çıkabileceği düşündürebilir. Fakat, incelediğimiz gaz karışımlarında, bu tür fiziksel süreçlerin izine rastlanmamıştır (örneğin, bkz. Kesim 4.1). Çalışılan basınç değerleri dikkate alındığında ($p_{gaz} \geq 1 \text{ atm}$), eksimerların uyarılan atom sayısında herhangi bir azalmaya yol açmaması beklenen bir sonuçtur.

2.5.3. Zenon spektroskopisi

Zenon için enerji seviyeleri, Şekil 2.13'te şematik olarak gösterilmiştir. Seviyelerin enerji değerleri, Saloman (2004)'dan alınmıştır. Birinci iyonlaşma ve homo–nükleer asosyatif iyonlaşma eşikleri, kesikli yeşil ve mavi çizgiler ile temsil edilmişlerdir. VUV ve IR bölgelerindeki geçişler, mor ve kahverengi çizgilerle; görünür bölgedeki diğer geçişler ise kendilerine ait yaklaşık renk kodları ile gösterilmiştir. Geçiş çizgilerinin kalınlıkları, geçişlerin şiddetleri ile orantılı olarak çizilmiştir (NIST 2010). Fakat, eksimerların şiddeti basınç ve uyarılan seviyenin türüne bağlı olduğundan, gri gölge ile gösterilen bölgedeki geçiş sadece şematik olarak verilmiştir (Zhu ve ark. 2007).



Şekil 2.13. Zenon gazı için enerji seviyeleri ve baskın olan izinli geçişlerin şematik diyagramı.

Zenonun 5p⁵6s seviyelerinde, Argonda olduğu gibi, iki yarı–kararlı uyarılmış seviye yer alır. Buların yaşam ömrü saniyeler mertebesindedir (Walhout ve ark. 1995). Işınımsal bozunum yaparak, temel duruma inebilen, 5p⁵6s seviyelerinin ($J = 1$) yaşam ömürleri, $\tau(^3P_1) = 3.79 \pm 0.12$ ns ve $\tau(^1P_1) = 3.17 \pm 0.19$ ns olarak bildirilmiştir (Anderson 1965). 5p⁵6p seviyelerinin için yaşam ömürleri 36 – 47 ns

aralığında değişmektedir (Schmitt ve Schmoranzler 1999). $5p^54f$ seviyesi, $5p^56p$ gibi asosyatif iyonlaşma eşiğinin kıyasında yer alır ve 55 ns'lik bir yaşam ömrüne sahiptir (Das ve Karmakar 2005). $5p^57p$ seviyelerinin yaşam ömrü ise 100 – 120 ns aralığında verilmiştir (Horiguchi ve ark. 1981).

2.5.4. Asosyatif iyonlaşma

Argonun homo-nükleer asosyatif iyonlaşma (kısaca, h.a.i.) eşiği, 14.710 ± 0.009 eV'tur (Broekaert 2005). Bu enerji değeri, Argonun $3p^55p$ seviyelerine oldukça yakındır (bkz. Şekil 2.12).

Gazların kinetik teorisinden, $T_{\text{gaz}} = 300$ K sıcaklıkta ve $p_{\text{gaz}} = 1$ atm basınç altında tutulan Argon atomlarının ortalama kinetik enerjisi,

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} k_B T_{\text{gaz}} \simeq 0.04 \text{ eV}, \quad (2.28)$$

olarak verilebilir. Burada E_k kinetik enerji, k_B ise Boltzman sabitir. Öte yandan, Argonun $3p^53d$ ve $3p^55s$ seviyeleri ile h.a.i. eşiği arasındaki enerji farkı $0.5 - 1$ eV aralığında yer almaktadır. Bu enerji farkının, Argonun 0.04 eV'luk ortalama kinetik enerji ile kapatılması mümkün değildir. Dolayısıyla, $3p^53d$ ve $3p^55s$ seviyelerinin, h.a.i. süreçlerine herhangi bir katkısı söz konusu olamaz. Aynı gerekçeyle, $3p^53d$ ve $3p^55s$ 'in altındaki seviyelerin de h.a.i. süreçlerine katkıda bulunmayacakları açıktır.

Argonun h.a.i. eşiğinin hemen üstünde yer alan seviyeler ise bu tür süreçlere katkıda bulunabilir. Fakat, daha önce de vurgulandığı gibi, uyarılma eşikleri arttıkça, üst seviyelerin üretilme olasılıkları belirgin bir oranda azalır (bkz. Şekil 2.2(a)). Bunun yanı sıra, yüksek basınçlara çıkıldığında, h.a.i. eşiğinin üstündeki seviyeleri uyarmak kolaylaşır. Dolayısıyla, h.a.i. süreçlerinin varlığını belirleyebilmek için yüksek basınçlar ile çalışılmalıdır. Örneğin, Argon–Metan karışımları için yaptığımız hesaplamalar, özellikle yüksek basınçlara çıkıldığında, Argondaki h.a.i. transfer olasılığının, diğer iyonlaşma olasılıkları yanında, göz ardı edilemeyecek kadar büyük değerlere ulaşacağını ortaya koymuştur (bkz. Kesim 4.4).

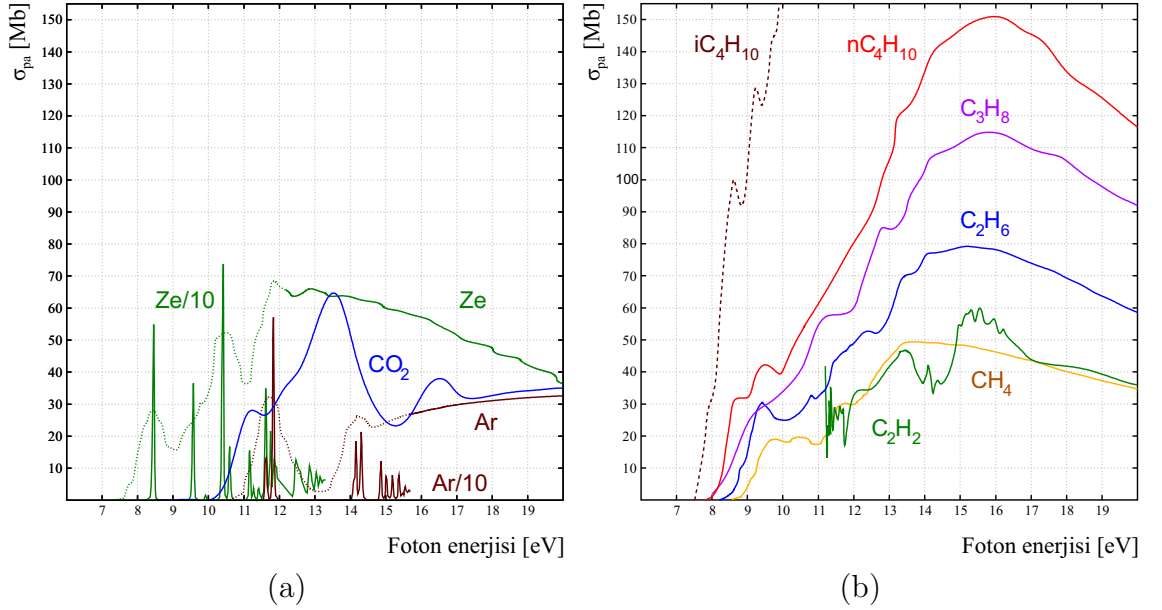
Zenonun h.a.i. eşiği 11.162 ± 0.005 eV olarak bildirilmiştir (Huffman ve Katayama 1966; Laporte *ve ark.* 1983). Zenonda h. a. i. süreçlerine katkıda bulunabilecek seviyelerin sayısı ve bunların üretilme olasılıkları, Argona kıyasla çok daha fazladır. Zenonun iyonlaşma ve uyarılma eşikleri Argondan daha düşüktür (bkz. Şekil 2.13). Dolayısıyla elektronlar, Zenon atomunu uyararak veya iyonlaştırmak için daha az enerjiye ihtiyaç duyarlar. Bunun doğal bir sonucu olarak, Argonun aksine, Zenon için h.a.i. süreçlerinin etkisi atmosferik basınçlarda bile ortaya çıkabilir (bkz. Kesim 4.1).

Bunların dışında, farklı soy gaz atomları arasında hetero-nükleer asosyatif iyonlaşma süreçleri de gelişebilir. Bu hemen bütün soy gaz atomları için gözlenmiştir. Örneğin, ArZe^+ için eşik enerjisi, 13.5 ± 0.1 eV olarak bildirilmiştir (Munson *ve ark.* 1963). Asosyatif iyonlaşmalar ile ilgili diğer tartışmalar, Kesim 3.1'de verilecektir.

2.5.5. UV fotonları soğurma

Bu tez çalışmasında incelenen bazı atom veya moleküllerin foton–soğurma tesir kesitleri (σ_{pa}), Şekil 2.14’te gösterilmektedir. Veriler, Berkowitz (2002)’in kitabı ve bu kitapta yer alan bazı referanslardan yararlanılarak derlenmiştir (Au *ve ark.* 1993; Chan *ve ark.* 1992, 1993; Hatano 1999; Kameta *ve ark.* 2002; Lombos *ve ark.* 1967a,b,c).

Foton–soğurma eğrileri, Argon ve Zenonun iyonlaşma enerjisine kadar olan bölgedeki her uyarılma eşliğinde pik yaparken, iyonlaşma enerjisi aşıldıktan sonra ise sürekli bir değişim gösterir. Şekil 2.14(a)’da, pikler düz çizgilerle ve bunların ortalamaları ise nokta sembollerle ile temsil edilmiştir. Ayrıca, her iki gaz için iyonlaşma eşliğinden sonra başlayan sürekli bölgede, Chan (1992) tarafından ölçülen yüksek–çözünürlüklü veriler 0.1 çarpanı ile ölçeklendirilerek, düz çizgilerle gösterilmiştir.



Şekil 2.14. a) Argon (Ar), Zenon (Xe), Karbondioksit (CO₂) b) izo-Bütan (iC₄H₁₀), n-Bütan (nC₄H₁₀), Propan (C₃H₈), Etan (C₂H₆), Metan (CH₄) ve Asetilen (C₂H₂) gazları için foton-soğurma tesir kesitleri.

Literatürde, nC₄H₁₀’ın tesir kesitleri için çok sayıda veri mevcuttur. Fakat, konuyla ilgili tüm araştırmalarımıza rağmen, iC₄H₁₀ için sadece bir çalışmanın olduğu tespit edilmiştir (Lombos *ve ark.* 1967c). Bu çalışma, bu konudaki güvenilir kaynaklar

tarafından henüz doğrulanmamış olsa da, en azından iC_4H_{10} 'ın foton–soğurma tesir kesitlerinin nC_4H_{10} 'dan daha yüksek olabileceğini işaret etmektedir. “Alkanlar” olarak da bilinen, aynı ailedeki bu iki molekül, genellikle benzer fiziksel özellikler gösterirler. Bu nedenle, bunlara ait tesir kesiti değerlerinin de birbirine yakın olacağı beklenebilir. Ancak, iC_4H_{10} için 10 eV'a kadar verilen eğri, nC_4H_{10} için verilen eğriden açık bir şekilde farklıdır. Bu nedenle, iC_4H_{10} için şüpheli görülen bu veriler, Şekil 2.14(b)'deki grafikte kesikli çizgi ile temsil edilmiştir.

İyonlaşma eşiklerinin altındaki kesikli soğurma pikleri, Argon ve Zenon dışındaki diğer gazlar için ayrıntılı olarak gösterilmemiştir. Pik değerlerinden yararlanılarak hesaplanan ortalama değerler, iyonizasyon eşiklerinin sonrasındaki gibi düz çizgiler ile verilmiştir (bkz. Şekil 2.14).

Argon, enerjisi ≈ 10.5 eV'in altında yer alan fotonları durduramaz. Öte yandan, 11 eV ve iyonlaşma eşiği arasında kalan kesikli soğurma bölgesindeki en yüksek tesir kesiti değeri, 580 Mb'a kadar ulaşır. Bu değer, Argonun dördüncü $3p^54s$ uyarılma seviyesine karşılık gelmektedir (11.83 eV, $Ar^*(^3P_1)$, $J = 1$). Tesir kesiti piklerinin arasındaki bölgede ise herhangi bir soğurma gerçekleşmez. İyonlaşma eşiğinden, 30 eV'a kadar olan sürekli soğurma bölgesindeki tesir kesitleri, 25 – 40 Mb aralığında bir değişim gösterir (Chan *ve ark.* 1992).

Şekil 2.14(a)'da görüldüğü gibi, Zenon için foton–soğurma tesir kesitleri, Argona kıyasla çok daha yüksektir. Zenon üzerine gelen ≈ 8 eV'luk fotonları bile soğurma yetisine sahiptir. Ayrıca, tesir kesitlerinin iyonlaşma eşiğinden önceki ve sonraki davranışı Argondaki gibidir.

CO_2 'nin, fotonları soğurma eşiği ≈ 7.5 eV'tur. Tesir kesitleri, ≈ 10 eV'tan önceki enerjiler için oldukça küçüktür. Ancak, iyonizasyon eşiğinin yakınlarda 63 Mb gibi yüksek bir pik değerine ulaşılır. CO_2 , Şekil 2.14(a)'da ayrıntılı olarak gösterilmese de iyonlaşma eşiğinden başlayıp, ≈ 19 eV'a kadar uzanan bölgede çok sayıda dar soğurma bandına sahiptir. Bu bölgedeki tesir kesitleri ise yaklaşık 30 Mb'lık bir ortalama değer ile 10 – 120 Mb aralığında değişim gösterir (Shaw *ve ark.* 1995; Kuo *ve ark.* 2004).

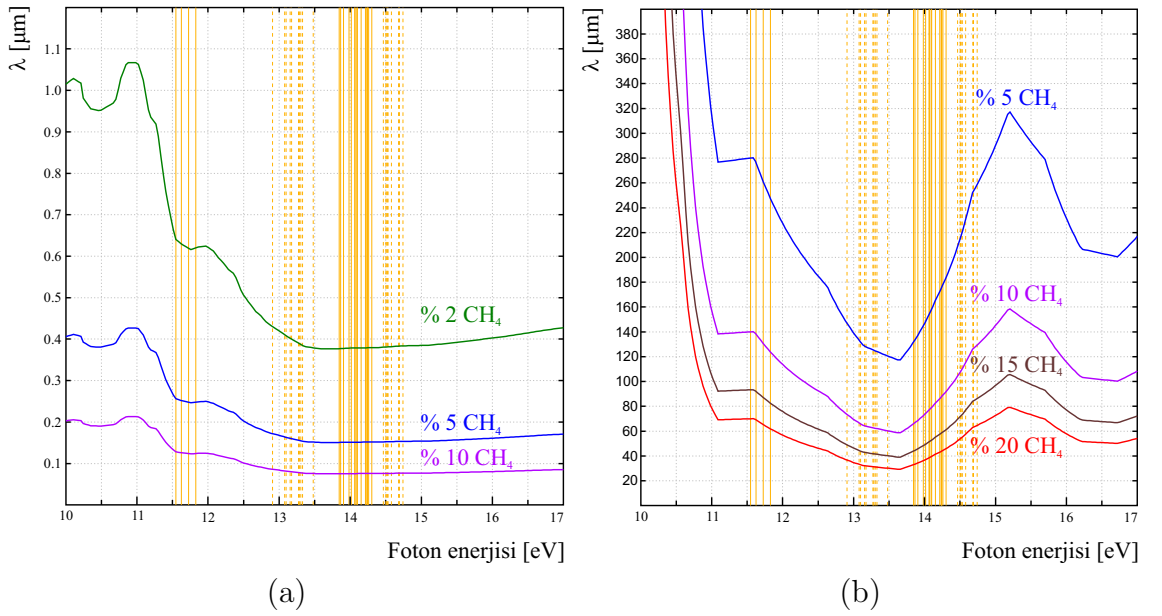
Metan, ≈ 8.5 eV'tan daha düşük enerjili fotonları soğuramaz. Tesir kesitleri, bu enerji değerinden itibaren birçok pik yaptıktan sonra, iyonlaşma eşiği yakınlarında 50 Mb gibi bir maksimum değer alır. Alkan ailesindeki diğer moleküller de Metan ile benzer özellikler taşırlar (C_2H_6 , C_3H_8 , nC_4H_{10} ve iC_4H_{10}). Örneğin, soğurma eğrilerinin şekillenimi bütün alkanlar için benzerdir. Moleküler kütlelerin veya başka bir ifadeyle moleküler zincirdeki atom sayısının artmasıyla birlikte, dış yörüngedeki elektronları bir arada tutan kuvvetler azalacağından, iyonlaşma ve uyarılma eşikleri de küçülür. Bu nedenle, büyük kütleli Alkanlara doğru gidildikçe, foton–soğurma tesir kesitlerinin, başlangıç enerjisi azalırken büyüklüğü ise artar.

Alkan ailesindeki dikkat çekici diğer bir özellik ise soğrulmaların en büyük olduğu enerji değerlerinin, iyonlaşma eşiklerinin azalması ile artış göstermesidir. Ayrıca, tesir kesitlerinin maksimum yaptığı bu enerji değerleri aşıldıktan sonra, fotonların soğrulma olasılığı sürekli azalmaktadır (bkz. Şekil 2.14(b)).

C_2H_2 'nin tesir kesitleri, CH_4 için verilen değerle kıyaslanabilir büyüklüktedir. Fakat, C_2H_2 'deki soğurma bandı sayısı, CH_4 'dan daha fazladır. Bununla birlikte literatürde, düşük enerjiler için ($\lesssim 11.2$ eV) soğurma tesir kesiti değerlerine rastlanmamıştır.

2.5.5.1. Fotonların ortalama serbest yolu

Fotonların karışımlardaki ortalama serbest yolu ile ilgili hesaplamalara geçmeden önce, sayıcı gazın sadece herhangi bir soy gaz içerdiği varsayalım. Soy gazlarda, özellikle kesikli soğurma bölgesinde yer alan tesir kesitleri, çok yüksek pik değerlerine ulaşır (bkz. Şekil 2.14). Bu nedenle, uyarılmış seviyelerden yayınlanan fotonlar, yine kararlı soy gaz atomları tarafından etkin bir şekilde soğurulabilirler. “radyasyon hapsi” olarak da bilinen ve foton salınımı–soğurulması şeklinde kendini sürekli tekrarlayan bu süreçler, fotonların sayıcı gazı tamamen terketmesi veya sayıcın çeperlerinden (katot), foto–elektronların sökülmesi ile son bulur. Bu, homo–nükleer asosyatif iyonlaşmaların söz konusu olmadığı durumlarda, üretilen fotonların hiç bir zaman soy gaz atomları tarafından etkin bir şekilde durdurulamayacağı anlamına gelmektedir. Başka bir ifadeyle, yüksek soğurma tesir kesitleri ile karşılaşılmasına rağmen, fotonların saf soy gazlardaki ortalama serbest yolları, “radyasyon hapsi” nedeniyle beklenenden çok daha uzun olabilir.



Şekil 2.15. Uyarılmış Argon atomları tarafından yayınlanan fotonların, a) Ar – CH₄ ve b) Ar – CO₂ gaz karışımlarındaki ortalama serbest yolları.

Diğer yandan, sayıcı gaza yeteri kadar yüksek oranda bir dindirici gaz eklendiğinde fotonların soğurma süreçleri, çok daha farklı bir şekilde gelişebilir:

- Dindirici gaz, diğerine göre iyonlaşma enerjisi daha düşük başka bir soy gaz olabilir. Fotonlar, dindirici gaz olarak eklenen soy gaz atomlarını iyonlaştırarak veya atomların yörüngesel enerji seviyelerini uyararak, bu tür karışımlarda da soğurulabilirler (bkz. Kesim 4.1). Ancak, yukarıda belirtilen radyasyon hapsi süreçleri nedeniyle, iki farklı soy gaz atomundan oluşan karışımlarda, fotonların etkili bir şekilde soğurulması beklenmez.
- Dindirici gaz olarak moleküler gazlar kullanıldığında, fotonların gaz karışımı içinde durdurulma olasılığı çok daha yüksek olur. Soğurulan enerji, molekülleri iyonlaştırmak için kullanılsa bile, çok sayıdaki yörüngesel, rotasyonel veya vibrasyonel uyarılma kanalları tarafından paylaşılabilir. Bu nedenle fotonlar, moleküler karışımlarda çok daha etkin bir şekilde soğurulabilirler.

Buraya kadar olan tartışmalardan yola çıkılarak, fotonlar için ortalama serbest yolun hesaplanmasında, sadece dindirici gaz oranının etkili olacağı sonucuna varılabilir.

Fotonların, dindirici gaz içeren karışımlardaki ortalama serbest yolu (λ_q),

$$\lambda_q =: c\lambda_p = c \frac{1}{n_d\sigma_{pa}} , \quad (2.29)$$

bağıntısı ile hesaplanabilir. Burada c , karışımdaki dindirici gaz oranını ve λ_p ise fotonların yalnızca dindirici gaz içindeki ortalama serbest yolunu temsil etmektedir.

Şekil 2.15'te, Ar – CH₄ ve Ar – CO₂ gaz karışımlarındaki fotonlar için hesaplanan ortalama serbest yollar gösterilmiştir. Birim hacimdeki molekül (veya atom) sayısını (n_d) hesaplamak için $p_{gaz} = 1$ atm ve $T_{gaz} = 300$ K alınmıştır (bkz. Eşitlik 2.14). Sarı çizgiler, Argonun iyonizasyondan önceki uyarılma eşiklerini temsil etmektedir. Grafiklerde, uyarılma eşiklerinin tümü çizilmemiştir.

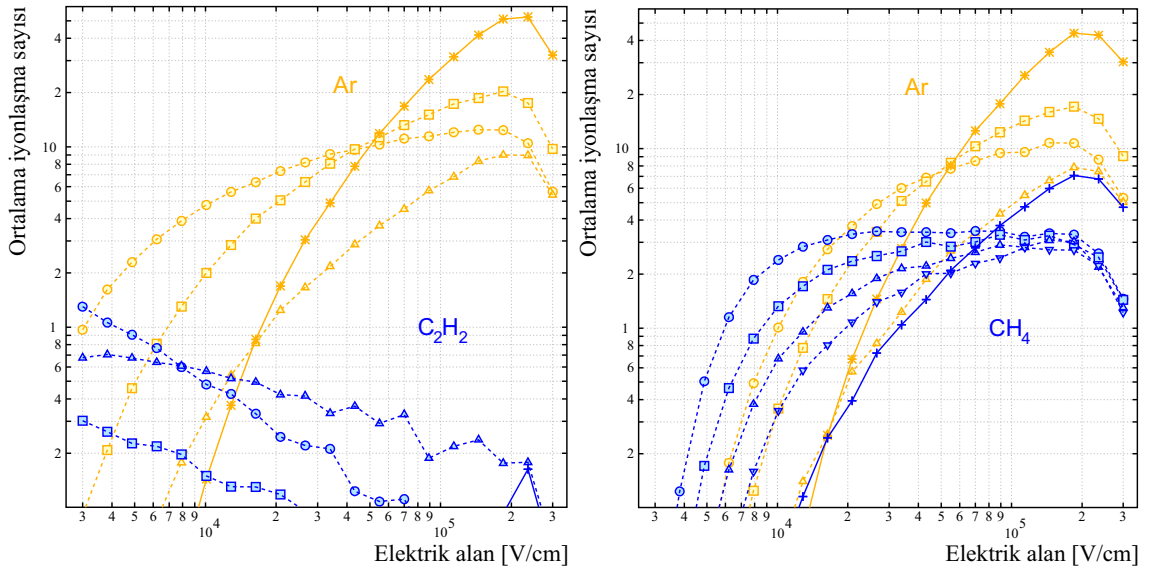
Şekil 2.14'te verilen foton–soğurma tesir kesitleri kullanılarak, diğer gaz karışımları için de benzer hesaplamaları yapmak mümkündür. Fotonların ortalama serbest yolu ile ilgili hesap sonuçları, “Araştırma Bulguları” kısmında yer alan tartışmalarda sıklıkla kullanılacaktır.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Penning Etkisi ve Enerji Transfer Mekanizmaları

Detektörün elektrik alanında hızlandırılan elektronlar, yeni iyonlaşmaların yanı sıra, herhangi bir iyonlaşma ile sonuçlanmayan, çok sayıda uyarılmış atom üretiminin gerçekleştiği çarpışmalar da yapabilirler. Özellikle yüksek elektrik alanı varlığında, herhangi bir gaz için iyonlaşma tesir kesiti uyarılma tesir kesitinden daha yüksektir; ancak, uyarılmaların eşik enerjisi daha düşük olduğundan, iyonlaşmaların yanında göz ardı edilemeyecek kadar çok sayıda uyarılmış atom veya molekül ortaya çıkar.

$T_{\text{gaz}} = 300$ K sıcaklık ve $p_{\text{gaz}} = 1$ atm'lik basınç altında tutulan % 90 Ar – % 10 CH_4 ve % 99 Ar – % 1 C_2H_2 gaz karışımları için düzgün dağılımlı bir elektrik alanı varlığında, $100 \mu\text{m}$ 'lik yol boyunca, tek bir elektron tarafından üretilen, uyarılma ve iyonlaşmaların ortalama sayısı Şekil 3.1 ile gösterilmiştir. Hesaplamalarda ikinciller tarafından üretilen iyonlaşmalar ve uyarılmaların katkıları dikkate alınmamıştır. Bu gaz karışımlarıyla ilgili diğer hesaplamalar, Kesim 4.3 ve Kesim 4.4'te verilecektir.



Şekil 3.1. Tek bir elektron tarafından üretilen iyonlaşma (yıldız ve artı semboller) ve uyarılmaların (üçgen ve kare semboller) elektrik alan ile değişimleri. Hesaplamalar için Garfield benzetişim programı kullanılmıştır.

Uyarılan soy gaz atomlarının sahip oldukları enerji, ortamda bulunan diğer gazın veya gazların iyonlaşma enerjisinden daha büyük ise uyarılma enerjisi, çeşitli enerji transfer mekanizmaları ile dindirici gazın iyonlaştırılmasında kullanılabilir.

Literatürde, “**Penning transferleri**” olarak da bilinen bu tür enerji transferleri, ilk kez, Philips araştırma laboratuvarlarında, Neon, Argon ve Civa gazları ile ilgili araştırmalar yapan, Hollandalı fizikçi, **F. M. Penning** tarafından keşfedilmiştir (Penning 1928, 1934; Druyvesteyn ve Penning 1940). Penning, incelemelerinde, saf soy gazlarda ölçülen boşalma gerilimi eşliğinin, bu gazların karışımları ile ölçülen eşik değerlerinden daha yüksek olduğunu gözlemlemiştir. Başka bir ifadeyle, soy gaz karışımlarında ölçülen gaz kazancının, bu gazlardan sadece biri kullanılarak ölçülen kazanç değerlerinden daha büyük olduğu tespit edilmiştir. Gaz kazancındaki artış için Penning tarafından ileri sürülen açıklamaya göre, “yarı–kararlı soy gaz atomlarında depolanan enerji, karışımdaki iyonlaşma eşiği daha düşük olan diğer soy gaz atomlarını iyonlaştırmak için kullanılır” (Druyvesteyn ve Penning 1940). Penning transferleri nedeniyle, gaz kazancında ortaya çıkan artış daha sonra diğer araştırmacılar tarafından “**Penning etkisi**” olarak adlandırılmıştır.

İlk kez soy gaz karışımlarında görülen Penning etkisi, soy gaz tabanlı moleküler gaz karışımlarında da gözlenmiştir (soy gaz+moleküler gaz). Literatürde, Penning etkilerinin gözlemlendiği karışımların hepsi, “**Penning gazları**” olarak isimlendirilir.

Birçok deneysel çalışma sonucunda, moleküler gaz içeren Penning gaz karışımlarının, kazanç ölçümlerine büyük kolaylıklar getirdiği tespit edilmiştir (örn. bkz. Bronić ve Grosswendt (1996); Bronić ve Grosswendt (1998)):

- Penning gaz karışımlarında, fotonların büyük bir kısmı yeni iyonlaşmalar için etkin bir şekilde soğrulabilir. Böylelikle, uyarılmış atomlar tarafından üretilen fotonlar, geri–besleme süreçlerini başlatmadan önce, gaz içinde durdurularak, kazanç ölçümlerinde ortaya çıkabilecek olası dalgalanmaların önüne geçilmiş olur (bkz. Kesim 2.4). Bu, geniş bir çalışma aralığında, sayacın orantısallığında herhangi bir bozulma olmadan, yüksek–çözünürlüklü kazanç ölçümlerinin yapılabilmesine olanak sağlar.

- Uyarılan atom, foton salınımı gerçekleştirmeden önce bir dindirici gaz atom veya molekülüne çarparak da enerjisini aktarabilir. Bu, bir önceki maddede açıklandığı gibi detektörlerin kararlılığını artıran bir etkidir. Böyle bir süreç için uyarılan seviyenin yaşam ömrünün, çarpışma süresinden daha fazla olması gerektiği unutulmamalıdır.
- Ayrıca, uyarılmış enerji seviyelerinde depolanan enerjinin yine iyonlaşmalarda kullanılması, detektöre giren bir parçacığın, sayıcı hacim içerisinde bırakacağı enerjinin daha hassas ölçülebilmesi anlamına gelir.

Tarihsel olarak Penning transferlerinin, uyarılmış soy gaz atomlarındaki sadece yarı–kararlı enerji seviyeleri tarafından gerçekleştirildiğine inanılmaktadır. Bunun temel nedeni, yarı–kararlı seviyelerin saniyeler mertebesinde bir yaşam ömrüne sahip olmalarıdır. Uyarılmış atomlar ile kararlı durumdaki diğer atom veya moleküller arasındaki ortalama çarpışma süreleri ise en fazla bir kaç yüz ps’dir (bkz. Tablo 2.1). Bu nedenle, yarı–kararlı bir atom, temel durumuna inmeden önce, sahip olduğu enerjii, çarpışmalar yoluyla kararlı durumdaki atom veya moleküllere aktarma fırsatı bulabilir. Öne sürülen bu gerekçe, yalnızca farklı türdeki soy gaz atomlarından oluşan bir karışımdaki Penning transferlerini açıklamak için gerçekçi bir yaklaşım olmasına rağmen, aşağıdaki nedenlerden dolayı, özellikle “soy gaz+moleküler gaz” karışımlarındaki enerji transfer mekanizmalarını açıklamada yetersiz kalmaktadır:

- Yarı–kararlı atomların yanı sıra, uyarılan seviyelerin bozunumları ile üretilen fotonlar da temel durumdaki molekülleri iyonlaştırabilecek kadar yüksek enerjilere sahip olabilirler.
- Uyarılan atomlar ile kararlı atom veya moleküller arasındaki gerçek çarpışma süreleri, ortalama değerlerden çok daha kısa veya uzun olabilir.
- Ayrıca, uyarılan seviyelerin yaşam ömürleri, radyasyon hapsi nedeniyle, ayrı ayrı ölçülen değerlerinden çok daha uzun olabilir (bkz. “radyasyon hapsi”, Sayfa 24).

Bu durumlar göz önüne alındığında, henüz herhangi bir bozunuma uğramamış uzun yaşam ömrüne sahip üst enerji seviyelerinden veya ışınımsal bozunum ile üretilen fotonlardan gelen katkıların, Penning transferlerinde ihmal edilemeyecekleri açıktır. Bununla birlikte, yayınlanan fotonların, herhangi bir iyonlaşmaya yol açmaksızın, moleküler gazların çok sayıdaki uyarılma seviyeleri tarafından soğurulma ihtimalleri unutulmamalıdır. Bu nedenle, Penning transferleri, uyarılmış atomların enerjilerini aktarmaları ile oluşan iyonlaşmalar ve herhangi bir iyonlaşmaya neden olmaksızın ışınımsal bozunuma uğrayan atomlar arasındaki bir denge olarak da düşünülebilir.

Bu tez çalışmasında, türü ne olursa olsun uyarılmış bir atom tarafından serbest bir elektron üretimi için gerçekleştirilen etkileşmelerin tümü, “Penning transferi” olarak isimlendirilmiştir. Enerji transfer mekanizmalarının anlatımında, kararlı durumdaki soy gaz atomu A , uyarılan soy gaz atomu A^* ve dindirici gaz atom veya molekülü ise B harfleri ile temsil edilmiştir. “Atom” kelimesi, anlatımdaki akıcılığı bozmamak için bazen “soy gaz atomu” anlamında kullanılmıştır. Mekanizmaların anlatımında kullanılan notasyon ile ilgili diğer ayrıntılar Kesim 3.2.2’de verilmiştir.

3.1.1. Hetero–nükleer asosyatif iyonlaşma

Uyarılan bir A^* atomu, karışımındaki diğer B atom veya molekülü ile etkileşerek, yeni iyonlaşmalara yol açabilir:

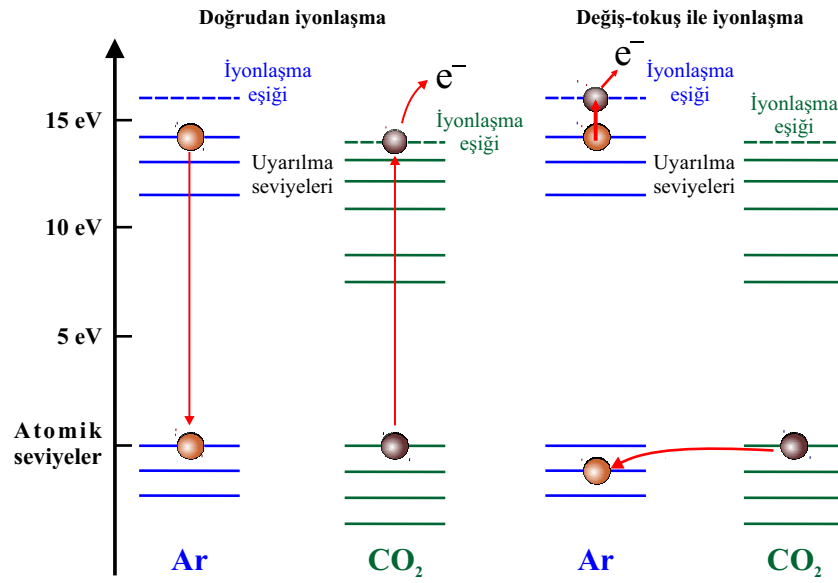


Etkileşmelerde, A^* ve B bağlanarak moleküler bir iyon oluşturabilir (Eşitlik 3.1). Bu özellikle, farklı türdeki iki soy gaz atomu arasında gerçekleşen bir olaydır. Böyle bir olay için gerekli olan en küçük enerji miktarı, A ve B ’nin iyonizasyon eşiklerinin arasında yer almaktadır. Örneğin, Argonun ve Zenonun iyonlaşma eşikleri sırasıyla, 15.76 ve 12.13 eV’tur. $ArZe^+$ moleküler iyonu için eşik enerjisi ise 13.5 ± 0.1 eV olarak bildirilmiştir (Munson *ve ark.* 1963). Bağlı durumların oluşumu sistematik değildir.

Bununla birlikte, gaz kazancı ölçümlerine yapılan fitlerle, oluşum mekanizması ile ilgili çeşitli bilgiler edinilebilir. (bkz. Kesim 4.1).

İyonlaşma, herhangi bir moleküller iyon $((AB)^+)$ oluşturulmadan da gerçekleşebilir (Eşitlik 3.2). Bu tür etkileşmelerde serbest elektron üretimi, doğrudan veya elektron değiş-tokuşu ile iyonlaşma şeklinde olabilir (bkz. Kesim 3.1.1.1 ve 3.1.1.2).

Şekil 3.2’de uyarılmış bir Argon (Ar^*) atomu ve kararlı durumdaki bir CO_2 molekülü arasındaki iyonlaşma süreçleri gösterilmiştir. Diyagramda, sadece iyonlaşma eşikleri ölçekli çizilmiştir.



Şekil 3.2. Ar ve CO_2 gazlarından oluşan bir sistem için hetero-nükleer asosyatif iyonlaşma mekanizmalarının şematik diyagramı.

3.1.1.1. Doğrudan iyonlaşma

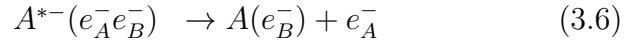
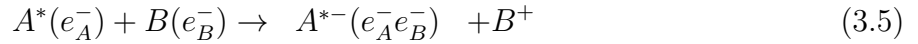
Bir çift optik geçişte, uyarılan atom temel durumuna inerken, kararlı durumdaki diğer atom veya molekülden bir elektron fırlatılır (Katsuura 1965):



Uyarılmış durumdaki A^* , B 'nin dış yörüngesindeki bir elektronun (e_B^-) iyonlaşma eşiğinden daha fazla enerjiye sahiptir. Dolayısıyla, geçiş sırasında arta kalan bu enerji miktarı, fırlatılan elektrona kinetik enerji olarak aktarılır (bkz. Şekil 3.2). Dipol–dipol çiftlenimi ile gelişen bu süreç, atomik veya moleküler boyutlara göre daha uzun mesafelerde (r) gerçekleşir. Bununla birlikte, dipol–dipol çiftleniminin uzaklığa bağlı değişimi, $1/r^3$ olduğundan, doğrudan iyonlaşma süreci çoğunlukla birbirine yakın atom veya moleküller arasında ortaya çıkan bir süreçtir (Smirnov ve Firsov 1965).

