T.C.
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

PENNING İYON TUZAKLARINDA TAMPON GAZ SOĞUTMA

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Süleyman DURMUŞ

DANIŞMAN
Dr. Öğr. Üyesi Halil İbrahim DURSUN

AKSARAY, 2019

Aksaray Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 162310003 numaralı Yüksek Lisans öğrencisi Süleyman DURMUŞ tarafından hazırlanan **"PENNING İYON TUZAKLARINDA TAMPON GAZ SOĞUTMA"** adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Atom ve Molekül Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Dr.Öğr.Üyesi Halil İbrahim DURSUN
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ
Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum.....

Üye: Doç.Dr.Zafer NERGİZ
NİĞDE ÖMER HALİS DEMİR ÜNİVERSİTESİ
Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum.....

Üye: Doç.Dr.Mustafa YİĞİT
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ
Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum.....

Tez Savunma Tarihi: 06/02/2019

Jüri tarafından kabul edilen bu tezin Yüksek Lisans Tezi olması için gerekli şartları yerine getirdiğini onaylıyorum.

.....

Doç. Dr. Mehmet Ali HINIS
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

DOĞRULUK BEYANI

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmayı, akademik kurallara ve bilimsel etik, ahlak ve geleneklere aykırı düşecek bir yol ve yardıma başvurmaksızın yazdığımı, yararlandığım eserlerin kaynakçada gösterilenlerden oluştuğunu, çalışmamda kullandığım verilerin orijinalliğini ve her türlü intihalden uzak olduğunu beyan ederim.

Enstitü tarafından belli bir zamana bağlı olmaksızın, tezimle ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması durumunda, ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçlara katlanacağımı bildiririm.

Süleyman DURMUŞ

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanmasında hiçbir fedakârlıktan kaçınmayan elinden gelen bütün bilgi ve becerilerini sunan danışmanım Dr. Öğr. Üyesi Halil İbrahim DURSUN hocam ve Doç. Dr. Hüsnü AKSAKAL hocama içtenlikle teşekkürü borç bilir, saygılarımı sunarım. Ayrıca Yüksek Lisans eğitimim boyunca bana sürekli yol gösteren Bölüm Başkanımız Sayın Prof. Dr. Engin DELİGÖZ hocama ve fakültemin değerli hocalarına bilgi ve becerilerime vermiş oldukları katkılardan ve gösterdikleri sabırdan dolayı teşekkürü bir borç bilerek saygılarımı sunarım. Yine bu konudaki çalışmalarımda bana maddi manevi her türlü desteği veren sevgili eşim Sevda DURMUŞ, çocuklarım Muzaffer DURMUŞ ve Ertuğrul DURMUŞ' a teşekkür ederim.

Süleyman DURMUŞ

AKSARAY, 2019

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR i
İÇİNDEKİLER ii
ÖZET iii
ABSTRACT iv
ŞEKİLLER DİZİNİ v
ÇİZELGELER DİZİNİ vii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....viii
1. GİRİŞ 1
1.1 Tuzak Çeşitleri 2
2. PENNING TUZAĞI 4
2.1 Penning Tuzağında İyon Hareketi.....5
2.2 Tuzaktaki İyonların Soğutulması.....10
2.2.1 Tampon gazı soğutması 10
2.2.2 Dirençli soğutma 10
2.2.3 Buharlaşmalı soğutma 11
2.2.4 Lazer soğutma 12
2.2.5 Radyasyon soğutma 12
2.2.6 Sempatik soğutma 12
2.3 Tampon Gazın İyon Hareketine Etkisi 13
3. PENNING TUZAĞININ KÜTLE SPEKTROMETRESİ OLARAK KULLANILMASI 15
3.1 Siklotron Frekansının Ölçülmesi Teknikleri 16
4. MATERYAL VE YÖNTEM 18
5. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA 19
6. SONUÇ VE ÖNERİLER.....43
KAYNAKLAR 44
ÖZGEÇMİŞ 45

YÜKSEK LİSANS TEZİ

PENNING İYON TUZAKLARINDA TAMPON GAZ SOĞUTMA

Süleyman DURMUŞ

Aksaray Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Halil İbrahim DURSUN

ÖZET

Bu yüksek lisans tez çalışmasında, iyonları elektrik alan ve manyetik alan kullanarak tuzaklayan Penning iyon tuzağı incelenmiştir. Penning tuzakları dünyada birçok laboratuvarda kullanılmaktadır. Penning tuzağı temel fizik araştırmalarında kütle spektrometresi olarak kütle tayininde, kuantum durumlarını kontrol etmede ve iyon tuzaklamak için kullanılmaktadır. Tek iyon veya birden fazla iyonun, iyon dinamiklerinin ve diğer nicelikleri için Simbuca similasyon programı kullanılmıştır. Tuzaklanmış iyonları soğutmak için tampon gaz yöntemi kullanılmıştır. Tampon gaz olarak soygaz atomlarından helyum gazı kullanılmıştır. Simbuca similasyon programı ile iyonların tampon gaz kullanımından önceki ve farklı tampon gaz basıncı kullanımından sonraki iyon dinamikleri incelenmiştir. Ayrıca 100 adet ayrı ayrı $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonları için coulomb etkisi kullanılarak sıcaklık değişimleri incelenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Penning tuzağı, Tampon gaz, İyon, Kütle spektrometresi

Ocak, 2019; 45 sayfa

M.Sc. THESIS

BUFFER GAS COOLING IN PENNING ION TRAPS

Süleyman DURMUŞ

Aksaray University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Dr. Öğr. Üyesi Halil İbrahim DURSUN

ABSTRACT

In this master's thesis study, Penning ion trap was determined by trap of ions using electric field and magnetic field. Penning traps are used in many laboratories around the world. The Penning trap is used as a mass spectrometer in mass physics to control mass, to control quantum states and to trap the ion. Simbuca simulation program was used for single ions or multiple ions, ion dynamics and other quantities. Buffer gas method was used to cool trapped ions. Helium gas was used as buffer gas from inert gas atoms. Simbuca simulation program and ions before and after the use of buffer gas pressure of the ion dynamics after the use of the ion dynamics were examined. In addition, temperature changes were investigated using 100 coulomb effect for $^{7}Li^{+1}$ and $^{11}B^{+1}$ ions separately.

Keywords: Penning trap, Buffergas, Ion, Mass spectrometry

January, 2019; 45 pages

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. Paul tuzağı (a) ve Penning tuzağı (b, c) elektrot konfigürasyonları…….....3
Şekil 2.1. Hiperbolik elektrotlarla ideal Penning tuzağı. …….……4
Şekil 2.2. Gerçek Penning Tuzagı (Hiperbolik ve Silindirik) Yapıları. …….…….5
Şekil 2.3. Bir Penning tuzağında bir iyonun x-y düzlemine şematik izdüşümü……7
Şekil 2.4. Rezistif soğutmanın çizimi. Azaltılmış siklotron iyon hareketinin (ω_+) enerjisi, empedans $\Re$ ve bir kalite faktörü $Q = \omega / \Delta\omega$ olan soğutulmuş bir rezonans devresi yoluyla dağıtılabilir. ..…….…...…11
Şekil 2.5. Yüksek yüklü iyonların elektronlar tarafından hapsedilmesi ve soğutulması için yuvalanmış bir tuzak düzeni . …….……...13
Şekil 5.1. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonlarının x-t salınımları tampon gaz kullanılmadan (a,d) tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e) tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f) …….…..20
Şekil 5.2. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının tampon gazı etkisi kullanılmadan önce (a) (0.0001 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (b) (0.1 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (c) x-t salınımları ...……..….22
Şekil 5.3. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonlarının y-t salınımları tampon gaz kullanılmadan (a,d) tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e) tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f) …….…..….23
Şekil 5.4. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının z-t salınımları tampon gaz kullanılmadan (a,d) tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e) tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f). ……...……...…....24
Şekil 5.5. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının y-x salınımları tampon gaz kullanılmadan (a,d) tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e) tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f). ……...…25
Şekil 5.6. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının z-x salınımları tampon gaz kullanılmadan (a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e) tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f) …….…...26
Şekil 5.7. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonlarınınx-y-z üç boyutlu salınımları tampon gaz kulanılmadan (a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında(b,e), tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f) ….……..28
Sekil 5.8. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının tampon gazı etkisi kullanılmadan önce(a) (0.0001 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra(b) (0.1 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (c) x-t salınımları . $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ tampon gazı etkisi kullanılmadan x-y x-z ve xyz salınımları …….29
Şekil 5.9. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının Vx-x grafikleri: Tampon gaz kulanılmadan (a,d) tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e) tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f). ……..….32
Şekil 5.10. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının tampon gazı etkisi kullanılmadan önce (a) (0.0001 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (b) (0.1 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (c) ,Vx-x grafiği ……..…….....33
Şekil 5.11. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonlarının Vz-z grafikleri: Tampon gaz kullanılmadan(a,d) tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e) tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f)…….34
Şekil 5.12. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının tampon gazı etkisi kullanılmadan önce (a), (0.0001 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (b), (0.1 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (c) Vz-z grafiği. ……....35

Şekil 5.13. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının kinetik enerjilerinin zamana bağlı değişim grafikleri: Tampon gaz kullanılmadan (a,d) tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e) tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c, f). ……36
Şekil 5.14. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının tampon gazı etkisi kullanılmadan önce (a) tampon gaz 0.0001mbar kullanıldığında(b) tampon gaz 0.01 mbar kullanıldığında (c) kinetik enerjinin zamana bağlı değişimleri. …….37
Şekil 5.15. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının sıcaklıklarının zamana bağlı değişim grafikleri: Tampon gaz kullanılmadan (a,d) tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e) tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f). …….38
Şekil 5.16. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının tampon gazı etkisi kullanılmadan önce (a) tampon gaz 0.0001mbar kullanıldığında (b) tampon gaz 0.01mbar kullanıldığında(c) x-t grafiği. ……... 39
Şekil 5.17. $^{7}Li^{+1}$ için tampon gaz 0.0001mbar ve 0.1 mbar (a) $^{11}B^{+1}$ için tampon gaz 0.0001 mbar ve 0.1 mbar (b) sıcaklığın zamana bağlı değişimi. ……..……..40
Şekil 5.18.100 $^{7}Li^{+1}$ iyonu için tampon gaz ve coulomb etkisi kullanılmadan T-t grafiği (a) tampon gaz kullanılmış, coulomb etkisi kullanılmadan T-t grafiği (b) tampon gaz (0.0001 mbar) ve coulomb etkisi kullanaılırsa T-t grafiği (c) tampon gaz (0.1 mbar) ve coulomb etkisi kullanılınca (d)…….....41
Şekil 5.19.100 $^{11}B^{+1}$ iyonu için tampon gaz ve coulomb etkisi kullanılmadan T-t grafiği (a) tampon gaz kullanılmış, coulomb etkisi kullanılmadan T-t grafiği (b) (0.0001 mbar) tampon gaz ve coulomb etkisi kullanılırsa T-t grafiği (c) tampon gaz (0.1 mbar) ve coulomb etkisi kullanılırsa (d). ……..…42

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 5.1. İyonlar için kullanılan İdealtrap'ın başlangıç parametreleri ……19
Çizelge 5.2. İyonların atomik kütleleri tuzak içerindeki başlangıç bilgileri.....20

SİMGELER VE KISALTMALAR

BEC	Bose-Einstein Yoğuşması
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
FT-ICR	Fourier İyon Siklotron Rezonansı
PI-ICR	Faz -Görüntü İyon Siklotron Rezonansı
ToF-ICR	Uçus Süresi İyon Siklotron Rezonansı
B	Manyetik alan
d	Hiperbolik tuzak için tuzağın karakteristik boyutu
E_{kin}	Kinetik enerji
$eV.$	Elektron volt
F	Kuvvet
m	İyon kütlesi
P	Basınç
$\mathcal{R}$	Devrenin empedansı
t	Zaman
T	Sıcaklık
V	Hız
U_{dc}	Endcap ve halka elektrotları arasındaki potansiyel farkı
$2z_0$	Uç kapak elektrotları arasındaki en yakın mesafe
q	Elektriksel yük
ω_c	Siklotron frekansı
ω_z	Ayrıştırma frekansı
ω_+	Magnetron frekansı
$2\rho_0$	İç halka çapı
δ	Tampon gaz etkisi ile tanımlanan sönüm parametresidir
α	Salınım hareketi için katsayı
γ_C	Sinkrotron radyasyonu

1. GİRİŞ

Bir iyon tuzağı, genellikle bir dış ortamdan yalıtılmış bir sistemde yüklü parçacıkları yakalamak için kullanılan elektrik veya manyetik alanların birleşimidir. İyon tuzakları, kütle spektrometresi, temel fizik araştırmaları ve kuantum durumlarını kontrol etme gibi bir dizi bilimsel kullanıma sahiptir [1].

Wolfgang Paul, fiziğe ve iyon tuzakları tekniğine yaptığı muazzam katkılarından dolayı 1989 Nobel Fizik Ödülü'nü aldı. 8 Aralık 1989'da teslim edilen Nobel konferansında, deneysel fiziğin, maddenin yapısını gözlemleme ve içindeki dinamik süreçleri algılama sanatı olduğunu vurgulamıştır [2].

Bununla birlikte, bazı doğal süreçlerin karmaşık davranışlarını anlamak için, maddenin ışık etkileşimini içeren ilgili parametreleri mümkün olduğunca ölçmek gerekir. Bir atomun enerji seviyeleri veya bu seviyeler arasında geçiş olasılığı gibi atomik özelliklerin ölçümleri genellikle bir atom topluluğu üzerinde gerçekleştirilir. Ancak bazı çalışmalarda izole tek atom / iyon üzerinde araştırma yapılması gereklidir. Bu tür çalışmalar son zamanlarda gerçekleştirilmiş, radyasyonun atomlarla etkileşimi alanında bazı heyecan verici gözlemler ortaya çıkmıştır. Boş alanda kalan tek bir atom kontrolsüz sapmalardan arınmış, atomik fizikçilerin ideal hayaliydi. İyon tuzakları bu rüyayı neredeyse karşıladı. İyon tuzakları içerisinde hareketsiz kalabilen bir iyon gerçek olmuştu. Çalışmalardan geliştirilen yüklü parçacıkları yakalama fikri elektriksel deşarjlarda ve sürekli olarak evrimleşmiştir. Parçacık alanlarında kapsamlı araştırma kütle filtreleri ve hızlandırıcıları ortaya çıkarmıştır. Elektriksel özelliklerin incelenmesi ile ilgili çalışmalar Kingdon tuzağı adı verilen en eski tuzağın bulunmasını sağlamıştır [2].

1936 yılında F.M Penning tarafından eksenel manyetik alanın varlığında koaksiyal silindirler arasındaki elektriksel yük boşalmalarının özelliklerinin incelenmesi Penning tuzağının gelişmesini sağlamıştır. Bu çalışmanın önemli sonucu, iki elektrot arasındaki elektron yolunun manyetik alanın elektronları eksen etrafında dairesel yörüngeye zorlama eğilimine bağlı olarak çok uzun olabileceğiydi [2].

1953'te Bonn'daki Wolfgang Paul, manyetik alandaki dört kutuplu kütle filtresini araştırdı. Onun çalışmaları, atomik iyonlar için Paul veya radyo frekansı iyon tuzağının

gelişmesine yol açtı. O zamandan beri çeşitli iyon türleri üzerinde spesifik incelemelere hitap eden tuzaklar kurulmuştur.

Penning tuzağının geliştirilmesi, öncelikle Hans Dehmelt ve onun ortakları tarafından Manyetik alanla birlikte bir dc elektrik alanı kullanarak Seattle'de.yapıldı [2].

Dehmelt bir Penning tuzağında elektromanyetik potansiyel ile tek bir elektron yakaladı. Dehmelt, bu tek elektronu yerçekimsel alana (geonium atom) bağladı. Tuzaklanan iyonlar üzerindeki ilk atomik aşırı ince yapı deneyi, bir Paul tuzağında depolanmış iyon değişim çarpışma tekniği kullanılarak Dehmelt grubu tarafından gerçekleştirildi ve bu da atomik frekans standartları için sonraki deneylerin bir kısmının yolunu açtı. Bu çalışmaların etkisi 1989 yılında Fizik dalında Nobel Ödülü'nün Hans Dehmelt ve Wolfgang Paul tarafından ödüllendirilmesiyle kabul edildi (ödülün yarısı atomik ışın manyetik rezonans yönteminde salınım alanının tanıtımı için Norman F. Ramsay'a verildi) [2].

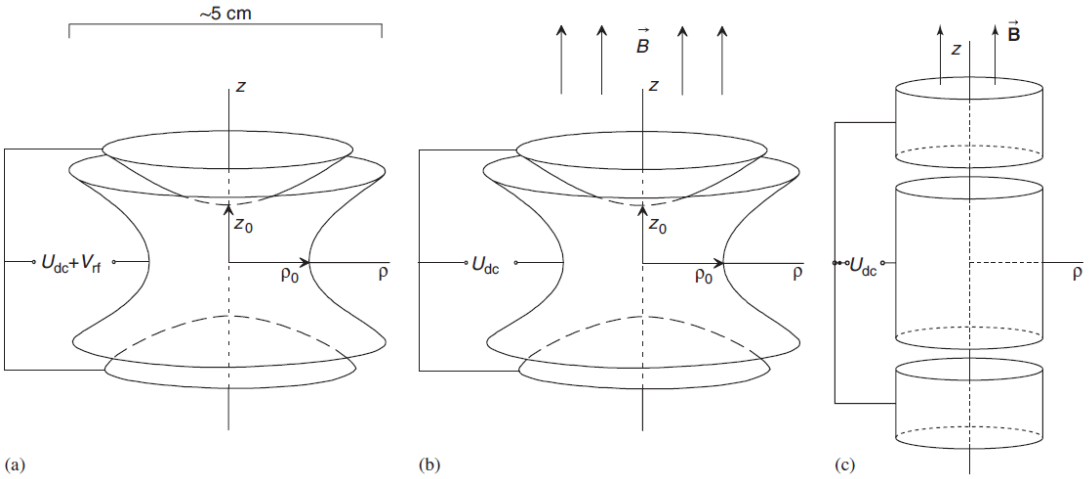
1.1 Tuzak Çeşitleri

En yaygın iki iyon tuzağı türü, Elektrik ve manyetik alanların bir kombinasyonu yoluyla bir potansiyel oluşturan Penning tuzağı ve statik ve salınımlı elektrik alanlarının bir kombinasyonu yoluyla potansiyel oluşturan Paul tuzağıdır [3,4].

Penning Tuzak: Manyetik alan kullanarak tuzaklama yapmaktadır. Tuzak düzeneğini, bir mıknatısın oluşturduğu düşey bir manyetik alana yerleştirelim; kapaklara artı elektrik gerilimi, halkaya ise eksi bir elektrik gerilimi uygulayalım. Manyetik alan sayesinde iyon yatay düzlemde kalır ve manyetik alan tarafından belirlenen bir eksen etrafında daire biçiminde hareket etmeye zorlanır. Elektrik kuvvetlerinden gelen kararsızlığı bu şekilde dengelemiş olur. Böylece tuzaktaki iyonu, uzayın üç doğrultusunda da tuzaklamış olur [3,4].

Paul Tuzak: Sadece elektrik alan kullanılır. Zamana bağlı olarak bu elektrik alanlar sürekli olarak değiştirilir. Sabit elektrik alan durumuna göre incelendiğinde, kapaklar eksi olduğunda halka artı gerilimde olur. İlk durumda merkezde bulunan iyon, merkezden uzaklaşmaya başladığında kapak ve halkadaki gerilimlerin işareti değiştirilir. Bu defa kapak artı halka eksi gerilimde olur. Bu değişim sürekli olarak tekrarlanır böylece iyon merkezde küçük bir bölgede tuzaklanmış olur [3,4].

Şekil 1.1'de Penning ve Paul tuzaklarının hiperbolik şekilleri ve Penning tuzağının silindirik şekli verilmiştir.



Şekil 1.1. Paul tuzağı (a) ve Penning tuzağı (b, c) elektrot konfigürasyonları [5].

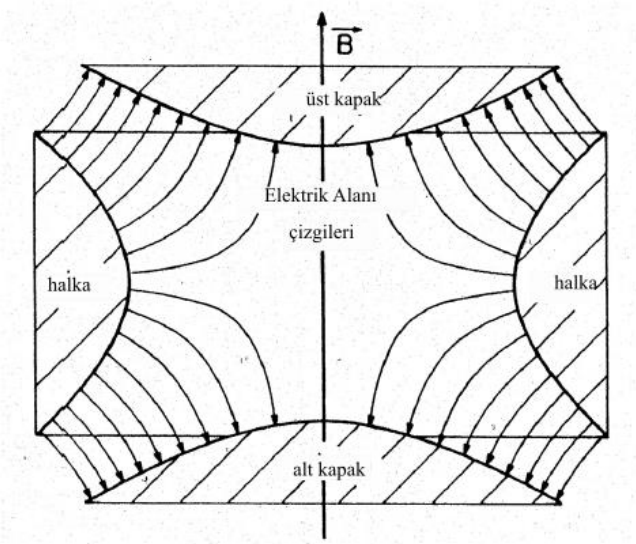
Penning tuzağını kullanmak radyo frekansı tuzağına (Paul trap) göre avantajlara sahip olabilir. İlk olarak, Penning tuzakta sadece statik alanlar uygulanır. Güçlü yakalama yaparken Penning tuzağı daha büyük yapılabilir. Yakalanan iyon sonra elektrot yüzeylerinden daha uzak tutulabilir. Elektrot yüzeylerindeki yama potansiyelleri ile etkileşim, ısıtma ve basınçsızlık etkilerinden sorumlu olabilir ve bu etkiler, iyon ve elektrot arasındaki ters mesafenin yüksek bir gücü olarak ölçeklendirilebilir [URL-1].

Bu tez çalışmasında Penning iyon tuzağında soğutma yöntemlerinden tampon gaz etkisindeki iyonların dinamikleri incelenmiştir.

2. PENNING TUZAĞI

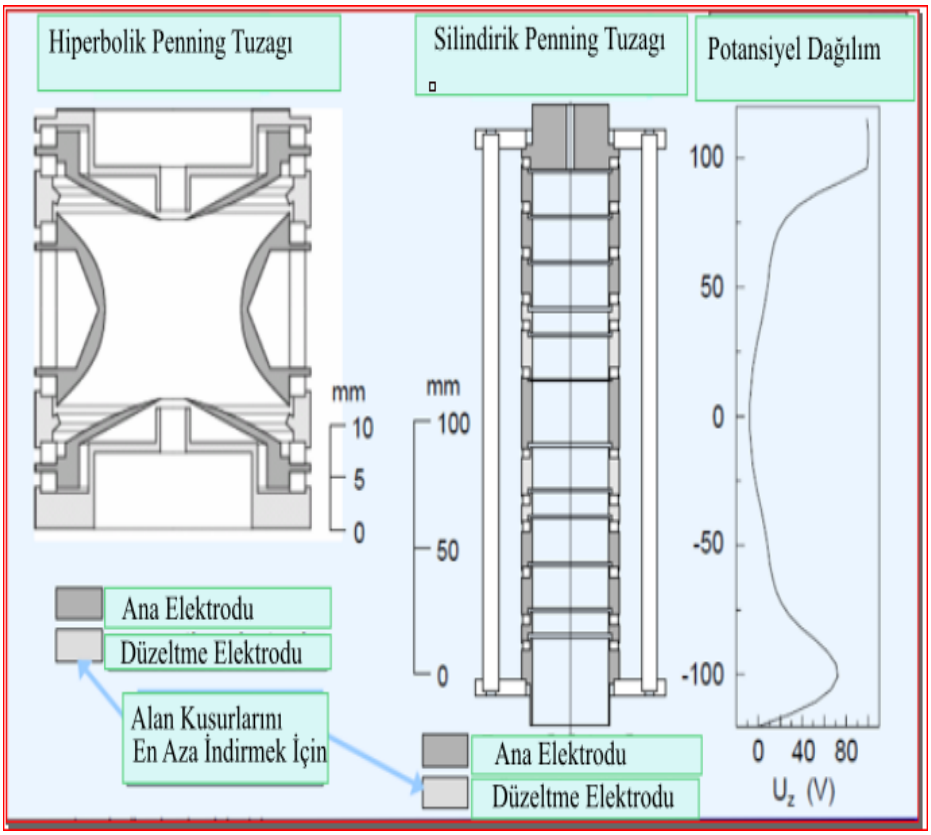
Elektronların yük boşalması sırasında kaldığı süreyi arttırmak için manyetik ve elektrik alanlarının orijinal kullanımı büyük ölçüde Penning tuzağı ile başarılmıştır. Tek bir parçacık, evrimsel bir manyetik alan ve bir elektrostatik dört-kutup potansiyelinin kombinasyonunda hapsedilebilir. Bu Penning tuzağı olarak bilinir. Tuzaklanan parçacıkların küçük bir bulutu, atomun çekirdeği etrafındaki çoklu elektron durumuna benzer ancak atom çekirdeği, değiştirilebilen harici bir yakalama alanı ile değiştirilir [1].

Elektronlar başlangıçta, alan emisyon noktasına yüksek bir voltaj uygulayarak tuzak içine sokulur. Bu, yavaş elektronlar üretmek için çok seyrek kalıntı gaz atomlarıyla çarpışan bir enerjik elektron demeti üretir, bunlar daha sonra tuzakta yakalanır. Şekil 2.1 de görüldüğü gibi Kapağın elektrotları, dört kutuplu bir elektrik alan üreten hiperboller ve tuzağın ekseni boyunca üst üste yerleştirilmiştir. Bu eksen boyunca güçlü bir manyetik alanı vardır [6].



Şekil 2.1. Hiperbolik elektrotlarla ideal Penning tuzağı [6].

Şekil 2.2 ‘de silindirik ve hiperbolik penning tuzak yapıları görülmektedir.



Sekil 2.2. Gerçek Penning tuzagı (Hiperbolik ve Silindirik) Yapıları [5].

2.1 Penning Tuzağında İyon Hareketi

Bir manyetik alana hareket eden yük/kütle oranı q / m olan bir parçacık B= $B(z)$ manyetik alanın yönüne dik olan bir hız bileşeni v, bir Lorentz kuvvetinin iyon üzerine etkimesini sağlayacaktır.

$$\overrightarrow{F_L} = q\vec{\vartheta} \times \vec{B} \tag{2.1}$$

Bu kuvvet yüklü parçacığı radyal yönde sınırlar ve açısal frekansta dairesel hareket yapar.

$$\omega_c = \frac{q}{m} \cdot B \tag{2.2}$$

Eksenel hapsetme zayıf bir statik elektrik dört kutup potansiyeli ile elde edilir.

$$V(z,r) = \frac{U_{dc}}{2d^2}\left(z^2 - \frac{1}{2} \cdot \rho^2\right) \tag{2.3}$$

z ve ρ eksenel ve radyal silindirik koordinatlardır. U_{dc} endcap ve halka elektrotları arasındaki potansiyel farkı, d ise hiperbolik tuzak için tuzağın karakteristik boyutunu aşağıda verildiği gibi göstermektedir:

$$d^2 = \frac{1}{2} \cdot \left(z_0^2 + \frac{\rho_0^2}{2} \right) \tag{2.4}$$

burada, $2\rho_0$ ve $2z_0$, sırasıyla iç halka çapı ve uç kapak elektrotları arasındaki en yakın mesafedir (Şekil 1.1).

Kartezyen koordinat sisteminde hareket denklemleri aşağıdaki gibidir:

$$m\,\ddot{\vec{z}} = q\vec{E}_z \tag{2.5}$$

$$m\ddot{\vec{\rho}} = q\left(\overrightarrow{E_{\dot{\rho}}} + \dot{\vec{\rho}} x \vec{B}\right) \tag{2.6}$$

[7]'ye göre hareket denklemleri,

$$\ddot{x} = \omega_c \cdot \dot{y} + \frac{\omega_z^2 x}{2} \tag{2.7}$$

$$\ddot{y} = -\omega_c \dot{x} + \frac{\omega_z^2 y}{2} \tag{2.8}$$

$$\ddot{z} = -\omega_z^2 \dot{z} \tag{2.9}$$

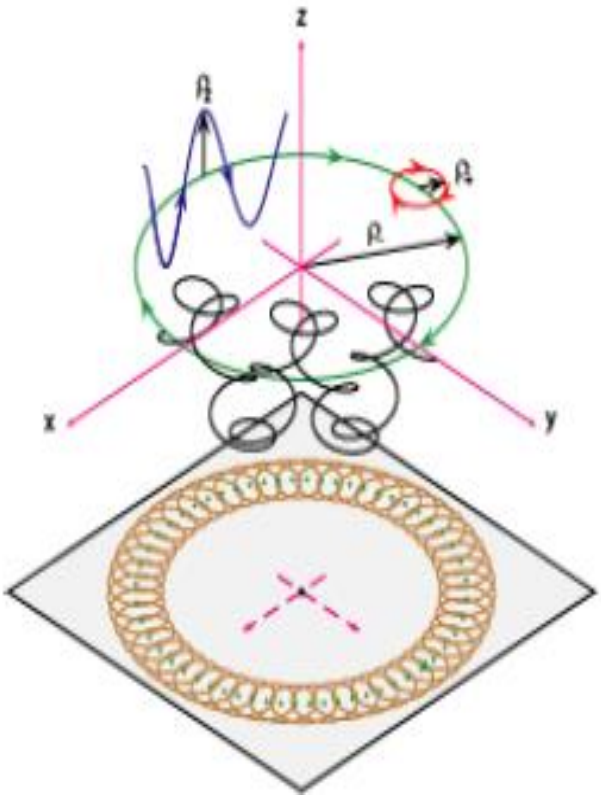
Elektrik alan

$$E_Z = -\frac{U_{dc}}{d^2} z \tag{2.10}$$

ve

$$E_\rho = -\frac{U_{dc}}{2d^2} \rho \tag{2.11}$$

Şekil 2.3'de gösterildiği gibi üç bağımsız hareket modunu elde ediyoruz: (i) z-ekseni boyunca frekans ω_z ile harmonik bir salınım, (ii) serbest parçacıklar siklotron frekansına göre hafifçe azaltılmış frekans ω_+ ile dairesel radyal siklotron hareket ω_c ve (iii) magnetron frekansında ω_- dairesel bir radyal magnetron veya sürüklenme hareketi.



Sekil 2.3. Bir Penning tuzağında bir iyonun x-y düzlemine şematik izdüşümü [8].

İdeal bir elektrikli dört kutuplu alan için üç öz frekans vardır [6].

$$\omega_z = \sqrt{\frac{qU_{dc}}{md^2}} \tag{2.12}$$

$$\omega_+ = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \tag{2.13}$$

$$\omega_- = \frac{\omega_c}{2} - \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \tag{2.14}$$

Elektrik yakalama alanından gelen kuvvetin halka elektrotunun yönüne doğru işaret etmesi ve sadece güçlü manyetik alanın varlığının iyonların bu yöne doğru kaymasını önlediğinden, manyetik hareketin tuzakta iyonun sabit bir hareketi olmadığını görürüz. Herhangi bir pertürbasyon, örneğin: Arka plan molekülleri ile çarpışmalarla, magnetron hareketinin ve sonunda iyon kaybının artmasına neden olacaktır. Dolayısıyla, iyon kaybına karşı koymak için özel önlemler uygulanmadığı sürece, ultra yüksek vakumda tuzak operasyonu gereklidir. Bu alt bölüm 2.2'de ele alınacaktır.