3.1.1.2. Değiş–tokuş ile iyonlaşma

Temel durumdaki bir elektron (e_B^-), uyarılmış atom veya molekülün kabuklarından birine tünellenirken, kabukta daha önce uyarılmış durumda bulunan elektron (e_A^-) fırlatılır (bkz. Şekil 3.2):



Işınımsal bozunumun kuantum mekaniksel olarak izinli olmaması durumunda ortaya çıkan bir süreçtir. Mekanizmanın işleyişi, Auger elektronlarının üretimi ile oldukça benzer bir yapıdadır. Öncelikle, B 'nin iç kabuğunda bulunan bir e_B^- elektronu, uyarılmış durumdaki A^* 'a tünellenerek, uyarılmış $A^{*-}(e_A^-e_B^-)$ bağlı durumu ve B^+ iyonu oluşturulur (Eşitlik 3.5). Daha sonra uyarılmış durumdaki $A^{*-}(e_A^-e_B^-)$ iyonu B 'den gelen elektronu (e_B^-) tutar ($A(e_B^-)$) ve sahip olduğu fazla enerjiden, kendisinin dış yörüngesinde yer alan bir elektronu (e_A^-) fırlatarak kurtulur (Eşitlik 3.6).

İlk kez Hotop ve Niehaus (1969) tarafından, farklı yaşam ömürlü uyarılmış enerji seviyelerinin, benzer transfer olasılıklarını açıklamak için önerilmiştir. Bu süreçte de temel seviyedeki atom veya moleküller ile uyarılmış atom veya moleküller yakın olmalıdırlar.

3.1.2. Homo–nükleer asosyatif iyonlaşma (H.a.i.)

Literatürde, Hornbeck–Molnar iyonizasyonu olarak da bilinen bu süreç, soy gaz atomları arasında gerçekleşir. Süreçte, uyarılan atom (A^*), temel düzeyde bulunan bir atoma (A) bağlanır; böylece toplam enerjisi bir elektron üretimine yetecek kadar yüksek olan bir molekül (A_2^+) oluşturulur ($A^* + A \rightarrow A_2^+ + e^-$):

Bu tür bağlı durumların keşfi, [Tüxen \(1936\)](#)'in incelemelerine kadar uzanmaktadır. Atomun uyarılması ve ardından uyarılan atomun temel seviyedeki diğer bir atom ile çarpışarak bağ kurması, iki ayrı süreç olarak değerlendirilmelidir. Her iki aşamanın da gazın basıncıyla (p_{gaz}) değişeceği dikkate alınarak, homo–nükleer asosyatif iyonlaşmaların (h.a.i.), basıncın karesiyle (p_{gaz}^2) orantılı olacağı sonucuna varılmıştır ([Hornbeck ve Molnar 1951](#)).

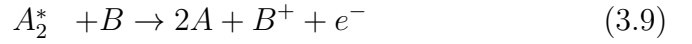
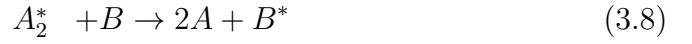
Bununla birlikte, sürecin ilk aşaması, yani uyarılmış atomların üretimi, Magboltz benzetişim programı tarafından, herhangi bir basınç değeri için hesaplanabilmektedir (bkz. Kesim 3.3.1). Dolayısıyla, deneysel kazanç eğrilerinin fitlerinden yararlanılarak hesaplanan enerji transfer olasılıkları incelenirken, h.a.i. süreçlerden gelen katkıların sadece gaz basıncıyla (p_{gaz}) değişeceği düşünülmüştür (bkz. Kesim 3.2.1).

Önceleri, h.a.i mekanizmalarında daha çok yarı–kararlı atomların etkili olduğuna inanılmaktaydı. Ancak, [Hornbeck ve Molnar \(1951\)](#)'in bu alandaki incelemeleri ile birlikte başlayan çalışmalar, h.a.i. eşiklerinin, yarı–kararlı seviyelerin enerji değerlerinden çok daha yüksek olduğunu göstermiştir (bkz. Kesim 2.5.4). Bunun yanı sıra, h.a.i. süreçlerinin etkin bir şekilde ortaya çıkması için uyarılan seviyelerin enerji bakımından birbirine yakın olmaları (örtüşmeleri) gerekir. Bu nedenle, sanılanın aksine yarı–kararlı seviyelerin değil, h.a.i eşiğine yakın olan üst enerji seviyelerinin, bu tür süreçlere katkısı daha fazladır.

Homo–nükleer asosyatif iyonlaşmalar, günümüzde de ilgi çekiciliğini koruyan önemli bir araştırma konusudur ([Bogaerts ve Gijbels 1999](#); [Bultel ve ark. 2002](#); [Bultel ve Vervisch 2002](#)). Bu tez çalışması kapsamında h.a.i ile ilgili yapılan hesaplamalar, Kesim 4.4'te ayrıntılı olarak verilecektir.

3.1.3. Eksimerlerin oluşumu ve bozunumu

Aynı türden üçüncü bir atomun (A) varlığında çarpışan, uyarılmış bir atom (A^*) ile temel durumda bulunan başka bir atom (A) birleşerek, bir eksimer atomu (A_2^*) oluştururlar (Eşitlik 3.7):



Böyle bir süreçte üretilen eksimer atomu, temel durumuna inerken karışımdaki diğer atom veya molekülleri, uyarabilir (Eşitlik 3.8) ya da iyonlaştırabilir (Eşitlik 3.9).

Bunun yanı sıra, üretilen eksimer atomu, bir (veya daha fazla) foton yayınlayarak da temel duruma inebilir (3.11):



Üretilen fotonlar diğer gaz atom veya moleküllerinden elektron sökebilirler (Wieme ve Lenaerts 1981). Fakat, Kesim 2.5.2.1'de verilen nedenlerden dolayı, eksimerler bu tez çalışmasındaki hesaplamalarda herhangi bir etkiye sahip değildirler. Buna rağmen, Penning transferlerinin düşük basınçlarda da çalışan genel bir modellemesini türetmek için eksimer etkileşmelerine de yer verilmiştir (bkz. Kesim 3.2).

3.1.4. Işınımsal bozunlar

Yörüngesel seviyeleri uyarılan atomlar, kuantum mekaniksel olarak izinli geçişlerde, foton salarak daha düşük enerji seviyelerine veya temel durumlarına bozunurlar (ışınımsal bozunum). Eğer bozunum, temel duruma doğrudan geçişler şeklinde gerçekleşirse, salınan foton karışımdaki gaz atom veya moleküllerini iyonlaştırabilecek kadar yüksek enerjiye sahip olabilir. Ara geçişlerde üretilen fotonlar ise düşük

enerjilerinden dolayı herhangi bir gaz karışımı içerisinde doğrudan bir iyonlaşma oluşturamazlar. Ancak, bu tür fotonlar, uzun serbest yollara sahip olduklarından, katota ulaşarak ikincil elektron çığlarını başlatabilirler. Ayrıca fotonlar, ardı sıra gelişen süreçler ile moleküllerin çok sayıdaki rotasyonel veya vibrasyonel uyarılma kanallarında da soğurulabilirler. Bu durumda iyonlaşma olmaz. Işınimsal bozunum ile ilgili ayrıntılı bilgiler tezin “Kuramsal Temeller” kısmında verilmiştir.

3.2. Uyarılmış Atom Yitim Modeli

Deneysel olarak varlığı birçok araştırmacı tarafından kanıtlanmış olmasına rağmen, Penning transferlerini incelemek için geliştirilmiş teoriksel bir modelleme yoktur. Bununla birlikte, deneysel kazanç eğrilerinin fitinden hesaplanan transfer olasılıkları ve gazların çeşitli fiziksel özellikleri dikkate alınarak, mikroskobik bir modelleme oluşturabilir. Böylece, farklı mekanizmalarla gelişen transfer süreçlerini birbirinden ayırmak veya hangilerinin ne tür şartlarda baskın olacağını belirlemek mümkündür.

3.2.1. Modelin temelleri

Elektronlar, hetero- ve homo-nükleer asosyatif iyonizasyon süreçlerinde doğrudan üretilirler. Fakat, ışınimsal bozunum ve eksimerlerden salınan fotonlar ancak ikinci bir aşama ile atom veya molekülleri iyonlaştırabilirler. Enerji transferlerinin ortaya çıkma olasılığı, gazın basıncı, karışımdaki dindirici gaz oranı (c), foton-soğurma ve -iyonizasyon tesir kesitleri gibi fiziksel özellikleri ile yakından ilintilidir. Bu nedenle, transferler ile ilgili doğru bilgiler edinebilmek veya tutarlı sonuçlara ulaşabilmek için deneysel verilerin hem basıncı, hem de karışım oranı üzerinden sistematik olarak incelenmesi gerekir (bkz. “Tartışma ve Sonuç”).

Uyarılmış atomların enerji transfer mekanizmaları, oluşum süreçlerine göre iki- veya üç-cisim problemi olarak iki ana başlık altında incelenebilir:

- Soy gaz atomlarının eksimerleri, ancak iki aşama sonunda oluşturduklarından üç–cisim etkileşmeleri olarak değerlendirilmelidirler (bkz. Kesim 3.1.3). Her iki aşama da gaz basıncı ile doğru orantılıdır. Bu nedenle eksimer oluşumu, gazın basıncının karesi (p_{gaz}^2) ile orantılı gelişen bir süreç olarak düşünülmelidir.
- Eksimerlerin oluşumundaki gibi, homo–nükleer asosyatif iyonlaşmalar (h.a.i.) da ancak iki aşamada oluşan süreçlerdir. Bununla birlikte, Kesim 3.1.3'te verilen gerekçelerden dolayı, h.a.i. süreci, basıncın kendisi ile (p_{gaz}) değişen, bir iki–cisim etkileşmesi olarak kabul edilecektir.
- Hetero–nükleer asosyatif iyonlaşmalar, tek aşamada oluştuklarından iki–cisim problemi olarak değerlendirilirler (bkz. Kesim 3.1.1.1). Dolayısıyla bu tür süreçler de gaz basıncıyla (p_{gaz}) orantılı gelişirler.
- Uyarılmış atomların bozunumu ise basınçtan bağımsız gelişen bir süreçtir.

3.2.2. Notasyon

Enerji transfer mekanizmalarını incelemek için geliştirilen teoriksel modellemedeki notasyon aşağıda sıralanmıştır:

- A, B : temel durumdaki soy gaz atomu ve dindirici gaz molekülü;
- A^*, A_2^* : uyarılmış ve eksimer durumundaki A atomu;
- A^*-A-A : eksimer oluşumu;
- A^*-A : homo–nükleer asosyatif iyonlaşma;
- c ($0 \leq c < 1$): dindirici gazın (B) karışımdaki oranı;
- p : gazın basıncı cinsinden boyutsuz basınç ($p_{\text{gaz}} = p \times 1 \text{ atm}$);
- $r(p, c)$: gaz basıncı ve karışımdaki dindirici gaz oranının fonksiyonu olarak enerji transfer olasılığı;

- τ_{A^*A} , τ_{A^*B} , τ_{AAA} ...: sırasıyla A^*-A , A^*-B , A^*-A-A vb. çarpışmalar için ortalama çarpışma süresi;
- $f_{\bar{A}}$, $f_{\bar{B}}$: A^* 'da depolanan enerjinin iyonizasyon olmaksızın, A^*-A veya A^*-B çarpışmalarında kaybedilme olasılığı;
- f_{A^+} , f_{B^+} : A veya B 'nin A^*-A veya A^*-B çarpışmalarında iyonizasyon olasılığı;
- $f_{A^+}^{\text{exc}}$, $f_{B^+}^{\text{exc}}$: A veya B 'nin A_2^*-A veya A_2^*-B çarpışmalarında iyonizasyon olasılığı;
- f_{A_2} : A^*-A çarpışması sonucunda bir eksimer üretilme olasılığı;
- f_{exc} : eksimer tarafından bir çift elektronu üretilme olasılığı (bkz. Eşitlik (3.21));
- $\sigma_{\text{pa}}^A(\gamma)$, $\sigma_{\text{pa}}^B(\gamma)$: A ve B gazında foto-soğurma tesir kesiti;
- $\sigma_{\text{pi}}^A(\gamma)$, $\sigma_{\text{pi}}^B(\gamma)$: A ve B gazında foto-iyonizasyon tesir kesiti;
- τ_{A^*} , $\tau_{A_2^*}$: uyarılan bir enerji seviyesi ve bir eksimer için yaşam ömrü;
- f_{γ} : uyarılan bir seviyenin ışımamsal bozunum yapma olasılığı;
- f_{rad} : soy gaz atomunun uyarılmış seviyelerinden yayınlanan bir fotonun, bir B atom veya molekülünü iyonlaştırma olasılığıdır (bkz. Eşitlik 3.16).

Transfer modelindeki diğer notasyonlar, yeri geldikçe Kesim 3.2.3'te verilecektir.

3.2.3. Modelin oluşturulması

Uyarılan atomun (A^*) transfer sürecini anlamak için türetilen bir modelde, A^* 'ın çok küçük zaman aralıklarında (dt) yapacağı etkileşmeler adım adım takip edilmelidir. A^* enerjisini, herbir adımda, çeşitli süreçlerle kaybedebilir:

- $pcf_{B^+}dt/\tau_{A^*B}$: iyonizasyon ile sonuçlanan çarpışma ($A^* + B \rightarrow A + B^+ + e^-$);
- $p(1-c)f_{A^+}dt/\tau_{A^*A}$: homo-nükleer asosyatif iyonizasyon ($A^* + A \rightarrow A_2^+ + e^-$);
- $p^2(1-c)^2f_{A_2}dt/\tau_{AAA}$: eksimer oluşumu ($A^* + 2A \rightarrow A_2^* + A$);

- $pcf_{\bar{B}}dt/\tau_{A^*B}$: uyarılma enerjisinin, bir B atom veya molekülü ile çarpışma sonucunda kaybedilmesi;
- $p(1-c)f_{\bar{A}}dt/\tau_{A^*A}$: uyarılma enerjisinin, bir A atom veya molekülü ile çarpışma sonucunda kaybedilmesi;
- dt/τ_{A^*} : bozunum, örneğin ışınımsal bozunum ($A^* \rightarrow A + \gamma$).

Buraya kadar verilen bilgiler dikkate alındığında, uyarılan atom başına bir kdt adımında elektron üretilme olasılığı:

$$k = pc \frac{f_{B^+}}{\tau_{A^*B}} + p(1-c) \frac{f_{A^+}}{\tau_{A^*A}} + p^2(1-c)^2 \frac{f_{A_2} f_{\text{exc}}}{\tau_{AAA}} + \frac{f_{\text{rad}}}{\tau_{A^*}} \quad (3.12)$$

olarak yazılabilir. Bununla birlikte, uyarılan bir seviyenin bu adımda varlığını sürdürerek, bir sonraki adımda elektron üretme olasılığı $1 - dt/\tau_P$ ile temsil edilebilir.

Burada τ_P :

$$\frac{1}{\tau_P} = pc \frac{f_{B^+} + f_{\bar{B}}}{\tau_{A^*B}} + p(1-c) \frac{f_{A^+} + f_{\bar{A}}}{\tau_{A^*A}} + p^2(1-c)^2 \frac{f_{A_2}}{\tau_{AAA}} + \frac{1}{\tau_{A^*}} \quad (3.13)$$

ile tanımlıdır. Uyarılan atomun daha önceki adımlarının hiçbirinde bozunuma uğramadığı varsayılır ve elektronların herbir adımda üretilme olasılıklarının toplamı alınır, uyarılmış bir atom tarafından bütün adımlar üzerinden serbest bir elektron üretilme olasılığı:

$$r(p, c) = kdt + kdt(1 - dt/\tau_P) + kdt(1 - dt/\tau_P)^2 + \dots \quad (3.14)$$

$$= k\tau_P \quad (3.15)$$

bağıntısı ile verilebilir. Eğer, bir foton detektörün katot duvarına ulaşabilecek kadar yüksek enerjiye sahip değilse, fotonun gazı iyonlaştırma olasılığı:

$$f_{\text{rad}} = f_{\gamma} \frac{c\sigma_{\text{pi}}^B(\gamma) + (1-c)\sigma_{\text{pi}}^A(\gamma)}{c\sigma_{\text{pa}}^B(\gamma) + (1-c)\sigma_{\text{pa}}^A(\gamma)} \quad (3.16)$$

olarak ifade edilebilir. Fakat, bu eşitlik dikkatli kullanılmalıdır. Uyarılan bir soy gaz atomunun (A^*) ışınımsal bozunumu ile yayımlanan fotonların, kendisine ait

kararlı durumdaki atomları (A) iyonlaştırması mümkün değildir. Bununla birlikte, yayımlanan fotonlar, tesir kesitinin (σ_{pa}^A) çok büyük değerlere ulaştığı, A 'nın kesikli soğurma bölgesinde büyük ölçüde soğurabilirler (bkz. Şekil 2.14). Böylece, A^* 'ın ilk üretildiği yerden daha uzak noktalarda, yeni A^* 'lar ortaya çıkar ve yeni A^* 'lar da kendilerine ait başka döngülere sahip olurlar. Ardından, A^* 'ın yaşam ömrü artar ve uyarılma enerjisi uzun süre korunur (bkz. “radyasyon hapsi” Sayfa 24). Dolayısıyla, A^* 'ların ışınımsal bozunumu ile üretilen fotonlar, soy gaz atomları tarafından durdurulamayacağından Eşitlik 3.16'deki ifadede $\sigma_{pi}^A = \sigma_{pa}^A = 0$ alınmalıdır. Bu durumda f_{rad} , dindirici gazın karışımındaki oranından bağımsız olarak:

$$f_{rad} = f_{\gamma} \frac{\sigma_{pi}^B(\gamma)}{\sigma_{pa}^B(\gamma)} = f_{\gamma} \eta^B(\gamma) \quad (3.17)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Burada $\eta^B(\gamma)$, dindirici gazın (B) foto-iyonizasyon verimi, yani B atom veya molekülünde soğrulan foton başına serbest bir elektron üretilme (iyonlaşma) olasılığı olarak tariflenir. Eşitlik 3.17, $c \rightarrow 0$ limitinde $f_{rad} \rightarrow 0$ olacağından geçerliliğini yitirir.

Fotonların, bir atom ya da molekül tarafından soğrulmaları ve soğrulduktan sonra bir iyonlaşma yapmaları, iki ayrı olay olarak düşünülmelidir: foton–soğurma tesir kesitleri, basınca bağlı iken, foto–iyonizasyon tesir kesitleri ise basınçla değişmez. Dolayısıyla, fotonlar, gaz içerisinde durdurulduğu sürece, f_{rad} basınçtan bağımsız olur.

Fotonlar gaz içerisinde soğrulmadığında ise katota ulaşıp, foto–elektrik etki ile elektron sökebilirler. Düşük enerjili fotonların gaz içerisindeki soğrulma olasılıkları, yüksek enerjili fotonlara kıyasla daha küçüktür (bkz. “UV fotonları soğurma”). Doğal olarak, düşük enerjili fotonlar, katota daha büyük bir olasılıkla ulaşırlar.

Katotta üretilen veya gaz içerisinde fakat birincil çığlardan daha uzak bölgelerde oluşturulan elektronlar, foton geri–besleme süreçlerinin başlamasına yol açabilirler. Bu nedenle, geri–besleme etkilerin gözlemlendiği bazı deneysel kazanç eğrilerinin fitinde, foton düzeltme terimlerine ihtiyaç duyulmuştur (bkz. Kesim 3.4.3).

Eksimerlerin yaşam döngüsü ile uyarılan seviyelerin enerji transfer mekanizmaları oldukça benzer bir yapıdadır. Bu nedenle, yukarıda verilen tartışmaları eksimerlara uyarlamak mümkündür. Eksimerlar üç farklı yol izleyerek, toplam iyonizasyona katkıda bulunabilirler:

- $A_2^* + B \rightarrow 2A + B^+ + e^-$;
karışımındaki B atom veya molekülünü çarpışma ile iyonlaştırma,
- $A_2^* + A \rightarrow 2A + A^+ + e^-$;
aynı türden fakat kararlı durumdaki atomları (A) çarpışma ile iyonlaştırma,
- $A_2^* \rightarrow 2A + \gamma$ $\gamma + A \rightarrow A^+ + e^-$, $\gamma + B \rightarrow B^+ + e^-$;
eksimerin bozunum ile üretilen fotonun, A veya B atomunu (veya molekülünü) iyonlaştırması.

Bunların dışında, uyarılan seviyelerde olduğu gibi, eksimerlarda da iyonizasyon ile sonuçlanmayan bozunmalar söz konusudur. Eksimerların serbest elektron üretme süreçlerine ait bir model oluşturken, uyarılan seviyeler için verilen notasyona benzer bir notasyon kullanılabilir. Buna göre süreçler, Eşitlik 3.12'teki gibi düzenlenirse, üretilen bir eksimer atomu başına, bir $k^{\text{exc}}dt$ adımımda elektron üretilme olasılığı:

$$k^{\text{exc}} = pc \frac{f_{B^+}^{\text{exc}}}{\tau_{A_2B}} + p(1-c) \frac{f_{A^+}^{\text{exc}}}{\tau_{A_2A}} + \frac{f_{\text{rad}}}{\tau_{A_2^*}} \quad (3.18)$$

olarak ifade edilebilir. Bununla birlikte, üretilen bir eksimer atomunun bu adımda varlığını sürdürerek, bir sonraki adımda elektron üretme olasılığı $1 - dt/\tau_P^{\text{exc}}$ ile temsil edilebilir. Burada, τ_P^{exc}

$$\frac{1}{\tau_P^{\text{exc}}} = pc \frac{f_{B^+}^{\text{exc}} + f_{B^-}^{\text{exc}}}{\tau_{A_2B}} + p(1-c) \frac{f_{A^+}^{\text{exc}} + f_{A^-}^{\text{exc}}}{\tau_{A_2A}} + \frac{1}{\tau_{A_2^*}} \quad (3.19)$$

ile tanımlıdır. Eşitlikte, $f_{A^-}^{\text{exc}}$ ve $f_{B^-}^{\text{exc}}$ eksimerların iyonlaşma ile sonuçlanmayan etkileşme olasılıklarını temsil etmektedir.

Böylece, bütün adımlar üzerinden bir toplam alınarak, bir eksimer atomu tarafından bir serbest elektron üretilme olasılığı:

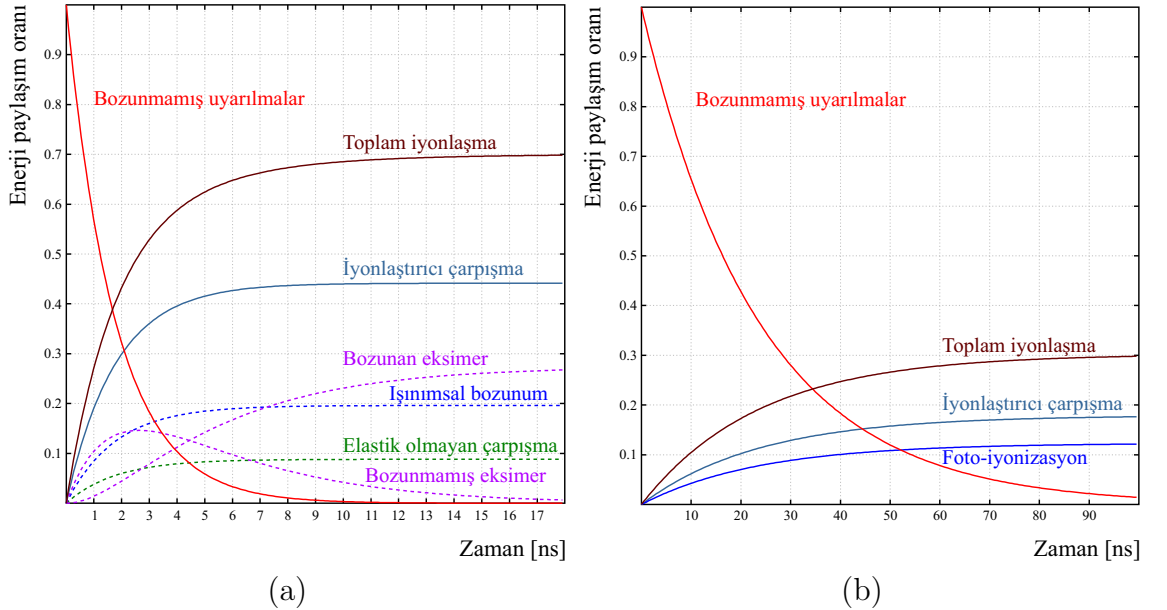
$$f_{exc} = k^{exc} dt + k^{exc} dt(1 - dt/\tau_P^{exc}) + k^{exc} dt(1 - dt/\tau_P^{exc})^2 + \dots \quad (3.20)$$

$$= k^{exc} \tau_P^{exc} \quad (3.21)$$

olarak bulunur.

3.2.3.1. Modelin örnek uygulamaları

Enerji yitim mekanizmalarının zamanla değişimleri, Şekil 3.3'teki örnek uygulamalar ile daha iyi anlaşılabilir. Şekil 3.3(a)'daki örnekte, iyonlaştırıcı çarpışmalar için $f_{B^+} = 0.5$, $\tau_{A^*B} = 2$ ns, $f_{A^+} = 0$; esnek olmayan çarpışmalar için $f_B = 0.1$ ve $f_{\bar{A}} = 0$; homo-nükleer asosyatif iyonlaşmalar için $\tau_{A^*A} = 0.64$ ns; ışınımsal bozunumlar için $\tau_{A^*} = 9$ ns ve $f_{rad} = 0.9$; eksimerlar için $f_{A_2} = 0.1$, $\tau_{A_2} = 4.2$ ns ve $f_{exc} = 0.3$ olarak alınmıştır. Bu parametreler, Eşitlik 3.15'da yerine konularak, oldukça önemli sonuçlara ulaşılır.



Şekil 3.3. Enerji yitim mekanizmalarının a) % 10'luk dindirici gaz içeren herhangi bir karışım ($p_{gaz} = 1$ atm, $T = 300$ K), b) % 90 Ar – % 10 CH_4 gaz karışımı için ($p_{gaz} = 12$ atm, $T = 300$ K) zamana bağlı kesirsel değişimleri.

Uyarılan seviyelerin ≈ 1.1 ns sonunda sadece % 50'si hayatta kalır ve uyarılan atom başına yitim mekanizmaları sonucunda üretilen toplam elektron sayısı için 0.7 civarında asimptotik bir değer bulunur. Eksimerların üretimi, 2.1 ns civarında bir pik değere ulaşır; ancak, bozunumlar nedeniyle üretim hızla azalır. Bozununan eksimerlar tarafından üretilen elektronların, toplam iyonlaşmadaki oranı zamanla sürekli artar ve 17 ns'lik süre sonunda elektronların \approx % 39'u bozununan eksimerlar tarafından oluşturulur. Uyarılan seviyelerin varlığı τ_P gibi bir zaman sabiti ile üssel olarak azalır. İyonlaştırıcı çarpışmalar ve foto–iyonlaşmalarda üretilen elektronların sayısı ise τ_P ile artar (bkz. Eşitlik 3.15). Eksimerlar tarafından elektron üretiminin zamana bağlılığı diğerleri gibi üssel değildir. Şekil 3.3(b) ile verilen hesaplamalarda ise Kesim 4.4'te bulunan parametrelerden yararlanılmıştır. Her iki hesap sonucunda, toplam elektron üretiminin üssel bir artışa sahip olduğu söylenebilir.

3.3. Benzetişimde Kullanılan Paket Programlar

Bu çalışmadaki hesaplamalarda, Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) tarafından kullanıcılara ücretsiz olarak sunulan MAGBOLTZ, GARFIELD ve ROOT paket programlarından yararlanılmıştır. Magboltz ile hesaplanan veriler, transfer mekanizmalarını açıklamak için geliştirdiğimiz, fit programlarında kullanılmıştır. Özellikle deneysel kazanç eğrilerinin fit edilmesinde ve bazı grafiklerin çizimlerinde ise Garfield'ın alt programlarına ihtiyaç duyulmuştur. Bununla birlikte, deneysel ve hesaplanan kazanç verileri, Garfield'e kıyasla daha gelişmiş grafik seçeneklerine sahip olan ROOT analiz programı ile çizilmiştir.

3.3.1. Magboltz

Dr. Steve Biagi tarafından yazılan MAGBOLTZ (Liverpool Üniversitesi, İngiltere), elektronların bir gaz veya gaz karışımı içerisindeki, enerji dağılımı, sürüklenme hızı, enine ve boyuna difüzyon, elektron yakalama ve Townsend katsayıları gibi özelliklerini hesaplayabilen bir Monte Carlo benzetişim programıdır (<http://cern.ch/magboltz>). Elektron transport parametreleri olarak da isimlendirilen bu özellikler, Boltzman

transport eşitlikleriyle çözümlenerek, bir çıkış dosyasına yazılırlar. Programın 8.9.5 sürümüyle (Haziran 2011) transport parametreleri hesaplanabilen gaz sayısı 52'ye ulaşmıştır ve bu sayı kullanıcıların ihtiyaçlarına bağlı olarak gün geçtikçe artmaktadır.

Programda, örneğin Z-ekseni doğrultusunda verilen bir elektrik alan değeri için bir elektron ilk hızı $v_{e0} = 0$ olacak şekilde, 3-boyutlu uzayın merkezine yerleştirilir. Daha sonra elektron, değeri “null çarpışma tekniği” ile belirlenen sabit bir dt süresi boyunca, elektrik alanı tarafından Z-ekseni doğrultusunda çekilir. Süre sonunda elektronun bir gaz atom veya molekülüyle yapacağı çarpışmanın türü, etkileşme tesir kesitleri kullanılarak (bkz. Kesim 2.1), Monte Carlo teknikleri ile belirlenir. Böylece, diğer dt zaman aralıklarında da tekrarlanan çok sayıda çarpışmanın ardından (en az 10^7 kez), elektronun ilgilenilen gaz içerisindeki transport parametreleri hesaplanır.

Program aynı zamanda karışımdaki her bir gaz için uyarılan enerji seviyelerinin üretilme frekanslarını hesaplayarak, kullanıcılara Penning translerini inceleme fırsatı sunmaktadır. Fakat, programın eski sürümleriyle frekanslar hakkında ayrıntılı bilgi edinilemez. Örneğin, 7.1 sürümünde (Nisan, 2008) Argonun uyarılma seviyeleri 11.55 eV, 13.0 eV ve 14.0 eV olmak üzere sadece 3 farklı enerji eşliğinde toplanır. Öte yandan, Magboltz'un yeni hesaplama yöntemleri ve tesir kesitleri kullanılarak güncelenen 8.6 ve daha üst sürümlerinde ise bu sayı 44'e ulaşmıştır. Bu çalışmadaki transfer olasılıkları, Magboltz 8.6 ve üst sürümler kullanılarak elde edilen veriler ile hesaplanmıştır.

3.3.2. Garfield

Dr. Rob Veenhof tarafından, Fortran kodları kullanılarak, yazılan GARFIELD (CERN, İsviçre), herhangi bir detektör geometrisi için elektronların veya iyonların iz takibini yapabilen, oldukça kapsamlı ve fonksiyonel bir benzetişim programıdır (<http://cern.ch/garfield>). Yazar tarafından eklenen çeşitli ara yüzey programları sayesinde Garfield, gazlı detektör benzetişiminde sıklıkla ihtiyaç duyulan diğer birçok benzetişim programıyla da ortak çalışabilmektedir.

Bunlardan biri yüksek enerjili yüklü parçacıkların gaz ortamındaki enerji kaybının örneklenebildiği Dr. Igor Smirnov tarafından yazılan (St. Petersburg, Rusya) HEED benzetişim programıdır (<http://cern.ch/heed>). Heed, aynı zamanda fotonların sayaç içindeki soğrulmalarını da hesaplayabilmektedir. Araştırma konumuzla doğrudan ilgili olmadığından, burada Heed hakkında daha fazla ayrıntıya girilmemiştir.

Garfield ile ortak çalışabilen diğer bir benzetişim programı, Magboltz'tur. Garfield'ın Fortran kodları kullanılarak yazılan en güncel sürümü olan Garfield-9, Magboltz'un 7.1 sürümüyle birlikte çalışmaktadır. Ancak, Kesim 3.3.1'de de ifade edildiği gibi, Magboltz'un bu eski sürümü kullanılarak uyarılma frekanslarının ayrıntılı bir hesabı yapılamaz. Penning transfer olasılıkları uyarılma frekansları ile doğrudan ilişkili olduğundan (bkz. "Penning düzeltmesi"), enerji transferlerini incelemek için Garfield-9'un Magboltz ara yüz programı kullanılmamalıdır.

Garfield, telli veya paralel levhalı sayaçlar için elektrik veya manyetik alan değerlerini başka bir programa gereksinim duymaksızın analitik olarak hesaplayabilmektedir. Fakat, CERN RD51 projesi kapsamında geliştirilmekte olan Gas Electron Multiplier (GEM), gibi çok daha karmaşık geometrilere sahip olan, mikro yapıli yeni nesil detektörlerdeki elektrik veya manyetik alanı analitik olarak ifade etmek mümkün değildir. Bu noktada, sonlu elemanlar yöntemini ile yaklaşık çözümler üretebilen ANSYS, MAXWELL, TOSCA, QUICKFIELD ve FEMLAB gibi çeşitli benzetişim programlarına ihtiyaç duyulur. Garfield, bu tür programlar tarafından üretilen çıkış dosyalarını okuyup, alan çizgilerini hesaplayabilen çeşitli ara yüz programlarına da sahiptir.

Bunların yanı sıra, Dr. Rob Veenhof ve doktora öğrencisi Heinrich Schindler tarafından C++ kodları ile yeniden yazılan Garfield (Garfield++), Haziran 2011'den itibaren kullanıma sunulmuştur. Nesne yönelimli bir program olarak hazırlanan Garfield++'ın temel uygulama alanı mikro yapıli detektörlerdir. Programı daha önce Fortran kodlarıyla yazılan Garfield'dan ayıran en önemli özellik, Magboltz'un yeni sürümleri ile birlikte çalışabilmesidir. Diğer önemli bir üstünlük ise Garfield++ ile yarı-iletken detektörlerin benzetişiminin de yapılabilmesidir. Ayrıca program,

ROOT analiz programıyla da ortak çalışabilmektedir. Yakın zamanda geliştirilmesi planlanan çeşitli ara yüz programlarıyla birlikte Garfield++, detektör fiziğinde birçok araştırmacı tarafından yaygın olarak kullanılan, [Geant4](#) benzetişim programıyla da ortak bir uygulama alanına sahip olacaktır. Böylece, Geant4 kullanıcılarının, özellikle atomik etkileşmelerin baskın olduğu düşük enerji bölgesinde (genellikle eV mertebesinde) karşılaştıkları birçok zorluk ortan kaldırılacaktır.

3.3.3. Root

Dr. Rene Braun ve yaklaşık otuz araştırmacı tarafından, C++ kodları ile yazılan Root programı (CERN, İsviçre), deneysel verilerin analizi için oldukça yaygın bir şekilde kullanılmaktadır (<http://root.cern.ch/drupal/>).

Root, nesne yönelimli bir program olarak hazırlanmıştır. Yüksek enerji fiziğinde sıklıkla kullanılan birçok benzetişim programı ile ortak kullanım alanına sahiptir. Fonksiyenelliği, kullanıcılara çok sayıdaki veriyi aynı anda analiz edebilme olanağı sunmaktadır. Root'un bu tür özellikleri, LHC gibi büyük deneylerde elde edilen yaklaşık 10 Terabayt mertebesindeki bilgilerin, çok daha kısa bir sürede işlenebilmesi açısından büyük önem taşımaktadır.

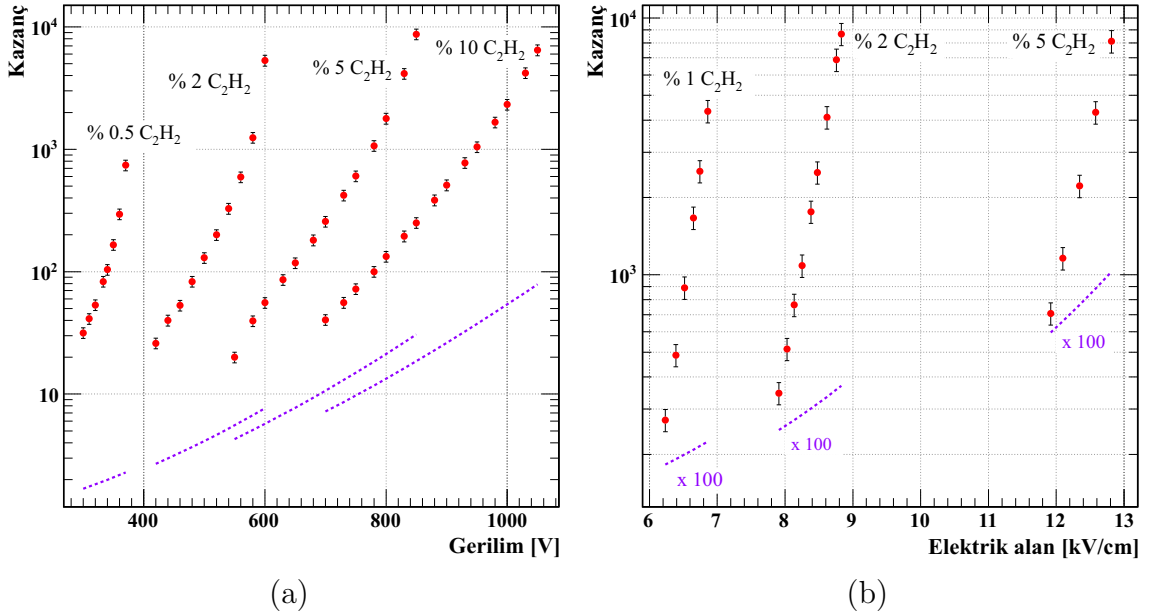
Root, sahip olduğu “[Minuit](#)” gibi oldukça esnek alt programları sayesinde verilerin fit edilmesinde de birçok kolaylıklar getirmektedir. Örneğin, bu alt programlar ile fit parametlerini kullanıcının belirlediği sınırlar içinde hesaplamak veya korelasyon matrislerini oluşturarak, parametreler arasındaki ilişkileri saptamak mümkündür. Fit sonucu üretilen raporlardan yararlanılarak, aynı fit fonksiyonu için birden fazla minimum noktasının olup olmadığı da anlaşılabilir.

Ayrıca Root, Monte Carlo hesaplamaları için hayati bir önem taşıyan “[TRandom1](#), [TRandom2](#), [TRandom3](#)” gibi oldukça güçlü gelişmiş-güzel sayı üreteçlerine de sahiptir (<http://root.cern.ch/root/html/TRandom.html>).

3.4. Benzetişimde Kullanılan Fit Programları

Uyarılmış atomların enerji transfer mekanizmalarını incelemek için geliştirdiğimiz çok sayıdaki fit programı iki grup altında toplanabilir. Öncelikle, Magboltz programı tarafından hesaplanan elektron transport parametreleri ile deneysel kazanç eğrilerine fit yapılmış, böylece Penning transfer olasılıkları saptanmıştır.

Şekil 3.4'te, düzeltme terimleri kullanılmaksızın yapılan hesaplamalar ve deneysel veriler arasında uyum sağlanamayacağı açıkça görülmektedir. Grafiklerde, kırmızı noktalar, [Agrawal ve ark. \(1989\)](#) tarafından ölçülen deneysel verileri ve mor kesikli çizgiler ise hesaplanan kazanç eğrilerini temsil etmektedir. Bu deneysel veriler için düzeltme terimleri ile yapılan hesaplamalar, Kesim 4.3'te verilecektir.



Şekil 3.4. Ar – C₂H₂ gaz karışımlarında a) silindirik ve b) paralel levhali sayaçlar için deneysel ve hesaplanan kazanç eğrileri.

Transfer olasılıklarının hesaplanması, oldukça önemli bir adım olmasına rağmen, Penning transferlerinin işleyişini açıklamak için yeterli değildir. Olasılıkların, sayaç içinde kullanılan gazların cinsi, basıncı, sıcaklığı, karışım oranı gibi fiziksel özelliklere bağlılığının incelenmesi, transfer mekanizmalarının nicel olarak anlaşılabilmesi için kaçınılmaz bir gereksinimdir. Bu nedenle, Kesim 3.2'de türetilen uyarılmış atom yitim modelinin uygulandığı fit programlarına da ihtiyaç duyulmuştur.

3.4.1. Penning düzeltmesi

Magboltz, herhangi bir gaz karışımı için Townsend katsayılarını hesaplarırken sadece iyonlaşma tesir kesitlerini dikkate alır. Bu hesaplamalarda Penning transferlerinin göz ardı edileceği anlamına gelmektedir. Dolayısıyla, Eşitlik 2.5 veya Eşitlik 2.9 kullanılarak, Penning gaz karışımlarındaki deneysel kazanç eğrileri elde edilemez (bkz. Şekil 3.4). Birçok deneysel çalışmada, Penning transferlerinin kazançta büyük artışlara neden olabileceği ortaya konmasına rağmen, literatürde Penning transfer olasılıklarının hesabı için geliştirilen teoriksel bir modelleme yoktur. Bu nedenle, uyarılan seviyede depolanan enerjinin toplam iyonizasyona katkıda bulunan kesrini önceden tahmin etmek mümkün değildir. Ancak, deneysel kazanç verilerinin fiti ile transfer olasılıkları saptanabilir. Bu amaçla, Magboltz tarafından hesaplanan Townsend katsayıları, Penning etkilerini de içerecek şekilde yeniden düzenlenmelidir. Böylece, silindirik sayaçlar için Eşitlik 2.5 ile verilen kazanç bağıntısı;

$$G := \exp \int_{\text{tube}}^{\text{anode}} dr \alpha(E(r)) \frac{\sum \nu_i^{\text{ion}}(E(r)) + \sum r_i \nu_i^{\text{exc}}(E(r))}{\sum \nu_i^{\text{ion}}(E(r))}, \quad (3.22)$$

olarak ve benzer şekilde paralel levhali sayaçlar için Eşitlik 2.9 ile verilen kazanç bağıntısı ise;

$$G := \exp \left(\alpha \frac{\sum \nu_i^{\text{ion}} + \sum r_i \nu_i^{\text{exc}}}{\sum \nu_i^{\text{ion}}} d \right), \quad (3.23)$$

ile yeniden tanımlanabilir. Paralel levhali sayaçlarda elektrodlar arasındaki elektrik alan şiddeti sabit olduğundan (bkz. Eşitlik 2.8), Eşitlik 3.23'teki frekanslar (ν_i), elektrik alanının bir fonksiyonu olarak verilmemiştir. Her iki eşitlik için karışımdaki gazların iyonizasyon frekansları ν_i^{ion} , Penning transferi yapabilecek kadar yüksek enerjiye sahip olan seviyelerin üretilme frekansları ν_i^{exc} ve bu enerji seviyelerinin Penning transferi yapma olasılıkları r_i ile temsil edilmektedir. r_i , gazın basıncına (p), gaz karışımının türüne ve dindirici gazın karışımdaki oranına (c) bağlı olarak değişir.

Uyarılma frekanslarının (ν_i^{exc}) elektrik alanıyla değişimi, Townsend katsayılarının değişimi ile orantılı olmayabilir. Bu durumda, transfer olasılıklarının elektrik alanına

da bağılı olması beklenir. Ancak, bu çalışmadaki hesaplamalarda böyle bir bağıllık ile ilgili güçlü bir ipucuna rastlanmamıştır.

Öte yandan, Eşitlik 3.22 ve 3.23'ten anlaşılacağı gibi hesaplamalarda, Townsend katsayılarının, iyonizasyon frekanslarının toplamı ile yaklaşık olarak orantılı olduğu varsayılmıştır. α 'nın iyonizasyon tesir kesitlerinden hesaplandığı dikkate alındığında bu oldukça anlamlı bir yaklaşımdır.

3.4.2. Kazanç kalibrasyonu

Deneyel çalışmalarda bağılı kazanç, mutlak kazanç değerlerine kıyasla çok daha yüksek bir hassasiyetle ölçülebilmektedir. Hatta, bazı makalelerde mutlak kazanç ölçümleri için 10 kata varan belirsizliklerin ortaya çıkabilceği bildirilmiştir (Ye ve ark. 1993; Charles 1972). Deneyel düzeneğin iyi kalibre edilmemesi ile sonuçlanan bu belirsizliklerin birçok sebebi olabilir:

- Ölçülen gerilim değerleri üzerindeki belirsizlikler.
- Gaz basıncındaki belirsizlik.
- Karışımdaki gazların hedeflenen orandan daha farklı oranlarla hazırlanması.
- Deneyel kazanç değerlerinin bulunmasında kullanılan, bir elektron–iyon çifti oluşturmak için gerekli olan enerji miktarı (gazın iş fonksiyonu, W) için yaklaşık bir değer alınması. Bronić ve Grosswendt (1996), Penning gazlarındaki W değerlerinin, karışımdaki her bir gazın iş fonksiyonu üzerinden, basit bir ağırlıklı ortalama alınarak ifade edilemeyeceğini tespit etmiştir. Ayrıca, Agrawal ve Ramsey (1989), ölçtükleri kazanç değerlerinde, W üzerindeki belirsizliklerden dolayı, % 20'lere varan dalgalanmaların olabileceğini bildirmişlerdir.
- Karışım hazırlanırken, ortamda bulunan diğer gazların deney düzeneğinin içine sızması. Örneğin, Ar – CH₄ gaz karışımına, havadaki su buharı, N₂ veya CO₂ gazının bulaştığı varsayılın; bu durumda, karışımdaki oranı çok küçük olsa bile ($c < \% 0.001$) sızan gazların ölçülen kazanç değerlerini önemli ölçüde değiştireceği bildirilmiştir (Manchanda ve ark. 1990).

- Ölçümler sırasında sıcaklık kontrolünün yeteri kadar hassas yapılmaması gaz yoğunluğunu (N) değiştireceğinden, kazanç değerleri de yanlış ölçülür. Bu etki, kazanç ve basınç arttıkça daha fazla ortaya çıkar.

Bu nedenlerden dolayı, kazanç dalgalanmalarının söz konusu olduğu deneysel verileri, yalnızca Penning düzeltmelerini kullanarak fit etmek mümkün değildir. Bununla birlikte, Eşitlik 3.22 ve 3.22 ile verilen Penning düzeltmeli ifadeler, kazanç kalibrasyonlarını da içerecek şekilde:

$$G := gG \quad (3.24)$$

yeniden tanımlanabilir. Burada, kazanç kalibrasyon parametresi g ile gösterilmiştir. Verilen herhangi bir kazanç veri takımı için g , hesaplamalarda önce serbest bir fit parametresi olarak kullanılmış ve daha sonra her bir deneysel kazanç eğrisi için bulunan g değerlerinin ağırlıklı ortalaması alınmıştır (bkz. “Araştırma Bulguları”).

3.4.3. Foton düzeltmesi

Ard arda etkileşmeler sırasında ortaya çıkan uyarılmış atom veya moleküller, eğer koşullar uygunsa, enerjilerini Penning transferleri ile ortamdaki diğer atom veya moleküllerine aktarabilirler. Bu durumda gaz kazancı üstel bir artışa sahip olur. Ancak, sayaçta kullanılan gaz karşımı Penning transferlerine uygun değilse veya uyarılan seviyelerden yayınlanan fotonlar bu tür transferlerle karışım içerisinde tam olarak soğrulamiyorsa, bir başka ifadeyle ortamdaki dindirici gaz oranı yeteri kadar yüksek değilse, gaz kazancının üstel artıştan sapmasına yol açan başlıca iki tür süreçle karşılaşılır (Şekil 3.5).

İlk olarak fotonların enerjisinin dindirici gazın iyonlaşma enerjisinden yüksek olduğu varsayılın (Penning gazı). Fotonlar, foto–elektrik etkiyle dindirici gazdan yeni bir elektron sökebilirler. Üretilen bu yeni elektronlar da daha sonra kendilerine ait ikincil çığların oluşumuna neden olurlar. Bu süreç birincil çığın oluştuğu bölge içinde gerçekleşir ise yine bir Penning transferi olarak değerlendirilebilir ve süreç sonunda ikincil çığları birincil olanlarından ayırmak mümkün değildir. Bu nedenle

Bir ıg elektronu başına foto-elektron üretilme olasığı β ile verilsin. ıg içerisindeki foto-elektron sayısı βn_1 olacaktır. Üretilen foto-elektronların tamamının birincil ıga katılacağı varsayılırsa, ikinci adımda ıg içerisindeki elektron sayısı,

$$n_2 = \beta n_1 G = \beta n_0 G^2 \quad (3.26)$$

olacaktır. Ardı sıra gelişen bu ikincil ıgılar sonucunda sayaçta üretilen elektronların toplam sayısı (n_t):

$$n_t = \sum_{i=0} n_{i+1} = n_0 G + n_0 \beta G^2 + n_0 \beta^2 G^3 + \dots = n_0 G \sum_{i=0} (\beta G)^i, \quad (3.27)$$

ile verilebilir. Böylece toplam kazanç,

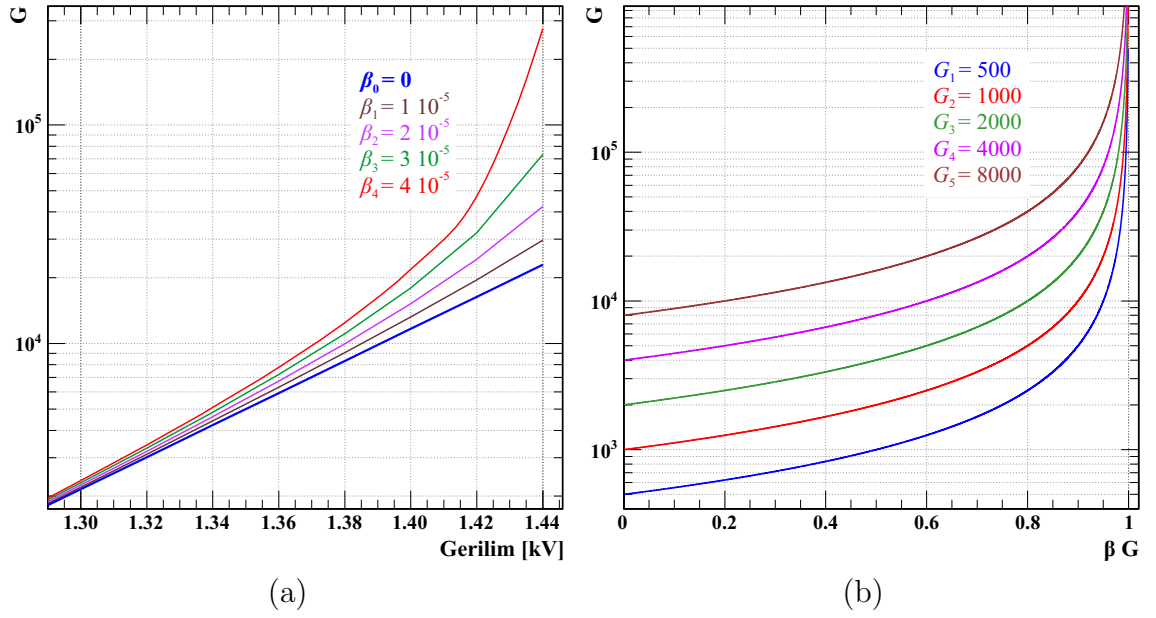
$$G := \frac{n_t}{n_0} = G (1 + \beta G + \beta^2 G^2 + \dots), \quad (3.28)$$

olur. Bu güç serisinin açılımından yararlanılarak gaz kazancı,

$$G := \frac{G}{1 - \beta G}, \quad (3.29)$$

şeklinde yeniden ifade edilebilir (örn. bkz. [Bronić ve Grosswendt \(1998\)](#)). Bağintıya göre $\beta = 0$ olduğunda fotonların kazanca herhangi bir katkısı olmayacağından üstel artışta hiç bir sapma gözlenmez. $\beta G \ll 1$ ise üstel artıştaki bozulma çok güçlü değildir ve çok yüksek kazançlara çıkılmadığı sürece sayacın orantısallığı oldukça geniş bir çalışma aralığında korunur. Fakat $\beta G \approx 1$ ise sayaçta sürekli boşalma bölgesine ulaşıldığından düşük kazanç değerlerinde bile orantısallık hemen varlığını yitirmeye başlar. Bu üç durumu daha nicel olarak incelemek için yapılan bazı örnek hesaplamalar Şekil 3.6'da verilmiştir.

Şekil 3.6(a)'da gaz kazancının, farklı geri-besleme parametreleri (β) ile değişimi gösterilmiştir. Mavi çizgiyle verilen kazanç eğrisi deneysel değildir; ancak, kazancın üstel artışı orantısal bölge için $\beta = 0$ alınarak seçilmiştir. Şekil 3.6(b)'de ise çeşitli kazanç değerlerinin βG parametresi ile değişimi verilmiştir.



Şekil 3.6. Foton geri–besleme parametrelerinin (β) gaz kazancına etkisi. Kazanç eğrileri deneysel değildirler.

β parametresi, sadece karışımın türüne veya fotonların soğrulduğu bölge ile birincil çığların etkin bir şekilde oluştuğu anot arasındaki uzaklığa bağlı değildir. β , aynı zamanda dindirici gazın karışım içindeki kısmi basıncıyla genellikle ters orantılıdır (Bronić ve Grosswendt 1998). Çoğu gaz karışımı için doğru olan bu ilişki, UV fotonlarının kısa menzilli olduğu bazı gazlarda geçerliliğini yitirir (bkz. Kesim 4.1). Böylece, dindirici gaz oranının yüksek değerlerinde bile doyuma ulaşan β için belirgin bir değişim gözlenmez.

Bu tez çalışmasında yer alan bazı deneysel kazanç eğrileri için üstel artıştan sapmalar gözlenmiştir. Böyle durumlarda sadece Penning ve kazanç kalibrasyon terimleri kullanılarak (bkz. Kesim 3.4.1 ve 3.4.2), eğrileri fit etmek mümkün olmadığından Eşitlik 3.29'dan yararlanılmıştır. Hesaplamalarda β da diğer iki parametere gibi serbest bir fit parametresi olarak alınmıştır. Ayrıca, β ve diğer iki fit parametresi arasında güçlü bir korelasyon olmadığı saptanmıştır. Böylece asıl hedefimiz olan Penning transfer olasılıklarının (r) hesabında, β parametresinden kaynaklanan bir belirsizlikle karşılaşılmanmıştır.

3.4.4. İyonlaşma tesir kesiti düzeltmesi

Özellikle Argon–Zenon gaz karışımları ile yapılan çalışmalar, Magboltz programında kullanılan deneysel iyonizasyon tesir kesitlerinde bazı yanlışlıklar olabileceğini işaret etmektedir (bkz. Sayfa 78). Townsend katsayıları (α) iyonizasyon tesir kesitlerinden hesaplandığından, bu tür hatalar (h), doğrudan kazancı etkileyecektir:

$$\alpha := h\alpha \quad (3.30)$$

$$G := G^h \quad (3.31)$$

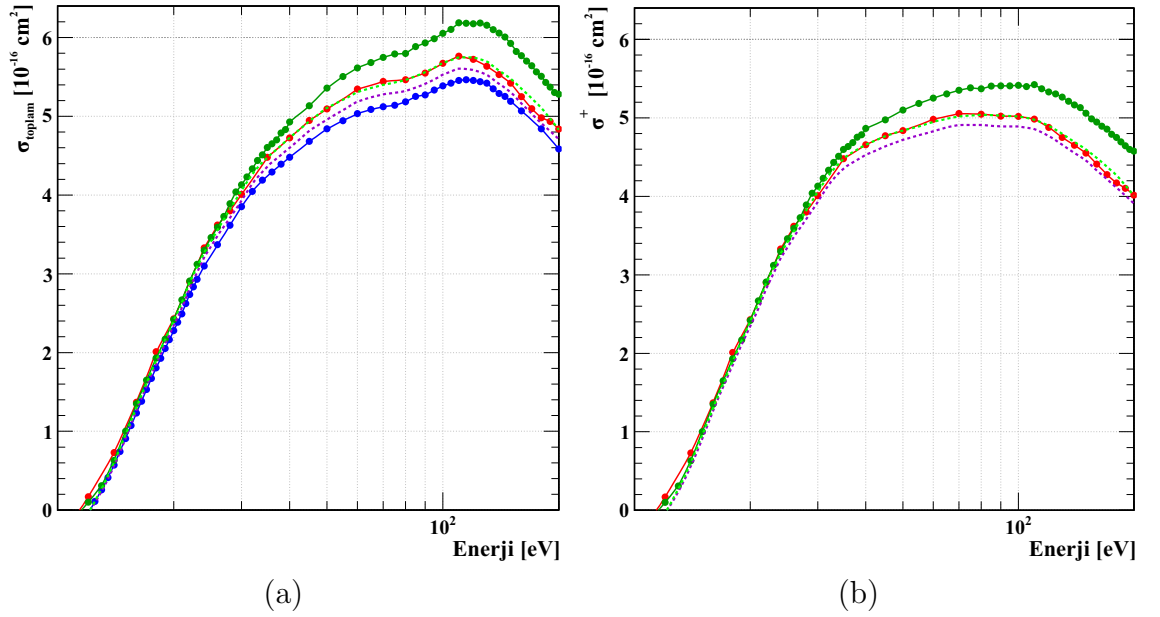
Yapılan geniş bir literatür taraması sonucunda, Zenonun iyonlaşma tesir kesitleri ile ilgili günümüze kadar ulaşan yaklaşık yirmi çalışmanın olduğunu tespit edilmiştir. Bununla birlikte, deneysel çalışmaların büyük bir kısmında araştırmacılar, sadece tesir kesitlerinin biçimsel olarak enerjiye bağlılığını ortaya koymuşlardır. Bu tür çalışmalarda bulunan sonuçlar, daha önce yapılmış olan mutlak ölçüm sonuçları ile kıyaslandığından, gerçekte Zenonun bağıl tesir kesitleri ölçülmüştür (örn. [Heer ve ark. \(1979\)](#); [Kobayashi ve ark. \(2002\)](#); [Mathur ve Badrinathan \(1987\)](#); [Sorokin ve ark. \(2000\)](#); [Stephan ve Mark \(1984\)](#); [Syage \(1992\)](#)). Bunun yanısıra, tesir kesitlerini hesaplamak için birçok teorik çalışma da yapılmıştır. Fakat, bu hesaplamaların sonuçlarını doğrulamak için yine bağımsız olarak elde edilen gerçek ölçüm verilerine ihtiyaç duyulmuştur (örn. [Vinodkumar ve ark. \(2007\)](#)).

Bu bilgiler ışığında, Magboltz programında kullanabilecek tesir kesitlerinin, mutlak ve birbirinden bağımsız ölçümler olması gerektiği sonucuna varılmıştır. Bu nedenle, Zenonun tesir kesitlerini güncellemek için, literatürde bulunan üç bağımsız çalışma daha yakından incelenmiştir (bkz. Şekil 3.7):

- Bu güne kadar Zenonun iyonizasyon tesir kesitleri için en çok referans gösterilen ve günümüzde de birçok araştırmacı tarafından en güvenilir kaynak olarak kabul gören çalışma, [Rapp ve Englander-Golden \(1965\)](#) tarafından yapılan ölçümlerdir. Tesir kesitleri üzerindeki hassasiyetin \approx % 7 olduğu bildirilmiştir.

- [Wetzel ve ark. \(1987\)](#), diğ er bir bağımsız çalışmada Zenon için iyonizasyon tesir kesitlerini ölçmüşlerdir. Bu verilerdeki % 12'lik hata dikkate alındığında, [Rapp ve Englander-Golden \(1965\)](#) tarafından ölçülen tesir kesitleri ile örtüşüğ ünü söylemek mümkündür (bkz. Ş ekil 3.7). Fakat, tesir kesitlerinde bu ölçekteki belirsizlikler, Townsend katsayılarında da büyük hatalara yol açacaktır. Ayrıca gaz kazancı, Townsend katsayıları ile üssel bir değış ime sahip olduğ undan (bkz. Eş itlik 2.5), kazanç üzerindeki hata miktarı çok daha büyük olacaktır. Bu nedenle, [Wetzel ve ark. \(1987\)](#)'nın ölçüm sonuçlarını Magboltz programındaki Zenon iyonizasyon tesir kesitlerini güncellemek için kullanmak uygun değıldir.

Ş ekil 3.7'de, Zenon için a) toplam ve b) birincil iyonlaş ma tesir kesitleri gösterilmiştir. Grafiklerdeki koyu yeş il, kırmızı ve mavi noktalar sırasıyla [Wetzel ve ark. \(1987\)](#), [Rejoub ve ark. \(2002\)](#) ve [Rapp ve Englander-Golden \(1965\)](#) tarafından ölçülen tesir kesitlerini temsil etmektedir. Kesikli açık yeş il ve mor çizgiler ise Magboltz 8.9.3 ve Magboltz 8.9.1 sürümlerinde kullanılan tesir kesitleridir.

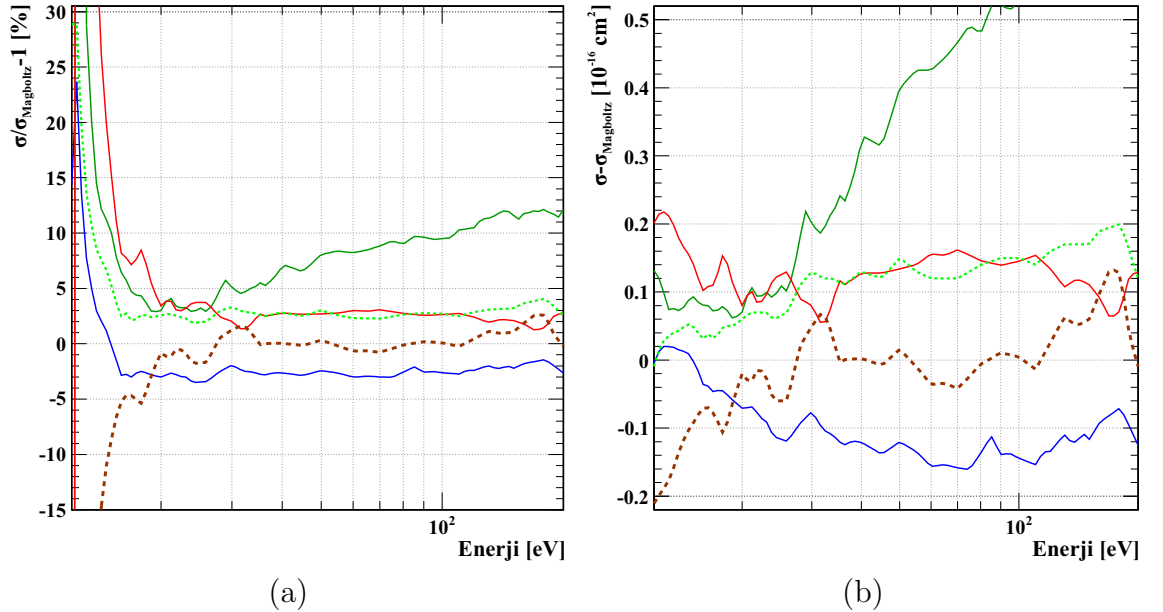


Ş ekil 3.7. Elektronların, Ze için ölçülen ve Magboltz'un iki farklı sürümünde (8.9.1 ve 8.9.3) kullanılan iyonizasyon tesir kesitleri.

- Literatürde en yeni ve yüksek hassasiyetli ölçümler, [Rejoub ve ark. \(2002\)](#) tarafından elde edilmiştir. Tesir kesitlerindeki belirsizlik \approx % 5'tir. Fakat, bu

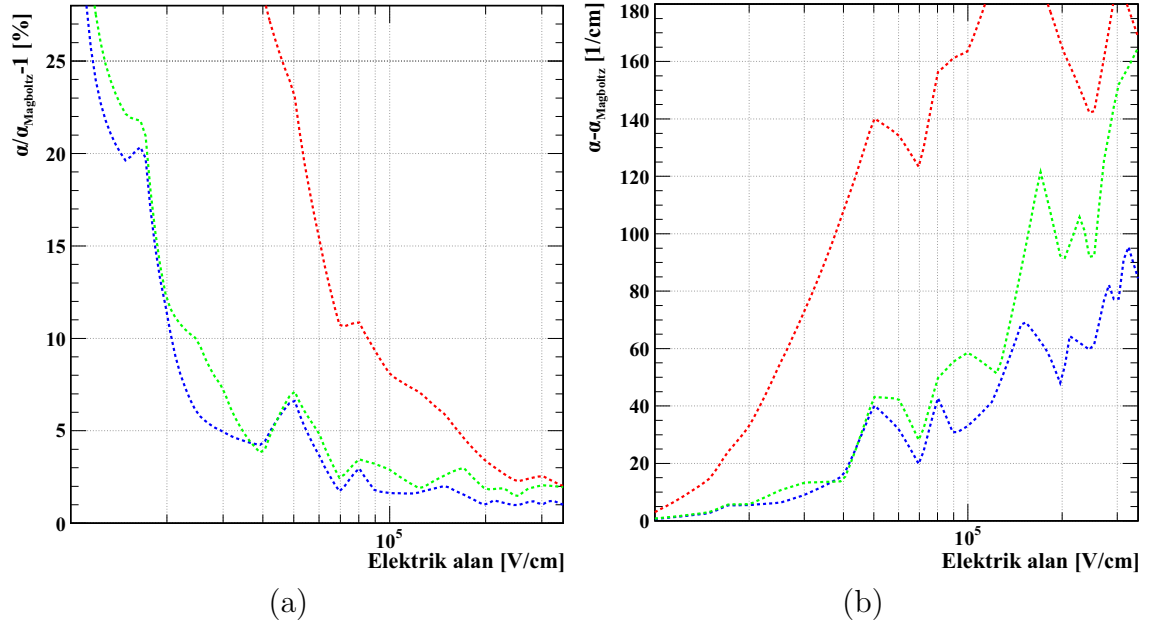
çalışmada da özellikle düşük enerji bölgesi için (< 20 eV) enerji değerlerindeki 0.5 eV'luk belirsizliklerin, Zenonun ölçülen tesir kesitlerinde büyük sapmalara yol açtığı bildirilmiştir. Ayrıca, Şekil 3.7(b)'den de açıkça görülebileceği gibi bu bölgedeki deneysel veri sayısı diğerlerine kıyasla çok daha azdır. Dolayısıyla, Magboltz'un Zenon iyonizasyon tesir kesitlerinin güncellenmesinde, *Rejoub ve ark. (2002)*'nin ölçüm sonuçlarını düşük enerji bölgesi için (< 20 eV) kullanmak sakıncalıdır. Bu bölgedeki belirsizlikleri gidermek için geliştirilen basit bir analiz yöntemi ilerleyen satırlarda anlatılacaktır. Ayrıca, daha kapsamlı analiz yöntemleri ile ilgili çalışmalara devam edilmektedir.

Şekil 3.8'de verilerdeki farklılıkları daha yakından incelemek için Magboltz 8.9.1 ile yapılan kıyaslamalar gösterilmiştir. Koyu yeşil, kırmızı ve mavi düz çizgiler sırasıyla *Wetzel ve ark. (1987)*, *Rejoub ve ark. (2002)* ve *Rapp ve Englander-Golden (1965)* tarafından ölçülen değerlerin kıyaslanmasını temsil etmektedirler. Kesikli açık yeşil çizgiler ise Magboltz 8.9.3 sürümündeki farklılıkları göstermektedir. Ayrıca, *Rejoub ve ark. (2002)*'nin verileri ile Magboltz 8.9.3 arasındaki farklılıklar, kalın kahverengi kesikli çizgiler ile verilmiştir.



Şekil 3.8. Ze için elektronların toplam iyonizasyon tesir kesitlerinin Magboltz 8.9.1 sürümünde kullanılan değerlerle kıyaslanması; a) kesirsel, b) sayısal farklar.

MAGBOLTZ programının yazarı Dr. Biagi 8.9.3 sürümünü hazırlarken, [Rapp ve Englander-Golden \(1965\)](#)'nın deneysel verilerini 1.055 gibi bir katsayı ile çarparak, [Rejoub ve ark. \(2002\)](#)'nin daha yeni ve güvenilir verilerine ulaşmak istemiştir. [Rapp ve Englander-Golden \(1965\)](#)'nin tesir kesitleri üzerindeki $\approx 7\%$ lik hata payı dikkate alındığında, bu yaklaşım oldukça mantıklıdır. Bundan çok daha önemlisi, böyle bir yaklaşımla, [Rejoub ve ark. \(2002\)](#)'nin düşük enerji bölgesindeki belirsizlikleri de ortadan kaldırılmış olur. Ancak, hesaplamada 30 eV'tan sonra 1.055 yerine, farklı bir çarpan kullanıldığından, Magboltz'un Zenon için verilen ionizasyon tesir kesitleri hatalıdır. 8.9.1 sürümündeki tesir kesitleri, özellikle 30 eV'tan sonra [Rejoub ve ark. \(2002\)](#)'nin ölçümlerine daha yakındır. Ancak, 8.9.1 sürümünde de ionlaşmaların başladığı 30 eV'tan düşük enerji bölgesindeki değerler, [Rejoub ve ark. \(2002\)](#)'nin ölçüm değerlerinden daha küçüktür. Bu nedenle, 8.9.1 sürümünde kullanılan tesir kesitleri de hatalıdır. 8.9.1'den 8.6 sürümüne kadar olan tüm sürümler için 8.9.1'deki tesir kesitleri kullanılmıştır. Dolayısıyla bunlar da hatalıdır.



Şekil 3.9. % 98 Ze – % 2 CH₄ gaz karışımı için farklı ionizasyon tesir kesitleri kullanılarak hesaplanan Townsend katsayılarının (α) kıyaslanması; a) kesirsel, b) sayısal farklar.

Şekil 3.9'da, % 98 Ze – % 2 CH₄ gaz karışımında ($T = 300$ K, $p_{\text{gaz}} = 1$ atm) Ze için üç farklı ionizasyon tesir kesiti kullanılarak hesaplanan Townsend katsayılarının (α), Magboltz 8.9.1 sürümünden bulunan değerler ile kıyaslanması gösterilmektedir.

Mavi ve kırmızı çizgiler sırasıyla, Magboltz 8.9.3'te kullanılan ve [Rejoub ve ark. \(2002\)](#) tarafından ölçülen tesir kesitleri ile hesaplanan α 'ların, Magboltz 8.9.1'in sonuçlarıyla kıyaslanmasını temsil etmektedir. Açık yeşil çizgiler ise [Rejoub ve ark. \(2002\)](#) ve [Rapp ve Englander-Golden \(1965\)](#) tarafından ölçülen veriler kullanılarak güncellenen Magboltz sürümü ile hesaplanan α 'lar ve Magboltz 8.9.1'den elde edilen değerler arasındaki farklılıkları göstermektedir. İlk yedi tesir kesiti için [Rapp ve Englander-Golden \(1965\)](#)'nın verilerinden yararlanılmıştır. Daha üst enerjiler için yine [Rejoub ve ark. \(2002\)](#)'nın ölçümlerine başvurulmuştur.

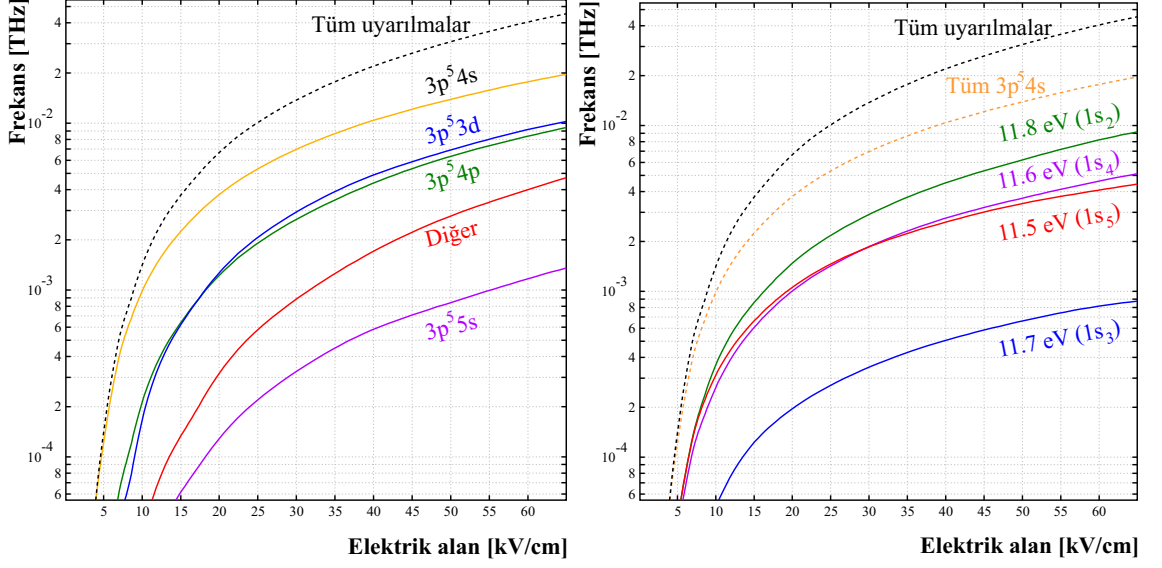
Ancak, tesir kesitlerini güncellemek için kullanılan bu basit yöntem, sadece Townsend katsayılarındaki farklılıkları ortaya koymak için verilmiştir. Daha kapsamlı analiz yöntemleri üzerindeki çalışmalar devam etmektedir. Bu tezin yazıldığı tarihlerde, Zenonun tesir kesitleri ile ilgili düzeltmeler henüz tamamlanmadığından, Ar-Ze gaz karışımlarındaki hesaplamalar, Magboltz'un daha önceki sürümünden (8.6) elde edilen veriler ile yapılmıştır. Bununla birlikte, Zenonun karışımlardaki oranı % 30'u geçmeğinden, sürümler arasındaki farklılıkların Penning transferleri üzerindeki etkisi ihmal edilebilir düzeyde kalmıştır.