Denklemlerde (2.13) ve (2.14) gerçek köklere sahip olma gerekliliği, yakalama koşullarına yol açar.

$$\omega_c^2 - 2\omega_z^2 > 0 \tag{2.15}$$

$$\frac{|q|}{m} B^2 > 2\frac{|U_{dc}|}{d^2} \quad \text{ve} \quad qU_{d_c} > 0 \tag{2.16}$$

Bu, radyal elektrik alan bileşeninin dışa doğru yönlendirilmiş kuvvetini dengelemek için gereken minimum manyetik alanı belirler.

Hareket frekanslarının ilişkili olduğu denklemlerden (2.12), (2.14)'den aşağıdaki bağıntılar elde edilir.

$$\omega_c = \omega_+ + \omega_- \tag{2.17}$$

$$2\omega + \omega_- = \omega_Z^2 \tag{2.18}$$

$$\omega_- < \omega_z < \omega_+ \tag{2.19}$$

Eksenel ve dairesel hareket modlarının genlikleri ve fazları başlangıç koşullarına bağlıdır, yani bir parçacığın tuzakta yaratılma anındaki pozisyonu, hızı veya harici bir kaynaktan enjeksiyonu iyonun tuzak içerisindeki hareketini belirler.

Denklemlerdeki (2.12) ve (2.13) yakalama koşulları için $\omega_z << \omega_c$ kökler genişlediğinde ilk yaklaşımda elde edilir.

$$\omega_- \approx \frac{U_{dc}}{2\,d^2 B} \tag{2.20}$$

ve

$$\omega_+ \approx \omega_C - \frac{U_{dC}}{2\,d^2 B} \tag{2.21}$$

Denklemden (2.19)'dan magnetron frekansının, tuzaklanan yüklü parçacıkların kütlesinden bağımsız olarak, bu birinci mertebede yaklaşım olduğunu görürüz. Yakalama parametreleri için sayısal değerler tuzaktan tuzağa değişir. Gerçek Penning tuzakları ideal dört kutuplu alandan sapmalara sahiptir. Tuzağın yapımındaki, yanlış hizalamalarındaki ve manyetik alandaki homojensizlikteki kusurlardan kaynaklanırlar.

Ayrıca, tuzakta birden fazla iyon bulunması Coulomb alanı nedeniyle ideal durumdan sapmalara neden olur. Bu kusurlar, çözme gücünü sınırlandıran ve sistematik belirsizlikler yaratan, hareket rezonanslarının frekans kaymaları ve asimetrileriyle sonuçlanır. Bu asimetriler yüksek mertebeden katkıların büyüklüğüne ve iyonun salınım genliklerine bağlıdır [2,5,6].

Brown ve Gabrielse [6,9], siklotron frekansı ω_c'nin, "değişmezlik teoremi" olarak adlandırılanlar söz konusu olduğunda, tuzak sapmalarından bağımsız hale geldiklerini gösterir.

$$\omega_c^2 = \omega_+^2 + \omega_-^2 + \omega_z^2 \tag{2.22}$$

Bireysel frekanslar kaydırılabilse de kullanılır.

Son zamanlarda Gabrielse [6,8], yan bandın da uyarıldığına işaret etti.

$$\omega_c = \omega_+ + \omega_- \quad . \tag{2.23}$$

İdeal olmayan bir tuzak durumunda bile ω_c büyük bir hassasiyetle belirlenmesini sağlar [8].

2.2 Tuzaktaki İyonların Soğutulması

Kusurlu bir tuzakta frekans kaymalarının azaltılması için, sadece tuzak kusurlarını en aza indirmek için değil, aynı zamanda parçacıkların hareket genliğini mümkün olduğunca azaltmak gerekir. Bu sebeple iyon soğutma, tuzak tekniğinde önemli bir prosedürdür [8].

Soğutulan parçacıkların çok daha küçük bir hacimde yakalanabilmelerinin ve bu sayede yakalama alanlarındaki kusurların daha azının incelenebilmesinin yanı sıra, deneylerde sıklıkla kullanılan farklı tuzaklar arasındaki iyon aktarımı, enine ve boyuna yayılımın azalmasından dolayı çok daha verimlidir. Farklı parçacık soğuma yöntemleri mevcuttur [8,9].

2.2.1 Tampon gazı soğutması

Bu soğutma viskoz bir çekme kuvveti anlamında anlaşılabilir. Siklotron ve eksenel salınımlar, tampon gaz molekülleri ile çarpışmalarla tuzakta sönümlenir. Daha önce de belirtildiği gibi, parçacıkların çarpışmaların etkisi altında duvara kayması bir sorundur. Depolanan parçacıkların harici bir dört kutuplu radyo frekansı (r.f.) alanı, radyal düzlemde ω_+ ve ω_- toplam frekansında uyarılarak karşılanabilir. Alan, dört segmente ayrılan halka elektrodunun bitişik parçaları arasında uygulanır. Modifiye siklotron hareketini ve magnetron hareketini birleştirir. Enerji sürekli olarak siklotron modundan dağıtıldığı için, bağlantı manyetik magnetronun yarıçapında azalmaya neden olur ve iyonlar da tuzak merkezine sürülür. Bu soğutma yöntemi kısa ömürlü radyoaktif nüklitlerin Penning tuzak kütle spektrometresinde yaygın olarak kullanılmaktadır [8].

2.2.2 Dirençli soğutma

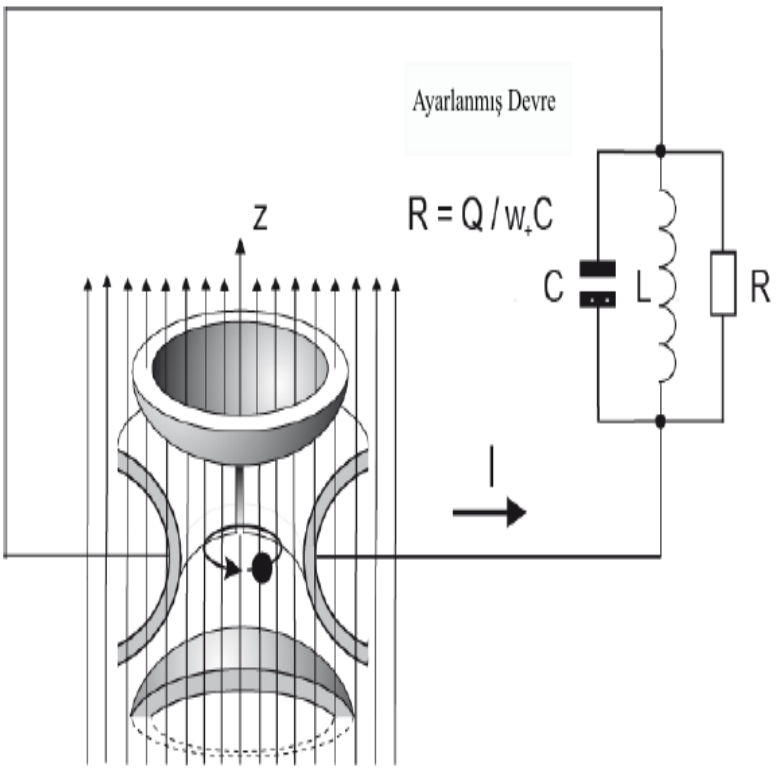
Depolanan yükü parçacıkların hareket enerjisini, uç kapak elektrotları veya halkanın farklı bölümleri arasına bağlanmış bir harici devre kullanarak azaltır (Şekil 2.4). Devrelerin rezonans frekansları, o yöndeki hareket frekanslarına eklenerek seçilir. Yüklü parçacıklar hareketiyle yakalama elektrotlarında indüklenen görüntü akımları, devrenin empedansı boyunca bir akıma yol açar.

Devredeki ilgili sıcaklık artışı, iyon sıcaklığı devreninkiyle dengede olana kadar çevreye yayılır.

Eğer tuzak bir sıvı Helyum içine daldırılmışsa, iyon sıcaklığı 4.2 Kelvine ulaşabilir. Üstel enerji azalması için zaman sabiti,

$$\tau = \frac{m\, d^2}{\mathcal{R} \cdot q^2} \tag{2.24}$$

Burada $\mathcal{R}$ devrenin empedansı, d ise denklem (2.4)'de verildiği gibidir [9].



Şekil 2.4. Dirençli soğutmanın çizimi. Azaltılmış siklotron iyon hareketinin(ω_+) enerjisi, empedans $\Re$ ve bir kalite faktörü $Q = \omega / \Delta\omega$ olan soğutulmuş bir rezonans devresi yoluyla dağıtılabilir [8].

2.2.3 Buharlaşmalı soğutma

Bose-Einstein yoğuşması (BEC) deneylerinden bilindiği üzere, enerjik partikül-lerin, yakalama potansiyelini azaltarak tuzaktan çıkarılması prensibine dayanır. Geri kalan partiküllerin sıcaklığı, yakalama voltajı normal değerine döndüğünde azalır. Bu işlem sadece birkaçına kadar devam edebilir veya Bir parçacık bile tuzakta kalır. İyon tuzağı kütle spektrometresi için, tuzaktaki parçacıkların sayısını tek bir iyona indirgemek için bir yöntem olarak yararlıdır [8].

2.2.4 Lazer soğutma

Tuzaklanmış atomik iyonlardan enerji azaltmanın en etkili yoludur. Bununla birlikte, iyonun kendi toprak durumundan, hızlı bir şekilde zemin durumuna geri çekildiği bir uyarılmış duruma uyarılmasına izin veren bir elektronik seviye diyagramı gerektirir. Böyle etkili iki seviyeli diyagram, özellikle toprak alkali atomlarından, birkaç tane tek başına yüklü iyonlar halinde mevcuttur [8].

2.2.5 Radyasyon soğutma

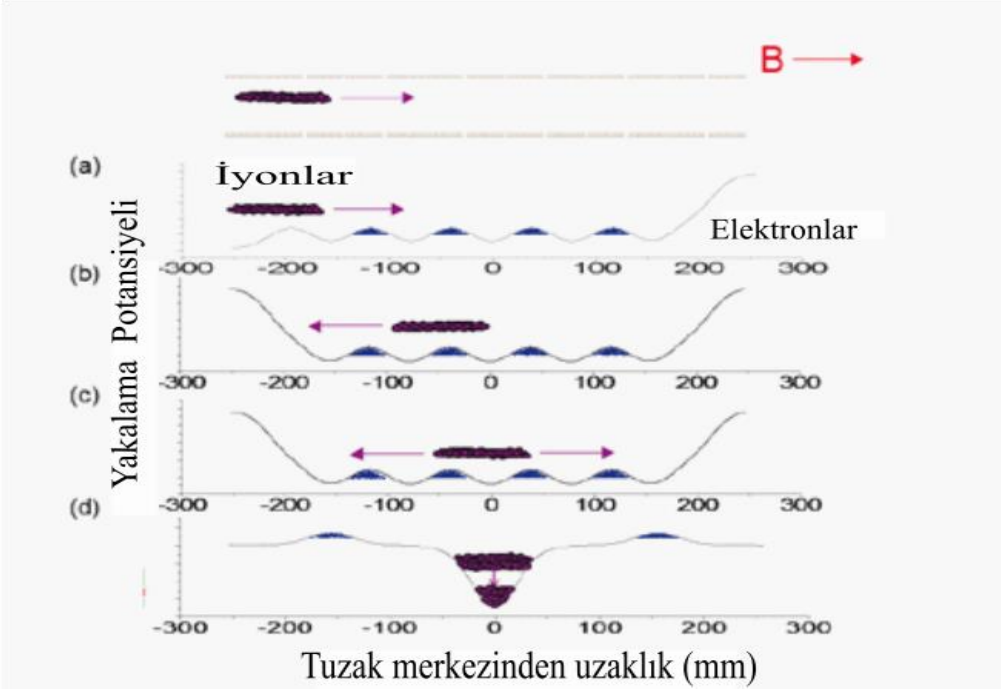
Güçlü bir manyetik alanda bir elektron için radyasyon soğutması uygulanır. Siklotron frekansında dolaşan sinkrotron radyasyonu γ_C tarafın-dan verilen bir hızda enerjiyi kaybeder.

$$\gamma_c \approx \frac{4e^2\omega_c^2}{3m_e c^3} \tag{2.25}$$

3 T manyetik alandaki elektronlar için oran yaklaşık 0.3 s^{-1}'dir. Atomik iyonlar için yüksek kütleleri ve düşük siklotron frekansı nedeniyle enerji kaybı oranı çok az olur. Bu nedenle de iyonların soğutulması için yöntem hiç ilgi çekmez [8].

2.2.6 Sempatik soğutma

Lazer veya radyal olarak soğutulan partiküller aynı anda depolandığında depolanan partiküllerin sıcaklığını azalır. Coulomb etkileşimi ile ilgili türler soğutulmuş iyonlarla aynı sıcaklığı alacaktır. Elektronlar sempatik soğuma için kullanıldığında bir problem ortaya çıkar, çünkü bunlar farklı tuzak işareti nedeniyle aynı tuzakta atomik iyonlarla aynı anda depolanamazlar. Pozitif ve negatif yük işaretleri için potansiyel minimuma sahip farklı bölgelerden oluşan "İç içe" tuzaklar (şekil 2.5), pozitif ve negatif parçacıkların eşzamanlı depolanmasını sağlar. Coulomb etkileşiminin uzun menzili daha sonra termal hale gelir [10]. Yöntem, aynı tuzak sisteminde antiprotonların soğutulması için depolanmış soğuk pozitronların kullanıldığı Avrupa nükleer araştırma merkezi (CERN) anti-hidrojen deneylerinde başarıyla uygulanmıştır [8].



Şekil 2.5. Yüksek yüklü iyonların elektronlar tarafından hapsedilmesi ve soğutulması için yuvalanmış bir tuzak düzeni [5].

İyonlar tuzağa (a) girer, elektron bulutu (c) tarafından soğutulmuş potansiyeli (b) ve son olarak da dirençli soğuma (d) değiştirerek, dönüşünden sonra yansıyan ve yakalanan iyonların soğumasını sağlar [8].

2.3 Tampon Gazın İyon Hareketine Etkisi

Tampon gazının iyon hareketi üzerindeki etkisi, viskozite kuvveti ile tarif edilebilir.

$$\vec{F} = \delta m \vec{v} \tag{2.26}$$

Burada mv iyonun momentumudur, *m* iyonun kütlesi, *V* ise iyonun hızı. Tampon gaz etkisi ile tanımlanan δ sönüm parametresidir.

Mobilitesi K_{ion} ile sönüm sabiti δ şu şekilde yazılabilir:

$$\delta = \frac{q}{m}\frac{1}{K_{ion}} \cdot \frac{P/P_N}{T/T_N} \tag{2.27}$$

Burada q / m, iyonun yük-kütle oranıdır ve *P* ve *T* gaz basıncı ve sıcaklık değerleri, P_N ve T_N ise normal sıcaklık ve basınçtır.

Genellikle, yüksek iyonizasyon potansiyelleri ve dolayısıyla şarj değişiminden dolayı minimum kayıplar nedeniyle asal gazlar tampon gazı olarak kullanılır.

Hareketsel genliklerin sönümlenmesi şöyle tanımlanabilir:

$$\rho(t) = \rho_0 \cdot e^{-\alpha t} \tag{2.28}$$

Bir Paul tuzağındaki salınımlar veya bir Penning tuzağındaki eksenel hareket gibi doğrusal salınım hareketleri için katsayı α, sönümleme katsayısına δ eşittir. Bir Penning kapanı içindeki magnetron ve siklotron hareketi durumunda, sönüm sabitleri [11].

$$\alpha_{\pm} = \pm\delta \frac{\omega_{\pm}}{\omega_{+}-\omega_{-}} \tag{2.29}$$

Siklotron yanı sıra eksenel salınımlar, tampon gaz çarpışmaları ile sönümlenir. Bununla birlikte, α_{-}'nin negatif işareti, magnetron yörüngesinin zamanla artmasıyla sonuçlanır, çünkü iyon, tampon gaz atomlarıyla çarpışmalarla (potansiyel) enerjiyi kaybeder [12].