3.4.5. Fit Parametrelerinin Belirlenmesi

Penning transfer olasılıkları (r_i), uyarılan enerji seviyelerin üretilme frekansları (ν_i) ile hesaplanmıştır (bkz. Eşitlik [3.22](#), [3.23](#)). Ancak, enerji seviyelerinin elektrik alanı ile değişimi oldukça benzer olduğundan ([Şekil 3.10](#)), her bir seviyenin katkısını ayrı ayrı belirlemek için yapılan hesaplamalarda, transfer olasılıkları arasında çok güçlü korelasyonlarla karşılaşmıştır. Bu, herhangi bir seviyeden gelen katkının diğerlerinden ayırt edilemeyeceği veya r_i olasılıklarının birbirleri cinsinden ifade edilebileceği anlamına gelmektedir. Bu nedenle, seviyelerin üretilme frekanslarının, ortak bir transfer olasılığı (r) ile hesaba katılabileceği sonucuna varılmıştır.

Deneysel kazanç eğrileri fit edilirken, öncelikle kullanılan her bir düzeltme teriminin ayrı ayrı fonksiyonelliği incelenmiştir. Ancak, elde edilen fit parametrelerinin fiziksel olarak anlamlı olmaması veya anlamlı olsa bile deneysel veriler ile iyi bir uyum

sağlanamaması nedeniyle, düzeltme terimlerinden sadece birini kullanarak, eğrilerin fit edilemeyeceği sonucuna varılmıştır.



Şekil 3.10. Argonun uyarılma seviyelerinin, % 99 Ar – % 1 C₂H₂ gaz karışımındaki üretilme frekansları ($T_{\text{gaz}} = 300 \text{ K}$, $p_{\text{gaz}} = 1 \text{ atm}$).

Örneğin, bazı eğriler için sadece Penning düzeltme terimi kullanılarak fit yapıldığında, deneysel verilerle iyi bir uyum gözlenmesine rağmen, transfer olasılığı (r), %100'den daha büyük bulunmuştur. Bu, uyarılmış bir seviyenin sahip olduğu enerjiden daha büyük bir enerjiyle transfer yapacağı yada herhangi bir enerji transferi sonucunda birden fazla elektronun serbest kalabileceği anlamına gelmektedir. Böyle bir sürecin, bu çalışmada incelenen özel bir karışım olan Argon - Zenon dışındaki diğer gaz karışımları için fiziksel anlamı yoktur (özel durumlar için bkz. Kesim 4.1, Sayfa 78).

Kazanç kalibrasyon terimi (g) ile yapılan hesaplamalarda sadece foton geri–besleme etkilerinin gözlenmediği kazanç eğrileri dikkate alınmış ve bazı g parametreleri için anlamlı sonuçlara ulaşılmıştır. Fakat, bu kez de deneysel ve hesaplanan kazanç değerleri arasında hiç bir uyum sağlanamamıştır. Dolayısıyla, fitler için g tek başına kullanılarak, geçerli bir sonuç elde edilemez.

Foton geri–besleme terimi (β) ile yapılan fitlerde, β 'lar için fiziksel anlamı olmayan negatif değerlerle karşılaşmıştır. Ayrıca, deneysel kazanç verileriyle hiç bir uyum

gözlenmemiştir. β 'yı geri-besleme etkilerinin olmadığı deneysel verilere uygulamak ise zaten anlamsızdır.

Diğer yandan, iyonizasyon tesir kesiti düzeltme terimi (h) ile geri-beslemesiz bazı deneysel kazanç eğrileri için uyumlu sonuçlar gözlenmiştir. Ancak, hesaplanan parametreler için $h \approx \%(-1500)$ ve $h \approx \%(-3500)$ aralığında değişen değerler bulunduğundan, tesir kesitlerinde böyle büyük hataların olması imkansızdır.

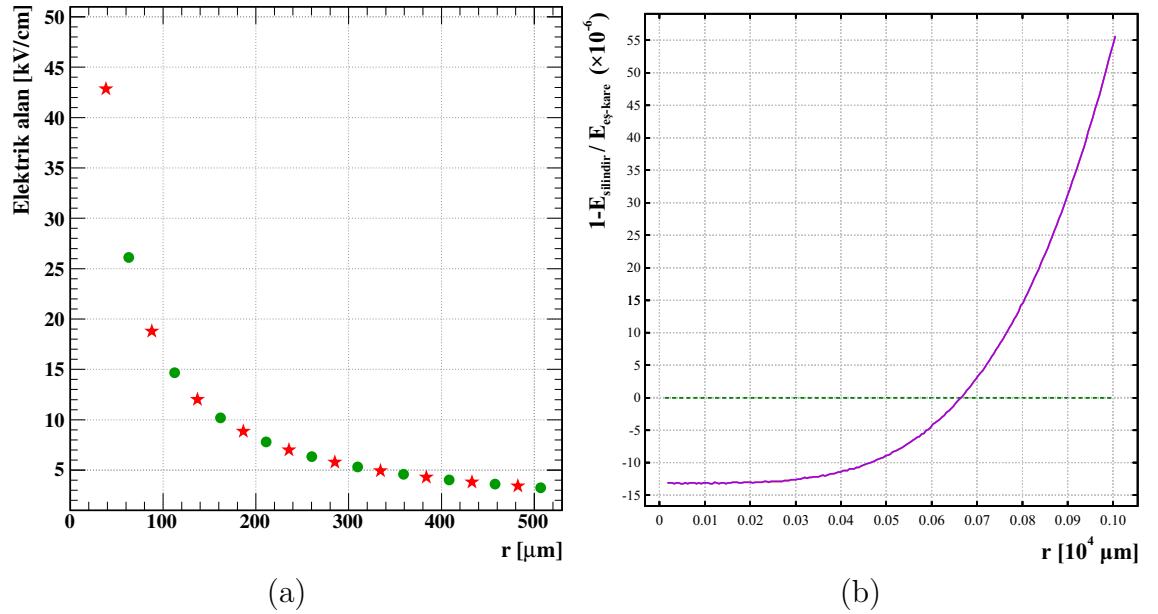
Bir sonraki adımda ise fit parametrelerinin ikili, üçlü ve dördü kombinasyonlarına bakılmıştır. Örneğin, [Manchanda ve ark. \(1990\)](#) tarafından % 90 Ar – % 10 CH₄ gaz karışımlarında ölçülen kazanç verilerine, r ve h ikili kombinasyonu uygulanmıştır. Ancak bu incelemede, Penning transfer olasılığı için $r \approx \% 1000$ ve iyonizasyon düzeltme terimi için ise $h \approx \%(-2500)$ gibi anlamsız sonuçlar bulunmuştur. Ayrıca h 'nın diğer kombinasyonlarıyla da benzer zorluklarla karşılaşmıştır. Yukarıdakilerle birlikte toplam 15 farklı kombinasyonun ardından h parametresinin, en azından bizim ilgilendiğimiz deneysel verilerin fiti için gerekli veya kullanışlı bir parametre olmadığı anlaşılmıştır. Böylece deneysel kazanç eğrileri, ihtiyaca göre diğer iki veya üç fit parametresi kullanılarak fit edilmiştir. Fitler, eğer deneysel verilerde foton geri-besleme etkileri varsa r , g ve β parametreleri, yoksa sadece r ve g parametreleri üzerinden yapılmıştır.

Fitlerin tamamında, Garfield'de doğrusal olmayan en küçük kareler yöntemi için hazırlanan alt program çağrılmıştır. χ^2 testi yapabilen bu alt program sayesinde, fit parametreleri üzerindeki mutlak hatalar ve bu parametreler arasındaki ilişkiyi belirleyen korelasyon matrisleri hesaplanabilmektedir. Ayrıca, alt program fitlerin kalitesini gösteren χ^2/ndf değerlerini de vermektedir (ndf = deneysel noktaların toplam sayısı – fit için kullanılan serbest parametre sayısı). Foton düzeltme terimi (β), diğer iki fit parametresi ile güçlü bir korelasyona sahip değildir. Dolayısıyla, ihtiyaç duyulduğunda β , her zaman serbest bir fit parametresi olarak kullanılmıştır.

3.4.6. Geometrik yapı

Garfield programı kullanılarak, kare şeklindeki tek telli bir detektörün katot yarıçapı için silindirik geometri eşdeğeri kolayca hesaplanabilir. Böyle bir hesap sonucunda, $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 'lik kare şeklindeki tüpte oluşan elektrik alanı şekilleniminin, $r_c = 0.54 \text{ cm}$ yarıçaplı silindirik bir tüp ile yaklaşıkça ifade edilebileceği görülmüştür (Şekil 3.11).

Şekil 3.11(a)'da, yeşil daireler kare şeklindeki tüpte, elektrik alanının anot uzaklığına göre değişimini temsil etmektedir. Kırmızı yıldızlar ise kare tüp için silindirik tüp eşdeğeri ($r_c = 0.54 \text{ cm}$ yarıçaplı katot) hesaplanarak elde edilen elektrik alan şekillenimi göstermektedir. Şekil 3.11(b)'de, silindirik ve kare tüp içindeki elektrik alanlar arasındaki farklılığın anot uzaklığı ile değişimi gösterilmiştir.



Şekil 3.11. Elektrik alanının, kare ve silindirik geometriler için, $r_a = 12.5 \mu\text{m}$ yarıçaplı anot teli civarındaki değişimi.

Her iki tüp için anot ve katot arasındaki gerilim farkı 1000 V olarak alınmıştır. Tek telli sayaçlarda, çığ elektronları büyük ölçüde anota yakın bölgelerde ortaya çıkar. Şekil 3.11'den görüldüğü gibi, bu bölgelerde elektrik alanının telden uzaklığa göre değişimi kare veya silindirik sayaçlar için yaklaşık olarak aynıdır. Bu nedenle, kazanç hesaplamaları için silindirik tüp yaklaşımını kullanmak, elde edilecek fit sonuçları üzerinde kaydedeğer bir belirsizliğe yol açmaz.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Argon–Zenon gaz karışımları

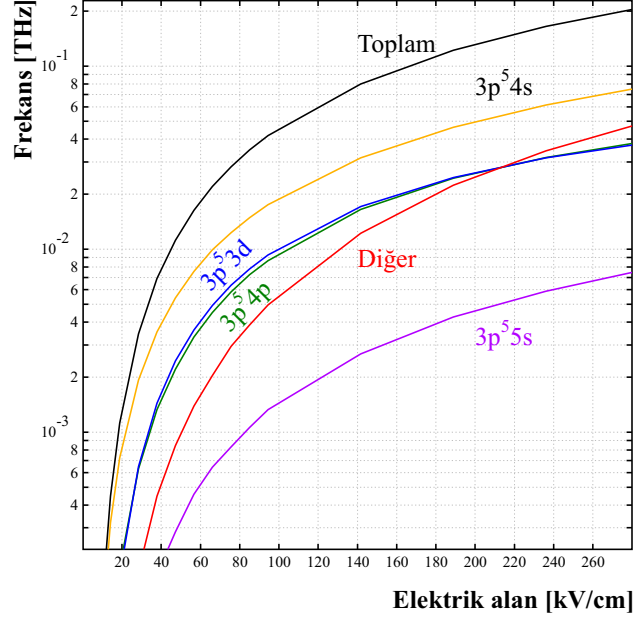
[Agrawal ve ark. \(1989\)](#), % 2, % 5, % 10, % 20 ve % 30 oranında Zenon içeren Argon-Zenon karışımlarında kazanç ölçümleri yapmışlardır (bkz. Şekil 4.3). Karışımlardaki toplam basınç $p_{\text{gaz}} = 1$ atm ve gazın sıcaklığı ise $T_{\text{gaz}} = 300$ K'de tutulmuştur. Ölçümlerde $r_a = 12.5$ μm yarıçaplı anot teli 1×1 cm²'lik bir tüpün merkezine yerleştirilmiştir. Gaz kazancını hesaplamak için (bkz. Eşitlik 2.5) gerçekte kare şeklindeki detektör, katot yarıçapı $r_c = 0.54$ cm olan bir silindirik geometri eşdeğeri cinsinden düşünülebilir (bkz. Kesim 3.4.6).

Zenon, 8.32 eV'tan başlayan ve iyonizasyon eşiğine (12.13 eV) kadar uzanan bir enerji aralığında çok sayıda uyarılma seviyesine sahiptir. Ancak, bu enerji seviyelerinin hepsi Argonun iyonizasyon eşiğinden (15.76 eV) daha düşüktür (bkz. Şekil 2.13). Dolayısıyla, uyarılmış Zenon atomlarının, Argon atomlarını iyonlaştırması mümkün değildir.

Argonun spektrumunda kararlı durumun hemen üstünde yer alan ilk dört uyarılma seviyesi ($3p^54s$: 11.55 eV, 11.62 eV, 11.72 eV ve 11.83 eV), Zenonu iyonlaştırmak için yeterli enerjiye sahip değildir (bkz. Kesim 2.5.2). Bu nedenle, kazanç eğrileri fit edilirken bu enerji seviyelerinin üretilme frekansları hesaba katılmamıştır. Fakat, bu kesimin sonunda $3p^54s$ seviyelerinin de bir asosyatif iyonizasyon kanalı ile dolaylı olarak toplam iyonlaşmaya katkıda bulunabilecekleri tartışılacaktır (bkz. Eşitlik 4.5 ve 4.6).

Öte yandan, Argonun $3p^54s$ dışındaki, diğer üst uyarılma seviyelerinin hepsi Zenonu iyonlaştırmaya yetecek büyüklükte enerjiye sahiptirler (bkz. Şekil 2.12). Dolayısıyla, kazanç eğrilerine yapılan fitlerde sadece Argonun $3p^54s$ seviyesinin üstünde yer alan enerji seviyelerinin frekansları hesaba katılmıştır.

Şekil 4.1'den görüldüğü gibi Magboltz 8.6 hesaplamalarına göre, Argonun Penning transferi yapabilecek en baskın iki uyarılma seviyesi ($3p^54p$ ve $3p^53d$) yakalaşık olarak eşit miktarda üretilmektedirler. Grafikte sadece en çok üretilen seviyelerin frekansları açıkça gösterilmiştir; diğer seviyelerin toplam frekansı ise kırmızı eğri ile verilmiştir. Argonun bütün uyarılma seviyeleri üzerinden alınan toplam üretilme frekansı, siyah çizgi ile temsil edilmiştir.

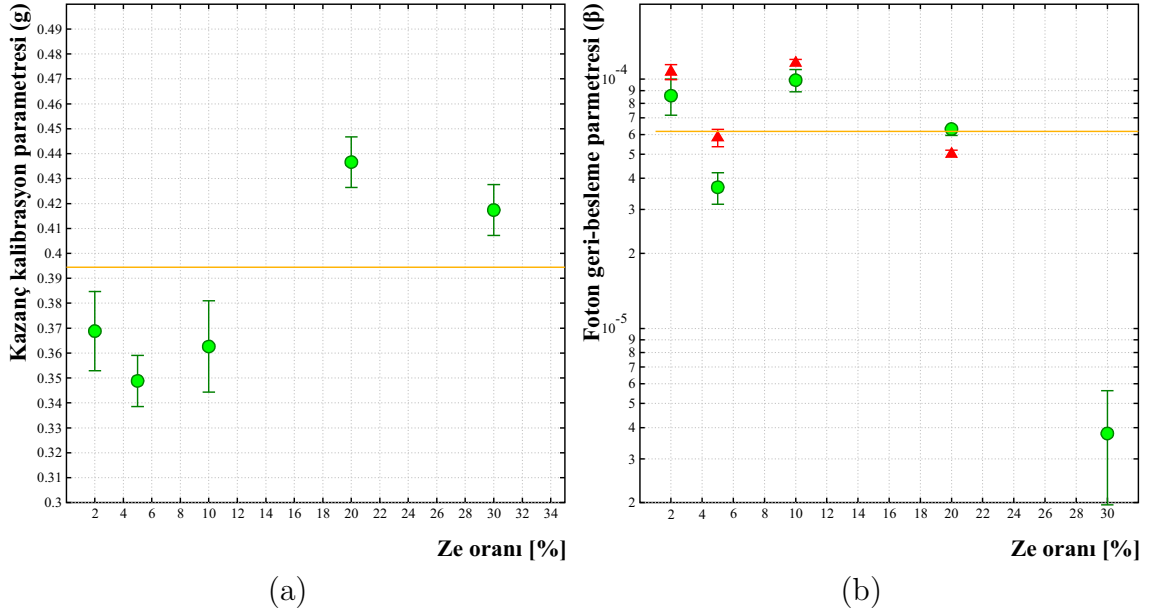


Şekil 4.1. Argonun uyarılma seviyelerinin, % 80 Ar – % 20 Ze gaz karışımında üretilme frekansları ($T_{\text{gaz}} = 300 \text{ K}$, $p_{\text{gaz}} = 1 \text{ atm}$).

Bununla birlikte, Kesim 3.4.5'te anlatılan nedenlerden dolayı, kazanç eğrileri fit edilirken, uyarılan seviyelerin üretilme frekanslarının ortak bir transfer olasılığı ile hesaba katılabileceği varsayılmıştır.

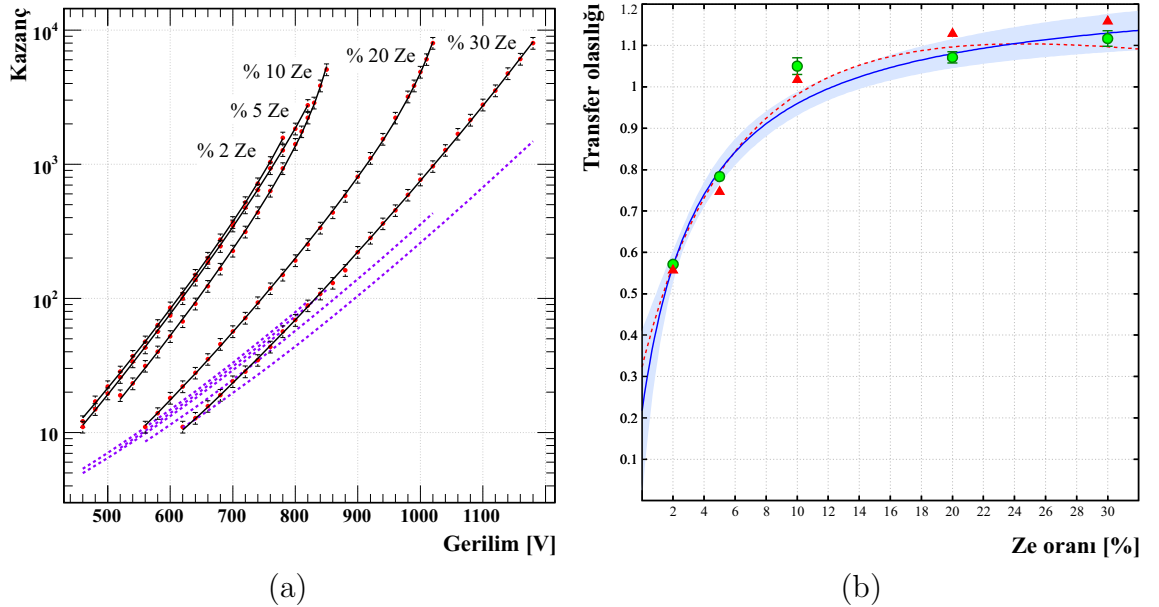
Şekil 4.2(a)'da görüldüğü gibi, deneysel verilerin fitinde kullanılan kazanç kalibrasyon parametreleri (g), herbir kazanç eğrisi için ayrı ayrı belirlenmiş ve bunların ağırlıklı ortalaması alınmıştır (turuncu çizgi).

Şekil 4.2(b)'de düzeltme terimlerinin birer serbest fit parametresi olarak girilmesi ile hesaplanan β değerleri, yeşil dairelerle; ortak bir g parametresi ile hesaplanan β 'lar ise kırmızı üçgenler ile gösterilmişlerdir. β 'lar için ağırlıklı ortalama turuncu çizgi ile verilmiştir.



Şekil 4.2. Argon–Zenon karışımlarında ölçülen kazanç eğrilerinin fiti için hesaplanan a) kazanç kalibrasyon (g) ve b) foton geri–besleme (β) terimlerinin, karışımlardaki Ze oranı ile değişimi.

Daha sonra, tüm eğriler için ortak bir g (0.394) parametresi ile kazanç fitleri yapılarak, transfer olasılıkları yeniden hesaplanmıştır (Şekil 4.3). Şekil 4.3(a)'da, kırmızı nokta-



Şekil 4.3. a) Argon–Zenon gaz karışımları için ölçülen ve hesaplanan kazanç eğrileri. b) Deneysel verilerden yararlanılarak hesaplanan Penning transfer olasılıklarının fiti.

lar, deneysel verileri; mor kesikli çizgiler ise Magboltz programı yardımıyla, düzeltme terimleri kullanılmadan hesaplanan kazanç eğrilerini temsil etmektedirler. Siyah düz

çizgiler, Kesim 3.4'da verilen kazanç kalibrasyon, foton geri–besleme ve Penning düzeltme terimleri (g , β ve r) kullanılarak yapılan fitleri göstermektedirler.

Şekil 4.3(b)'de, düzeltme terimlerinin birer serbest fit parametresi olarak girilmesi ile hesaplanan transfer olasılıkları, yeşil daireler ile gösterilmişlerdir. Ayrıca, kazanç kalibrasyon parametreleri (g) üzerinden bir ağırlıklı ortalama alınıp ($g = 0.394$, bkz. Şekil 4.2), β serbest bir fit parametresi olarak bırakılarak, yeniden hesaplanan transfer olasılıkları, kırmızı üçgenler ile verilmişlerdir. Kırmızı eğri ise transfer olasılıklarına, Eşitlik 4.2 ile yapılan fiti temsil etmektedir. Bu eğri için eksimer oluşumu da hesaba katılmıştır; ancak, bulunan fit parametrelerinin fiziksel olarak anlam taşımadığını belirtmek için kesikli çizgi ile gösterilmektedir. Mavi düz çizgi ile gösterilen transfer eğrisi için eksimerlerin katkısı ihmal edilmiştir; bu varsayım altında hesaplanan fit parametreleri üzerindeki belirsizlikler ise mavi hata bandı ile verilmiştir.

$G > 10^3$ kazanç değeri aşıldığında, deneysel verilerde foton geri–besleme etkileri ortaya çıkmaktadır (bkz. Şekil 4.3(a)). Bununla birlikte, deneysel kazancın üstel artıştan sapma miktarı, % 30 Ze karışımında diğer karışımlara kıyasla daha düşüktür. Simülasyon sonuçları da bunu doğrulamaktadır. Şekil 4.2(b)'de % 30 Ze karışımı için hesaplanan foton geri–besleme parametresinin (β), diğerlerinden daha küçük olduğu açıkça görülmektedir.

Diğer yandan, karışımlardaki Zenon miktarı ile β parametreleri arasında doğrudan bir ilişkinin olmadığı söylenebilir. Karışımlara eklenen küçük miktarda Zenon katkısı bile geri–besleme etkilerini azaltmaktadır. Bu durum, Zenonun foton–soğurma tesir kesitilerinin çok yüksek olmasıyla açıklanabilir. Zenon, düşük enerjili uyarılma seviyeleri sayesinde, ≈ 8 eV başlayarak üzerine gelen fotonları etkin bir şekilde soğurabilmektedir (bkz. Kesim 2.5.5). Argonun $3p^54s$ seviyelerinden yayınlanan fotonların, Zenon atomlarını iyonlaştırması, enerji bakımından, söz konusu değildir. Argonun $3p^54p$ seviyeleri ise önce $3p^54s$ seviyelerine bozunurlar. Bu nedenle, $3p^54p$ seviyelerinden yayınlanan fotonlar da Zenon atomlarını iyonlaştırmaz.

Argonun spektrumunda Zenonu iyonlaştırabilecek kadar yüksek enerjiye sahip iki tür baskın geçiş vardır. Geçişlerin her ikisinde de uyarılmış Argon atomu foton salarak kararlı durumuna iner:

- $3p^5 3d \rightarrow 3p^6$ geçişlerinde 13.86 eV, 14.15 eV ve 14.31 eV;
- $3p^5 5s \rightarrow 3p^6$ geçişlerinde ise 14.09 eV ve 14.26 eV enerjili fotonlar üretilir.

Bu enerji aralığında (13.86–14.31 eV), Zenonun foton–soğurma tesir kesiti oldukça yüksektir ($\sigma_{pa}^{Ze} \approx 65$ Mb, bkz. Şekil 2.14(a)). Ayrıca, salınan fotonlar, Argonun kendi uyarılma seviyelerinde de soğurabilir. Argon için bu bölgedeki foton–soğurma tesir kesitleri $\sigma_{pa}^{Ar} \approx 20$ Mb civarında değişir. Bu değer, Zenon için verilen değerden yaklaşık üç kat daha küçük olmasına rağmen, karışımdaki Argon oranının % 70’in altına inmediği dikkate alındığında, fotonların Argon atomları tarafından soğrulma olasılığının göz ardı edilemeyeceği sonucuna varılabilir. Ancak, karışımında fotonları etkin bir şekilde soğurabilecek herhangi bir moleküler gaz bulunmadığından, Ar veya Ze atomları tarafından soğurulan bu fotonlar, detektör içerisinde yeni uyarılmış atomların ortaya çıkmasını tetiklerler. Daha önceki kesimlerde de vurgulandığı gibi, sürekli tekrarlanan bu tür mekanizmalar, uyarılmış atomunların yaşam ömrünü artırır (bkz. “radyasyon hapsi”, Sayfa 24 ve 48). Bu nedenle, yayınlanan bir fotonun Zenonunu iyonlaştırma olasılığının (f_{rad}), Zenonun karışım oranından (c) bağımsız olacağını söylemek mümkündür (bkz. Eşitlik 3.17).

Buna göre, Eşitlik (3.15) c cinsinden açılarak, deneysel kazanç eğrileri yardımıyla hesaplanan Penning transfer olasılıkları betimlenebilir:

$$r(c) = \frac{c \left[\frac{f_{B^+}}{\tau_{A^*B}} - \frac{f_{A^+}}{\tau_{A^*A}} \right] + \left[\frac{f_{A^+}}{\tau_{A^*A}} + \frac{f_{rad}}{p\tau_{A^*}} \right]}{(1-c)^2 \left[p \frac{f_{A_2}}{\tau_{AAA}} \right] + c \left[\frac{f_{B^+} + f_{B^{\bar{}}}}{\tau_{A^*B}} - \frac{f_{A^+} + f_{A^{\bar{}}}}{\tau_{A^*A}} \right] + \left[\frac{f_{A^+} + f_{A^{\bar{}}}}{\tau_{A^*A}} + \frac{1}{p\tau_{A^*}} \right]}. \quad (4.1)$$

Bu eşitlik daha basit bir formda aşağıdaki gibi verilebilir:

$$r(c) = \frac{a_1 c + a_3}{a_4 (1-c)^2 + c + a_2}, \quad (4.2)$$

Bu rotasyonel fonksiyon kullanılarak elde edilen transfer eğrisi, deneysel kazanç eğrileri ile hesaplanan fit noktaları üzerinden geçmektedir (kesikli kırmızı çizgi, bkz. Şekil 4.3(b)). Fakat, böyle bir transfer eğrisi için bulunan parametreler, çok fazla anlam taşımamaktadır:

$$a_1 = 0.542 \pm 0.567, \quad a_2 = -0.309 \pm 0.279, \quad a_3 = 0.009 \pm 0.008, \quad a_4 = 0.338 \pm 0.274 .$$

- Parametreler arasındaki korelasyon çok güçlü olduğundan, parametrelerden herhangi birinin değişimi, diğerlerinden bağımsız olarak değerlendirilemez. Bir başka ifade ile, birçok farklı parametre değeri kullanılarak veya parametreler birbirleri cinsinden yazılarak, aynı transfer eğrisi elde edilebilir. Bu durumda, transfer eğrisinin birçok çözümünün olacağı söylenebilir.
- Ayrıca, parametreler üzerindeki hata miktarları da oldukça büyüktür. Sadece beş farklı karşım için hesaplanan transfer olasılıkları, dört serbest parametre ile fit edildiğinden, güçlü korelasyon ve belirsizliklerin ortaya çıkması her zaman beklenen bir sonuçtur.

Yukarıdaki yetersizlikleri, transfer eğrisi fit edilirken kullanılan noktaların az sayıda olması ile açıklamak mümkündür. Ancak, bu matematiksel tartışmaların ötesinde, ikinci parametrenin fiziksel olarak anlamsız negatif bir değer alması ($a_2 = -0.309$), transfer eğrisinin dört parametreliliği ile ifade edilemeyeceğinin en önemli delilidir. Bunların hepsi, serbest parametre sayısında bazı kısıtlamalar getirilmesi gerektiğini işaret etmektedir.

İlk kısıtlama, Eşitlik 4.2'deki eksimer oluşumunu betimleyen parametre (a_4) üzerinde yapılabilir. Enerji bakımından eksimerların, çarpışmalar yoluyla veya bozunum sonucu ortaya çıkan fotonlarla temel durumdaki Ar ve Ze atomlarını iyonlaştırmaları da söz konusu değildir. Ayrıca, eksimer atomları, atmosferik basınçlara çıkıldığında varlıklarını hemen yitirirler (bkz. Kesim 2.5.2.1). Dolayısıyla, eksimer oluşumları nedeni ile yörüngesel atomların sayısında bir azalma beklenmez. Şekil 4.3(b)'den de açıkça görülebileceği gibi, transfer olasılıklarının, karışımdaki Zenon oranı ile sürekli artması bu düşünceyi desteklemektedir. Bu nedenle, basit bir yaklaşım

olarak, eksimerların transfer olasılıklarında herhangi bir etkiye sahip olmayacağı kabul edilebilir. Böylece a_4 , değeri “0” olan sabit bir fit parametresi olarak seçilirse, transfer eğrisi için aşağıdaki sonuçlar bulunur:

$$a_1 = 1.248 \pm 0.086 , \quad a_2 = 0.039 \pm 0.022 , \quad a_3 = 0.008 \pm 0.012 , \quad a_4 \doteq 0 .$$

İkinci bir kısıtlama ise Eşitlik 4.1’de verilen homo–nükleer asosyatif iyonlaşma (h.a.i.) terimleri için getirebilir:

- H.a.i. süreçlerinde baskın olan seviyeler ancak yüksek basınçlarla çalışıldığında etkin bir şekilde üretilirler (bkz. Kesim 2.5.4). Fakat, transfer olasılıklarını hesaplamada kullanılan kazanç eğrileri, $p_{\text{gaz}} = 1$ atm’lik basıçta ölçülmüştür. Dolayısıyla, h.a.i. süreçlerine üst enerji seviyelerinden çok fazla bir katkının gelmesi beklenmez.
- Uyarılan Argon atomları (Ar^*) ve Argon eksimerlar (Ar_2^*) enerjilerini, foton yaymaksızın, çarpışmalar ile Zenon atomlarına aktarabilirler. Ancak, bu tür etkileşmelerle uyarılmış seviyelerin, ihmal edilebilecek kadar küçük, % 0.1’lik bir kısmı zarar görebilir (Brunet *ve ark.* 1982).

Bu gerekçelerle, transfer olasılıkları için Eşitlik 4.1’de yer alan h.a.i. terimlerinden gelecek katkılar ihmal edilebilir ($f_{A^+} \doteq f_{\bar{A}} \doteq 0$). Böylece, Eşitlik 4.1 ve 4.2’den yararlanılarak foto–iyonizasyon olasılığı f_{rad} ,

$$f_{\text{rad}} = a_3/a_2 \tag{4.3}$$

ile verilebilir. Parametrelerinin sayısal değerleri, yukarıdaki eşitlikte yerine konular ve parametreler üzerindeki hataların ağırlıklı ortalaması alınır, foto–iyonizasyon olasılığı, $f_{\text{rad}} = 0.22 \pm 0.19$ olarak bulunur. Buradaki büyük hata miktarı, a_2 ve a_3 arasındaki güçlü korelasyondan ileri gelmektedir.

Ayrıca, Magboltz 8.6 programı ile yapılan hesaplamalara göre, Argon–Zenon gaz karışımları için Argonun ışınımsal bozunum ile doğrudan temel duruma inen uyarılma

seviyelerinin kesri, $E = 100$ kV/cm'de $f_{\gamma 1} = 0.27 - 0.29$ ve $E = 200$ kV/cm'de ise $f_{\gamma 2} = 0.37 - 0.40$ aralığında değişmektedir. İyonizasyon eşliğinden itibaren (12.13 eV) Zenonun için foto-iyonizasyon verimi $\eta^{Ze} \approx 1$ olarak alınabilir (Matsunaga *ve ark.* 1965). Bu nedenle, hesaplanan f_{γ} değerleri, aynı zamanda Argon-Zenon karışımları için foto-iyonizasyon olasılıklarına (f_{rad}) karşılık gelmektedir (bkz. Eşitlik 3.17). Dolayısıyla, Magboltz'tan bulunan foto-iyonizasyon olasılıkları (0.27 - 0.40) ve Eşitlik 4.3 kullanılarak elde edilen sonuç ($f_{\text{rad}} = 0.22 \pm 0.19$) birbirleri ile tutarlıdır.

Ayrıca, a_2 parametresinin sayısal değeri kullanılarak, $\text{Ar}^* - \text{Ze}$ çarpışmalarındaki enerji transfer olasılığını (f_{B^+}) hesaplamak mümkündür:

$$f_{B^+} = \frac{1}{a_2} \frac{\tau_{A^*B}}{\tau_{A^*}} . \quad (4.4)$$

Argonun en sık üretilen $4p$ ve $3d$ uyarılma seviyeleri için ortalama yaşam ömürleri sırasıyla, $\tau_{A^*} = 30$ ns ve 50 ns olarak alınabilir (bkz. Kesim 2.5.2). Bu seviyeler için ortalama çarpışma süreleri ise $\tau_{A^*B} = 130$ ps ($4p$), 88 ps ($3d$) olarak hesaplanmıştır (bkz. Çizelge 2.1). Bu sayısal değerler, Eşitlik 4.4'te yerine yazılırsa, $\text{Ar}^* - \text{Ze}$ çarpışmaları ile enerji transfer olasılıkları;

$$f_{B^+} = 0.11 \pm 0.06 \text{ (} 4p \text{)}, 0.06 \pm 0.03 \text{ (} 3d \text{)},$$

olarak bulunur. Böylece, Argonun $4p$ seviyelerinin kabaca 9, $3d$ seviyelerinin ise 16 çarpışma sonunda, enerjilerini Zenon atomlarına aktararak, toplam iyonlaşmaya katkıda bulunacakları söylenebilir. Bununla birlikte, radyasyon hapsi nedeniyle (bkz. Kesim 2.5.2), taban durumuna inebilen $3d$ uyarılma seviyelerinin ortalama yaşam ömürleri, bireysel olarak ölçülen değerlerinden daha uzun olacaktır. Dolayısıyla, yukarıda $3d$ için verilen f_{B^+} olasılığı, gerçek değerinden daha yüksek hesaplanmıştır. f_{B^+} üzerinde daha kesin sonuçlara ulaşabilmek için, çok daha fazla deneysel kazanç eğrisi ile $3d$ 'den gelen iyonlaşma miktarının tam olarak saptanması gerekir.

Argonun $3d$ seviyesinin üstünde yer alan diğer uyarılma seviyeleri için de benzer tartışmalar yapılabilir. Üst enerji seviyelerine gidildikçe, atomik çaplar artacağından

(bkz. Şekil 2.11), ortalama çarpışma süreleri (τ_{A^*B}) azalacaktır (bkz. Eşitlik 2.26). Öte yandan, üst seviyelerin yaşam ömürleri ise, $4p$ ve $3d$ seviyelerinden kabaca, 10 ve 6 kat daha fazladır (bkz. Kesim 2.5.2). Bu nedenle, bu seviyeler için f_{B^+} değerleri çok daha küçük bulunacaktır. Ayrıca, daha önce de vurgulandığı gibi, üst enerji seviyelerinin üretilme frekansı, $4p$ ve $3d$ seviyelerine kıyasla ihmal edilebilecek kadar küçüktür (bkz. Şekil 2.2(a)). Bunların hepsi dikkate alındığında, Argondaki üst uyarılma seviyelerinin, çarpışmalarla enerji transferlerine kayda değer bir katkıda bulunmayacakları veya başka bir ifade ile bu tür enerji transferlerinin $3d$ 'nin altındaki seviyeler tarafından gerçekleştirileceği sonucuna varılabilir.

Şekil 4.3(b)'den görüldüğü gibi, Zenonun karışım içerisindeki oranı % 15'i aştığında, Penning transfer olasılıkları % 100'den fazla olmaktadır. Böyle bir durumda, Zenonu iyonlaştırmak için uyarılan bir Argon atomunda depolanan enerjiden daha büyük bir enerji miktarının harcanması veya Zenona aktarılan enerji ile birden fazla Zenon atomunun aynı anda iyonlaştırabilmesi gerekir. Bu nedenle, % 100'den büyük bir transfer olasılığı fiziksel olarak anlamsız gibi görünmektedir. Ancak, aşağıda konuyu aydınlatmak için öne sürülen düşünceler, bu durumun çok önemli fiziksel bilgiler içerdiğini ve gerçekten mümkün olabileceğini göstermektedir:

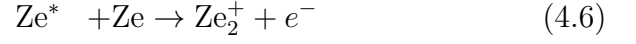
- Deneysel ölçümlerdeki gaz basıncının $p_{\text{gaz}} = 1013.25 \text{ mbar} = 1 \text{ atm}$ olduğu bildirilmiştir (Agrawal ve ark. 1989). Öte yandan, % 30 Zenon içeren bir karışımda, transfer olasılığının alabileceği en büyük değer olan % 100'ü elde edebilmek için gazın basıncı $p_{\text{gaz}} = 950 \text{ mbar}$ olmalıdır. Basıncı ölçümlerinde bu kadar büyük bir hata yapılması mümkün olmadığından, % 100 veya daha yüksek transfer olasılıklarının, basınçtaki olası hatadan ileri geldiğini düşünmek, doğru bir yaklaşım olarak değerlendirilemez.
- Kazanç eğrileri fit edilirken kullanılan Townsend katsayıları, iyonizasyon tesir kesitlerinden yararlanılarak hesaplanmaktadır. Dolayısıyla, % 100'den daha büyük transfer olasılıkları, Magboltz programında Zenon için kullanılan tesir kesitlerinin küçük olduğunu akla getirebilir. Bu tespitin ardından konuyla ilgili yakın zamanda yapılan incelemeler (bkz. Kesim 3.4.4), gerçekten Zenon tesir

kesitlerinin güncellenmesi gerektiğini işaret etmektedir (güncelleme çalışmaları, tezin yazım aşamasında devam ediyordu). Bununla birlikte, incelenen gaz karışımlardaki Zenon oranı % 30'u aşmadığından, böyle bir hatanın transfer olasılıkları üzerindeki etkisinin çok yüksek olamayacağı unutulmamalıdır.

- Herhangi bir ışınımsal bozunuma uğramayan Argon atomlarının hepsinin, ardı sıra gelişen birçok çarpışma sonucunda, mutlaka temel durumdaki bir Zenon atomunu iyonlaştıracakları söylenebilir. Başka bir ifade ile esnek olmayan çarpışmalarda kayda değer bir enerji kaybı olmaz. Karışımlarda sadece soy gazların kullanılması bu düşünceyi desteklemektedir; çünkü soy gazların esnek olmayan çarpışma tesir kesitleri, moleküler gazlara kıyasla ihmal edilebilecek kadar küçüktür.
- İlk bakışta, transfer olasılıklarına, $ArZe^+$ hetero–nükleer asosyatif iyonlaşma süreçlerinden de bir katkının gelebileceği düşünülebilir (Ohwa ve ark. 1989; Petrov ve ark. 2007). Ancak, bu süreçler için eşik enerjisi (13.5 eV), Zenonun iyonlaşma enerjisinden (12.13 eV) daha yüksek olduğundan, uyarılmış Zenon atomlarının sürece herhangi bir katkıda bulunması beklenmez. Diğer yandan, Argonun 13.5 eV'tan daha fazla enerjiye sahip olan uyarılmış seviyeleri, bu tür iyonlaşmalarda rol oynayabilirler. Fakat, fitlerde Argonun 13.5 eV ve daha üst seviyeleri zaten hesaba katıldığından, $ArZe^+$ iyonlaşmaları ile % 100 aşan transfer olasılıklarını açıklamak söz konusu olamaz.

Buraya kadar olan tartışmaların hepsi, enerji transferleri için hesaplanan yüksek olasılıkların (\geq % 100), ancak çok daha ilginç bir mekanizma ile açıklanabileceğini işaret etmektedir. Konun başında da belirtildiği gibi, Penning transfer olasılıklarının hesabında, sadece enerjisi Zenonun iyonlaşma eşliğinden (12.13 eV) yüksek olan, $Ar 3p^54p$ ve daha üst seviyelerin üretilme frekansları kullanılmıştır (bkz. Sayfa 70). Bununla birlikte, Argonun $3p^54p$ 'den sonra en sık üretilen $3p^54s$ seviyeleri, Zenonun homo–nükleer asosyatif iyonlaşma (h. a. i.) eşliğinin (11.162 eV) hemen üstünde yer alan $5p^54f$ ve $5p^55d$ seviyeleri ile örtüşmektedir (kıyaslama yapabilmek için bkz. Şekil 2.12 ve 2.13).

Bu nedenle, aşağıdaki gibi fiziksel bir süreç sonunda yeni iyonlaşmaların ortaya çıkabileceği önerilebilir:



Sürecin ilk aşaması (Eşitlik 4.5), Argonun $3p^54s$ seviyelerinin yavaş bozunumuna (bkz. Kesim 4.3), ikinci aşaması ise Zenonun h. a. i. eşliğinin üstünde yer alan enerji seviyelerinin bozunumuna karşılık gelmektedir (Eşitlik 4.6). Bu konuyla ilgili yakın zamanda yapılan bir çalışmada, Zenondaki homo–nükleer asosyatif iyonlaşmaların çok büyük bir olasılıkla $5p^54f$ seviyelerinden kaynaklandığı tespit edilmiştir (Lipson *ve ark.* 2005). Buna göre, Zenonun $5p^54f$ seviyeleri için h. a. i. sürecine uygun bir yaşam süresi olarak, 55 ns alınabilir (bkz. Kesim 2.5.3). Bu değer, Argonun $4p$ (30 ns) ve $3d$ (50 ns) seviyelerine kıyasla daha uzundur. Dolayısıyla, Zenonun h. a. i. süreçlerinin, $\text{Ar}^* - \text{Ze}$ çarpışmaları sonucu ortaya çıkan iyonlaşmalardan daha yavaş gelişeceği söylenebilir.

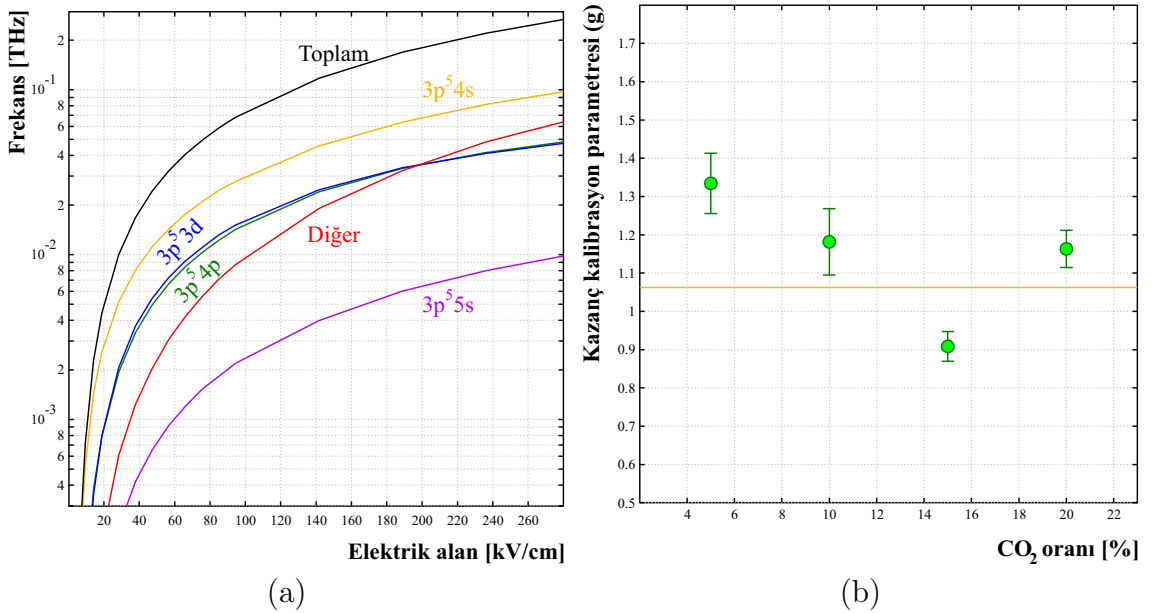
Magboltz 8.6 hesaplamalarına göre $E = 150 - 250$ kV/cm aralığında, Argonun $3p^54s$ seviyeleri toplam uyarılmaların $\approx \% 40$ 'ını oluşturmaktadır. Diğer yandan, Zenon oranı $\% 30$ olduğunda transfer olasılığı, $\approx \% 110$ 'a ulaşmaktadır. Bu bilgilerden yararlanılarak, Argonun $3p^54s$ seviyelerinin, Zenonun h. a. i. süreçlerine katkısı, $\% 14 - \% 15$ aralığında değişeceği saptanabilir. Bu hesaplamada, Argonun tüm $3p^54p$ ve üstündeki seviyelerinin toplam iyonlaşmaya katkısının $\% 100$ olacağı ve $\% 10$ 'luk sapmanın ise sadece Eşitlik 4.5 ve 4.6 ile verilen mekanizmalardan ileri geldiği kabul edilmiştir.

4.2. Argon–Karbondioksit gaz karışımları

Kowalski *ve ark.* (1992) % 5, % 10, % 15 ve % 20 oranında CO₂ içeren dört farklı Ar – CO₂ gaz karışımı için kazanç ölçümleri yapmışlardır . Karışımlardaki toplam basınç $p_{\text{gaz}} = 1070 \text{ hPa} = 1.056 \text{ atm}$ ve gazın sıcaklığı ise $T_{\text{gaz}} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ 'de tutulmuştur. Ölçümlerde, $r_a = 50 \text{ } \mu\text{m}$ çaplı anot teli, $1.1 \times 1.6 \text{ cm}^2$ 'lik dikdörtgenel bir tüpün merkezine yerleştirilmiştir. Hesaplamalarda ise katot yarıçapı $r_c = 0.67 \text{ cm}$ olan eşdeğer bir silindirik tüp kullanılmıştır (bkz. Kesim 3.4.6).

CO₂'in iyonizasyon eşiği 13.77 eV olduğundan, sadece Argonun $3p^5 3d$ ve üstündeki seviyeleri CO₂ moleküllerini iyonlaştırabilecek kadar yüksek enerjiye sahiptirler ($3d$, 13.85 eV ile başlar). Bu nedenle, transfer olasılıkları hesaplanırken, Argonun $3p^5 4s$ ve $3p^5 4p$ seviyelerinin üretilme frekansları dikkate alınmamıştır.

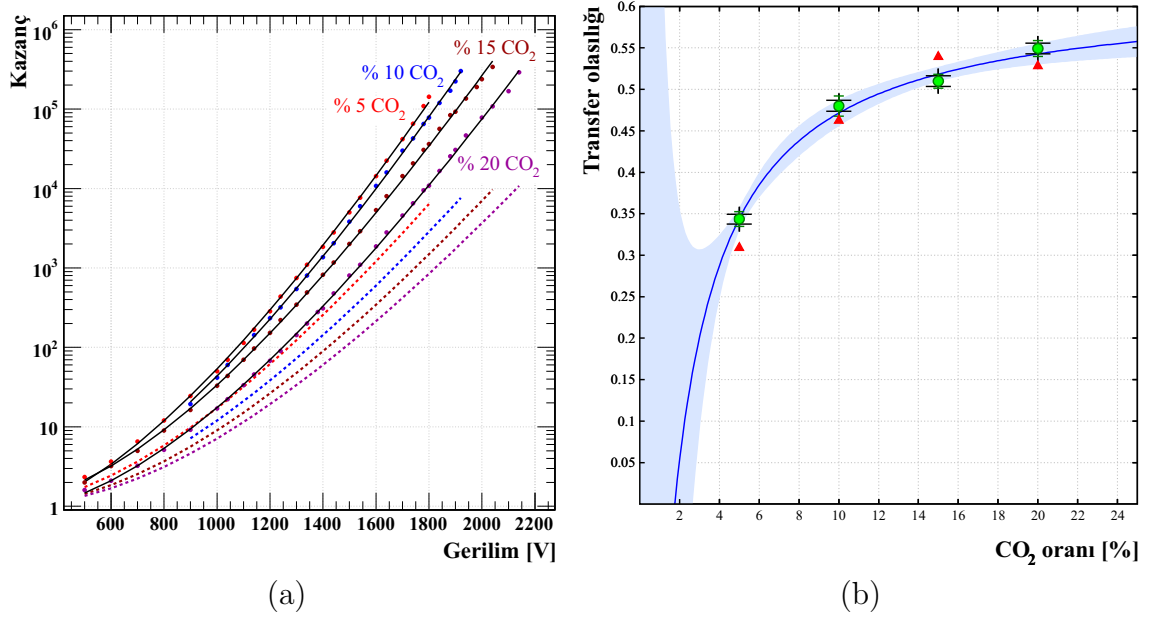
Şekil 4.4(a)'da Argonun çeşitli uyarılma seviyelerinin elektrik alanı ile değişimleri verilmiştir. Hesaplamalarda, Argonun bütün seviyeleri için ortak bir transfer olasılığı kullanılmıştır (bkz. “Fit parametrelerinin Belirlenmesi”).



Şekil 4.4. a) Argonun uyarılma seviyelerinin, % 90 Ar – % 10 CO₂ gaz karışımında hesaplanan üretilme frekansları. b) Deneysel kazanç eğrilerin fiti için hesaplanan kazanç kalibrasyon terimlerinin (g), karışımlardaki CO₂ oranı ile değişimi.

Şekil 4.4(b)'de, ise fitlerde kullanılan kazanç kalibrasyon parametrelerinin (g), ağırlıklı ortalama değerden ($g \approx 1.06$, turuncu düz çizgi), \approx % 30'lara varan sapmalara sahip oldukları görülmektedir.

Şekil 4.5(a)'da fitlerde kullanılan deneysel veriler (Kowalski *ve ark.* 1992), renkli noktalarla; Magboltz programı yardımıyla, fakat düzeltme terimleri kullanılmaksızın hesaplanan kazanç eğrileri ise kesikli çizgiler ile temsil edilmektedirler. Penning düzeltme ve kazanç kalibrasyon terimleri (r ve g) kullanılarak yapılan fitler, siyah düz çizgiler ile gösterilmiştir. Ölçüm değerlerindeki \approx % 10'luk belirsizlikler, hata barları ile temsil edilmelerine rağmen, deneysel noktaların gölgesinde kalmışlardır.



Şekil 4.5. a) Argon–Karbondiyoksit gaz karışımları için ölçülen ve hesaplanan kazanç eğrileri. b) Deneysel kazanç eğrilerinden yararlanılarak hesaplanan Penning transfer olasılıklarının fiti.

Şekil 4.5(b)'de, r ve g serbest fit parametreleri ile hesaplanan transfer olasılıkları, yeşil dairelerle verilmiştir. Ayrıca, g parametreleri üzerinden ağırlıklı ortalama alınıp (bkz. Şekil 4.4(b)), ortak bir kalibrasyon parametresi kullanılarak ($g = 1.06$), yeniden hesaplanan transfer olasılıkları, kırmızı üçgenler ile gösterilmiştir. Mavi eğri ise transfer olasılıklarına, Eşitlik 4.7 ile yapılan fiti temsil etmektedir; hesaplanan fit parametreleri üzerindeki belirsizlikler ise mavi hata bandı ile gösterilmiştir. Hata bandında, % 5'ten önceki ve % 20'den sonraki CO₂ oranları için görülen büyük

belirsizlikler, bu bölgeler için deneysel eğrilerle hesaplanan herhangi bir transfer olasılığının bulunmamasından kaynaklanmaktadır.

Argonun $3p^54p$ seviyeleri, $3p^54s$ seviyelerine, 1.5 – 1.9 eV enerji aralığında değişen kızıl ve kızılötesi ışık yayımlayarak bozunurlar (bkz. Şekil 2.12). CO₂ molekülleri, 10 eV'tan daha küçük enerjiler ile gelen fotonları soğuramazlar (bkz. Kesim 2.5.5). Dolayısıyla, Argonun $3p^54p \rightarrow 3p^54s$ geçişlerinde üretilen fotonların, soğrulmaksızın katota ulaşip, ikincil çığları oluşturma ihtimalleri vardır (bkz. Kesim 2.4 ve 3.4.3). Fakat, deneysel kazanç eğrilerinde, foton geri–besleme süreçleri nedeniyle üstel artıştan sapmaların izine rastlanmamaktadır (Şekil 4.5(a)). Bu durum, $3p^54p$ enerji seviyeleri uyarılmış Argon atomlarının, herhangi bir ışımmsal bozunuma uğramadan önce, CO₂ molekülleri ile esnek olmayan çarpışmalar yaparak, temel seviyelerine inebildiklerini işaret etmektedir. Öte yandan, Argonun temel duruma inebilen $3p^54s$ seviyelerinden yayınlanan fotonlar (11.62 – 11.83 eV), CO₂ molekülleri tarafından ≈ 30 Mb'lık bir tesir kesiti ile durdurulabilirler. Ayrıca, CO₂ foton–soğurma tesir kesitinin zirvesi (≈ 60 Mb), Argonun $3p^54s$ ve $3p^54p$ seviyelerinden sonra en çok üretilen, $3p^53d$ seviyelerinin enerji bölgesine karşılık gelmektedir (bkz. Şekil 2.12 ve 2.14(a)). Söz konusu nedenlerle, Ar – CO₂ gaz karışımları için yapılan kazanç hesaplamalarında, foton düzeltme terimlerine (β) ihtiyaç duyulmamıştır.

Kesim 4.1'de öne sürülen gerekçelerden dolayı, transfer eğrisi için Argonun eksimer atomlarından gelen katkılar ihmal edilebilir. Böylece, Eşitlik 3.15 aşağıdaki forma indirgenebilir:

$$r(c) = \frac{c \left[\frac{f_{B^+}}{\tau_{A^*B}} - \frac{f_{A^+}}{\tau_{A^*A}} \right] + \left[\frac{f_{A^+}}{\tau_{A^*A}} + \frac{f_{\text{rad}}}{p\tau_{A^*}} \right]}{c \left[\frac{f_{B^+} + f_{\bar{B}}}{\tau_{A^*B}} - \frac{f_{A^+} + f_{\bar{A}}}{\tau_{A^*A}} \right] + \left[\frac{f_{A^+} + f_{\bar{A}}}{\tau_{A^*A}} + \frac{1}{p\tau_{A^*}} \right]} = \frac{a_1 c + a_3}{c + a_2} \quad (4.7)$$

Böyle bir fit fonksiyonu kullanılarak parametreler için,

$$a_1 = 0.620 \pm 0.057, \quad a_2 = 0.008 \pm 0.034, \quad a_3 = -0.011 \pm 0.009$$

bulunur. $a_3/a_2 = -1.3 \pm 6.4$ kesrinden yararlanılarak, foto–iyonizasyon ve Ar*–Ar çarpışmaları ile iyonizasyon süreçleri hakkında, sağlıklı bir bilgi edinmek imkansızdır.

Kesirdeki hata miktarının çok büyük olması ve kesrin negatif bir değer alması, % 5'den daha düşük oranda CO₂ içeren gaz karışımlarında transfer olasılıklarını hesaplamak için deneysel kazanç verilerinin olmamasından ileri gelmektedir.

Bununla birlikte, kazanç ölçümleri atmosferik basınçta yapıldığından (1.056 atm), Ar* – Ar çarpışmaları ile homo–nükleer asosyatif iyonlaşma süreçlerinin (h. a. i.) oluşma ihtimali çok düşüktür (bkz. Kesim 2.5.4). Dolayısıyla, Eşitlik 4.7'deki h. a. i. süreçleri ile ilgili terimler de ihmal edilebilir. Fakat benzer bir tartışma, Eşitlik 4.7'de yer alan foto–iyonizasyon terimleri için geçerli olamaz: Argonun 3p⁵3d seviyelerinin ışımsal bozunumu ile üretilen fotonlar için foto–iyonizasyon verimi $\eta^{\text{CO}_2} \approx \% 40$ civarındayken, daha üst seviyeler için bu değer $\eta^{\text{CO}_2} \approx \% 80$ 'lere ulaşmaktadır (Shaw ve ark. 1995; Wainfan ve ark. 1955). Bu nedenle, a_3/a_2 'nin sayısal değerinden açıkça anlaşılmasa da, Ar – CO₂ karışımlarında foto–iyonizasyon süreçleri var olmalıdır.

Asimptotik transfer olasılığının ($a_1 = 0.620 \pm 0.057$) % 100'den küçük bulunması, esnek olmayan çarpışmaların uyarılmış Argon atomlarının sayısında önemli ölçüde azalmaya yol açacağını göstermektedir. Gerçekten Argon, Zenon gibi soy gazların aksine CO₂, vibrasyonel, rotasyonel ve polya modlarında çok sayıda tesir kesitine sahip olan bir gazdır.

Diğer yandan, Şekil 4.5(b)'de yüksek oranlı CO₂ karışımlarında transfer olasılığı eğrisinin, bir doyuma ulaşma eğiliminde olduğu görülmektedir. Daha önce, Ar – Ze karışımlarında gözlenmeyen böyle bir eğilimin iki temel nedeni olabilir:

- Zenon ile karşılaştırıldığında, CO₂ moleküllerinin iyonlaştırılmasına neden olan transferler, Argonun daha uzun ortalama yaşam ömrüne sahip enerji seviyeleri tarafından gerçekleştirilmektedir.
- Ar – CO₂ karışımlarındaki çarpışma süresi, Ar – Ze karışımlarındaki çarpışma süresinden daha küçüktür.

Argonun 3p⁵3d uyarılma seviyeleri için $\tau_{A^*} = 50$ ns'lik ortalama bir yaşam ömrü (bkz. Kesim 2.5.2) ve Ar*(3p⁵3d) – CO₂ çarpışmaları için $\tau_{A^*B} = 77$ ps'lik bir ortalama süre alınabilir (bkz. Çizelge 2.1). Ayrıca, $a_3 \geq 0$ alınarak $a_2 > 0.042$ alt

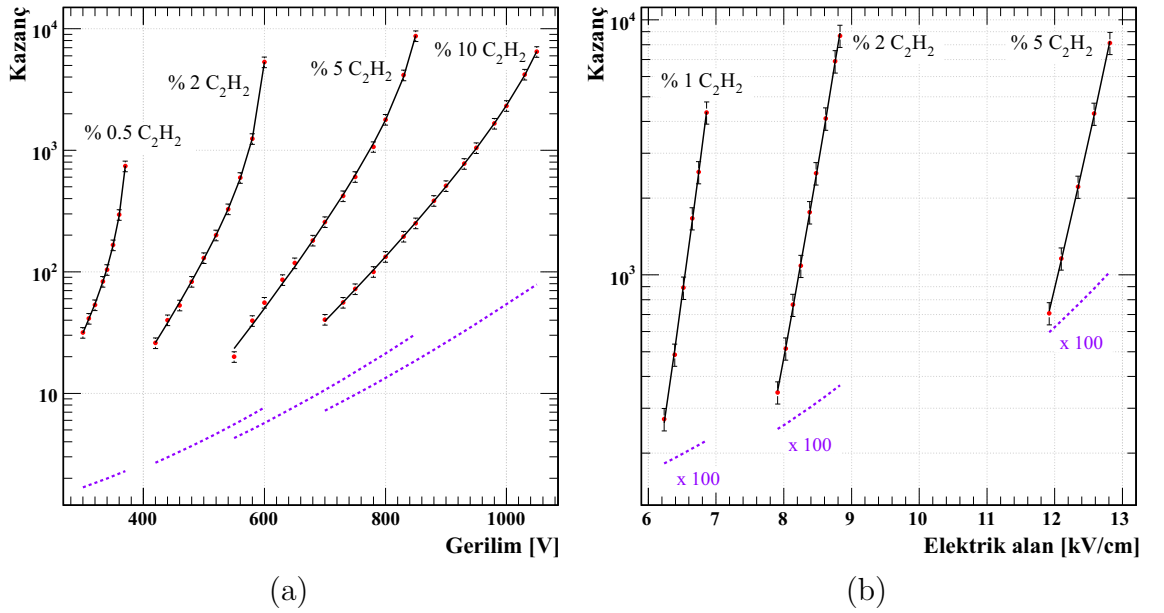
limiti bulunabilir. Böylece, çarpışmalarla ile iyonlaşma ve enerji kaybı olasılıklarının toplamı:

$$f_{B^+} + f_{\bar{B}} = \frac{1}{a_2} \frac{\tau_{A^*B}}{\tau_{A^*}} < 0.04 \quad (84 \% \text{ CL}) \quad (4.8)$$

gibi küçük bir değer bulunur.

4.3. Argon–Asetilen gaz karışımları

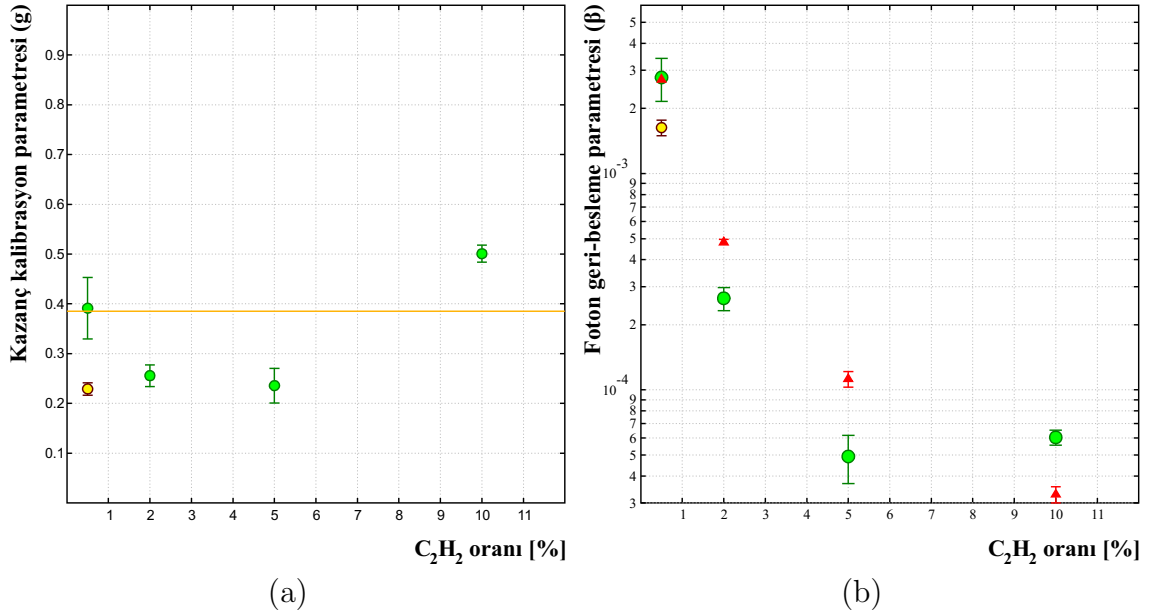
Agrawal ve ark. (1989) tarafından, % 0.5, % 2, % 5 ve % 10 Asetilen (C_2H_2) içeren Argon tabanlı gaz karışımları için kazanç ölçümleri yapılmıştır. Kazanç eğrileri, ayrıntıları Kesim 4.1’de verilen deneysel düzenek ve koşullar altında ölçülmüştür. Bununla birlikte aynı çalışmada, paralel levhali düzlemsel bir detektör kullanılarak, % 1, % 2 ve % 5’lik C_2H_2 karışımlarındaki kazanç değerleri ölçülmüştür. Ar – C_2H_2 ile ilgili diğer bir çalışmada ise *Sephton ve ark. (1987)*, silindirik bir tüp kullanarak ($r_c = 11.7 \text{ mm}$, $r_a = 12.7 \mu\text{m}$), % 0.5’lik C_2H_2 içeren karışım için tek bir kazanç ölçümü yapmışlardır (Şekil 4.6).



Şekil 4.6. Ar – C_2H_2 gaz karışımlarında, a) silindirik ve b) paralel levhali sayaçlar için ölçülen ve hesaplanan kazanç eğrileri.

Şekil 4.6’da, kırmızı noktalar, deneysel verileri; kesikli mor çizgiler ise Magboltz programı yardımıyla, düzeltme terimleri kullanılmaksızın fit edilen kazanç eğrilerini temsil etmektedirler. Siyah düz çizgiler, Kesim 3.4’te verilen düzeltme terimleri kullanılarak yapılan fitleri göstermektedirler. Silindirik sayaç için verilen deneysel kazanç eğrileri, Penning (r), kazanç kalibrasyonu (g) ve foton geri–besleme (β) düzeltme terimleri ile fit edilmiştir. Paralel levhalı sayaç ile ölçülen kazanç verileri için β parametresine ihtiyaç duyulmamıştır.

Şekil 4.7(a)’da, *Agrawal ve ark. (1989)* tarafından silindirik sayaçta ölçülen eğrilerin fitlerinde kullanılan kazanç kalibrasyon terimleri (g), yeşil daireler ile gösterilmiştir. Turuncu çizgi ile verilen ağırlıklı ortalama değer ve diğer g değerleri arasındaki farklar %14’ü geçmemektedir. *Sephton ve ark. (1987)* tarafından ölçülen kazanç eğrisi ile hesaplanan g değeri sarı daire ile verilmiştir.



Şekil 4.7. Ar – C_2H_2 karışımlarında, silindirik sayaç için ölçülen kazanç eğrilerinin fit edilmesinde kullanılan a) kazanç kalibrasyon (g) ve b) foton geri–besleme (β) terimlerinin, karışımlardaki C_2H_2 oranı ile değişimi.

Agrawal ve ark. (1989) ölçülen kazanç değerlerinde % 20’lere varan belirsizliklerin olabileceğini bildirmiştir. Ancak, hesaplamalarda silindirik sayaç için $g = 0.39$ ’luk (Şekil 4.7(a)), paralel levhalı sayaç için ise $g = 0.21$ ’lik bir kazanç kalibrasyon

parametresine ihtiyaç duyulmuştur. Benzer bir tartışma, [Sephton ve ark. \(1987\)](#)'nın deneysel verileri için de geçerlidir ($g \approx 0.23$).

Şekil 4.7(b)'de düzeltme terimlerinin birer serbest fit parametresi olarak girilmesi ile hesaplanan β değerleri, yeşil dairelerle; g parametrelerinin ağırlıklı ortalaması alınıp, ortak bir kalibrasyon parametresi ile ($g = 0.39$) yeniden hesaplanan β 'lar ise kırmızı üçgenler ile gösterilmişlerdir. [Sephton ve ark. \(1987\)](#) tarafından ölçülen kazanç eğrisi için hesaplanan β değeri ise sarı daire ile verilmiştir.

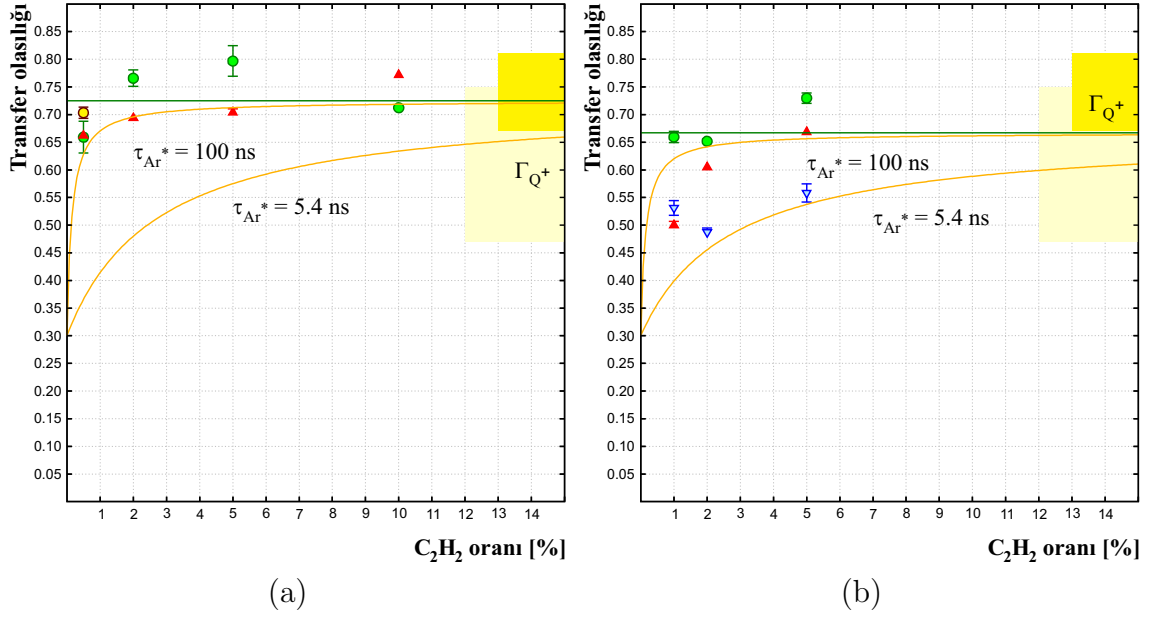
Silindirik sayacın aksine, paralel levhalı sayaç ile ölçülen kazanç eğrilerinin hiçbirinde foton geri-besleme etkilerine rastlanmamaktadır. Örneğin, bu etkilerin en fazla olmasının beklendiği % 1'lik C_2H_2 karışımında, $G > 10^4$ kazanç değeri aşıldığında bile üstel artıştan herhangi bir sapma görülmemektedir (bkz. Şekil 4.6(b)).

[Agrawal ve ark. \(1989\)](#)'nın öne sürdükleri açıklamaya göre, geri-besleme etkilerinin davranış farklılığı, "*silindirik sayaçta, paralel levhalı sayaca kıyasla çok daha fazla uyarılmış Argon atomunun (dolayısıyla fotonun) üretilmesinden*" ileri gelmektedir.

Argonun uyarılma seviyelerinin hepsi C_2H_2 moleküllerini iyonlaştırabilecek kadar yüksek enerjiye sahiptir. Bu nedenle, $Ar - C_2H_2$ karışımlarındaki kazanç fitlerinde, tüm seviyelerden gelen katkılar hesaba katılmıştır. Bu hesaplamalar sonucu elde edilen Penning enerji transfer olasılıkları Şekil 4.8'de verilmiştir.

Şekil 4.8'de, serbest fit parametreleri kullanılarak hesaplanan transfer olasılıkları yeşil dairelerle; kazanç kalibrasyon parametreleri (g) üzerinden ağırlıklı ortalamalar alınarak, yeniden hesaplanan transfer olasılıkları, üçgen semboller ile verilmişlerdir. Serbest parametreler ile hesaplanan transfer olasılıklarının ortalama değerleri ise yeşil düz çizgilerle temsil edilmiştir. Paralel levhalı sayaç için Argonun $3p^54p$ ve daha üst enerji seviyelerinin iyonlaşmalara % 100'lük katkıda bulunacakları varsayılarak, $3p^54s$ seviyeleri için hesaplanan transfer olasılıkları, mavi üçgenler ile verilmiştir.

Turuncu çizgilerle gösterilen fitlerde, ışınımsal bozunum yaparak iyonlaşma olasılığı $f_{rad} = 0.3$ ve $Ar^* - C_2H_2$ çarpışmaları için ortalama süre ise $\tau_{A*B} = 150$ ps olarak alınmıştır. Sarı ve açık sarı bandlar ise iyonlaşmalar için [Jones ve ark. \(1985\)](#)



Şekil 4.8. Ar – C₂H₂ gaz karışımlarında a) silindirik b) paralel levhali sayaçlar için deneysel kazanç eğrilerinden yararlanılarak hesaplanan transfer olasılıklarının fiti.

tarafından ölçülen dallanma oranlarını (Γ_{Q^+}) göstermektedir.

Argonun yarı–kararlı olmayan $3p^54s$ enerji seviyelerinin ortalama yaşam ömrü için literatürde verilen değer ($\tau_{Ar^*} = 5.4$ ns, bkz. Kesim 2.5.2) kullanılarak elde edilen transfer eğrileri (turuncu çizgiler) ve transfer olasılıklarının ortalama değerini gösteren yeşil çizgiler arasında herhangi bir uyum yoktur. Diğer yandan, yaşam ömrü için $\tau_{Ar^*} = 100$ ns alınarak oluşturulan transfer eğrileri ise ortalama değerlere çok daha yakındır. Bu duruma ilerleyen satırlarda açıklık getirilecektir.