Tampon gaz kullanıldığında sönüm sabiti dahil edildiğinde hareket denklemleri (2.6), (2.7), (2.8) aşağıdaki gibi olur.

$$\ddot{x} = \omega_c \cdot \dot{y} + \frac{\omega_z^2 x}{2} - \delta \mathrm{m} \dot{x} \tag{2.30}$$

$$\ddot{y} = -\omega_c \dot{x} + \frac{\omega_z^2 y}{2} - \delta \mathrm{m} \dot{y} \tag{2.31}$$

$$\ddot{z} = -\omega_z^2 \dot{z} - \delta \mathrm{m} \dot{z} \tag{2.32}$$

3. PENNING TUZAĞININ KÜTLE SPEKTROMETRESİ OLARAK KULLANILMASI

Bir atomun veya bir çekirdeğin kütlesi, bir insanın parmak izi gibi, atomun veya çekirdeğin kesin olarak tanımlanmasına izin verdiği gibi benzersizdir. Atom kütleleri ayrıca, atomun temel yapı taşlarının (protonlar, nötronlar ve elektronların) bağlanma enerjilerine erişim sağlarken, çekirdeğin durumuna (yani ister toprakta ister düşük bir izomerik halde olsun) iç görü sağlar. 1913 yılında Thomson'un neon izotoplarının varlığının keşfi ile kütle spektrometresinin doğumundan bu yana, daha rafine kütle spektrometri yöntemleri icat edilmiştir. En yüksek kütle hassasiyeti ve kütle çözme gücü sağlayan en modern kütle spektrometresi yöntemi, bir ilgi konusu iyonun manyetik alanda döndüğü salınım frekansının ölçümüne dayanır. İyonların hapsedilmesini sağlayan cihaz, günümüzde stabil iyonlar için radyo nüklitler 10^{-10} ve hatta 10^{-11}'in altında bile göreceli kütle belirsizliği sunan Penning tuzağıdır. Hassasiyet, verimlilik ve çözünürlükteki gelişmelerin yanı sıra, uygulama aralığı ile birlikte daha büyük bir nötrondan proton dengesizliğine sahip türlere uygulama genişlemiştir. Sonuç olarak, aşırı proton-nötron oranlarında radyo nüklitler dahil olmak üzere, nüklitlerin şeması boyunca 3000'den fazla türün bağlanma enerjileri hakkında detaylı bilgi mevcuttur. Yeni kütle verileri, özellikle 10^{-6} ve altındaki göreceli kütle belirsizlikleri ile istikrardan uzak nüklitler, astro fiziksel modeller için vazgeçilemez nükleer fizik girdisi sağlar ve böylece Evrende element oluşumu süreçlerini anlamamızı sağlar. Belirli izotopların doğrudan kütle farkı (Q değeri) ölçümleri nötrino fiziği araştırmasında önemli bir rol oynar. Dahası, elektronlar veya protonlar gibi elemanter parçacıkların kütle tayini, temel sabitler sistemimizin önemli bir parçasını temsil eder. İkincisi için, 10^{-11} seviyesinde göreli kütle belirsizlikleri gereklidir. Son olarak, 2019'da yürürlüğe girmesi beklenen atomik bir standart ile kütle birimi için mevcut makroskopik standardın yerini almaya çalışılmıştır [13].

Bir Penning tuzağında elektrik yükü Q ile bir iyonun kütle m'nin belirlenmesi, siklotron frekansı ω_c'nin (saf manyetik alandaki iyon hareketinin frekansı) ölçümüne dayanır:

$$\omega_c = \frac{1}{2\pi}\frac{q}{m} \cdot B \tag{3.1}$$

İyon kütlesi, öz frekansları aşağıdaki gibi siklotron frekansına bağlayan değişmezlik teoreminden belirlenir:

$$\omega_c^2 = \omega_+^2 + \omega_-^2 + \omega_z^2 \tag{3.2}$$

Bu ilişki sadece ideal bir Penning kapanı için değil, aynı zamanda elektrik ve manyetik alanların hizalanmasında küçük kusurları olan mevcut Penning-tuzak sistemleri için de geçerlidir.

Kısa ömürlü nüklitlerin yüksek hassasiyetli Penning-trap kütle spektrometresinde, siklotron frekansının tuzak öz fonksiyonlarına daha basit bir ilişkisi kullanılır:

$$\omega_c = \omega_+ + \omega_- \tag{3.3}$$

Bu ilişki, mevcut tüm çevrimiçi Penning-trap tesislerinde 10^{-10}'da en az birkaç parçaya kadar göreceli bir belirsizlik ile benzer kütleli iki iyonun kütle oranının belirlenmesini mümkün kılmaktadır [13].

3.1 Siklotron Frekansının Ölçülmesi Teknikleri

Yüksek hassasiyetli Penning tuzakları doğal olarak iki gruba ayrılır: (a) nükleer fizik için 10^{-8}'e kadar olan tipik relatif belirsizliklere sahip kısa ömürlü nüklitlerde kütle ölçümleri için çevrimiçi tesisler ve (b) kütle ölçümü için çevrimdışı kurulumlar Temel fizik için 10^{-10}'un çok altında göreli belirsizliklere sahip uzun ömürlü veya kararlı nüklitlerin oranları. Bu tip farklı Penning-tuzak tesislerinin, siklotron sıklığını ölçmek için çok farklı teknikler kullanması şaşırtıcı değildir [13].

Uçuş süresi iyon siklotron rezonansı (ToF-ICR) tekniği hızına, göreceli sadeliğine ve oda sıcaklığında tuzakta bulunan tek bir iyona olan duyarlılığına bağlı olarak tercih edilen yöntem olmuştur. Bu tekniğin dezavantajı yıkıcı olmasıdır; bu nedenle, kütle tayininde yeterince düşük bir belirsizlik elde etmek için en az birkaç yüz iyon gereklidir. Son zamanlarda, Shıptrap'ta yeni faz-görüntü iyon siklotron rezonansı (PI-ICR) tekniği geliştirilmiştir. Amacı, çok kısa ömürlü nüklitlerde ve düşük nükleer izomerik durumlardaki ToF-ICR tekniğinin kütle ölçümleri ile değiştirilmesidir [13].

Kriyojenik çevrimdışı kurulumlarda, hızlı Fourier iyon siklotron rezonansı (FT-ICR) tekniği kullanılmaktadır. Bu yöntem, olağanüstü bir düşük belirsizlik ile tek bir iyon üzerinde frekans ölçümleri sağlar. Bu işlem, sistemin hem tuzak hem de ilgili frekans ölçüm elektroniğinin sıvı helyumun sıcaklığına soğutulmasını gerektiren yüksek karmaşıklığıdır [13].

4. MATERYAL VE YÖNTEM

Bu tez çalışmasın da Simbuca similasyon proğramı kullanılmıştır. Simbuca, C ++ ile yazılmış modüler bir Penning (iyon) tuzak simülasyon programıdır. İyonlar için İdealtrap kullanılmıştır. Gerçekçi Tampon gazı çarpışmaları ve A Grafik Kartı kullanarak Coulomb etkileşimi ile bir Penning tuzağında iyon hareketinin simülasyonu olarak da kullanılmaktadır. Bununla birlikte, Coulomb etkileşimi içeren veya içermeyen elektrik ve manyetik alanların etkisi altında yüklü parçacık izlemesi gerektiren diğer uygulamalar için uygulanabilir ve uygulanmış bir programdır.

İyon tuzağı için girilen parametreler: İç halkalar arası yarıçap ρ_o, uç kapak elektrotları arası yarıçap z_o, boyuna frekans, manyetik alanı, uygulanan tampon gaz Çizelge 5.1' de verilmiştir.

Tuzak parametreleri girildikten sonra iyonlar için başlangıç parametreler: İyon sayıları, atomik kütleleri, doğada bulunma oranları, iyon bulutu yarı eksen değerleri, iyon bulutunun merkez pozisyonu ve başlangıç enerjisi Çizelge 5.2'de verilmiştir.

Her partikülün bir dosyada veya tüm partiküllerin bir dosyada birlikte basılması seçilebilir. Bilgi, simülasyondaki belirli bir zaman aralığından sonra yazdırılır. Çıktı bilgileri: indeks (ID), kütle, x, y, z boyutlarındaki hareketler (mm), *Vx, Vy, Vz* hızları (m / s), Enerji (eV), magnetron yarıçapı, siklotron yarıçapı, toplam yarıçap (mm) olarak alınmaktadır.

Simülasyon parametreleri doğrudan Simbuca tarafından okunan bir '.sim' giriş dosyasında saklanabilir. Alınan bu bilgiler gnuplot çizim programı yardımıyla grafik haline getirilmiştir. İyonların kütleleri simbuca programından seçilen iyona göre eklenmektedir.

5. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Bu çalışmada $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonları için İdealtrap kullanılmıştır. Tuzak parametreleri Çizelge 5.1'de verilmiştir. Çizelgedeki giriş parametrelerinden tampon gaz değerleri dışındaki iç halkalar arası yarıçap ρ_o, uç kapak elektrotları arası yarıçap z_o, boyuna frekans, manyetik alanı, sabit tutulmuş sadece tampon gaz uygulanmadan önce ve uygulandıktan sonraki durumlarda Çizelge 5.2'de bulunan iyon başlangıç değerleri kullanılarak iyonların hareketleri incelenmiştir. Tampon gaz olarak he gazı kullanılmıştır. İyonların atomik kütleleri simbuca programından otomatik olarak alınmaktadır. Tuzaktan alınan veriler 1ms olarak ayarlanmıştır. Ayrıca aynı tuzak parametreleri ve iyon için başlangıç değerleri kullanılarak ayrı ayrı 100 adet $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonları için tampon gaz uygulanmadan önceki ve tampon gaz uygulandıktan sonraki sıcaklık değerleri hesaplanmış ayrıca coulomb etkisi faktörü de kullanılarak sıcaklığın zamana bağlı değişimi elde edilmiştir.

Çizelge 5.1'de iyonlar için kullanılan İdealtrap başlangıç parametreleri verilmiştir.

Çizelge 5.1.İyonlar için kullanılan İdealtrap'ın başlangıç parametreleri iç halkalar arası yarıçap ρ_o, uç kapak elektrotları arası yarıçap z_o, boyuna frekans, manyetik alanı, uygulanan tampon gaz.

Parametreler	Birimler	Parametre değerleri
ρ_o	m	0.01
z_o	m	0.00707
Boyuna frekans U_0/d^2	(V/m^2)	1.002×10^5
Manyetik alan	Tesla	5
Tampongaz	mbar	$0/10^{-4}/10^{-1}$

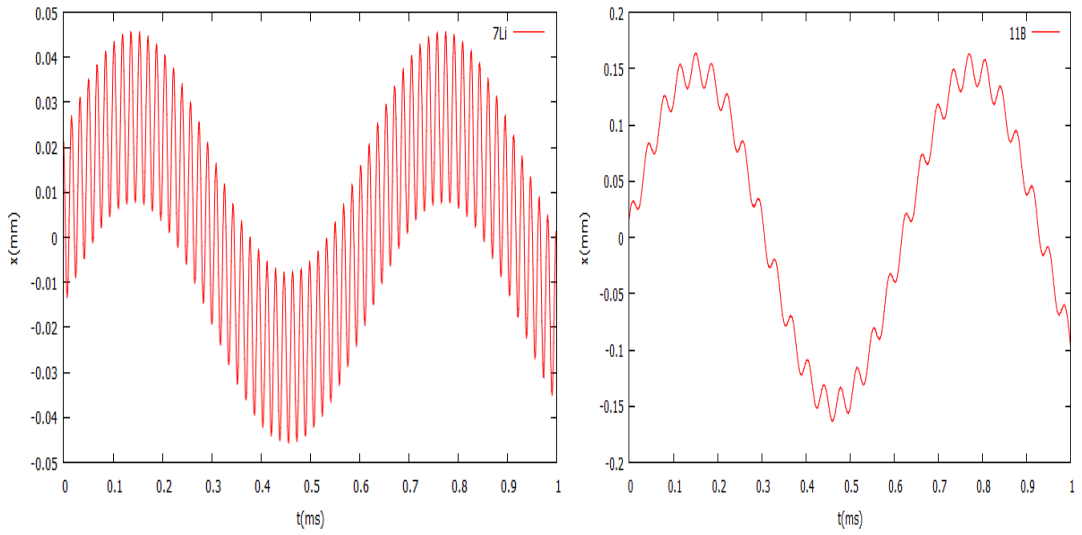
Çizelge 5.2'de iyonların atomik kütleleri tuzak içerisindeki başlangıç parametreleri verilmiştir.

Çizelge 5.2. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$için iyon sayıları, atomik kütleleri, doğada bulunma oranları, iyon bulutu yarı eksen değerleri, iyon bulutunun merkez pozisyonu ve başlangıç enerjisi.

İyon	Birimler	$^{7}Li^{+1}$	$^{11}B^{+1}$
İyon sayısı	N	1	1
Atomik kütle	U	7.0169228717	11.009305355
İzotop olarak doğada bulunma oranları		%95	%80
İyon bulutu yarı eksen değerleri(x,y,z)	M	0.0002/0.0002/0.0008	0.0002/0.0002/0.0008
İyon bulutunun merkez pozisyonu(x,y,z)	M	0/0/0	0/0/0
Başlangıç enerjisi	eV	0.025	0.025

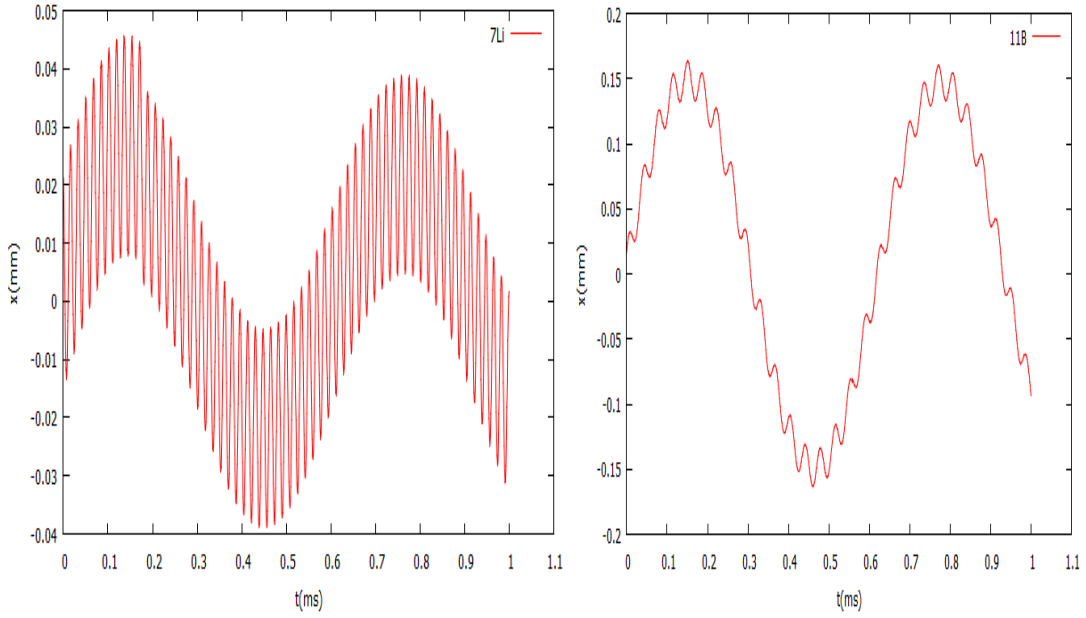
Tuzak içerisinde bulunan iyonlara tampon gaz uygulandığında radyal ve eksenel salınımlarında azalma, magnetron hareketinde ise genişleme beklenmektedir.

Şekil 5.1, Şekil 5.3 ve Şekil 5.4'te x, y ve z'nin zamana bağlı salınım grafiklerine bakıldığında periyodik olarak bu sönümleme görülmektedir.



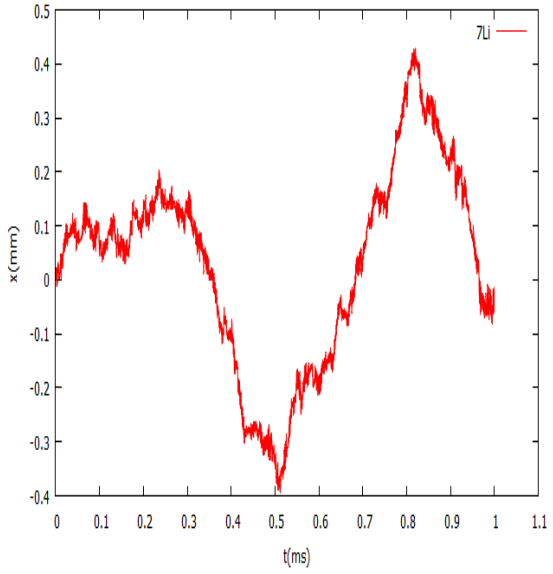
a b

Şekil 5.1. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının x-t salınımları tampon gaz kullanılmadan(a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanılırsa(b,e), tampon gaz 0.1mbar kullanılırsa(c,f).

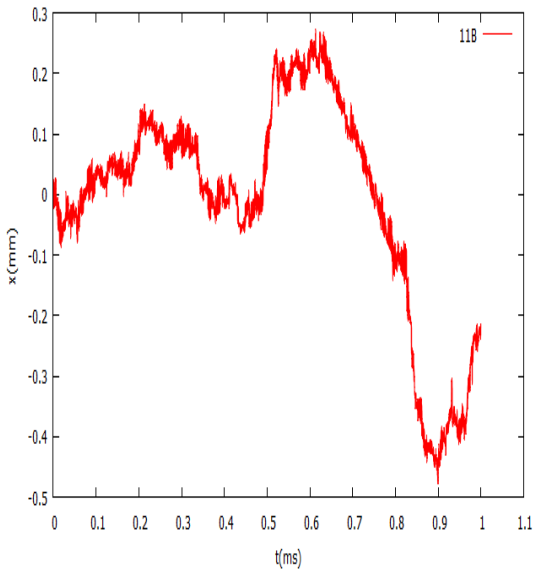


c

d



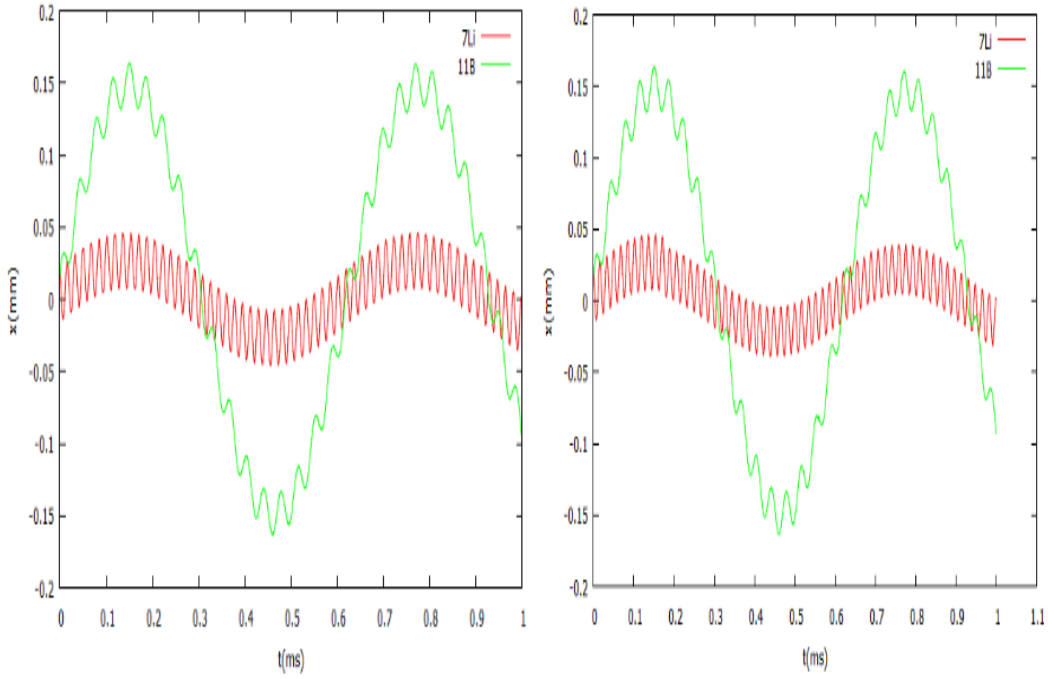
e



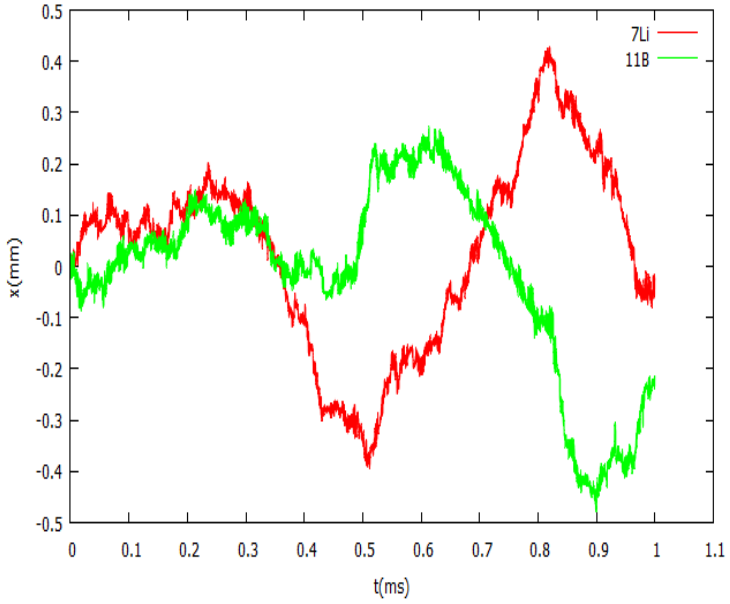
f

Şekil 5.1(devam). $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının x-t salınımları tampon gaz kullanılmadan(a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanılırsa(b,e), tampon gaz 0.1mbar kullanıldığında(c,f).

Şekil 5.2'de $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının x-t salınımlarını bir arada görmekteyiz salınımlarda farklı iyon oldukları açıkça görülmektedir tuzak içerisinde farklı salınım yapmaktadır.

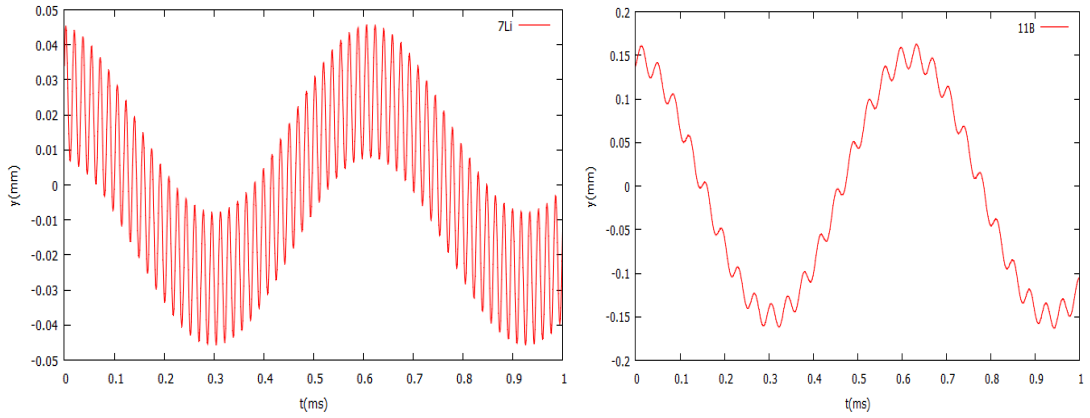


a b



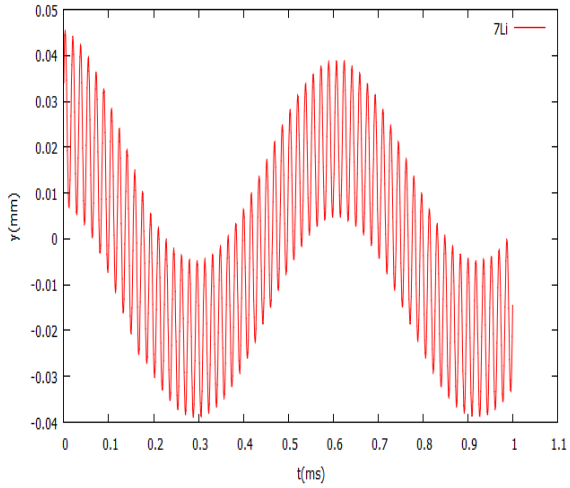
c

Şekil 5.2. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$tampon gazı etkisi kullanılmadan önce (a), (0.0001 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (b), (0.1 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (c) x-t salınımları.