Transfer olasılıklarının, Ar – C₂H₂ karışımlarında C₂H₂ oranı ile kayda değer bir değişim göstermemesi, dikkat çekici bir özelliktir (bkz. Şekil 4.8). Bu ilginç özellik, yüksek bir foto–iyonizasyon olasılığı (f_{rad}) veya uyarılan seviyelerin yaşam ömrünün (τ_{A^*}) çok uzun olması ile açıklanabilir:

- C₂H₂ için foton–soğurma tesir kesitleri (bkz. Kesim 2.5.5) ve foto–iyonizasyon olasılığı bu çalışmada incelenen diğer gazlardan çok da farklı değildir. Bu nedenle, transfer olasılıklarının davranışı, bu fiziksel süreçlerle anlaşılabilir.
- Argonun çok kısa yaşam ömrüne sahip olan $3p^54s$ enerji seviyeleri (Ar*(³P₁) ve Ar*(¹P₁)), saniyeler mertebesinde oldukça uzun yaşam ömrüne sahip Ar*(³P₀)

ve $\text{Ar}^*(^3\text{P}_2)$ yarı–kararlı seviyeleri tarafından hapsedilebilirler (bkz. “radyasyon hapsi”, Sayfa 24 ve 48). Böylece, $\text{Ar}^*(^3\text{P}_1)$ ve $\text{Ar}^*(^1\text{P}_1)$ seviyelerinin ortalama yaşam ömrü $\tau_{\text{Ar}^*} = 5.4$ ns’den çok daha büyük olabilir. Dolayısıyla, transfer olasılıklarının davranışı ancak uzun ömürlü seviyelerin varlığı ile açıklanabilir.

Fakat, uyarılmış atomların ışınımsal bozunumları üzerinde odaklanan yukarıdaki tartışmalar, sayısal sonuçlar elde edebilmek için yeterli değildir. Bununla birlikte, transfer olasılıkları ile ilgili daha nicel sonuçlara ulaşabilmek için yarı–kararlı Argon atomlarının çarpışmalar ile C_2H_2 moleküllerini iyonlaştırma olasılığı veya başka bir ifade ile, $\text{Ar} - \text{C}_2\text{H}_2$ gaz karışımlarındaki dallanma oranından yararlanılabilir. *Jones ve ark. (1985)* tarafından, $\text{Ar} - \text{C}_2\text{H}_2$ karışımı için iki farklı teknik kullanılarak yapılan ölçümlerde dallanma oranları;

$$\Gamma_{Q^+} = k_{Q^+}/k_Q = 0.61 \pm 0.14, 0.74 \pm 0.07, \quad (4.9)$$

olarak belirlenmiştir (sarı ve açık sarı bandlar, bkz. Şekil 4.8).

Diğer yandan, Eşitlik 4.7’de yer alan homo– nükleer asosyatif iyonlaşma ve ışınımsal bozunum ile iyonlaşma terimleri ihmal edilirse, transfer olasılıklarının silindirik ve paralel levhalı sayaç için asimptotik değerleri (a_1) sırasıyla;

$$a_1 = \frac{f_{B^+}}{f_{B^+} + f_{\bar{B}}} = 0.72 \pm 0.02 \quad \text{ve} \quad a_1 = 0.67 \pm 0.02, \quad (4.10)$$

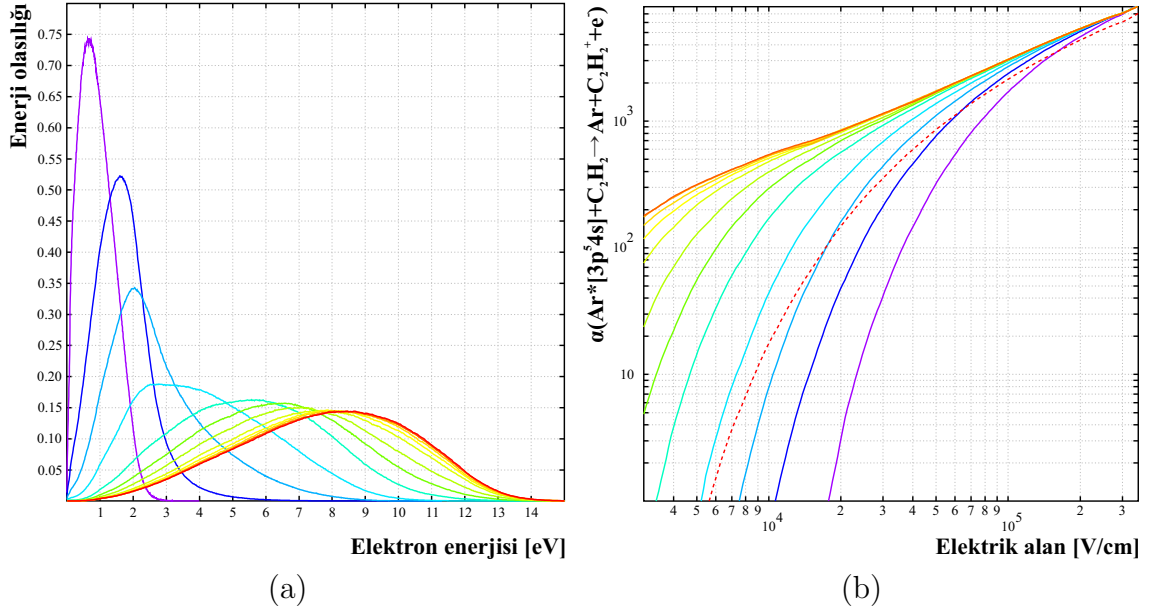
olarak bulunur. Bu sonuçlar, daha önce *Jones ve ark. (1985)* tarafından ölçülen değerler ile oldukça tutarlıdır. Literatürde, $\text{Ar} - \text{C}_2\text{H}_2$ ’nin Penning etkilerinin en güçlü gözlemlendiği karışımlardan biri olduğu bildirilmiştir. Örneğin *Heylen (1970)* tarafından yapılan incelemelerde, \approx % 0.1’lik C_2H_2 içeren bir karışım için gaz kazancında, Penning etkilerinden dolayı, 100 kattan daha fazla bir artış olacağı saptanmıştır. Penning etkilerinin $\text{Ar} - \text{C}_2\text{H}_2$ gaz karışımlarda çok güçlü olmasının başlıca iki nedeni olabilir:

- I) Argonun en sık üretilen uyarılma seviyeleri (11.55 eV, 11.62 eV, 11.72 eV, 11.83 eV) enerji bakımından, C_2H_2 ’nin iyonizasyon eşiğinin (11.42 eV) hemen

üstünde yer almaktadır. Dolayısıyla, Kesim 3.1.1’de açıklanan hetero–nükleer asosyatif iyonlaşma süreçlerinin ortaya çıkma olasılığı oldukça yüksektir.

II) Elektronlar, Ar – C₂H₂ karışımlarında, diğer gaz karışımlarına kıyasla çok daha yüksek enerjilere sahip olabilmektedirler. Bu nedenle, düşük elektrik alanlarda bile üretilen uyarılmış seviyelerin miktarı oldukça fazladır (bkz. Şekil 3.1).

Şekil 4.9(a)’da, Magboltz programı kullanılarak elektronlar için hesaplanan enerji dağılımları gösterilmiştir. Hesaplamalar, $E/N = 4$ kV/cm.atm elektrik alan değeri için yapılmıştır. 8.5 eV’ta pik yapan kırmızı eğri saf Argon, 0.7 eV’ta pik yapan mor eğri ise % 50 C₂H₂ içeren Ar – C₂H₂ karışımındaki enerji dağılımlarını temsil etmektedir. Kırmızı eğriden, mor eğriye doğru gidildikçe karışımlardaki C₂H₂ oranı sırasıyla, % 0.01, % 0.02, % 0.05, % 0.1, % 0.2, % 0.5, % 1, % 2, % 5, % 10, % 20 olarak değişmektedir.



Şekil 4.9. Ar – C₂H₂ karışımlarında elektronların a) enerji dağılımları b) Townsend katsayıları.

Şekil 4.9(b)’de, Argonun $3p^5 4s$ seviyelerinin enerji transfer olasılığının % 100 olacağı varsayılarak hesaplanan Townsend katsayıları verilmiştir. Saf Argon için kırmızı düz çizgi ile gösterilen eğri hesaplanırken, $3p^5 4s$ seviyelerinin temel durumdaki Argon atomlarını iyonlaştırabileceği varsayılmıştır. Gerçekte böyle bir durumun ortaya

çıkma olasılığı yoktur; bu nedenle eğri, sadece diğerleri ile kıyaslamada kolaylık sağlamak için çizilmiştir. Townsend katsayısının saf Argondaki gerçek değerleri ise kırmızı kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Diğer renk kodları, Şekil 4.9(a)'daki grafikte verilenler ile aynıdır.

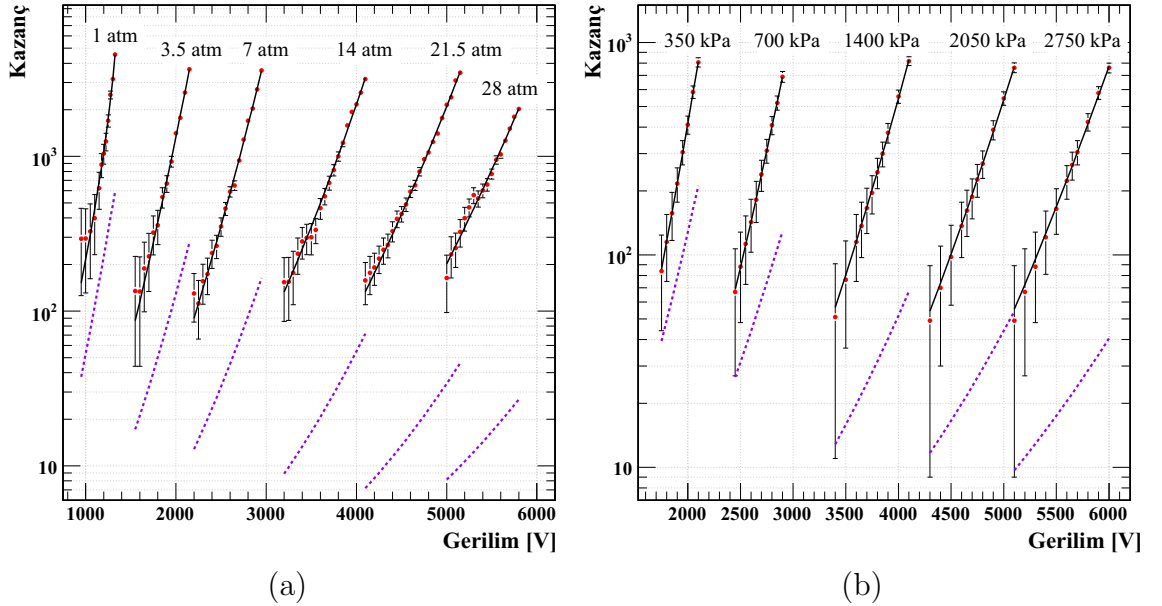
Fit prametereleri arasındaki güçlü korelasyonlar nedeniyle, silindirik geometri ile alınan deneysel ölçümlerden yararlanılarak, transfer olasılıkları için seviyelerin katkılarını birbirinden ayırt etmek mümkün değildir. Dolayısıyla fitler, ortak bir transfer olasılığı ile yapılmıştır (bkz. “Fit parametrelerinin Belirlenmesi”). Diğer yandan, düzlemsel detektördeki kazanç eğrilerinden yararlanarak, Argonun $3p^54p$ ve daha üst seviyelerinin katkıları ayırt edilebilmektedir. Böyle bir ayrımla, $3p^54p$ seviyelerinin, $3p^54s$ seviyelerden daha baskın olduğu görülmüştür.

Paralel levhalı sayaçtaki kazanç ölçümleri için silindirik sayaca kıyasla daha düşük elektrik alan şiddetleri ile çalışılmıştır (bkz. Şekil 4.6). Bununla birlikte, gaz kazancı üzerindeki en büyük Penning etkisi, paralel levhalı sayaçtan alınan ölçümlerde ortaya çıkmaktadır. Ayrıca, her iki sayaç için karışımlarda C_2H_2 oranı arttıkça Penning etkisi azalmaktadır.

4.4. Argon–Metan gaz karışımları

Literatürde, en çok kazanç ölçümünün yapıldığı gaz Ar – CH₄ karışımları olmuştur. Metanın, ucuz oluşu, basit yapısından dolayı fiziksel özelliklerinin iyi bilinmesi ve uyarılan Argon atomları tarafından salınan fotonları soğurabilmesi, karışımlarda dindirici gaz olarak yaygın bir şekilde kullanılmasının en önemli nedenleridir.

Manchanda ve ark. (1990), silindirik bir tüp kullanarak, % 98 Ar – % 2 CH₄ ve % 95 Ar – % 5 CH₄ gaz karışımları için kazanç ölçümleri yapılmıştır. Ölçümler, $p_{\text{gaz}} = 350, 700, 1400, 2050$ ve 2750 kPa basınçlar altında gerçekleştirilmiştir. Gazın sıcaklığı ise bütün karışımlar için $T_{\text{gaz}} = 20$ °C’de sabit tutulmuştur. Silindirik tüp, $r_c = 1.25$ cm yarıçaplı bir alüminyum katotun merkezine, $r_a = 12.5$ μm yarıçaplı anot telinin yerleştirilmesi ile oluşturulmuştur. % 5 CH₄ içeren karışım için ölçülen ve hesaplanan kazanç değerleri Şekil 4.10(b)’de gösterilmiştir.

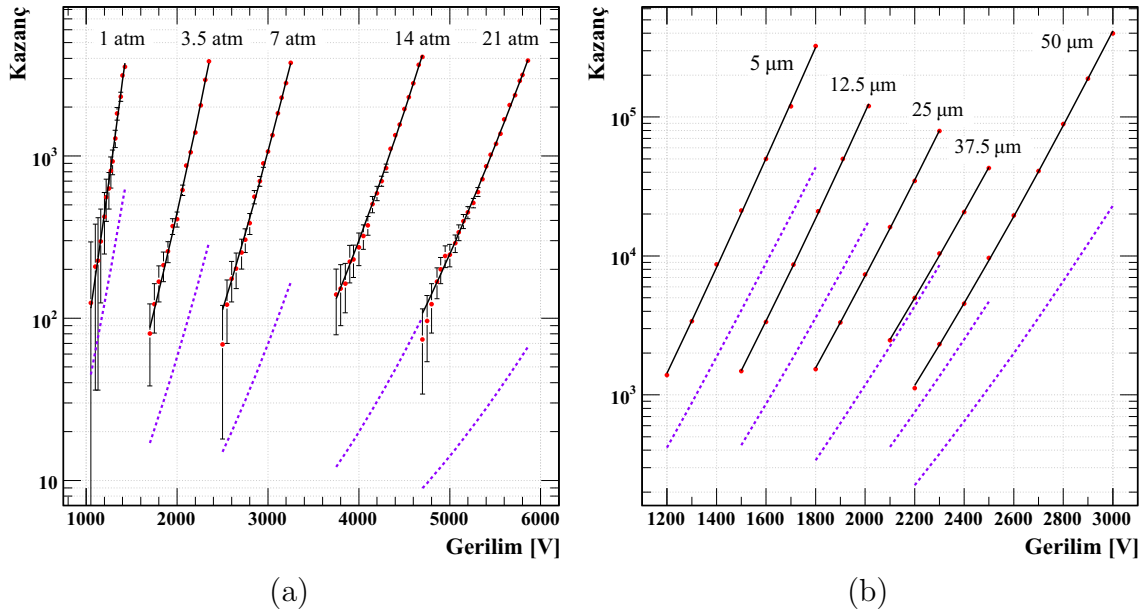


Şekil 4.10. a) % 98 Ar – % 2 CH₄ ve b) % 95 Ar – % 5 CH₄ gaz karışımları için ölçülen (kırmızı noktalar) ve hesaplanan (mor ve siyah çizgiler) kazanç eğrileri.

Ye ve ark. (1993) (aynı grup), yaptıkları benzer bir çalışmada, katot yarıçapı farklı bir silindirik tüp kullanarak ($r_c = 1.5$ cm, $r_a = 12.5$ μm), % 98 Ar – % 2 CH₄ ve % 90 Ar – % 10 CH₄ gaz karışımları için kazanç değerlerini ölçmüşlerdir. Ölçümler, % 2’lik CH₄ içeren karışımlar için $p_{\text{gaz}} = 1, 3.5, 7, 14, 21.5, 28$ atm, % 10’luk

CH₄ içeren gaz karışımları için ise $p_{\text{gaz}} = 1, 3.5, 7, 14, 21$ atm, basınçlar altında gerçekleştirilmiştir. % 2 ve % 10 CH₄ içeren karışımlar için ölçülen ve hesaplanan kazanç değerleri sırasıyla, Şekil 4.10(a) ve 4.11(a)'da verilmiştir.

Charles (1972) tarafından, % 90 Ar – % 10 CH₄ gaz karışımı için $p_{\text{gaz}} = 1$ atm basınç altında yapılan kazanç ölçümlerinde, $r_c = 2.845$ cm'lik paslanmaz çelik bir tüp içerisine yerleştirilen, $r_a = 5, 12.5, 25, 37.5$ ve 50 μm 'lik anot telleri kullanılmıştır (Şekil 4.11(b)). Gaz karışımlarının sıcaklığı ise $T_{\text{gaz}} = 13 \pm 1$ °C olarak bildirilmiştir.



Şekil 4.11. % 90 Ar – % 10 CH₄ gaz karışımları için ölçülen (kırmızı noktalar) ve hesaplanan (mor ve siyah çizgiler) kazanç eğrileri.

Argonun $3p^54s$ uyarılma seviyelerinin enerjileri (11.55, 11.62, 11.72, 11.83 eV), Metanın iyonlaşma eşiğinden (12.65 eV) daha düşüktür. Bu nedenle, Argon–Metan gaz karışımlarındaki Penning transfer olasılıkları hesaplanırken, Argonun $3p^54p$ ve daha üst uyarılma seviyelerinin üretilme frekansları kullanılmıştır. Şekil 4.10 ve 4.11'deki kazanç fitlerinde, Penning enerji transferleri hesaba katılmadan elde edilen sonuçlar, kesikli mor çizgilerle; Penning transferleri dikkate alınarak hesaplanan fit eğrileri ise düz siyah çizgilerle temsil edilmiştir.

Kishimoto ve Isozumi (1986), % 2, % 4 ve % 10 CH₄ içeren Ar – CH₄ gaz karışımları için $T_{\text{gaz}} = 300$ K sıcaklığında, $p_{\text{gaz}} = 1$ atm basınç altında kazanç

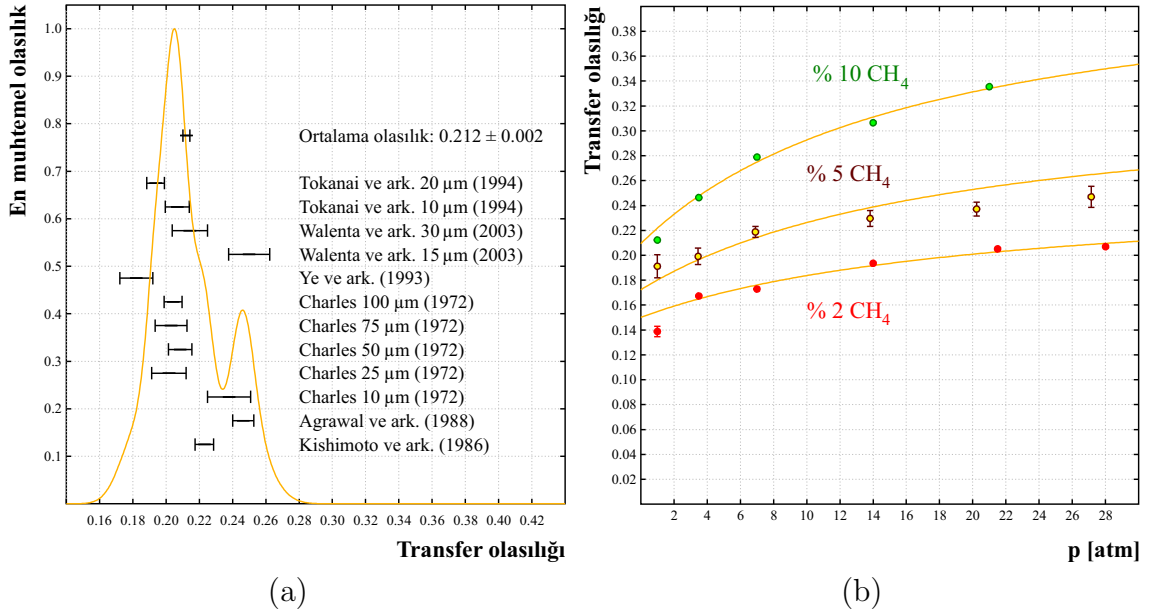
ölçümleri yapmışlardır. $r_c = 2.5$ cm'lik silindirik bir katotun merkezine yerleştirilen, $r_a = 20$ μm 'lik bir tungsten anot teli kullanılarak yapılan ölçümlerde, $G \cong 10^4$ e varan kazanç değerleri elde edilmiştir.

Agrawal ve Ramsey (1988), % 2, % 5 ve % 10 CH_4 içeren Ar – CH_4 gaz karışımları için kazanç ölçümleri yapmışlardır. Ölçümler, Kesim 4.1'te ayrıntılı olarak anlatılan deneysel düzenek kullanılarak, aynı koşullar altında yapılmıştır.

Tokanai ve ark. (1994), 1×1 cm²'lik kare şeklindeki paslanmaz çelik bir katot tüpünün merkezine yerleştirilen, 5, 10 ve 20 μm çaplı altın kaplamalı tungsten anot tellerini kullanarak, % 90 Ar – % 10 CH_4 , gaz karışımı için $p_{\text{gaz}} = 1$ atm'lik basınç altında kazanç ölçümleri yapmışlardır.

Walenta ve Çonka Nurdan (2003), $p_{\text{gaz}} = 748$ Torr'luk basınç altında, $T_{\text{gaz}} = 300$ K sıcaklığında tutulan % 90 Ar – % 10 CH_4 gaz karışımı için silindirik bir tüp kullanarak ($r_{\text{katot}} = 3$ cm, $r_{\text{anot}} = 15$ μm), kazanç ölçümü yapmışlardır.

Şekil 4.12(a)'da % 90 Ar – % 10 CH_4 gaz karışımları için 12 farklı deneysel kazanç eğrisinden yararlanılarak hesaplanan transfer olasılıkları verilmiştir ($p_{\text{gaz}} = 1$ atm).

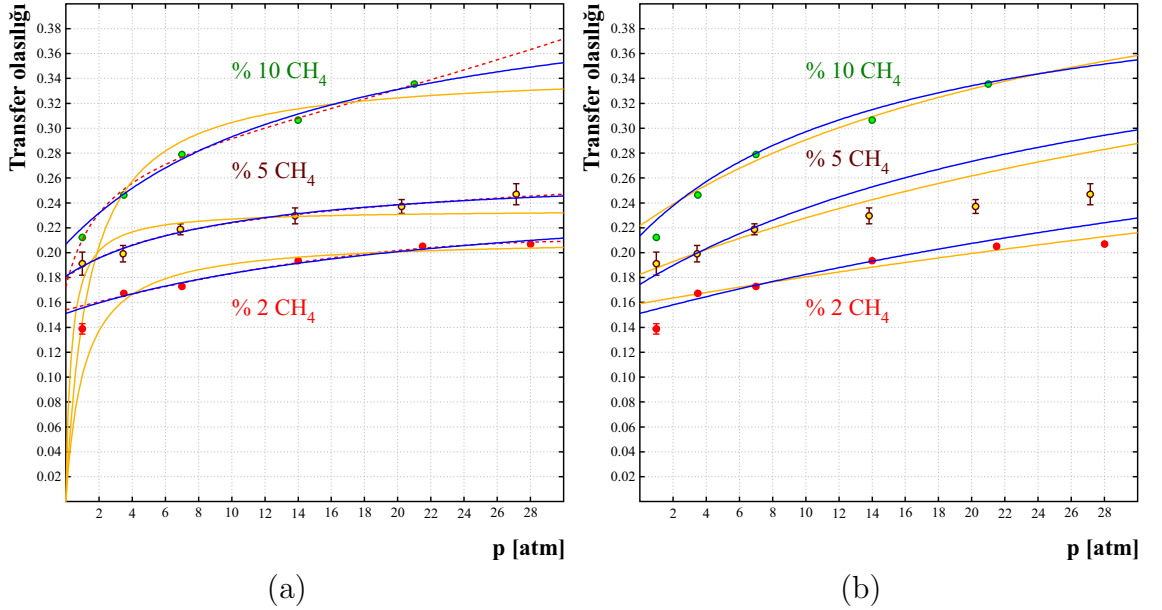


Şekil 4.12. a) % 90 Ar – % 10 CH_4 gaz karışımları için deneysel kazanç eğrilerinden hesaplanan Penning transfer olasılıkları. b) % 2, % 5 ve % 10 CH_4 içeren Ar – CH_4 gaz karışımları için farklı basınçlarda hesaplanan transfer olasılıklarının fitleri.

Transfer olasılıklarının ortalama değeri 0.212 olarak hesaplanmıştır. Ortalama değer üzerinde \approx % 5'lere varan sapmalar gözlenmiştir.

Şekil 4.12(b)'de yeşil daireler % 90 Ar – % 10 CH₄, sarı daireler % 95 Ar – % 5 CH₄ ve kırmızı daireler ise % 98 Ar – % 2 CH₄ gaz karışımları için hesaplanan transfer olasılıklarını göstermektedir. Turuncu çizgiler, homo–nükleer asosyatif iyonlaşma terimlerinin hesaba katıldığı, Eşitlik 4.15 kullanılarak fit edilen transfer eğrilerini temsil etmektedir. Bu hesaplamalarda, foto–iyonizasyon olasılığının (f_{rad}) gaz karışımlardaki Metan kesri ile doğru orantılı olmayacağı varsayılarak, f_{rad} serbest bir fit parametresi olarak kullanılmıştır.

Şekil 4.13(a)'daki hesaplamalarda Eşitlik 4.12 kullanılmıştır. Mavi fit eğrileri için uyarılan Argon atomlarının (Ar*) bozunumu ile yayınlanan fotonların, iyonlaşmalara katkıda bulunabilecekleri varsayılmıştır. Turuncu fit eğrilerinde, foto–iyonizasyon



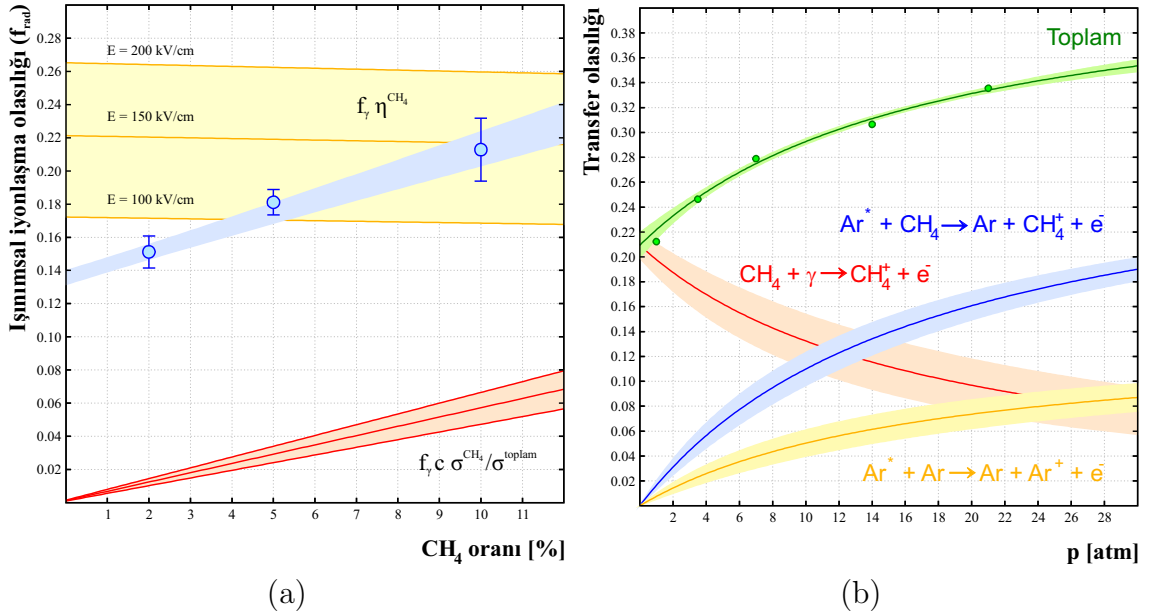
Şekil 4.13. % 98 Ar – % 2 CH₄, % 95 Ar – % 5 CH₄ ve % 90 Ar – % 10 CH₄ gaz karışımları için hesaplanan transfer olasılıklarına farklı yaklaşımlar kullanılarak yapılan fitler. Ayrıntılar metin içinde verilmiştir.

terimleri ihmal edilmiştir. Kırmızı eğri ile gösterilen fit için foto–iyonizasyon ve eksimer terimleri de hesaba katılmıştır; ortaya çıkan fit parametreleri, fiziksel olarak anlamsız olduğundan, eğri kesikli çizgi ile verilmiştir. Fitler, herbir CH₄ karışım oranı için ayrı ayrı hesaplanmıştır.

Şekil 4.13(b)'de turuncu fit eğrilerini elde etmek için yine Eşitlik 4.15 ile verilen fit fonksiyonu kullanılmıştır. Hesaplamalarda, Şekil 4.13(a)'dakilerin aksine, $Ar^* - Ar$ çarpışmalarındaki enerji kayıpları ve homo–nükleer asosyatif iyonlaşmalar ihmal edilmiştir. Bununla birlikte, daha önce Şekil 4.13(a)'daki hesaplamalarda yapıldığı gibi, foto–iyonizasyon olasılığının (f_{rad}) gaz karışımlardaki Metan kesri ile doğru orantılı olmayacağı varsayılarak, f_{rad} serbest bir fit parametresi olarak kullanılmıştır.

Şekil 4.13(b)'deki mavi eğriler ise Eşitlik 4.12 yardımıyla, % 90 Ar – % 10 CH_4 karışımı için hesaplanan sonuçların, % 2 ve % 5 CH_4 içeren karışımlarındaki transfer noktalarının fiti için kullanılmasını göstermektedir. Hesaplamalarda, homo–nükleer asosyatif iyonlaşmalar ihmal edilmiştir. Ancak, foto–iyonizasyon olasılıklarının, Metanın karışımdaki kesri ile orantılı olacağı varsayılmıştır. Şekil 4.12 ve 4.13'te yer alan transfer eğrilerinin fiziksel anlamları, ilerleyen satırlarda daha geniş bir şekilde tartışılacaktır.

Şekil 4.14(a)'da, mavi noktalar herbir karışım oranı için transfer eğrilerinin fitinden yararlanılarak hesaplanan f_{rad} olasılıklarını temsil etmektedir. Mavi band ise bu olasılıkların ağırlıklı ortalaması alınarak elde edilen değişimi göstermektedir.



Şekil 4.14. a) Işınımsal bozunumla iyonlaşma olasılığının (f_{rad}) CH_4 oranı ile değişimi. b) % 90 Ar – % 10 CH_4 gaz karışımları için iyonlaşma ile sonuçlanan enerji transfer olasılıklarının, basınca bağlı değişimleri.

Turuncu ve kırmızı çizgiler, Magboltz 8.6 programı yardımı ile hesaplanan f_{rad} değerlerini temsil etmektedir. Hesaplamalarda öncelikle $E = 100, 150, 200$ kV/cm elektrik alan değerleri için ışınımsal bozunum yapabilen seviyelerin ağırlıklı ortalama kesirleri bulunmuştur (f_γ). Daha sonra f_γ değerleri, Eşitlik 3.17 ve 3.16'de yerine konularak sırasıyla turuncu ve kırmızı çizgiler elde edilmiştir. Bu çizgiler arasında kalan bölgeler ise açık sarı ve kırmızı bandlar ile gösterilmiştir. Foto–iyonizasyon verimleri (η^{CH_4}) için Kameta *ve ark.* (2002) tarafından ölçülen değerler kullanılmıştır. Foton–soğurma tesir kesitleri ise Şekil 2.14'teki verilerden yararlanılmıştır.

Şekil 4.14(b)'de, % 90 Ar – % 10 CH₄ gaz karışımları için çarpışma ile iyonlaşma ($\text{Ar}^* + \text{CH}_4 \rightarrow \text{Ar} + \text{CH}_4^+ + e^-$), fotonlar ile iyonlaşma ($\text{CH}_4 + \gamma \rightarrow \text{CH}_4^+ + e^-$) ve homo–nükleer asosyatif iyonlaşma ($\text{Ar}^* + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}^+ + e^-$) süreçlerinin, toplam iyonlaşmaya olan katkıları gösterilmiştir.

Kesim 3.1.2'da vurgulandığı gibi, homo–nükleer asosyatif iyonlaşmalar ancak yüksek basınçlarda baskın hale gelmektedir. Ayrıca, basıncın artmasıyla birlikte fotonlar ile iyonlaşmaların olasılığı toplam iyonlaşmadaki ağırlığını diğer süreçlere bırakır. Teorik olarak $p_{\text{gaz}} \rightarrow 0$ limitinde, çarpışmalar ile iyonlaşmalar ortaya çıkmaz ve enerji transferleri sadece ışınımsal bozunumlar ile gerçekleşir.

Deneysel kazanç eğrilerinin fitlerinden hesaplan sonuçları yorumlamak için öncelikle aynı oranda CH₄ içeren karışımlardaki transfer olasılıklarının, basınç ile değişimleri incelenmiştir.

Enerji bakımından Argonun eksimer atomlarının, Metan moleküllerini iyonlaştırması söz konusu değildir. Dolayısıyla eksimerlar, sadece uyarılmış atomların sayısında bir azalmaya neden olabilirler (bkz. Kesim 2.5.2.1). Bununla birlikte, enerjisi Metanın iyonlaşma eşiğinden (12.65 eV) yüksek olan uyarılmış Argon atomları, foto–iyonlaşmalar veya çarpışmalar ile Metan moleküllerini iyonlaştırarak, toplam iyonlaşmaya katkıda bulunabilirler.

Bu düşünceler altında, Eşitlik 3.15 ile verilen ifade basınç (p) cinsinden açılırsa:

$$r(p) = \frac{p \left[c \frac{f_{B^+}}{\tau_{A^*B}} + (1 - c) \frac{f_{A^+}}{\tau_{A^*A}} \right] + \left[\frac{f_{\text{rad}}}{\tau_{A^*}} \right]}{p^2 \left[(1 - c)^2 \frac{f_{A_2}}{\tau_{AAA}} \right] + p \left[c \frac{f_{B^+} + f_{B^-}}{\tau_{A^*B}} + (1 - c) \frac{f_{A^+} + f_{A^-}}{\tau_{A^*A}} \right] + \left[\frac{1}{\tau_{A^*}} \right]}, \quad (4.11)$$

bağıntısı bulunur. Bu fit fonksiyonu ile transfer olasılıklarının, basınçla değişimi incelenebilir. Fakat, herbir gaz karışımı için yukarıdaki eşitlikte yer alan terimlerin hepsi, aynı anda birer serbest fit parametresi olarak kullanılarak, transfer eğrileri için anlamlı sonuçlara ulaşılamaz. Bu tür kısıtlamalara yol açan en önemli nedenler, transfer olasılıkları için yeterli sayıda veri noktasının bulunmaması ve bu noktalar üzerindeki yüksek belirsizliklerden kaynaklanmaktadır. Ayrıca, uyarılan atomların eksimer oluşumu ile yok olmasını tarifleyen f_{A_2} terimi serbest bir fit parametresi olarak kullanıldığında fiziksel olarak anlamsız sonuçlar ortaya çıkmaktadır. Bununla birlikte, % 90 Ar – % 10 CH₄ gaz karışımları için hesaplanan transfer olasılıkları, f_{A_2} terimi kullanılmadan da yeterince iyi bir şekilde betimlenebilir (bkz. Şekil 4.13). Bu nedenle, daha basit bir yaklaşım olarak $f_{A_2} \doteq 0$ alındığında:

$$r(p) = \frac{a_1 p + a_3}{p + a_2} \quad (4.12)$$

eşitliği ile transfer eğrilerini tanımlamak mümkündür. Böylece, Eşitlik 4.12'deki $a_3/a_2 = f_{\text{rad}}$ oranı, uyarılan Argon atomları (Ar*) tarafından, ışınımsal bozunum süreçleri sonucunda yayımlanan fotonların, Metan moleküllerini iyonlaştırma olasılığı olarak tariflenebilir.

Argonun $3p^5 4s \rightarrow 3p^6$ (kararlı durum) ışınımsal bozunumlarında yayımlanan düşük enerjili fotonların (11.62 eV ve 11.83 eV), Metan moleküllerini iyonlaştırması söz konusu olamaz. Öte yandan, Argonun $3p^5 3d \rightarrow 3p^6$, $3p^5 5s \rightarrow 3p^6$ gibi üst enerji seviyelerinin bozunumları ile üretilen fotonların enerjileri, 13.86 eV'tan başlayarak iyonlaşma eşiğine kadar uzanır (15.67 eV). Bu enerji aralığında yer alan fotonlar, Metanın iyonlaşma eşiğinden (12.65 eV) daha yüksek enerjiye sahip olduklarından, toplam iyonlaşmaya katkı sağlayabilirler. Bu tür katkılar, foto–iyonizasyon verimi olarak adlandırılan belirli bir olasılıkla gerçekleşirler (bkz. Eşitlik 3.17, Sayfa 48).