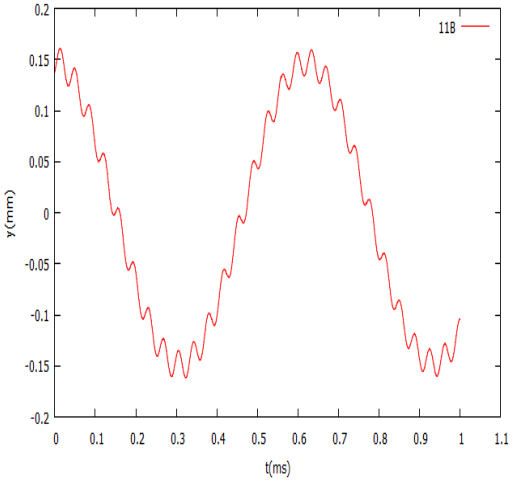


a

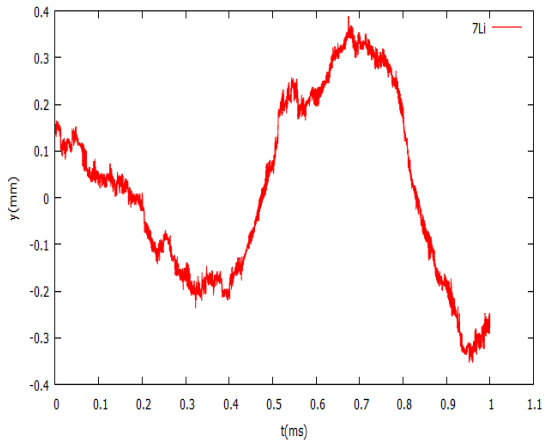
d



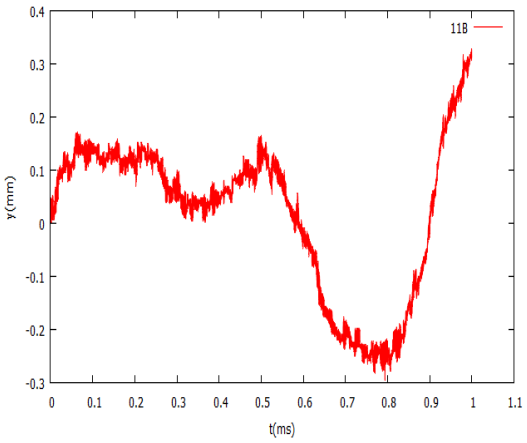
b



e

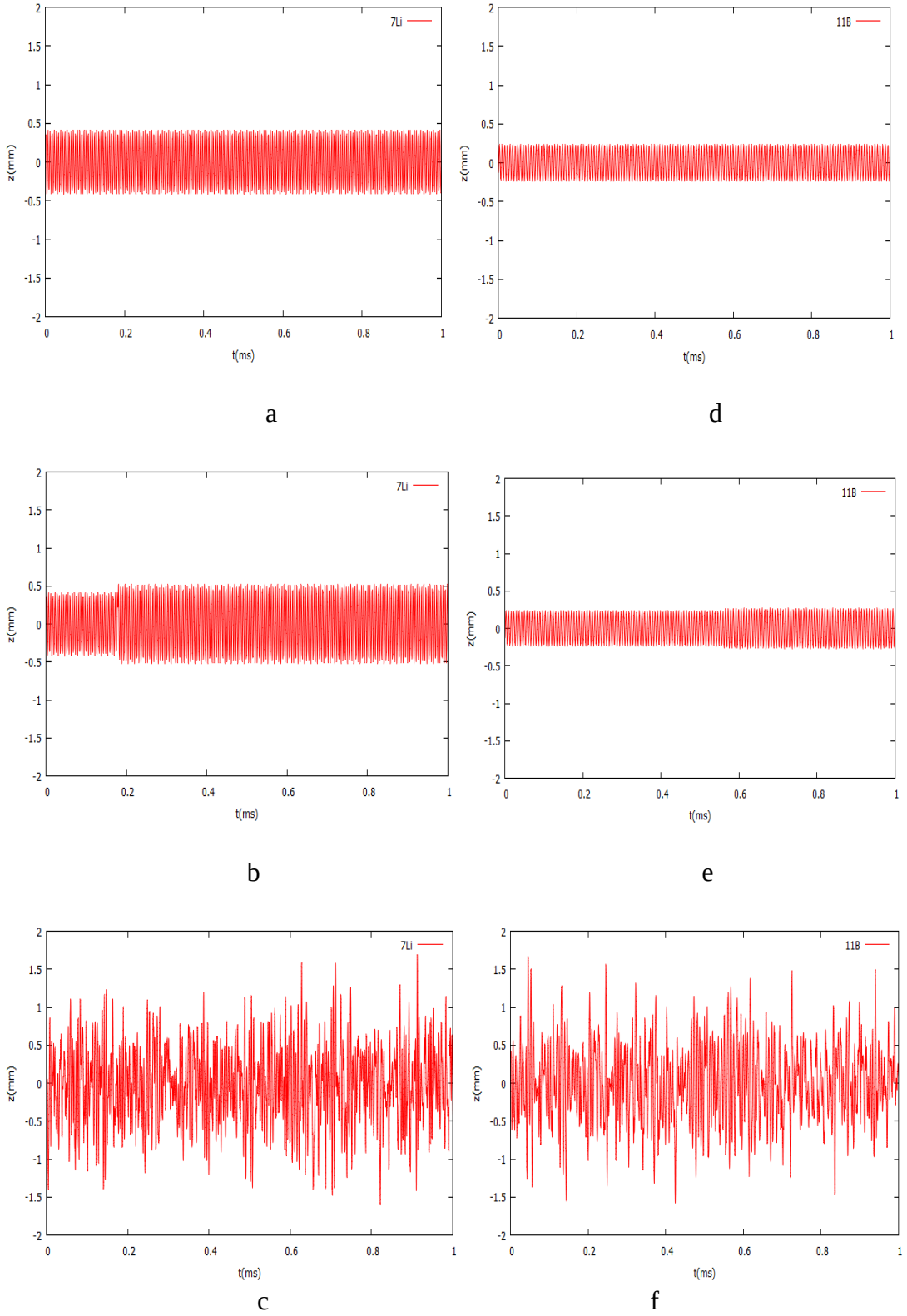


c



f

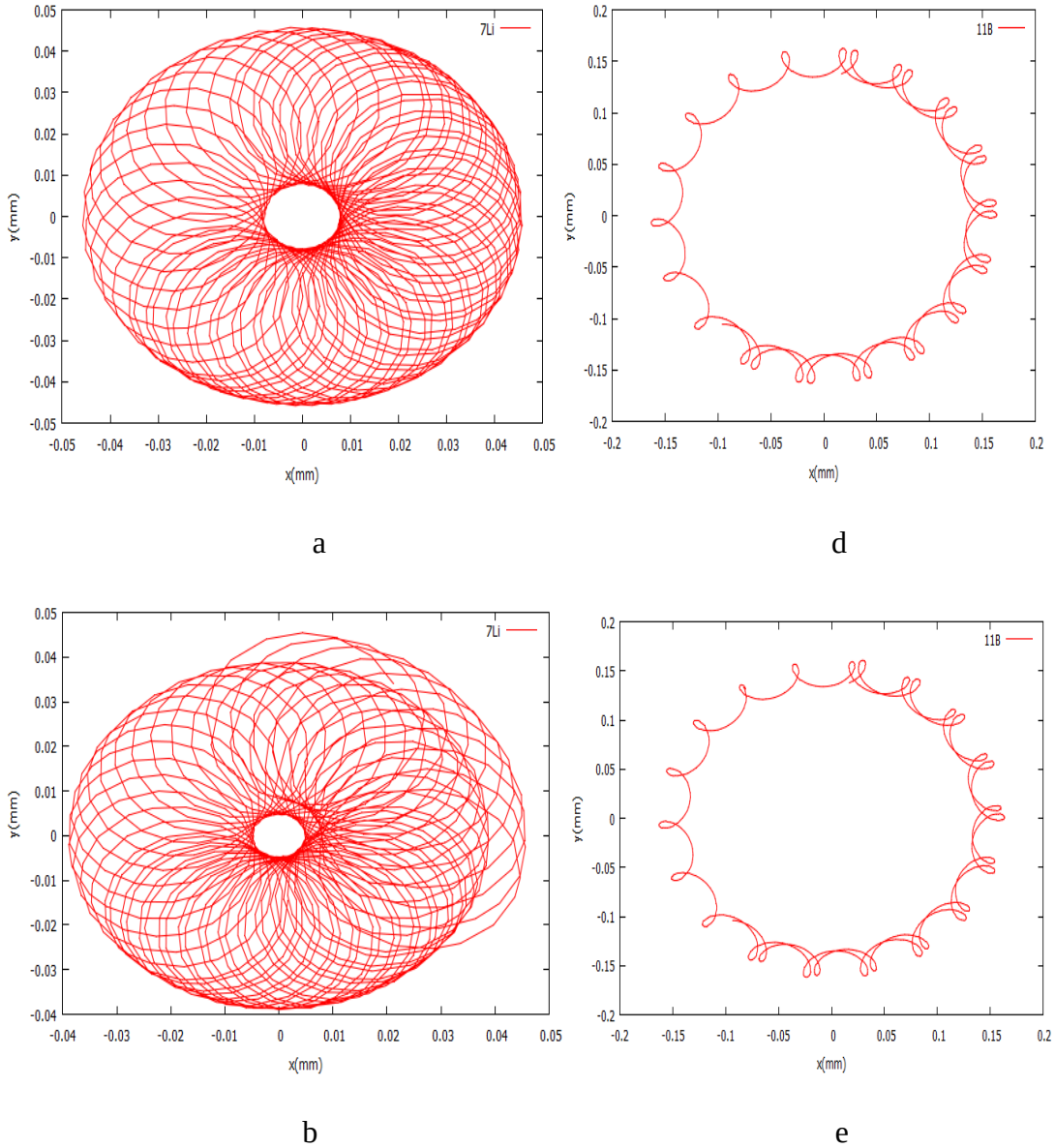
Şekil 5.3. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının y-t salınımları tampon gaz kullanılmadan (a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e), tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f).



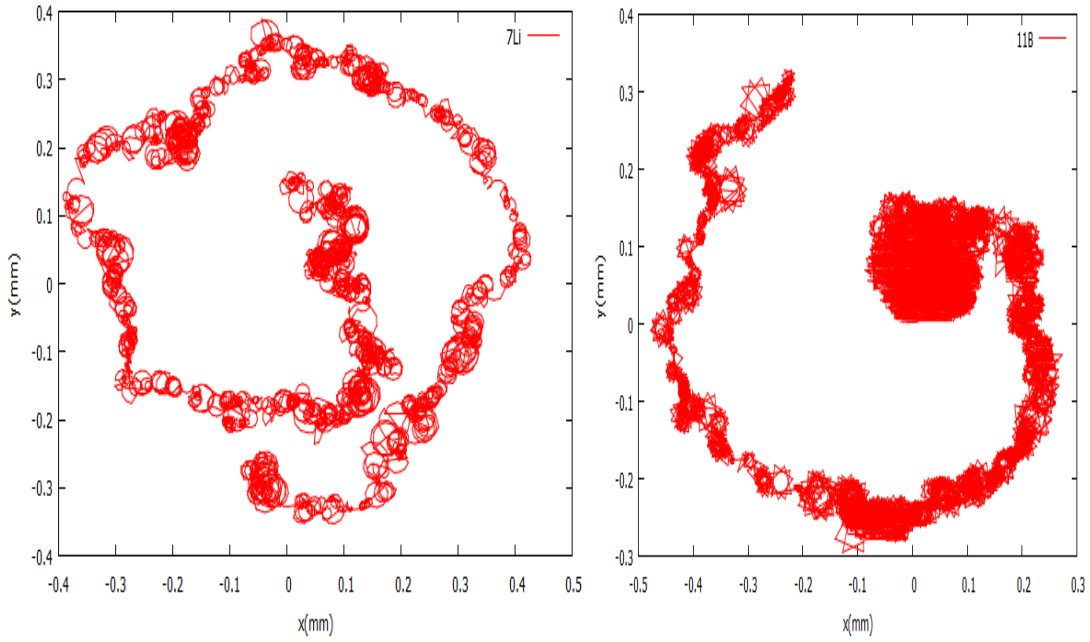
Şekil 5.4. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının z-t salınımları tampon gaz kullanılmadan (a,d) tampon gaz 0.0001mbar kullanıldığında(b,e)tampon gaz 0.1mbar kullanıldığında (c,f) .

Şekil 5.5-5.6-5.7 ‘de görülen y-x, z-x ve x-y-z üç boyutlu grafiklere bakıldığında iyonlar elektrik alandan dolayı aşağı yukarı hareketi kontrol edilmekte, manyetik alan sayesinde de yatay pozisyonda kalması sağlanarak burada dairesel olarak hareket etmektedir.

Tuzak başlangıç parametrelerin de ρ_o: 10mm ve z_o: 7mm olduğu bilindiğine göre iyonların tuzak içerisinde hareket ettiği açıkça görülmektedir.

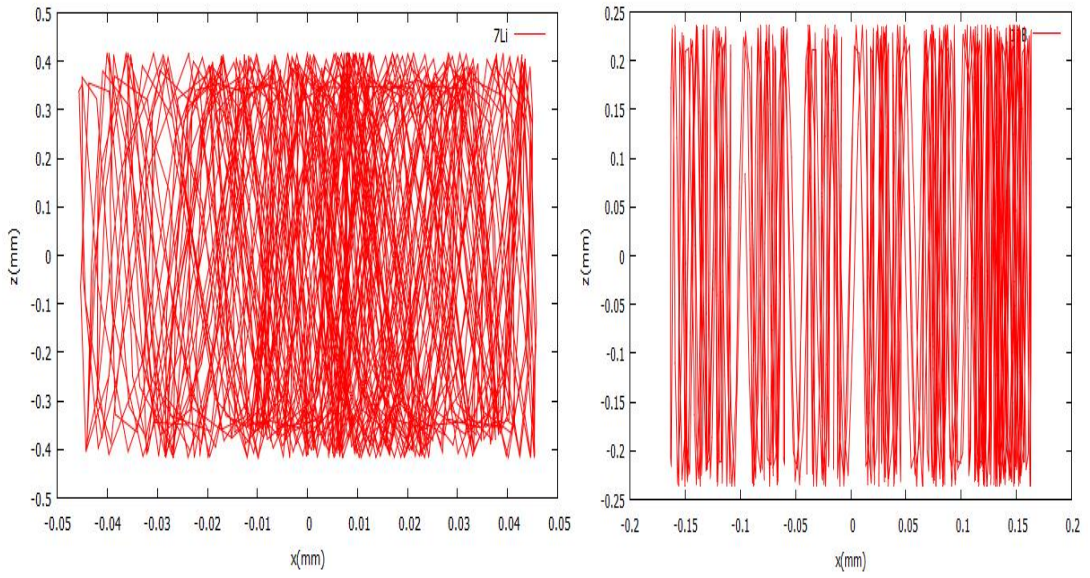


Şekil 5.5. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının y-x salınımları tampon gaz kullanılmadan (a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e), tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f) .



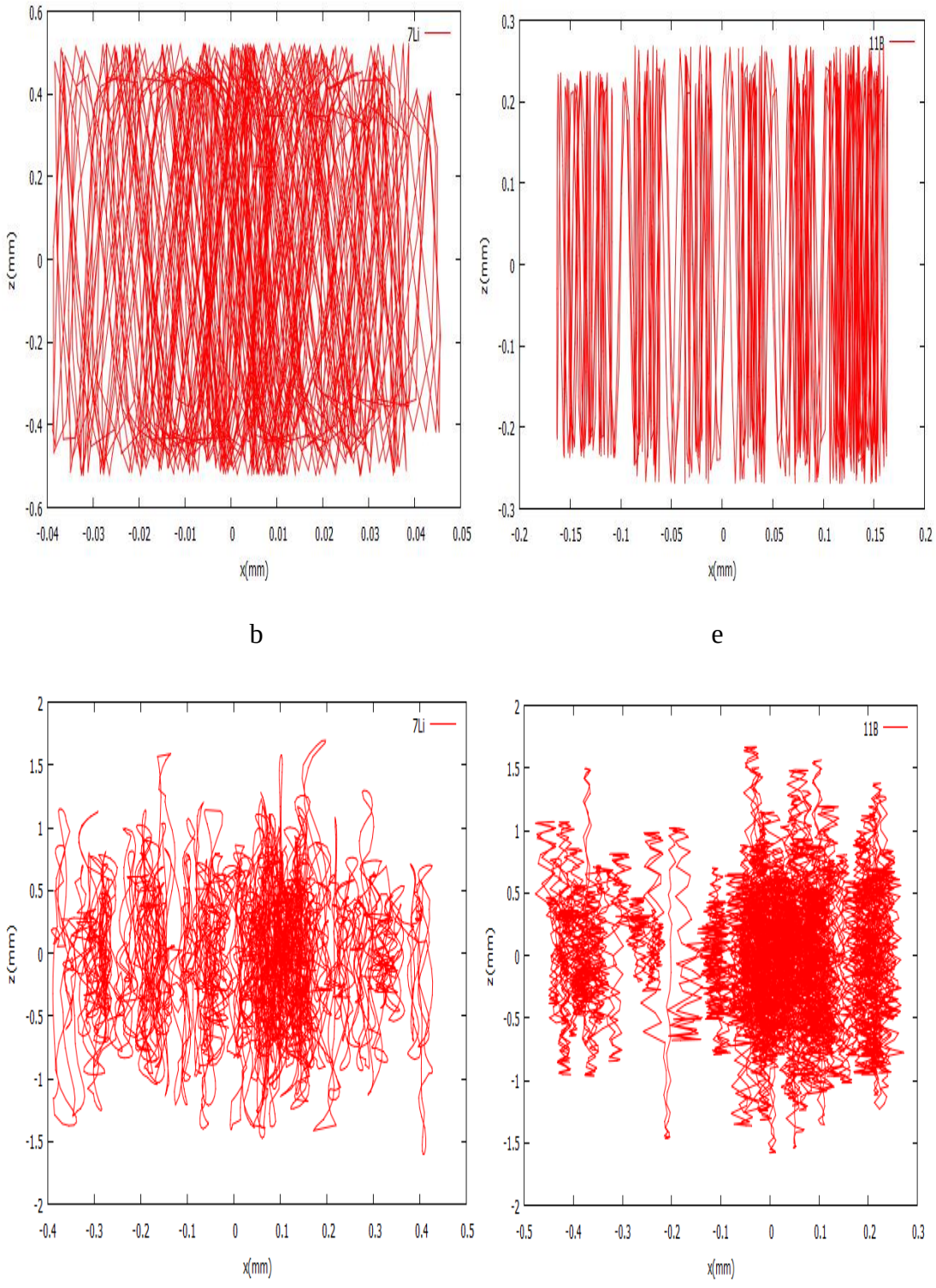
c f

Şekil 5.5 (devam). $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının y-x salınımları tampon gaz kullanılmadan (a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e), tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f) .



a d

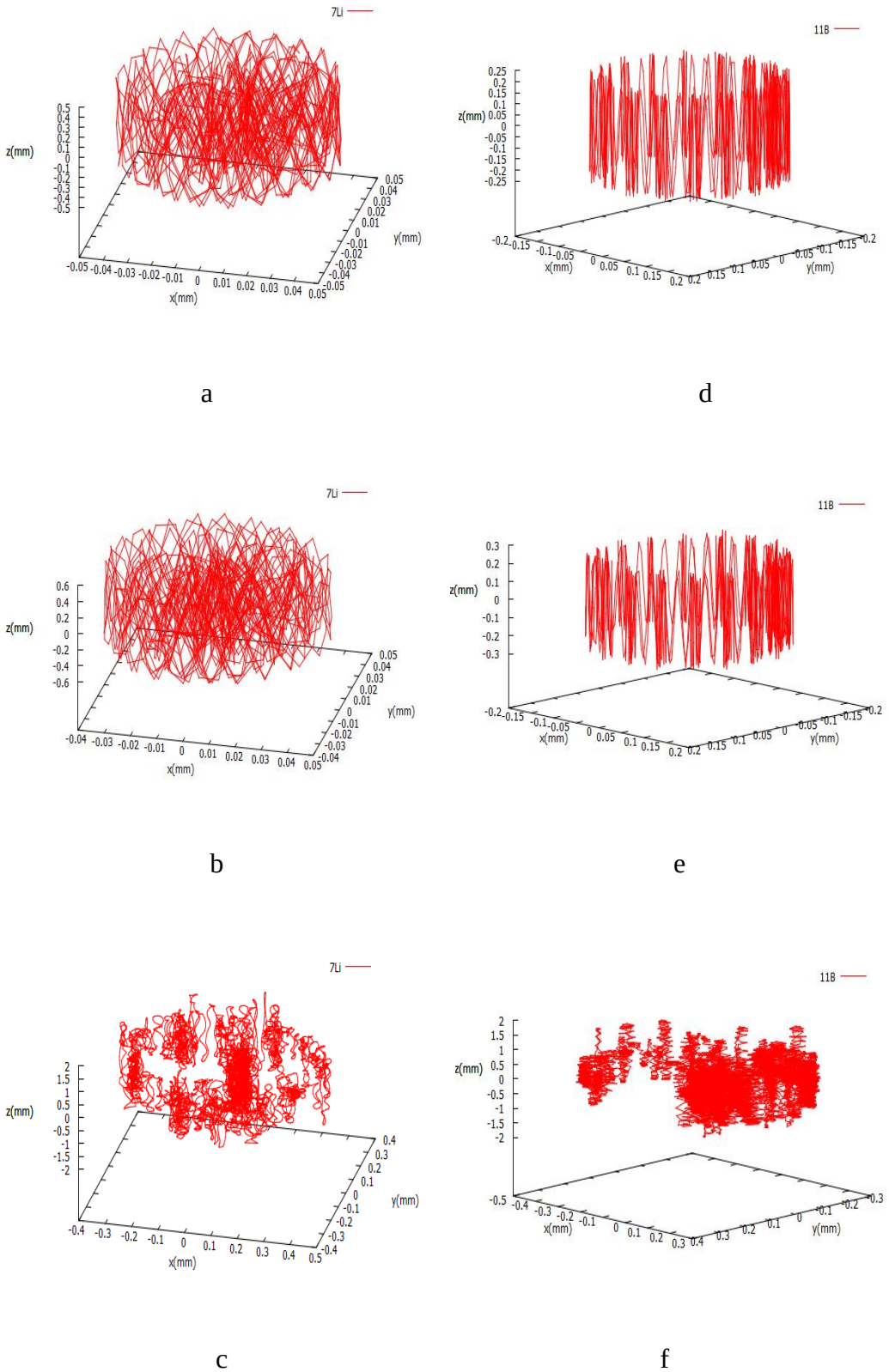
Şekil 5.6. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonlarının z-x salınımları tampon gaz kullanılmadan (a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e), tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f) .



b e

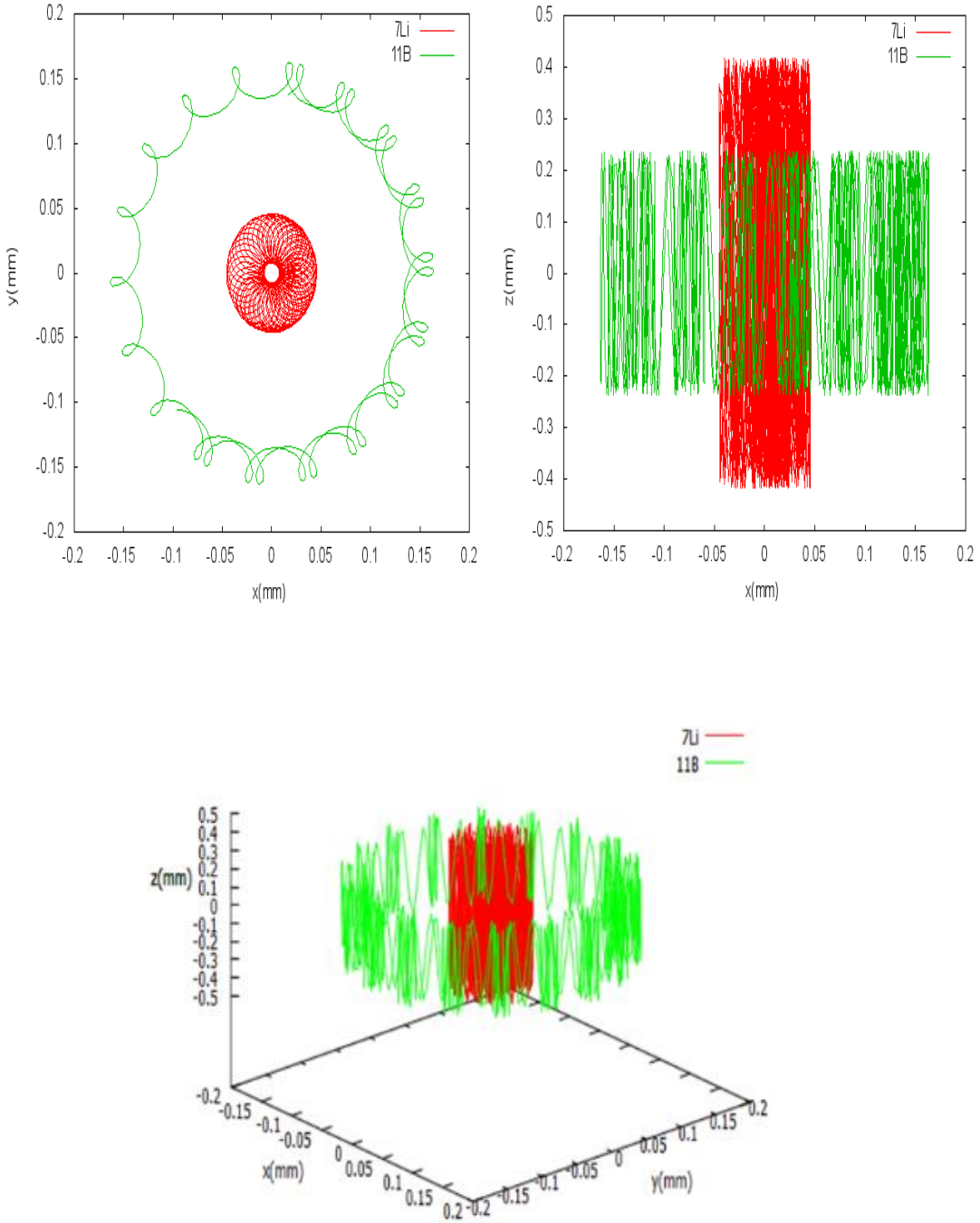
c f

Şekil 5.6(devam). $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının z-x salınımları tampon gaz kullanılmadan (a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e), tampon gaz 0.1 mbar kullanıl-dığında (c,f).



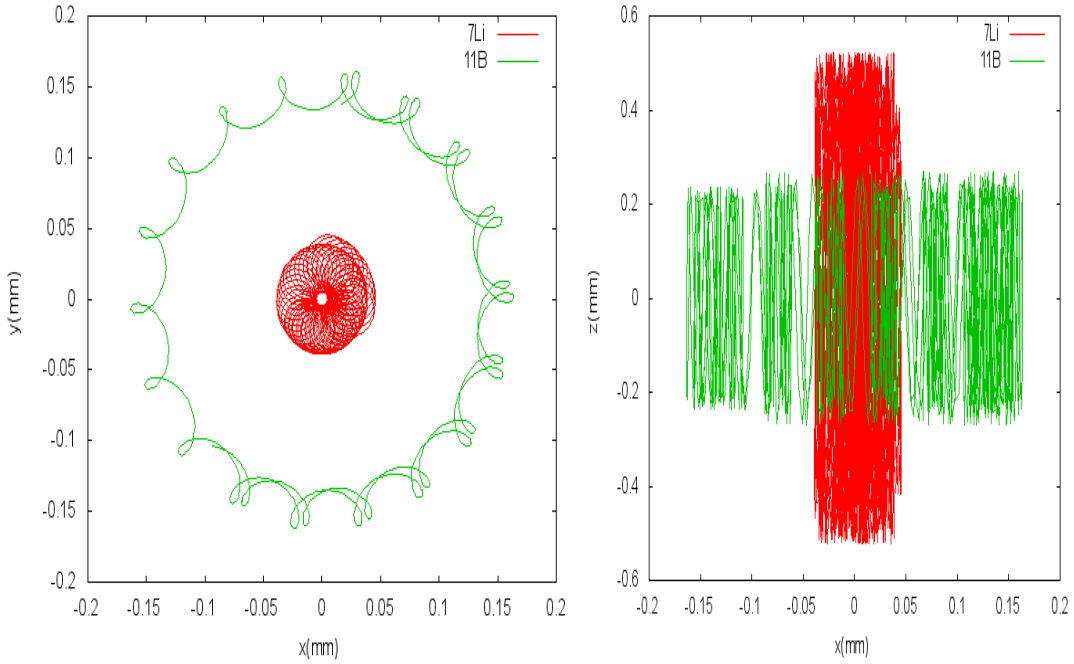
Şekil 5.7. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının x-y-z üç boyutlu salınımları tampon gaz kullanılmadan (a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e), tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f).

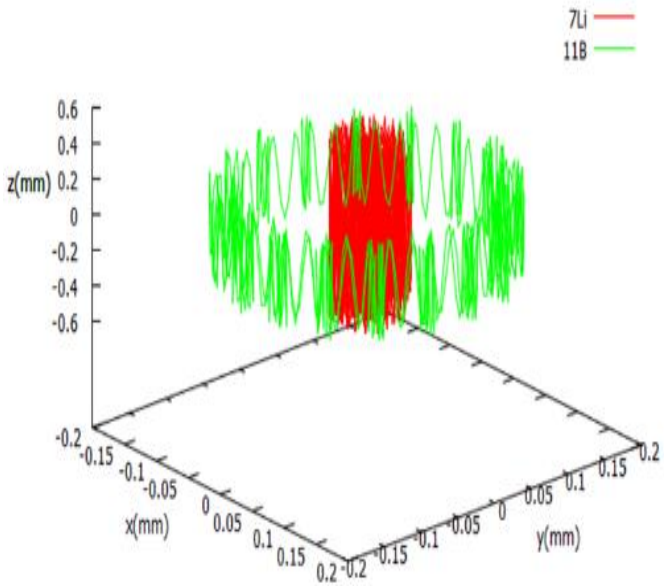
Şekil 5.8 de ise; $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının tuzak içerisinde birlikte iken: y-x, z-x ve x-y-z grafikleri görülmektedir.



a

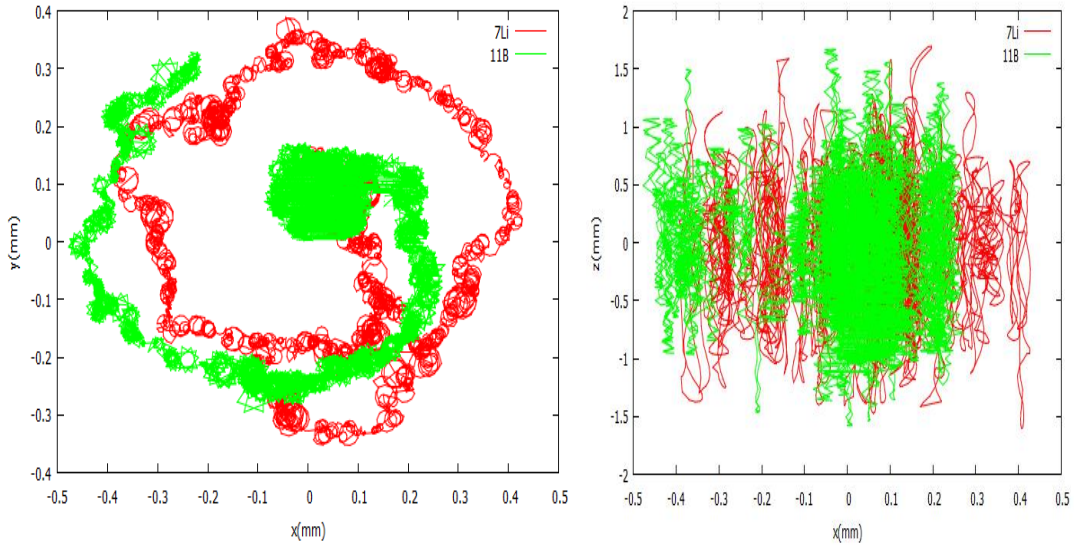
Sekil 5.8. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$tampon gazı etkisi kullanılmadan önce (a), (0.0001 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (b), (0.1mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (c), x-t salınımları. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$tampon gazı etkisi kullanılmadan x-y, x-z ve x-y-z salınımları.

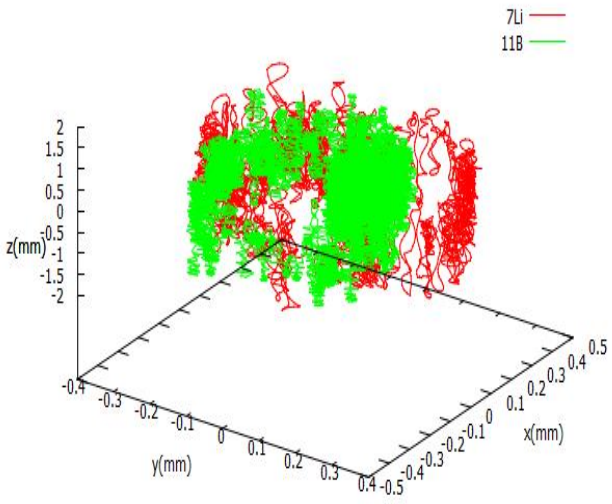




b

Sekil 5.8(devam). $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ tampon gazı etkisi kullanılmadan önce (a), (0.0001mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra(b), (0.1mbar) tampon gaz kullanıl-dıktan sonra (c) x-t salınımları . $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$tampon gazı etkisi kullanılmadan x-y, x-z ve x-y-z salınımları.



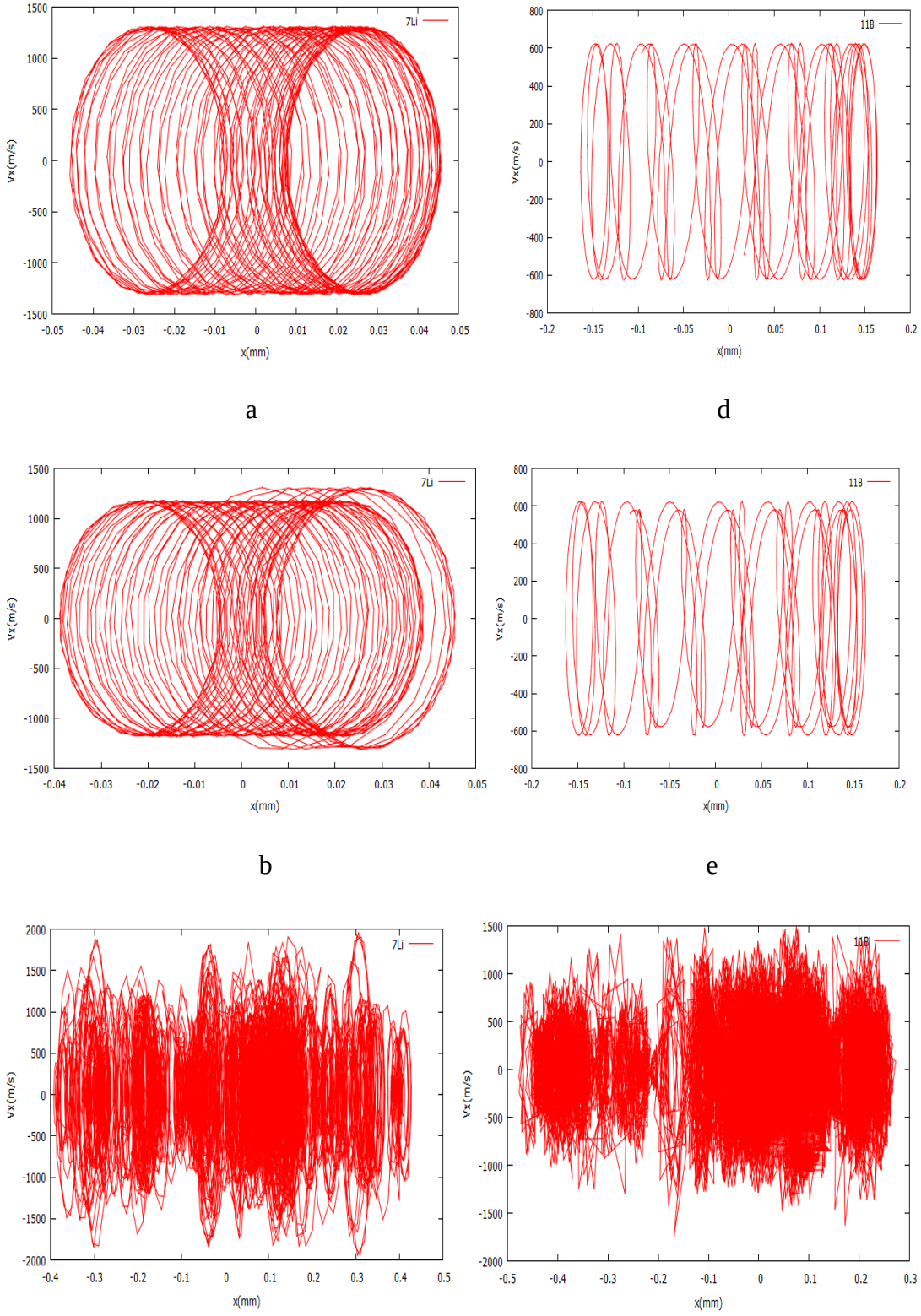


c

Sekil 5.8 (devam). $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ tampon gazı etkisi kullanılmadan önce (a), (0.0001 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (b), (0.1 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (c) x-t salınımları. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$tampon gazı etkisi kullanılmadan x-y, x-z ve x-y-z salınımları.