Buna göre, fotonların Metan moleküllerini iyonlaştırma olasılığı (η^{CH_4}):

$$\eta^{\text{CH}_4} = \sigma_{\text{pi}}^{\text{CH}_4} / \sigma_{\text{pa}}^{\text{CH}_4} \quad (4.13)$$

olarak yeniden yazılabilir. Bu değer, 13 eV'luk bir foton için $\eta^{\text{CH}_4} = 0$ iken, 16 eV'luk bir foton için $\eta^{\text{CH}_4} = 1$ 'e ulaşmaktadır (Kameta ve ark. 2002). Dolayısıyla, Argonun $3p^53d$ ve daha üst enerji seviyelerinin ışımamsal bozunumları ile yayınlanan fotonların, Metan moleküllerini etkin bir şekilde iyonlaştırabileceği söylenebilir.

13.86 eV – 15.66 eV enerji aralığında Metanın fotonları soğurma tesir kesiti ise $\sigma_{\text{pa}}^{\text{CH}_4} \approx 50$ Mb olarak bildirilmiştir (Berkowitz 2002). Buna göre fotonların, 1 atm'lik basınçta, % 2, % 5, % 10 CH_4 içeren Ar– CH_4 gaz karışımlarındaki ortalama serbest yolun değişim aralığı $\lambda_{\text{pa}} = 375 - 75 \mu\text{m}$ olacaktır (bkz. Şekil 2.15(a), Kesim 2.5.5.1). Ayrıca, λ_{pa} gazın basıncı ile ters orantılı olduğundan, fotonlar yüksek basınçlara çıkıldığında çok daha kısa mesafelerde de soğurulabilirler. Dolayısıyla, fotonların Metan içindeki ortalama serbest yolları, deneysel düzeneklerdeki katot yarıçaplarına kıyasla (cm'ler mertebesinde) çok daha küçük olur. Bununla birlikte, uyarılan Argon atomlarının, büyük bir olasılıkla çığın başladığı anota yakın bölgelerde üretilecekleri de dikkate alınır, ışımamsal bozunumlar sonucunda ortaya çıkan fotonların, katota varamadan gaz içerisinde soğurulacakları söylenebilir.

Fotonlar, Şekil 2.14(a)'da görüldüğü gibi, Argonun kendi kesikli enerji seviyeleri tarafından da soğurabilirler. Fakat, soğurulan fotonlar belli bir süre sonra tekrar salınacağından, bu tür soğurulmalarda uyarılan Argon atomlarının sayısında herhangi bir azalma olmaz. Hatta uyarılan seviyelerden bazılarının yaşam ömrü radyasyon hapsi nedeniyle artabilir (bkz. “radyasyon hapsi” Sayfa 24). Dolayısıyla, bir fotonun bir Metan molekülünü iyonlaştırma olasılığı (f_{rad}), Metanın karışımdaki oranından (c) bağımsız olur (bkz. Eşitlik 3.17).

Şekil 4.10 ve 4.11 ile verilen deneysel kazanç eğrilerine bakıldığında, karışımlardaki Metan oranı (c) arttıkça, kazanç verilerini elde etmek için daha yüksek elektrik alan değerlerine ihtiyaç duyulduğu açıkça görülmektedir. Bu durum, Argonun üst uyarılma seviyelerindeki nüfusun daha fazla olacağı anlamına gelmektedir. Böylece,

yüksek oranda Metan içeren karışımlarda, ışınımsal bozunum olasılığı (f_γ) artar. Dolayısıyla, Şekil 4.14(a)'da yer alan f_{rad} değerlerinin, c ile artmasının gerçek nedeni, Argonun üst enerji seviyelerinin yüksek c oranlarında daha sık üretilmesidir. Yukarıda da vurgulandığı gibi, f_{rad} karışımdaki Metan oranından bağımsızdır.

Eşitlik 4.12'te yer alan a_1 parametresi:

$$a_1 = \frac{cf_{B^+}/\tau_{A^*B} + (1-c)f_{A^+}/\tau_{A^*A}}{c(f_{B^+} + f_{\bar{B}})/\tau_{A^*B} + (1-c)(f_{A^+} + f_{\bar{A}})/\tau_{A^*A}} \quad (4.14)$$

şeklinde yazılabilir. Uyarılan Argon atomlarının taban durumundaki diğer Argon atomlarını veya Metan moleküllerini çarpışmalar sonucunda iyonlaştırma olasılığı olarak tariflenen bu parametrenin, % 90 Ar – % 10 CH₄ gaz karışımları için elde edilen fit değeri, $a_1 = 0.43 \pm 0.05$ 'tir. Dolayısıyla, bu karışımda uyarılan seviyelerin iyonizasyon ile sonuçlanan çarpışma yapma olasılığı, iyonizasyon ile sonuçlanmayan çarpışma yapma olasılığı ile yakalaşık olarak eşittir denilebilir. Transfer eğrisinin fiti ile elde edilen diğer a_1 parametreleri, % 95 Ar – % 5 CH₄ gaz karışımı için $a_1 = 0.27 \pm 0.04$ ve % 98 Ar – % 2 CH₄ gaz karışımı için $a_1 = 0.26 \pm 0.04$ olarak bulunmuştur. a_1 parametresinin Metan oranı ile artması beklenen bir sonuçtur; çünkü, karışımdaki Metan oranı arttıkça, uyarılan Argon atomu başına Metan molekülü sayısı artar.

Transfer olasılıklarını sadece tek bir karışım oranı için çalışarak, Ar^{*}-Ar ve Ar^{*}-CH₄ çarpışmalarının baskınlığını birbirinden ayırmak mümkün değildir. Ancak böyle bir ayırım, farklı gaz karışım oranlarındaki basınca bağlılıklar kıyaslanarak yapılabilir.

Transfer olasılıklarını ifade eden fit eğrileri için homo–nükleer asosyatif iyonlaşma (kısaca, h. a. i.) süreçlerinin mutlaka hesaba katılması gerekmektedir. Çünkü, enerji transferleri sadece Ar^{*} – CH₄ çarpışmaları ile gerçekleşmiş olsaydı, yüksek basınçlardaki transfer olasılıklarının bütün gaz karışımlarında aynı olması gerekirdi. Fakat, yukarıda belirtildiği gibi a_1 parametresi her karışım oranı için farklı bir değer aldığından (% 2, % 5, % 10 CH₄ için 0.26, 0.27, 0.43), enerji transferlerine Ar^{*} – Ar çarpışmalarının da katkısı olmalıdır. Başka bir ifadeyle, Ar^{*}-Ar çarpışmaları, enerji transferlerine herhangi bir katkıda bulunmasaydı, % 10'luk karışım için hesaplanan transfer olasılığının, % 5'lik karışımdan 2 ve % 2'lik karışımdan ise 5 kat büyük olması

gerekirdi. Ayrıca, % 90 Ar–% 10 CH₄ karışımlarında hesaplanan transfer olasılıkları, diğer karışım oranlarına ölçeklendiğinde de benzer bir durumla karşılaşılır. Böyle bir ölçeklendirme için Eşitlik 3.15 ile verilen ifadedeki eksimer terimleri ile birlikte, h. a. i. ve A* atomunda depolanan enerjinin herhangi bir iyonlaşma olmaksızın kaybedilmesini temsil eden terimler ihmal edildiğinde ($f_{A^+} \doteq f_{\bar{A}} \doteq 0$), fit kalitesi düşmektedir. Bu durum, Şekil 4.13 ile verilen fit eğrilerinde açıkça görülmektedir.

Bu nedenlerden dolayı, transfer eğrilerini oluşturmak için homo–nükleer asosyatif iyonlaşmaların ihmal edilmediği daha genel bir fit fonksiyonuna ihtiyaç duyulur. Ar* – Ar çarpışmalarında ortaya çıkan iyonlaşmaların önemi, basınç ve karışım oranının hesaba katıldığı aşağıdaki gibi bir model ile anlaşılabilir:

$$r(p, c) = \frac{b_4pc + b_1p(1 - c) + b_2c + b_5}{b_6pc + p(1 - c) + b_3} . \quad (4.15)$$

Modelde, Ar*-CH₄ çarpışmalarıyla iyonlaşma, Metanın karışımdaki oranıyla (c), Ar*-Ar çarpışmalarıyla iyonlaşma ise $1 - c$ ile orantılıdır. Bununla birlikte, yüksek oranda Metan içeren gaz karışımları için deneysel kazanç verilerinin bulunmaması ($c \leq \% 10$), fit fonksiyonundaki b_4 ve b_6 parametrelerinin belirlenmesinde sınırlamalar getirmektedir. Bu nedenle, Şekil 4.12’de yer alan transfer olasılıklarını betimleyen transfer eğrileri, $0 \leq b_4 \leq b_6$ alınarak oluşturulmuştur. Böylece hesaplamalarda, Ar*-CH₄ çarpışmalarının, ya bir iyonlaşma ile sonuçlanacağı veya herhangi bir enerji kaybı olmaksızın sadece esnek çarpışmalarla gerçekleşeceği varsayılmıştır. Bir başka ifade ile esnek olmayan çarpışmaların (iyonlaşmalar dışında), transfer olasılıkları üzerindeki etkileri dikkate alınmamıştır. Şekil 4.12’de verilen transfer eğrisi için fit parametreleri:

$$b_1 = 0.20 \pm 0.01, b_2 = 16.38 \pm 7.47, b_3 = 22.12 \pm 8.03, b_4 = 3.84 \pm 0.55, \\ b_5 = 2.99 \pm 1.14, b_6 = b_4,$$

olarak hesaplanmıştır. Ancak, bu hesaplamada, b_4 ve b_6 parametreleri için fiziksel olarak anlamsız bir sonuç bulunmuştur ($\approx \% 384$). Bununla birlikte, Şekil 4.14(b)’de görüldüğü gibi, transfer olasılıkları, $b_6 = b_4 = 0$ alınarak da yeterince iyi bir şekilde

fit edilebilir. Şekil 4.14(b)'den yararlanılarak, Ar – CH₄ karışımlarındaki transfer olasılıkları için elde edilen diğer sonuçlar aşağıdaki gibi sıralanabilir:

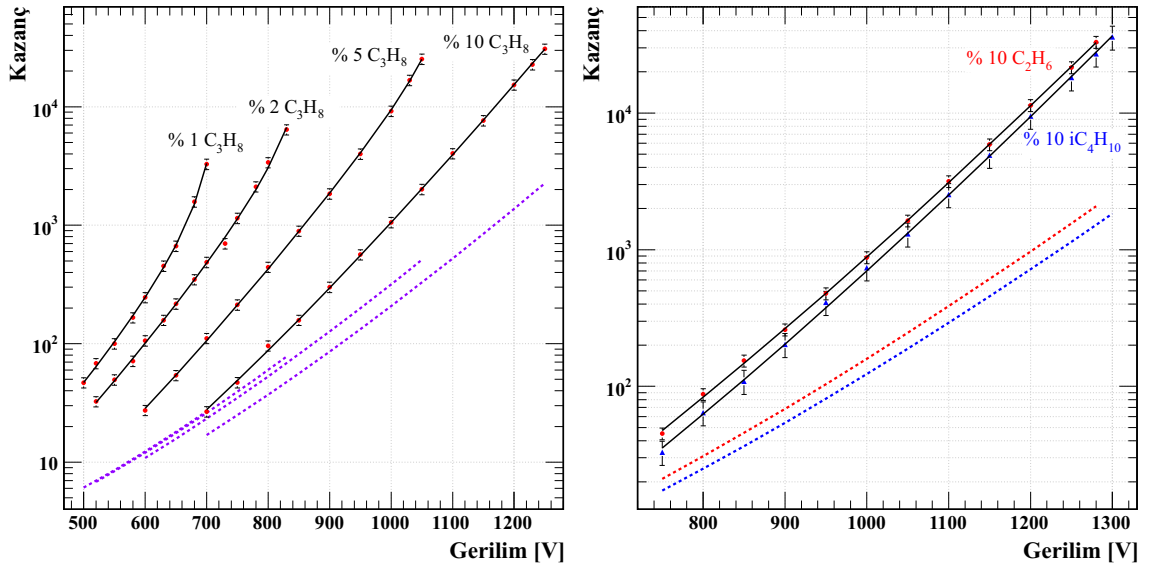
- Özellikle, b_2 , b_3 ve b_5 fit parametrelerinde daha yüksek gözlenen belirsizlikler, transfer olasılıklarının sayısının azlığından ileri gelmektedir. Transfer eğrileri daha fazla nokta kullanılarak oluşturulsaydı, bu tür belirsizlikler azaltılıp, daha güvenilir sonuçlara ulaşılabilirdi.
- $b_6 = b_4$ varsayımının diğer fit parametreleri üzerinde kaydadeğer bir etkisi yoktur. Başka bir deyişle, bu parametreler (b_4 ve b_6) ile diğer fit parametreleri arasındaki korelasyonlar düşüktür.
- Ar* – Ar iyonizasyon çarpışmalarının, toplam iyonlaşmaya katkısını belirleyen $f_{A^+}/(f_{A^+} + f_{\bar{A}}) = b_1 = 0.20 \pm 0.01$ parametresi, kazanç kalibrasyonları veya kullanılan deneysel kazanç verilerindeki farklılıklara rağmen sabit kalmaktadır.
- Düşük basınçlarda (≈ 1 atm), homo–nükleer asosyatif iyonlaşma (h. a. i.) olasılığı, küçüktür. Örneğin, 1 atm'lik % 90 Ar – % 10 CH₄ gaz karışımı için, h. a. i. süreçlerinin, toplam enerji transfer olasılığına katkısı \approx % 1 olarak hesaplanmıştır. Eggarter (1975), homonükleer–asosyatif iyonlaşmanın üst sınır değerini % 3.6 olarak saptamıştır. Öte yandan, Biagi (Oct 1st 2009)'nin daha yeni tesir kesitlerini kullanarak bulduğu üst sınır değeri ise % 1.5 – 2.0 aralığında yer almaktadır. Katkının küçük olmasının temel nedeni, Argon için h. a. i. eşığının yüksek olmasıdır (14.710 eV, bkz. Kesim 2.5.4). Çünkü, ≈ 1 atm'lik basınç için h. a. i. eşığını aşan enerji seviyelerinin üretilme olasılığı oldukça küçüktür.
- Ancak, yüksek basınçlar ile çalışıldığında, Ar* – Ar (h. a. i.) çarpışmalarının, enerji transferlerindeki katkısı, diğer iyonlaşma süreçlerine kıyasla, göz ardı edilemeyecek kadar büyük değerler almaktadır.
- Yüksek basınçlar ve yüksek oranda CH₄ içeren gaz karışımlarında baskın olan transfer süreci, Ar* – CH₄ çarpışmalarıdır. Bu durum, çarpışmalar arasındaki sürenin, yüksek basınç değerlerinde kısalması ile yakından ilintilidir. Böylece,

Ar*’da depolanan enerji, herhangi bir foton salınımı gerçekleşmeden önce, çarpışmalarla temel seviyedeki atomları iyonlaştırmak için kullanılabilir.

- Düşük basınçlarda etkin olan transfer süreci, foto–iyonizasyondur. Bununla birlikte, yüksek basınçlara çıkıldığında bu sürecin toplam iyonlaşmaya katkısı azalmaktadır.
- Transfer olasılıklarında, basıncın veya karışımdaki Metan oranının artması ile herhangi bir azalma gözlenmemektedir. Bu nedenle, Ar* atomlarının, eksimer oluşumu gibi üçlü etkileşmeler ile kaybolması söz konusu değildir.
- Enerji transferlerinin zamanla değişimleri, Eşitlik 4.15 ve transfer noktaları ile hesaplanan fit parametreleri kullanılarak belirlenebilir (örnek bir uygulama için bkz. Kesim 3.2.3.1, Şekil 3.3)
- Enerji transfer süreçlerini birbirinden ayırmak için hem farklı basınç hem de farklı karışım oranlarına ait kazanç eğrilerine ihtiyaç duyulmaktadır.

4.5. Argon–Propan, Argon–Etan, Argon–izo-Bütan gaz karışımları

Kesim 4.1’de verilen deneysel düzenek kullanılarak, Argon (Ar) + Propan (C_3H_8), Etan (C_2H_6) ve izo–Bütan (iC_4H_{10}) gaz karışımlarında kazanç ölçümleri yapılmıştır (Agrawal ve Ramsey 1988, 1989; Agrawal *ve ark.* 1989). Ölçümler, C_3H_8 ’in beş farklı karışım oranı için (% 1, % 2, % 5, % 10), C_2H_6 ve iC_4H_{10} ’un tek bir karışım oranı (% 10) için gerçekleştirilmiştir (Şekil 4.15). Ayrıca, deneysel ölçümlerdeki basıncın $p_{gaz} = 1$ atm ve sıcaklığın ise $T_{gaz} = 300$ K olduğu bildirilmiştir.



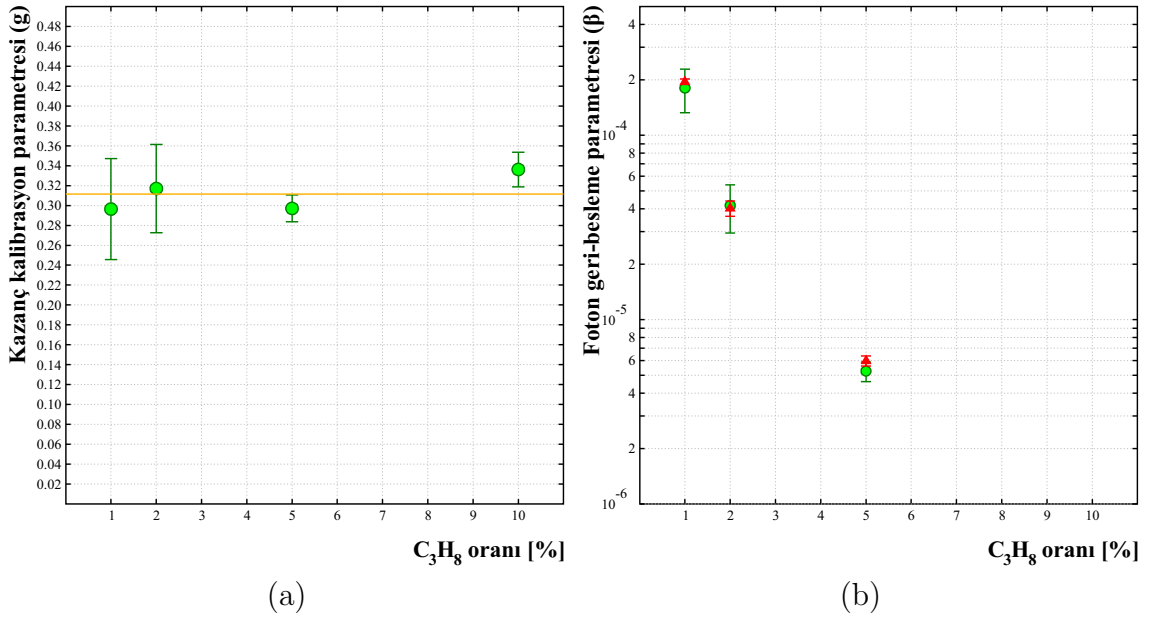
Şekil 4.15. Ar – C_3H_8 , Ar – C_2H_6 , Ar – iC_4H_{10} gaz karışımları için ölçülen (kırmızı ve mavi noktalar) ve hesaplanan (kırmızı, mor ve siyah çizgiler) kazanç eğrileri.

Argonun en düşük uyarılma seviyeleri ($3p^54s$) bile bu karışımlarda kullanılan dindirici gazların iyonlaşma eşiklerinden daha fazla enerjiye sahiptirler (bkz. Çizelge 4.2). Bu nedenle, deneysel kazanç eğrilerine yapılan fitlerde, Argonun uyarılma seviyelerinin hepsi hesaba katılmıştır. Seviyelerin üretilme frekansları, ortak bir transfer olasılığı ile hesaba katılmıştır (bkz. Kesim 3.4.5). Penning transferleri ve diğer düzeltme terimleri kullanılmaksızın hesaplanan kazanç eğrileri, kesikli çizgiler ile verilmiştir.

Propan ve izo–Bütanın iyonlaşma eşikleri (10.95 eV, 10.67 eV), Argonun en baskın ilk süreklilik bölgesinde yer alan eksimerların enerjisinden (11.3 eV) daha düşük olduğundan, eksimer atomlarının da toplam iyonlaşmaya katkıda bulunabilecekleri

düşünülebilir (bkz. Kesim 3.1.3). Ancak, daha önce Kesim 2.5.2.1’de de vurgulandığı gibi, atmosferik basınçlara çıkıldığında bu tür süreçlerin etkinliği yok olmaktadır. Bu nedenle hesaplamalarda, Argon eksimerların transfer olasılıklarına herhangi bir katkıda bulunmayacakları varsayılmıştır.

Şekil 4.16(a)’da görüldüğü gibi, Ar – C₃H₈ karışımlarına ait deneysel verilerin fitinde kullanılan kazanç kalibrasyon parametreleri (g), herbir kazanç eğrisi için ayrı ayrı belirlenmiş ve bunların ağırlıklı ortalaması alınmıştır (turuncu çizgi). Ayrıca, diğer gaz karışımları için verilen deneysel kazanç eğrileri fit edilirken, aynı ortalama değer kullanılmıştır ($g = 0.31$).



Şekil 4.16. Deneysel verilerden yararlanılarak hesaplanan a) kazanç kalibrasyon (g) ve b) foton geri-besleme (β) parametrelerinin, karışımlardaki C₃H₈ oranı ile değişimi.

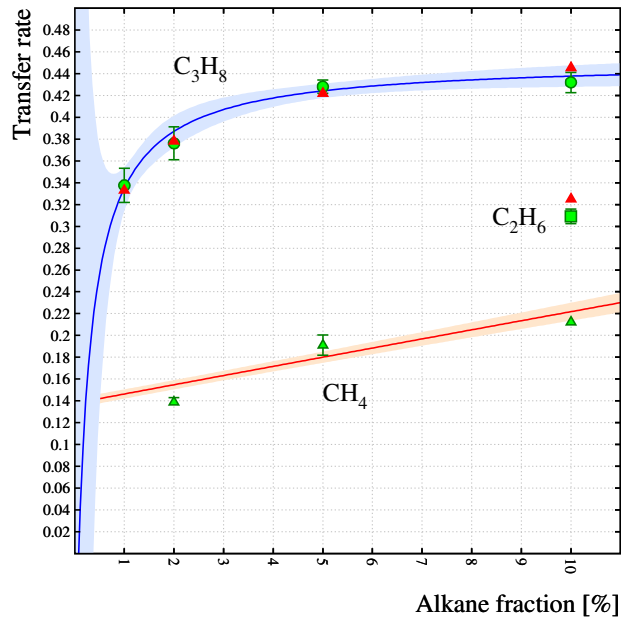
Şekil 4.16(b)’de, Ar – C₃H₈ karışımları için düzeltme terimlerinin birer serbest fit parametresi olarak girilmesi ile hesaplanan β değerleri, yeşil dairelerle; ortak bir g parametresi ile hesaplanan β ’lar ise kırmızı üçgenler ile gösterilmişlerdir. Bununla birlikte, dindirici gaz oranının % 10 olduğu karışımların hiç birinde β düzeltme terimine ihtiyaç duyulmamıştır.

C₃H₈ için foton–soğurma kesitleri, C₂H₂’den daha yüksektir (bkz. Kesim 2.5.5). Dolayısıyla, Argonun uyarılan seviyelerinden ışımamsal bozunum ile salınan fotonlar,

C_2H_2 'den daha kısa mesafelerde durdurulabilirler. Bu durumda, salınan fotonların çığ bölgesinde soğurulma olasılığı artacağından, kazanç eğrilerindeki üstel artıştan sapmaların, C_3H_8 karışımlarında daha küçük olması beklenir.

şekil 4.7(b) ve 4.16(b)'de verilen geri–besleme terimleri karşılaştırıldığında, β 'ların C_2H_2 karışımlarında C_3H_8 için hesaplanan değerlerden daha büyük olduğu açıkça görölmektedir. Bunun yanı sıra, C_2H_2 'nin tüm karışım oranları için geri–besleme terimlerine ihtiyaç duyulurken, yukarıda da vurgulandığı gibi % 90 Ar – % 10 C_3H_8 karışımı için deneysel kazanç eğrisinin fit edilmesinde β parametresi kullanılmamıştır.

şekil 4.17'de düzeltme terimlerinin birer serbest fit parametresi olarak girilmesi ile hesaplanan transfer olasılıkları, yeşil daireler ile gösterilmişlerdir. Kırmızı üçgenler, Ar – C_3H_8 ve Ar – C_2H_6 karışımları için g parametrelerinin ağırlıklı ortalaması ($g = 0.31$, bkz. şekil 4.2) alınarak, yeniden hesaplanan transfer olasılıklarını temsil etmektedir. Mavi düz çizgi ile gösterilen transfer eğrisi için eksimerların katkıları ihmal edilmiştir. Fit parametreleri üzerindeki belirsizlikler ise mavi hata bandı ile verilmiştir. Aynı varsayımlar kullanılarak, Ar – CH_4 karışımları için kırmızı hata bandı ile gösterilen transfer eğrisi, $p_{gaz} = 1$ atm'lik basınçlar için kıyaslama amacıyla çizilmiştir. Gerçek fit fonksiyonu Kesim 4.4'te verilmiştir.



şekil 4.17. Deneysel kazanç eğrilerinin fitleri ile hesaplanan enerji transfer olasılıklarının, karışımlardaki C_3H_8 , C_2H_6 ve CH_4 oranı ile değişimi.

Transfer eğrileri için Eşitlik 4.7 ile verilen fit fonksiyonu kullanılmıştır. Düşük C_3H_8 karışım oranları ($c < \% 1$) ve yüksek basınçlar için deneysel veri bulunmadığından, transfer eğrisini tanımlayan parametrelerdeki belirsizliklerin büyük değerler alması beklenen bir durumdur. Dolayısıyla, Ar – C_3H_8 karışımları için $a_3/a_2 = -0.1 \pm 2.2$ kesrinden yararlanılarak, foto–iyonlaşma ve homo–nükleer asosyatif iyonlaşmalar hakkında kesin bir bilgi edinmek imkansızdır.

Bununla birlikte, uyarılmış atomlarla iyonlaşmaların sadece $Ar^* - C_3H_8$ çarpışmaları ile gerçekleşeceği varsayılırsa, a_2 parametresinin üst sınır değeri ($a_2 < 0.012$) ve ortalama çarpışma süresi ($\tau_{A^*B} = 130$ ps, bkz. Çizelge 2.1) kullanılarak,

$$\frac{1}{a_2} \frac{\tau_{A^*B}}{\tau_{A^*}} = f_{B^+} + f_{\bar{B}} < 1, \quad (4.16)$$

bulunur. Bu bağıntıya göre, Argonun uyarılan seviyelerinin ortalama yaşam ömrü için alt sınır, $\tau_{A^*} > 11$ ns olarak belirlenebilir. Bu süre, Argonun ışınımsal bozunum yapabilen $3p^54s$ seviyeleri için ölçülen değerlerden (2.2, 8.6 ns, bkz. Kesim 2.5.2) daha uzundur.

Çizelge 4.2’de görüldüğü gibi, moleküler kütle arttıkça, Alkan ailesindeki gazların iyonlaşma eşikleri azalmaktadır. Bunun bir sonucu olarak enerji transfer olasılığı moleküller zincir büyüdükçe genellikle artmaktadır.

Çizelge 4.2. % 10 alkan içeren Argon tabanlı gaz karışımlarındaki Penning transfer olasılıkları.

Alkan	İyonlaşma eşiği [eV]	Moleküler kütle [g/mol]	Transfer olasılığı
CH ₄	12.65	16.04	0.212 ± 0.002
C ₂ H ₆	11.52	30.07	0.31 ± 0.01
C ₃ H ₈	10.95	44.096	0.43 ± 0.01
iC ₄ H ₁₀	10.67	58.123	0.40 ± 0.01

Ancak, diğerlerine kıyasla en düşük iyonlaşma eşiğine sahip izo–Bütan (iC₄H₁₀) bu kuralı bozmaktadır. Kompakt zincir yapısından dolayı iC₄H₁₀, uyarılmış durumdaki bir Argon atomuyla, C₃H₈’e göre daha kısa sürede çarpışabilir (bkz. Çizelge 2.1).

Bu nedenle, transfer olasılığının Ar – iC₄H₁₀ karışımı için Ar – C₃H₈ karışımından daha düşük bulunması, gerçeklikten uzak değildir. Fakat, daha kesin sonuçlara ulaşabilmek için başka deneysel kazanç verilerine de ihtiyaç duyulmaktadır.

Kesim 4.4'te yapılan hesaplamalarda, düşük basınçlarda ($p_{\text{gaz}} \approx 1$ atm), baskın iyonlaşma süreçlerinin, ışınımsal bozunum ve hetero–nükleer asosyatif iyonlaşmalar olacağı saptanmıştır. Bu bilgiden yararlanılarak diğer Argon+Alkan gaz karışımları için aşağıda sıralanan çıkarımlar yapılabilir:

- Alkan ailesindeki gazların foton–soğurma tesir kesitleri, moleküler kütleleri ile artar (bkz. Şekil 2.14). Bu nedenle, fotonlarla iyonlaşma olasılığının, iC₄H₁₀ gibi büyük kütleli moleküler gazlar için daha fazla olacağı söylenebilir.
- Yarı–kararlı Argon atomlarının çarpışmalar ile temel seviyedeki molekülleri iyonlaştırma olasılığı ($a_1 = f_{B^+}/(f_{B^+} + f_{\bar{B}})$, bkz. Eşitlik 4.9), moleküler kütle ile artabilir. Ancak, literatürde bu hipotezi destekleyen veya çürüten herhangi bir ipucuna rastlanmamıştır. Bir başka ifadeyle, bu gaz karışımları ile ilgili dallanma oranları bilinmemektedir (bkz. Eşitlik 4.10).

4.6. Alice TPC gaz karışımları

Alice TPC detektörüne yerleştirilen iç ve dış iyonizasyon odacıklarında Ne – CO₂ ve Ne – CO₂ – N₂ gaz karışımları için çeşitli kazanç ölçümleri yapılmıştır. Gazın sıcaklığı $T_{\text{gaz}} = 19 - 20$ °C ve basıncı ise $p_{\text{gaz}} = 990 - 1010$ mbar civarında tutulmuştur. Yüksek gerilim kaynağı dikkatli bir şekilde kalibre edilmiştir. Gaz karışım oranında ise \pm % 0.5'lere varan belirsizliklerin olduğu bildirilmiştir. Dolayısıyla, deneysel verilerdeki olası belirsizliklerin, özellikle gaz karışım oranındaki düşük hassasiyetten kaynaklandığı söylenebilir.

Neonun iyonlaşma eşiği 21.565 eV, CO₂'nin 13.773 eV, N₂'nin ise 15.581 eV'tur. Diğer yandan, Magboltz programına göre, Neonun en düşük uyarılma seviyelerinin ($2p^53s$) enerji değerleri sırasıyla; 16.619 eV (3P_2), 16.671 eV (3P_1), 16.715 eV (3P_0) ve 16.848 eV (1P_1) olarak verilmektedir. Bu nedenle, Alice TPC gaz karışımlarında, Ne'un uyarılan seviyelerinin hepsi Penning transferleri yaparak, toplam iyonlaşmaya katkıda bulunabilirler.

CO₂'nin iyonlaşma eşiğinin üstünde, 15 eV'luk bir uyarılma seviyesi vardır. Ancak, seviyenin üretilme frekansı, CO₂'in iyonlaşma frekansının sadece 1/60'ı kadardır. Bu nedenle, temel durumdaki CO₂ moleküllerinin iyonlaştırılmasında bu uyarılma seviyesinden gelebilecek katkılar dikkate alınmamıştır. Penning transfer olasılıklarını belirlemek için sadece Neonun uyarılma frekansları kullanılmıştır.

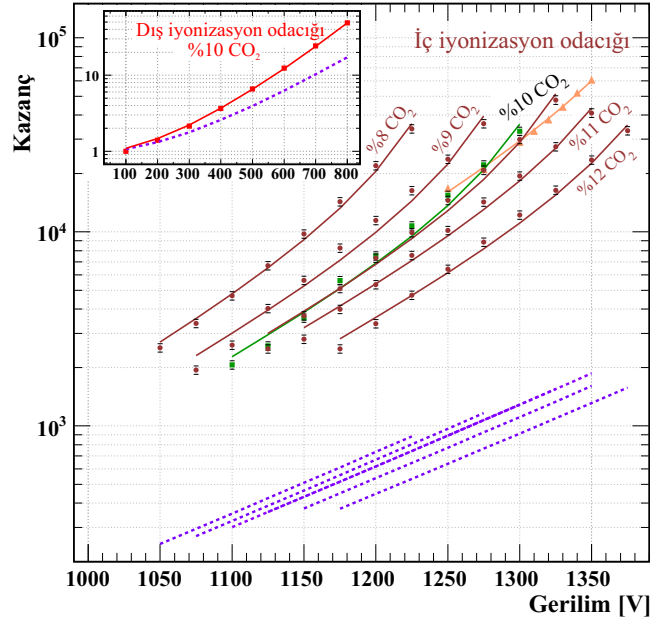
Neonun uyarılan herhangi bir enerji seviyesinin toplam iyonlaşmaya katkısını, diğer seviyelerden ayırt etmek mümkün değildir. Bu nedenle fitlerde, Neonun uyarılma frekansları ortak bir transfer olasılığı ile hesaba katılmıştır (bkz. Kesim 3.4.5).

Deneysel veriler, herhangi bir kazanç kalibrasyon terimine ihtiyaç duyulmaksızın fit edilebildiğinden, ölçülen kazanç değerlerinin gerçekten yüksek hassasiyetle alındığı söylenebilir. Bununla birlikte, Ar – CO₂ gaz karışımlarında gözlenenin aksine, Neon karışımlarında değerleri $\beta = 3 - 5 \cdot 10^{-5}$ aralığında değişen foton geri-besleme terimlerine ihtiyaç duyulmuştur. Argon ve Neonun en düşük uyarılma enerjileri kıyaslandığında, bu beklenmedik bir durum değildir. Argonun 4s seviyelerinin hepsi

CO₂'nin iyonlaşma eşliğinden daha düşük enerjiye sahiptirler (bkz. Kesim 2.5.2). Dolayısıyla, bu seviyelerden yayınlanan fotonların geri–besleme mekanizmaları ile CO₂ atomlarını iyonlaştırması mümkün değildir. Öte yandan, Neonun en düşük uyarılma seviyelerinden (3s) yayınlanan fotonlar bile CO₂ (veya N₂) moleküllerini iyonlaştırabilecek kadar yüksek enerjiye sahiptirler (16.619 eV, ³P₂). Bu nedenle, Neonun gaz karışımlarında geri–besleme etkilerinin gözlenmesi şaşırtıcı değildir.

4.6.1. Neon–Karbondioksit karışımları

Alice TPC detektörünün iç iyonizasyon odacığında, CO₂ oranı % 8, % 9, % 10, % 11 ve % 12 olan Ne-CO₂ gaz karışımları ile kazanç ölçümleri yapılmıştır. Ayrıca, detektörün dış odacığında % 10 CO₂ içeren karışım için bir tane daha kazanç eğrisi elde edilmiştir. İç iyonizasyon odacığında en yüksek kazanç değeri $G \approx 6 \cdot 10^4$, dış iyonizasyon odacığında ise sadece $G \approx 40$ olarak ölçülmüştür (Şekil 4.18). Ölçümler, liderliğini Chilo Garabatos'un yaptığı GSI grubu tarafından gerçekleştirilmiştir.

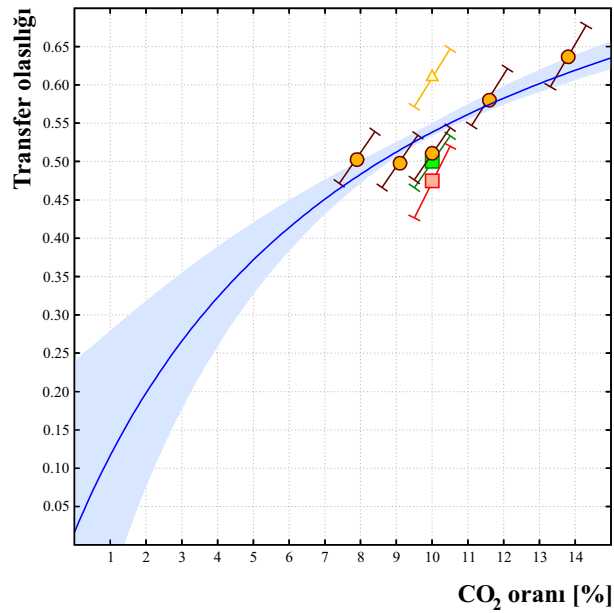


Şekil 4.18. Ne – CO₂ gaz karışımları için ölçülen (nokta semboller) ve hesaplanan (kesikli ve düz çizgiler) kazanç eğrileri.

Herbir gaz karışımı için Penning transferi olasılığı, karışım oranı üzerindeki % 0.5'lik hata miktarı da dikkate alınarak hesaplanmıştır. Örnek olarak % 90 Ne – % 10 CO₂

gaz karışımı alınsın. Bu karışımındaki transfer olasılığını hesaplamak için öncelikle % 89.5 Ne – % 10.5 CO₂, % 90 Ne – % 10 CO₂ ve % 90.5 Ne – % 9.5 CO₂ karışımlarına ait üç farklı Magboltz çıkış dosyası oluşturulmuştur. Daha sonra, % 90 Ne – % 10 CO₂ karışımındaki deneysel kazanç verileri, herbir çıkış dosyasına ait Townsend katsayıları ve uyarılma frekansları kullanılarak fit edilmiştir. Böylece, % 90 Ne – % 10 CO₂ karışımı için hesaplanan merkezi transfer olasılığı üzerindeki hata miktarı, karışım oranındaki belirsizlik cinsinden saptanmıştır (bkz. Şekil 4.19). Aynı yöntem, diğer deneysel kazanç eğrileri için de uygulanarak, Şekil 4.18’de düz çizgiler ile gösterilen kazanç eğrileri elde edilmiştir. Grafikte, Penning transferleri ve foton düzeltme terimleri kullanılmaksızın yapılan hesaplamalar, kesikli mor çizgiler ile verilmiştir. Ölçülen kazanç değerleri ise renkli noktalar ile gösterilmiştir.

Şekil 4.19’da, yeşil ve kırmızı kareler ile gösterilen transfer olasılıkları sırasıyla, iç ve dış iyonizasyon odacıklarında, Garabatos ve Vranic tarafından ölçülen kazanç eğrilerinden yararlanılarak hesaplanmıştır (Garabatos 2004). Turuncu üçgen ve kahverengi daireler ise iç iyonizasyon odacığında ölçülen kazanç verileri kullanılarak hesaplanan transfer olasılıklarını temsil etmektedir. Eşitlik 4.18’teki fit fonksiyonu ile hesaplanan transfer eğrisi, mavi çizgi ile gösterilmiştir. Eğriye ait belirsizlikler ise mavi hata bandı ile verilmiştir.



Şekil 4.19. Ne – CO₂ karışımlarında ölçülen deneysel kazanç eğrilerinin fitlerinden hesaplanan transfer olasılıklarının, CO₂ oranı ile değişimleri.

Düşük ve yüksek CO₂ oranlı karışımlar için kazanç ölçümleri bulunmadığından, transfer olasılıklarının kapsamlı bir yorumunu yapmak mümkün değildir. Ancak, daha basit bir yaklaşımla, eksimer ve homo–nükleer asosyatif iyonlaşma terimleri ihmal edilirse Eşitlik 3.15 ile ifade edilen enerji yitim mekanizmaları,

$$r(c) = \frac{c \frac{f_{B^+}}{\tau_{A^*B}} + \frac{f_{\text{rad}}}{p\tau_{A^*}}}{c \frac{f_{B^+} + f_{\bar{B}}}{\tau_{A^*B}} + \frac{1}{p\tau_{A^*}}} = \frac{a_3 c + a_1}{c + a_2} , \quad (4.17)$$

olarak yeniden yazılabilir. Kazanç verileri aynı basınç altında ölçüldüklerinden, transfer olasılıklarının değişimi sadece karışımdaki CO₂ oranına bağlı olacak; basınca bağlı bir değişim söz konusu olmayacaktır. Bununla birlikte, transfer olasılıkları Eşitlik 4.17'deki fonksiyon kullanılarak fit edildiğinde, fiziksel olarak anlamı olmayan (işareti negatif) parametre değerleri ile karşılaşılır. Yukarıda da vurgulandığı gibi, yüksek CO₂ oranlı gaz karışımları için deneysel kazanç verileri olmadığından, bunlara ait transfer olasılıkları hesaplanamamıştır. Dolayısıyla, Ne* – CO₂ çarpışmalarındaki enerji kaybını temsil eden $f_{\bar{B}}$ terimi üzerinde büyük belirsizlikler ortaya çıkmaktadır. Bu nedenle, fiziksel anlamı olmayan parametrelerle karşılaşılması gayet doğaldır. Diğer yandan, karışımlardaki CO₂ oranı düşük olduğundan, çarpışmalardaki enerji kayıplarının çok önemli bir rol oynamayacağı varsayılırsa, $a_3 \geq 1$ olarak alınabilir. Böylece, Eşitlik 4.17'deki $f_{\bar{B}}$ enerji kaybı terimi ihmal edilerek, transfer eğrisi için,

$$r(c) = \frac{c \frac{f_{B^+}}{\tau_{A^*B}} + \frac{f_{\text{rad}}}{p\tau_{A^*}}}{c \frac{f_{B^+}}{\tau_{A^*B}} + \frac{1}{p\tau_{A^*}}} = \frac{c + a_1}{c + a_2} , \quad (4.18)$$

ifadesine ulaşılır. Bu fonksiyon, deneysel kazanç eğrilerinden hesaplanan, transfer noktalarını fit etmek için kullanıldığında; $a_1 = 0.090 \pm 1.993$ ve $a_2 = 8.621 \pm 3.710$ parametreleri elde edilir. Böylece, fotonlar ile iyonlaşma olasılığı için

$$f_{\text{rad}} = a_1/a_2 = 0.01 \pm 0.22 , \quad (4.19)$$

bulunur. Neonun uyarılan seviyelerinden yayımlanan fotonların, % 10 veya daha düşük oranda CO₂ içeren karışımlardaki ortalama serbest yolları, 100 μm 'den daha uzundur (bkz. Kesim 2.5.5). Başka bir ifadeyle, foto–iyonlaşmalar ancak 100 μm 'den

daha uzak mesafelerde ortaya çıkacaktır. Alice TPC detektörünün geometrik yapısı dikkate alındığında, foto–elektronların birincil çığ bölgesinin dışında üretilecekleri söylenebilir. Dolayısıyla fotonlar, çığ içerisindeki Penning transferlerine katılmak yerine, geri–besleme süreçlerini başlatarak gaz kazancında üstel artıştan sapmalara yol açarlar. Bu durum, aynı zamanda f_{rad} parametresinin, Ne – CO₂ karışımlarında küçük bulunmasının en önemli nedeni olarak da düşünülebilir.

Fit parametrelerindeki büyük hata miktarlarının temel nedeni, henüz % 8’den daha düşük oranda CO₂ içeren Ne–CO₂ gaz karışımları için deneysel kazanç ölçümlerinin yapılmamasıdır. Diğer bir nedeni ise transfer eğrisindeki üçüncü fit parametresinin $a_3 \doteq 1$ olarak tanımlanması olarak gösterilebilir. Çünkü, bu durumda a_3 üzerindeki olası bir hata, a_1 ve a_2 parametrelerine de yansıtılacaktır.

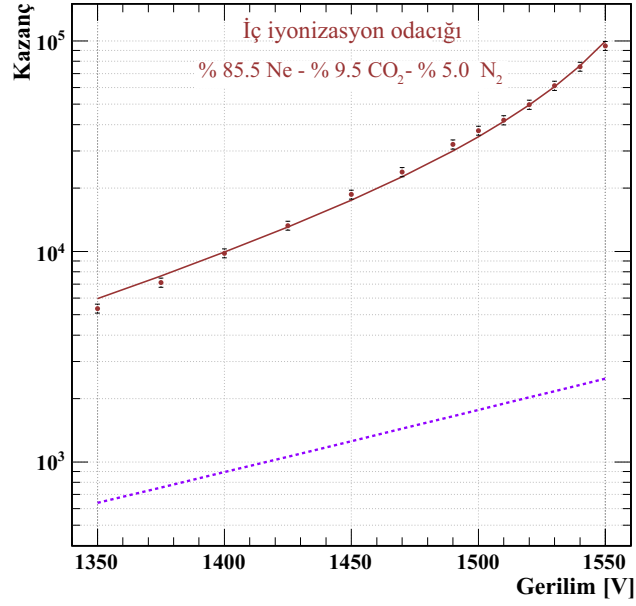
Hesaplanan transfer olasılıkları ve bunların hata miktarları, aynı deneysel veriler kullanılarak, [Veenhof \(2003\)](#) tarafından bulunan değerlerden daha büyüktür. Bu iki hesap sonucu arasındaki farklılıklar için iki önemli açıklama getirilebilir:

- Townsend katsayıları, iki farklı Magboltz sürümü ile hesaplanmıştır. [Veenhof \(2003\)](#) hesaplamalarında, Magboltz’un 7.1 sürümünden yararlanmıştır. Bu tez çalışmasında ise Magboltz’un Neonun için güncellenen sürümü kullanılmıştır. Güncellenen sürümde kullanılan iyonlaşma tesir kesitleri, önceki sürümden daha küçüktür ([Biagi March 11th 2010](#)). Dolayısıyla, yeni sürüm kullanılarak hesaplanan Townsend katsayıları daha küçük bulunmuştur. Bu durum, kazanç eğrilerinin daha yüksek transfer olasılıkları ile fit edilmesine neden olmuştur.
- [Veenhof \(2003\)](#) tarafından yapılan hesaplamalarda, moleküllerin elektronları yakalanma olasılığı dikkate alınmamıştır. Bu çalışmada ise bu tür süreçlerin hesaba katıldığı “etkin Townsend katsayıları” kullanılmıştır. Etkin Townsend katsayıları daha küçük olduğundan, deneysel eğrileri fit etmek için daha yüksek transfer olasılıklarına ihtiyaç duyulmaktadır. Etkin Townsend katsayılarının, transfer olasılıklarında \approx % 2’lik bir artışa yol açtığı saptanmıştır.

4.6.2. Neon–Karbondioksit–Nitrojen gaz karışımları

Alice TPC detektörü iç iyonizasyon odacığında Ne, CO₂ ve N₂'den oluşan üçlü bir gaz karışımı için kazanç ölçümü yapılmıştır. Karışım iki aşamada hazırlanmıştır; öncelikle % 90 Ne – %10 CO₂'den oluşan bir karışım hazırlanmış ve daha sonra bu karışımın % 95'ine, % 5'lik N₂ gazı eklenmiştir. Böylece, % 85.5 Ne, % 9.5 CO₂ ve % 5 N₂ gazlarından oluşan üçlü bir karışım elde edilmiştir.

Kazanç ölçümleri, Ne – CO₂ gaz karışımları ile aynı koşullar altında yapılmıştır (bkz. Kesim 4.6.1). Deneysel eğri fit edilirken kazanç kalibrasyon terimine ihtiyaç duyulmamıştır (Şekil 4.20). Fit eğrisi için geri–besleme parametresi $\beta \approx 2 \cdot 10^{-5}$ ve Penning transfer olasılığı ise 0.57 ± 0.04 olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.20. Alice TPC N₂ – Ne – CO₂ gaz karışımı için ölçülen (nokta semboller) ve hesaplanan (kesikli ve düz çizgiler) kazanç eğrileri.

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Argon ve Neon tabanlı gaz karışımlarındaki çeşitli enerji transfer mekanizmalarını incelemek için literatürde yer alan deneysel kazanç eğrilerinden yararlanılmıştır. Bu ölçümlerin büyük bir kısmı silindirik veya kare şeklinde tek telli tüplerde yapılmıştır. Ayrıca, bazı ölçümler için paralel levhali sayaçlar da kullanılmıştır (bkz. Kesim 4.3). Bunların yanı sıra, çok daha karmaşık bir yapıya sahip olan Alice TPC detektöründe ölçülen kazanç verileri de incelenmiştir (bkz. Kesim 4.6).

Ölçümlerde dindirici gaz olarak, Zenon (Ze), Karbondioksit (CO_2), Asetilen (C_2H_2), Metan (CH_4), Propan (C_3H_8), Etan (C_2H_6), izo-Bütan (iC_4H_{10}) ve Nitrojen (N_2) gazları kullanılmıştır. Argon tabanlı karışımlar iki farklı gaz ile (Ar + dindirici gaz), Neon (Ne) tabanlı Alice TPC karışımları ise hem iki hem de üç farklı gaz ile oluşturulmuştur (Ne – CO_2 , Ne – CO_2 – N_2).

Aynı gazın farklı karışım oranlarıyla yapılan ölçümler fit edilerek önce transfer eğrilerinin biçimi saptanmış ve ardından Kesim 3.2’te türetilen modelleme bu eğrilere uygulanarak, transfer mekanizmaları incelenmiştir.

Bununla birlikte, farklı karışım oranları için yüksek basınçlarda tekrarlanan çok sayıdaki deneysel ölçüm, homo-nükleer asosyatif iyonizasyon süreçlerini yakından inceleme fırsatı sunmuştur (bkz. Kesim 4.4).

Farklı yarıçapta elektrodlar kullanılarak aynı gaz karışımları için yapılan ölçümler, transfer olasılıklarının daha hassas hesaplanmasında oldukça faydalı olmuştur (örn. bkz. Şekil 4.12).

Bazı ölçümlerde yeterince düşük oranda dindirici gazlarla çalışılmadığından, transfer olasılıklarındaki belirsizlik bu bölgelerde yüksek bulunmuştur (örn. bkz. Şekil 4.5). Aynı tartışma dindirici gaz oranının yüksek olmadığı deneysel veriler için de geçerlidir (örn. bkz. Şekil 4.3). Fakat bu tür belirsizlikler, mekanizmaların işleyişini anlamada bir engel oluşturmamaktadır.

İncelediğimiz deneysel verilerdeki hataların, % 10–20 civarında olduğu bildirilmesine rağmen, hesaplamalar bazı ölçümlerdeki hataların bu değerlerden çok daha yüksek olabileceğini (örn. bkz. Kesim 4.3), bazılarının ise gerçekten verilen aralıkta yer alacağını göstermektedir (örn. bkz. Kesim 4.2 ve 4.6).

Bunların hepsi, enerji transferlerini incelemek ve iyonlaşma süreçleri ile ilgili daha güvenilir bilgiler edinebilmek için farklı karışım oranları ve basınçlarda sistematik kazanç ölçümlerine ihtiyaç duyulduğunu ortaya koymaktadır.

Bu konuda, [CERN RD51](#) projesi kapsamında üretilen yeni nesil detektörlerden biri olan GEM (**G**as **E**lectron **M**ultiplier) ile Ar – CO₂ karışımları için başlatılan kazanç ölçümleri oldukça faydalı olacaktır. İlk hesaplama sonuçlarına göre, bu çalışmada Ar – CO₂ karışımları için bulunan transfer olasılıkları ile GEM detektörde ölçülen kazanç eğrilerinin fit edilebileceği saptanmıştır. Enerji transfer olasılıklarının, sadece kullanılan gazın özelliklerine bağlı olduğu veya bir başka ifade ile sayacın geometrik yapısına bağlı olmadığı dikkate alındığında, GEM detektör için yapılan bu öncül hesaplamaların aynı sonucu vermesi şaşırtıcı bir durum değildir. Bu aynı zamanda, tez çalışmasında türetilen mikroskobik enerji transfer modelinin, LHC gibi kapsamlı deneyler için bir ön yükselteç ünitesi olarak kullanılması planlanan, mikro yapılı detektörlerin (GEM, MICROMEGAS vb.) benzetişiminde de uygulanabileceğinin bir işaretidir.

KAYNAKLAR

Agrawal, P. C., Ramsey, B. D. 1988. Use of propane as a quench gas in argon-filled proportional counters and comparison with other quench gases. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **(273)**: 331–337.

Agrawal, P. C., Ramsey, B. D. 1989. Penning gas mixtures for improving the energy resolution of proportional counters. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **(36)**: 866–870.

Agrawal, P. C., Ramsey, B. D., Weisskopf, M. C. 1989. Study of argon-based Penning gas mixtures for use in proportional counters. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **(277)**: 557–564.

Aguilera, J. A., Blanco, F., Campos, J., Ortiz, M. 1992. Lifetimes of some $6p$ levels of neutral argon. *Phys. Rev. A*, **(45)**: 2753–2756.

Aho, K., Lindblom, P., Olsson, T., Solin, O. 1998. Pressure-dependent decay of the $3p^54p$ configuration in argon excited by alpha-particles and protons. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **(31)**: 4191–4203.

Albrecht, E., Baum, G., Bellunato, T., Bressan, A., Torre, S. D., D'Ambrosio, C., Davenport, M., Dragicevic, M., Pinto, S. D., Fauland, P., Ilie, S., Lenzen, G., Pagano, P., Piedigrossi, D., Tessarotto, F., Ul-land, O. 2003. VUV absorbing vapours in n-perfluorocarbons. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **(510)**: 262–272.

Anderson, D. K. 1965. Lifetimes of the $(5p^56s)^1P_1$ and 3P_1 States of Xenon. *Phys. Rev.*, **(137)**: A21–A26.

Au, J. W., Cooper, G., Burton, G. R., Olney, T. N., Brion, C. E. 1993. The valence shell photoabsorption of the linear alkanes, C_nH_{2n+2} ($n = 1 - 8$): absolute oscillator strengths (7 – 220 eV). *Chem. Phys.*, **(173)**: 209–239.

Berkowitz, J. 2002. *Atomic and Molecular Photoabsorption*. Academic Press. chapter 2, 5, 6, pp. 82, 189, 246, 252, 267.

Bernardo, C. G. P. M., Gomes, J. A. N. F. 2003. Cluster model DFT study of acetylene adsorption on the Cu(100) surface. *J. Mol. Str. (Theochem)*, **(629)**: 251–261.

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.

Biagi, S. F. March 11th 2010. Some comments on the neon analysis.

Biagi, S. F. Oct 1st 2009. Private communication.

- Bogaerts, A., Gijbels, R. 1999.** Role of Ar^{2+} and Ar_2^+ ions in a direct current argon glow discharge: A numerical description. *J. Appl. Phys.*, **(86)**: 4124–4133.
- Borge, M. J. G., Campos, J. 1983.** Transition probabilities for lines arising from levels belonging to the $3p^5np$ ($n = 4, 5, 6$) configurations of Ar I. *Physica B+C*, **(119C)**: 359–366.
- Broekaert, J. A. C. 2005.** *Analytical Atomic Spectrometry with Flames and Plasmas*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KHaA. chapter (5), p. 266.
- Bronić, I. K., Grosswendt, B. 1996.** Ionization yield formation in argon-isobutane mixtures as measured by a proportional-counter method. *Nucl. Instr. and Meth. B*, **(117)**: 5–17.
- Bronić, I. K., Grosswendt, B. 1998.** Gas amplification and ionization coefficients in isobutane and argon-isobutane mixtures at low gas pressures. *Nucl. Instr. and Meth. B*, **(142)**: 219–244.
- Bronić, I. K., Grosswendt, B. 1999.** Ionization coefficient in propane, propane-based tissue equivalent and dimethyl-ether in strong non-uniform electric fields. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **(32)**: 3179–3187.
- Brunet, H., Birot, A., Dijols, H., Galy, J., Millet, P., Salamero, Y. 1982.** Spectroscopic and kinetic analysis of the VUV emissions of argon and argon-xenon mixtures. II. Energy transfer in Ar – Xe mixtures. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **(15)**: 2945–2967.
- Bultel, A., van Ootegem, B., Bourdon, A., Vervisch, P. 2002.** Influence of Ar_2^+ in an argon collisional-radiative model. *Phys. Rev. E*, **(65)**: 046406.
- Bultel, A., Vervisch, P. 2002.** The Hornbeck-Molnar process in argon. *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.*, **(35)**: 111–124.
- Callomon, J. H., Hirota, E., Kuchitsu, K., Lafferty, W. J., Maki, A. G., Pote, C. S. 1976.** *Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology - Atomic and Molecular Physics - Structure Data of Free Polyatomic Molecules*. Vol. (7). Springer-Verlag Berlin - Heidelberg - New York.
- Chan, W. F. 1992.** Absolute optical oscillator strengths for electronic excitations of noble gas atoms and diatomic molecules. PhD thesis. [Department of Chemistry, University of British Columbia, Vancouver, British Columbia, Canada V6T 1Z1](#).
- Chan, W. F., Cooper, G., Brion, C. E. 1993.** The electronic spectrum of carbon dioxide. Discrete and continuum photoabsorption oscillator strengths (6 – 203 eV). *Chem. Phys.*, **(178)**: 401–413.
- Chan, W. F., Cooper, G., Guo, X., Burton, G. R., Brion, C. E. 1992.** Absolute optical oscillator strengths for the electronic excitation of atoms at high resolution. III. The photoabsorption of argon, krypton, and xenon. *Phys. Rev. A*, **(46)**: 149–171.

- Charles, M. W. 1972.** Gas gain measurements in proportional counters. *J. Phys. E: Sci. Instr.*, (5): 95–100.
- Chen, X., Yang, W., Liu, J., Lin, L. 2005.** Synthesis of zeolite NaA membranes with high permeance under microwave radiation on mesoporous-layer-modified macroporous substrates for gas separation. *J. Memb. Sc.*, (255): 201–211.
- Das, M. B., Karmakar, S. 2005.** Radiative lifetimes of some excited states of neutral xenon. *Eur. Phys. J. D*, (32): 285–288.
- Das, M. B., Mitra, D., Karmakar, S. 2005.** Lifetime Measurement of Some Excited States of Neutral neon. *Physica Scripta*, (71): 599–601.
- Desclaux, J. P. 1973.** Relativistic Dirac-Fock expectation values for atoms with $Z = 1$ to $Z = 120$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, (12): 311–406.
- Deutsch, H., Becker, K., Grum-Grzhimailo, A. N., Bartschat, K., Summers, H., Probst, M., Matt-Leubner, S., Märk, T. D. 2004.** Calculated cross sections for the electron-impact ionization of excited argon atoms using the DM formalism. *International Journal of Mass Spectrometry*, (233): 39–43.
- Druyvesteyn, M. J., Penning, F. M. 1940.** The Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure. *Rev. Mod. Phys.*, (12): 87–174. Erratum: 1941 *Rev. Mod. Phys.* (13): 72–73.
- Eggarter, E. 1975.** Comprehensive optical and collision data for radiation action. II. Ar. *J. Chem. Phys.*, (62): 833–847.
- Erman, P., Huldt, S. 1978.** Trapping of Non-Resonance Radiation in Atoms and its Influence on Measured Lifetimes of the $4p$ and $5p$ Levels in Ar I. *Physica Scripta*, (17): 473–477.
- Garabatos, C. 2004.** The ALICE TPC. *Nucl. Instr. and Meth. A*, (535): 197–200. Proceedings of the 10th International Vienna Conference on Instrumentation.
- Gruzdev, P. F., Loginov, A. V. 1975.** Radiation lifetimes of levels of the argon atom. *Opt. Spektrosk.*, (38): 411–414.
- Gulín-González, J., Rodríguez, D. A., Demontis, P. F., Tilocca, A., Suffritti, G. B. 2003.** A molecular dynamics study of the diffusion of a hydrocarbon in AlPO_{4-5} molecular sieve. *Revista CENIC Ciencias Químicas*, (34): 29–34.
- Hatano, Y. 1999.** Interaction of photons with molecules – cross-sections for photoabsorption, photoionization, and photodissociation. *Rad. Env. Biophys.*, (38): 239–247.
- Heer, F. J., Jansen, R. H. J., Kaay, W. 1979.** Total cross sections for electron scattering by Ne, Ar, Kr and Xe. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, (12): 979–1002.
- Heylen, A. E. D. 1970.** Maximization of argon-hydrocarbon Penning mixtures. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, (3): 789–796.

- Holstein, T. 1947.** Imprisonment of Resonance Radiation in Gases. *Phys. Rev.*, **(72)**: 1212–1233.
- Holstein, T. 1951.** Imprisonment of Resonance Radiation in Gases. II. *Phys. Rev.*, **(83)**: 1159–1168.
- Horiguchi, H., Chang, R. S. F., Setser, D. W. 1981.** Radiative lifetimes and two-body collisional deactivation rate constants in Ar for Xe($5p^56p$), Xe($5p^56p$), and Xe($5p^57p$) states. *J. Chem. Phys.*, **(75)**: 1207–1218.
- Hornbeck, J. A., Molnar, J. P. 1951.** Mass Spectrometric Studies of Molecular Ions in the Noble Gases. *Phys. Rev.*, **(84)**: 621–625.
- Hotop, H., Niehaus, A. 1969.** Reactions of Excited Atoms and Molecules with Atoms and Molecules, II. Energy Analysis of Penning Electrons. *Z. Phys.*, **(228)**: 68–88.
- Huffman, R. E., Katayama, D. H. 1966.** Photoionization Study of Diatomic-Ion Formation in Argon, Krypton, and Xenon. *J. Chem. Phys.*, **(45)**: 138–146.
- Hu, Z., Vansant, E. F. 1995.** Carbon molecular sieves produced from walnut shell. *Carbon*, **(33)**: 561–567.
- Iijima, T. 1972.** Molecular Structure of Propane. *Bull. Chem. Soc. Japan*, **(45)**: 1291–1294.
- Iijima, T. 1973.** Molecular Structure of Ethane. Comparison of the Structure Parameters of CH_3CD_3 in the Torsionally Excited State and in the Ground State. *Bull. Chem. Soc. Japan*, **(46)**: 2311–2314.
- Jones, M. T., Dreiling, T. D., Setser, D. W., McDonald, R. N. 1985.** Branching Fractions for Penning Ionization in Quenching of He(2^3S), Ar($^3\text{P}_{2,0}$), and Ne($^3\text{P}_{2,0}$) Atoms. *J. Phys. Chem.*, **(89)**: 4501–4517.
- Kameta, K., Kouchia, N., Ukai, M., Hatano, Y. 2002.** Photoabsorption, photoionization, and neutral-dissociation cross sections of simple hydrocarbons in the vacuum ultraviolet range. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, **(123)**: 225–238.
- Katsuura, K. 1965.** Ionization of Atoms by Collisions with Excited Atoms. *J. Chem. Phys.*, **(42)**: 3771–3775.
- Kılıç, A. 2005.** Orantılı sayaçlar için basit bir gaz kazancı bağıntısı. Yüksek Lisans Tezi, *Uludağ Üniversitesi*.
- Kishimoto, S., Isozumi, Y. 1986.** On the Partial Liquefaction of Gas Mixture in a Proportional Counter Cooled at Low Temperatures. *Bull. Inst. Chem. Res., Kyoto University*, **(64)**: 25–34.
- Klose, J. Z. 1968.** Experimental Lifetimes of the $5p$ Levels in Argon I. *J. Opt. Soc. Am.*, **(58)**: 1509–1512.

- Kobayashi, A., Fujiki, G., Okaji, A., Masuoka, T. 2002.** Ionization cross section ratios of rare-gas atoms (Ne, Ar, Kr and Xe) by electron impact from threshold to 1 keV. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **(35)**: 2087–2103.
- Kowalski, T. Z., Stopczy, A. R., Group, Z. 1992.** The gas gain process in Ar/CO₂ filled proportional tubes. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **(323)**: 289–293.
- Kuo, C. T., Chen, Y. M., Wang, S. Y., Li, S. C., Nee, J. B. 2004.** The photoabsorption spectrum of CO₂ at 104 – 170 nm. *Chin. J. Phys.*, **(42)**: 65–73.
- Langhoff, H. 1988.** The origin of the third continua emitted by excited rare gases. *Opt. Comm.*, **(68)**: 31–34.
- Laporte, P., Saile, V., Reininger, R., Asaf, U., Steinberger, I. T. 1983.** Photoionization of xenon below the atomic ionization potential. *Phys. Rev. A*, **(28)**: 3613–3616.
- Lawrence, G. M. 1968.** Radiance Lifetimes in the Resonance Series of Ar I. *Phys. Rev.*, **(175)**: 40–44.
- Lipson, R. H., Hu, X. K., Mitchell, J. B. A., Froese-Fischer, C. 2005.** Recombination studies of Xe₂⁺ following associative ionization of laser-excited Xe. *Journal of Physics: Conference Series*, **(4)**: 216–223.
- Lombos, B. A., Sauvageau, P., Sandorfy, C. 1967.** The electronic spectra of *n*-alkanes. *J. Mol. Spectr.*, **(24)**: 253–269.
- Lombos, B. A., Sauvageau, P., Sandorfy, C. 1967.** The electronic spectra of normal paraffin hydrocarbons. *Chem. Phys. Lett.*, **(1)**: 42–43.
- Lombos, B. A., Sauvageau, P., Sandorfy, C. 1967.** The far-ultraviolet spectra of branched chain paraffins. *Chem. Phys. Lett.*, **(1)**: 221–223.
- Manchanda, R. K., Ye, Z., Sood, R. K. 1990.** Ultra-high-pressure proportional counter, Part I: Argon. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **(292)**: 373–385.
- Mathur, D., Badrinathan, C. 1987.** Ionization of xenon by electrons: Partial cross sections for single, double, and triple ionization. *Phys. Rev. A*, **(35)**: 1033–1042.
- Matsunaga, F. M., Jackson, R. S., Watanabe, K. 1965.** Photoionization yield and absorption coefficient of xenon in the region of 860 – 1022 Å. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **(5)**: 329–333.
- Millet, P., Birot, A., Brunet, H., Dijols, H., Galy, J., Salamero, Y. 1982.** Spectroscopic and kinetic analysis of the VUV emissions of argon and argon-xenon mixtures. I. Study of pure argon. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **(15)**: 2935–2944.
- Monteil, A., Chevaleyre, J., Bouvier, A., Janin, J. 1977.** Relaxation of the Ne(*2p*₁) level and populations of Ne(*1s*₂) and Ne(*1s*₄) in an afterglow. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **(18)**: 573–580.

Morack, J. L., Fairchild, C. E. 1967. Measured Lifetime of the $(3p^5 4s)^3 P_1$ State of Argon. *Phys. Rev.*, (163): 125–129.

Munson, M. S. B., Franklin, J. L., Field, F. H. 1963. A mass spectrometric study of homonuclear and heteronuclear rare gas molecule ions. *J. Phys. Chem.*, (67): 1542–1548.

NIST 2010. [Energy Levels of Neutral Argon \(Ar I\)](#).

Norlén, G. 1973. Wavelengths and Energy Levels of Ar I and Ar II based on New Interferometric Measurements in the Region 3400 – 9800 Å. *Physica Scripta*, (8): 249–268.

Ohwa, M., Moratz, T. J., Kushner, M. J. 1989. Excitation mechanisms of the electron-beam-pumped atomic xenon ($5d \rightarrow 6p$) laser in Ar/Xe mixtures. *J. Appl. Phys.*, (66): 5131–5145.

Okazaki, I., Ohya, H., Semenova, S. I., Kikuchi, S., Aihara, M., Negishi, Y. 1998. Nanotechnological method to control the molecular weight cut-off and/or pore diameter of organic-inorganic composite membrane. *J. Membr. Sc.*, (141): 65–74.

Penning, F. M. 1928. Über den Einfluß sehr geringer Beimischungen auf die Zündspannung der Edelgase. *Z. Phys.*, (46): 335–348.

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): 1028–1044.

Petrov, G. M., Giuliani, J. L., Apruzese, J. P., Dasgupta, A., Petrova, T., Bartschat, K., Rose, D. 2007. Electron kinetics of the e-beam pumped Ar – Xe laser. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, (40): 4532–4543.

Rapp, D., Englander-Golden, P. 1965. Total Cross Sections for Ionization and Attachment in Gases by Electron Impact. I. Positive Ionization. *J. Chem. Phys.*, (43): 1464–3775.

Rejoub, R., Lindsay, B. G., Stebbings, R. F. 2002. Determination of the absolute partial and total cross sections for electron-impact ionization of the rare gases. *Phys. Rev. A*, (273): 042713–1–042713–8.

Saloman, E. B. 2004. Energy Levels and Observed Spectra of Xenon, Xe I through Xe LIV. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, (33): 765–921.

Schmitt, A., Schmoranzner, H. 1999. Radiative lifetimes of the $5p^5 6p$ -fine-structure levels of xenon measured by beam-gas-laser spectroscopy. *Phys. Lett. A*, (263): 193–198.

Sephton, J. P., Turner, M. J. L., Leake, J. W. 1987. The quenching of Penning mixtures in a cylindrical proportional counter. *Nucl. Instr. and Meth. A*, (256): 561–566.

- Shaw, D. A., Holland, D. M. P., Hayes, M. A., MacDonald, M. A., Hopkirk, A., McSweeney, S. M. 1995. A study of the absolute photoabsorption, photoionisation and photodissociation cross sections and the photoionisation quantum efficiency of carbon dioxide from the ionisation threshold to 345 Å. *Chem. Phys.*, (198): 381–396.
- Smirnov, B. M., Firsov, O. B. 1965. Ionization of an atom colliding with an excited atom. *JETP Pisma*, (2): 478–482.
- Sorokin, A. A., Shmaenok, L. A., Bobashev, S. V. 2000. Measurements of electron-impact ionization cross sections of argon, krypton, and xenon by comparison with photoionization. *Phys. Rev. A*, (61): 022723–1–022723–11.
- Stepanov, A. G., Alkaev, M. M., Shubin, A. A., Luzgin, M. V., Shegai, T. O., Jobic, H. 2002. Dynamics of Isobutane inside Zeolite ZSM-5. A Study with Deuterium Solid-State NMR. *J. Phys. Chem. B*, (106): 10114–10120.
- Stephan, K., Mark, T. D. 1984. Absolute partial electron impact ionization cross sections of Xe from threshold up to 180 eV. *J. Chem. Phys.*, (81): 3116–3117.
- Syage, J. A. 1992. Electron-impact cross sections for multiple ionization of Kr and Xe. *Phys. Rev. A*, (46): 5666–5679.
- Tokanai, F., Sakurai, F., Noma, H., Gunji, M., Ueno, S., Anzai, H., Kato, T., Hoshina, F. 1994. The Energy Resolution of Proportional Counters with Thin Anode Diameters Down to 5 μm. *IEEE Trans. Nucl. Science*, (41): 1042–1046.
- Tüxen, O. 1936. Massenspektrographische Untersuchungen negativer Ionen in Gasentladungen bei höheren Drucken. *Z. Phys.*, (103): 463–484.
- Veenhof, R. 2003. Choosing a gas mixture for the Alice TPC. Technical Report ALICE-INT-2003-29 version 1.0. CERN.
- Vinodkumar, M., Limbachiya, C., Antony, B., Joshipura, K. N. 2007. Calculations of elastic, ionization and total cross sections for inert gases upon electron impact: threshold to 2 keV. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, (40): 3259–3271.
- Wainfan, N., Walker, W., Weissler, G. 1955. Photoionization Efficiencies and Cross Sections in O₂, N₂, CO₂, A, H₂O, H₂, and CH₄. *Phys. Rev.*, (99): 542–549.
- Walenta, A. H., Çonka Nurdan, T. 2003. Drift Chamber Experiment. In CP674, Instrumentation in Elementary Particle Physics: First ICFA Instrumentation School at the ICFA Instrumentation Center in Morelia. *American Institute of Physics*. pp. 246–265.
- Walhout, M., Sterr, U., Witte, A., Rolston, S. L. 1995. Lifetime of the metastable $6s'[\frac{1}{2}]_0$ clock state in xenon. *Opt. Lett.*, (20): 1192–1194.
- Wetzel, R. C., Baiocchi, F. A., Hayes, T. R., Freund, R. S. 1987. Absolute cross sections for electron-impact ionization of the rare-gas atoms by the fast-neutral-beam method. *Phys. Rev. A*, (35): 559–577.

Wieme, W., Lenaerts, J. 1981. Excimer formation in argon, krypton, and xenon discharge afterglows between 200 and 400 K. *J. Chem. Phys.*, (74): 483–493.

Wieser, J., Murnick, D. E., Ulrich, A., Huggins, H. A., Liddle, A., Brown, W. L. 1997. Vacuum ultraviolet rare gas excimer light source. *Rev. Sci. Instr.*, (68): 1360–1364.

Wiese, W. L., Brault, J. W., Danzmann, K., Helbig, V., Kock, M. 1989. Unified set of atomic transition probabilities for neutral argon. *Phys. Rev. A*, (39): 2461–2471.

Winter, M. 2010. [The periodic table on the web](#).

Ye, Z., Sood, R. K., Sharma, D. P., Manchanda, R. K., Fenton, K. B. 1993. Gas amplification in high pressure proportional counters. *Nucl. Instr. and Meth. A*, (329): 140–150.

Zhu, W., Kapteijn, F., Groen, J. C., Moulijn, J. A. 2005. Adsorption on Kureha Activated Carbon: Isotherms and Kinetics. *Adsorption*, (11): 637–641.

Zhu, W., Takano, N., Schoenbach, K. H., Guru, D., McLaren, J., Heberlein, J., May, R., Cooper, J. R. 2007. Direct current planar excimer source. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, (40): 3896–3906.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Özkan ŞAHİN
Doğum Yeri ve Tarihi : Bursa – 09.02.1977
Yabancı Dili : İngilizce
Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)
Lise : Bursa Çelebi Mehmet Lisesi - 1994
Lisans : U.Ü. Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü - 2000
Yüksek Lisans : U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik ABD - 2004
Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl : U.Ü. Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü 2002 ...
İletişim : osahin@uludag.edu.tr
Yayımları

Şahin, Ö., Tapan, İ., Özmutlu, E., N., Veenhof, R. 2010. Penning transfer in argon–based gas mixtures. *JINST*, (P05002): 1–30.