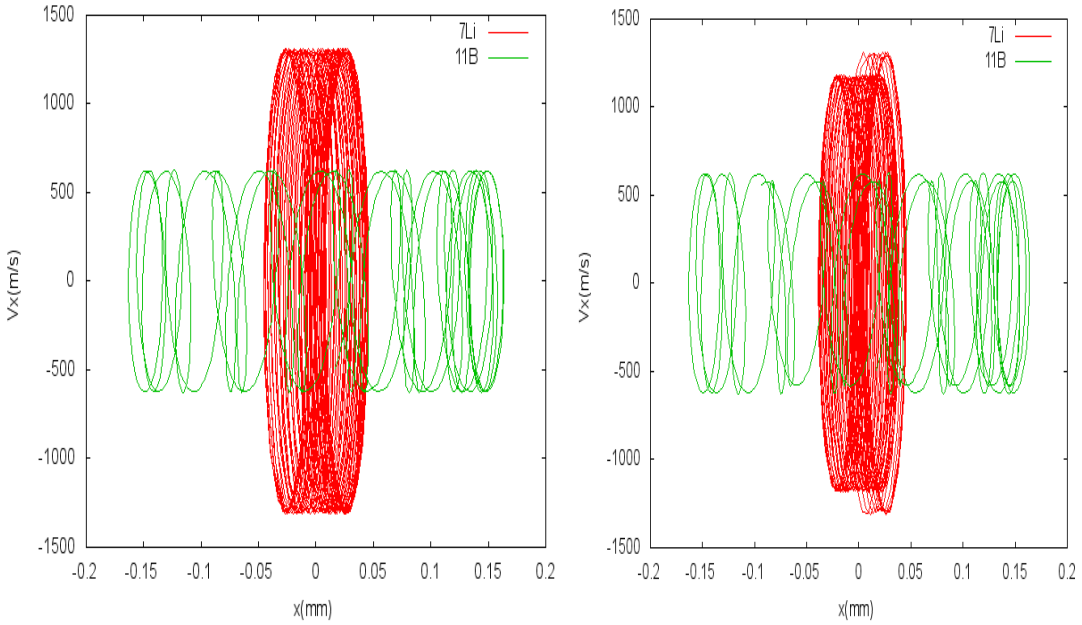
İyonlar için tampon gaz uygulandığında Vx hızında azalma olması beklenmektedir. Şekil 5.9 (c,f) ye baktığımızda özelikle 0.01mbar tampon gaz basıncı uygulandığında hızlarında meydana gelen düşüş görülmektedir.

Şekil 5.11 (c,f)'ye baktığımızda ise tam tersi bir gelişmeyle Vz hızında artma görülmektedir. Bunun sebebi ise tampon gaz uygulandığında magnetron hareketinde genişleme olmasıdır.

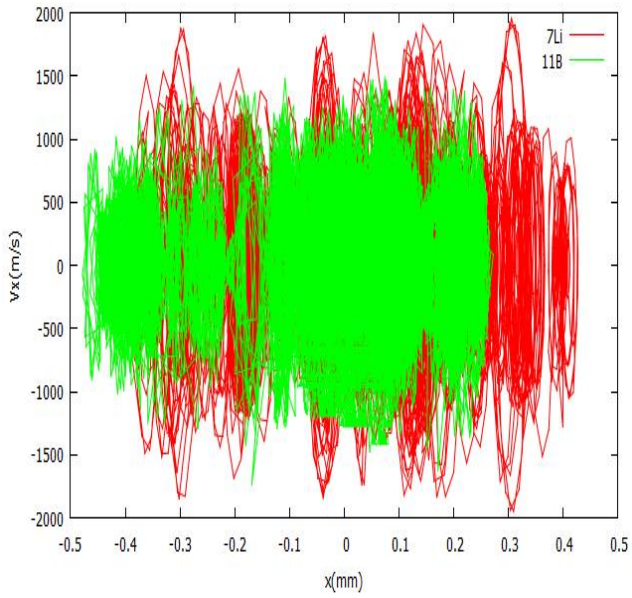


Şekil 5.9. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonlarının Vx-x grafikleri: tampon gaz kulanılmadan (a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanılırsa (b,e), tampongaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f) .

Şekil 5.10 ve şekil 5.12 ‘de lityum ve bor iyonlarının aynı tuzak içerisinde Vx -x, Vz-z grafikleri görülmektedir.

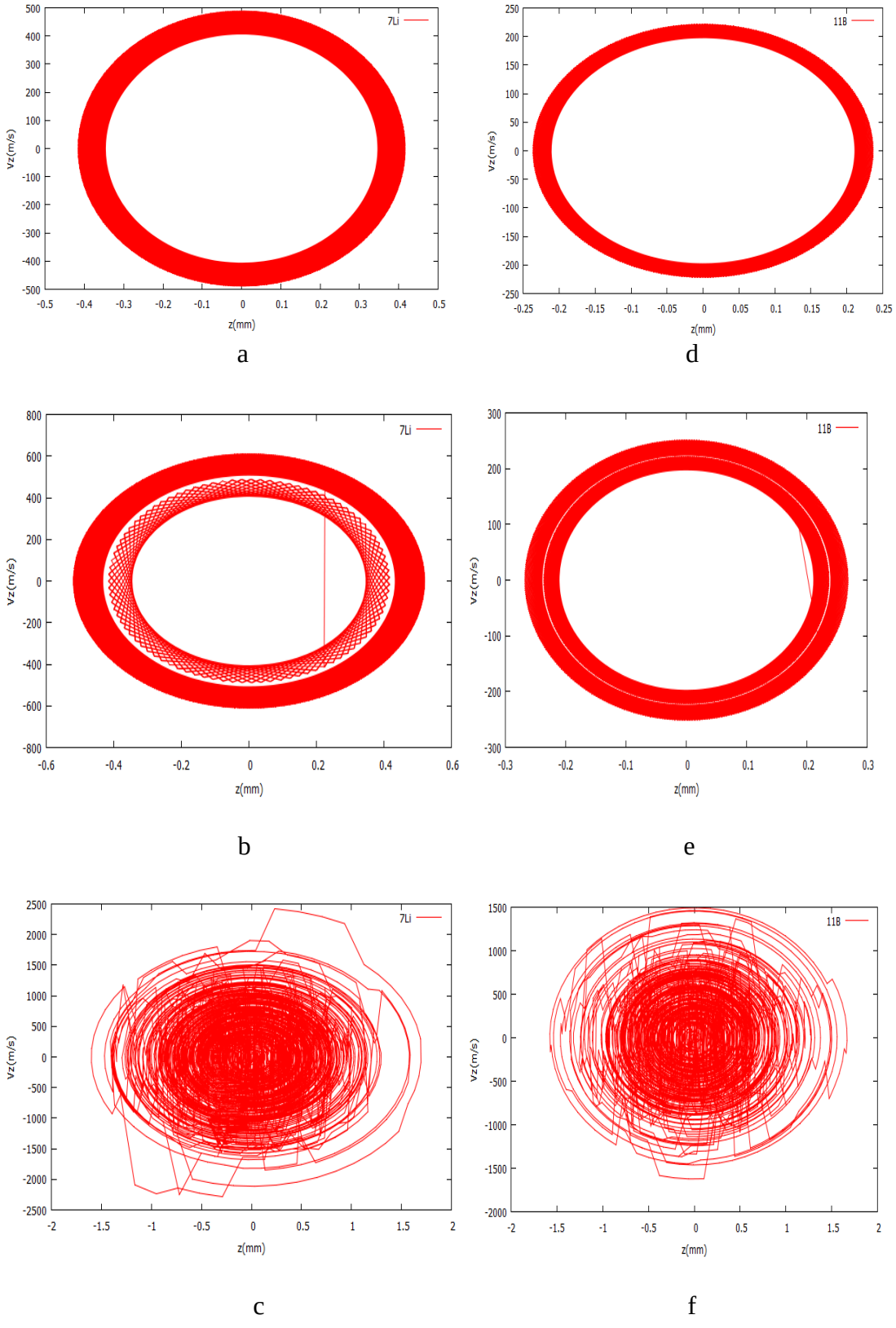


a b

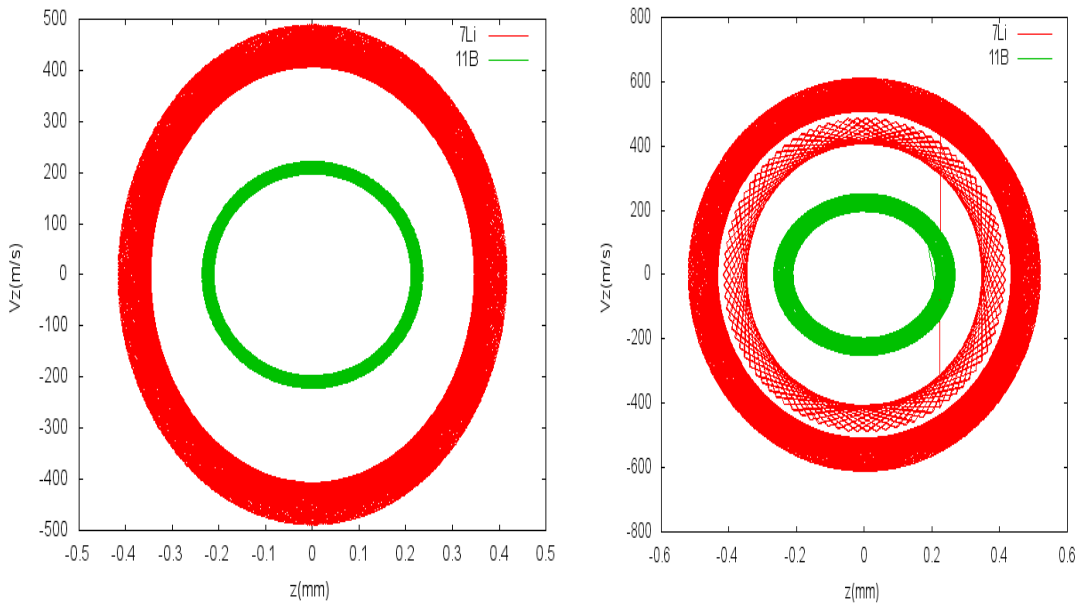


c

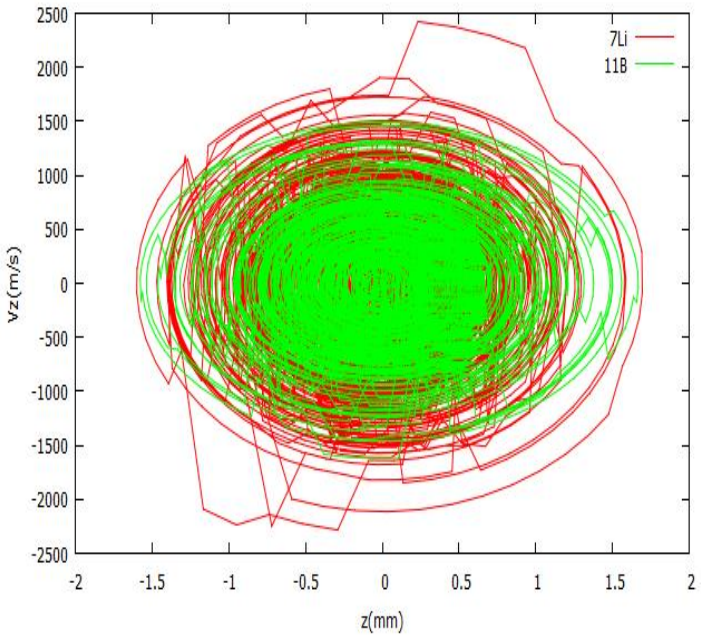
Şekil 5.10. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$tampon gazı etkisi kullanılmadan önce (a), (0.0001 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (b), (0.1 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (c), Vx-x grafiği.



Şekil 5.11. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonlarının Vz-z grafikleri: Tampon gaz kullanılmadan (a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanılırsa(b,e), tampon gaz 0.1 mbar kullanılırsa da (c,f).



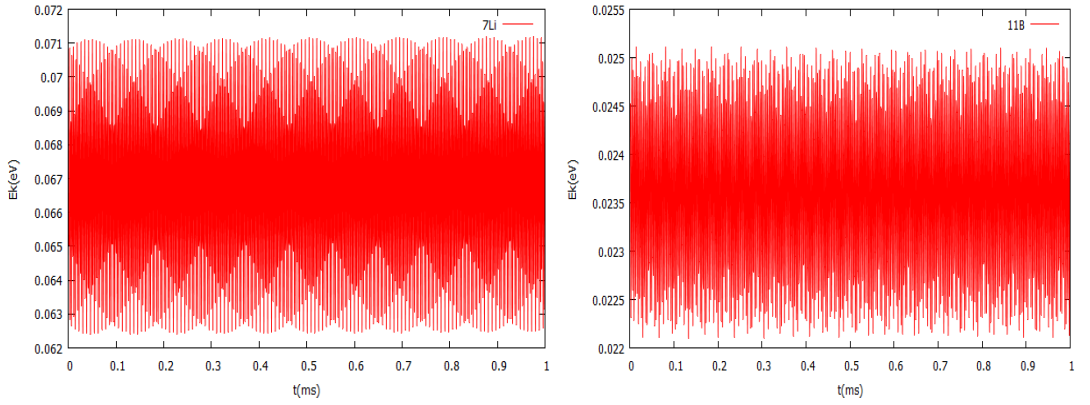
a b



c

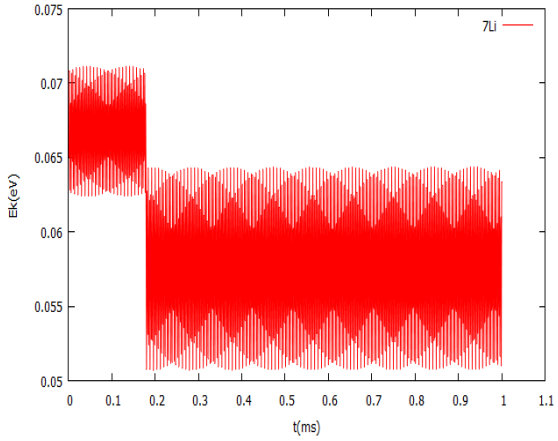
Şekil 5.12. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ tampon gazı etkisi kullanılmadan önce(a), (0.0001 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (b), (0.1 mbar) tampon gaz kullanıldıktan sonra (c), Vz-z grafiği.

Şekil 5.13'e bakıldığında tampon gaz ile çarpışma yapan iyonların enerjisini kaybettiği açıkça görülmektedir. Şekil 5.13 (c,f)'ye baktığımızda nerdeyse sıfıra yaklaştığını görüyoruz.

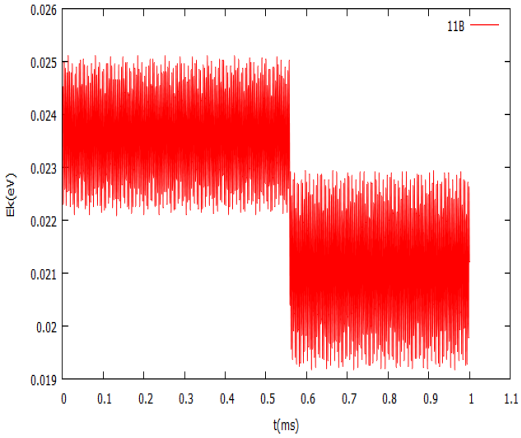


a

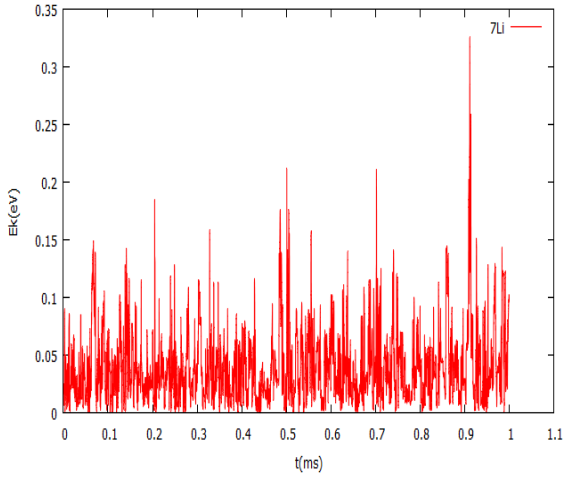
d



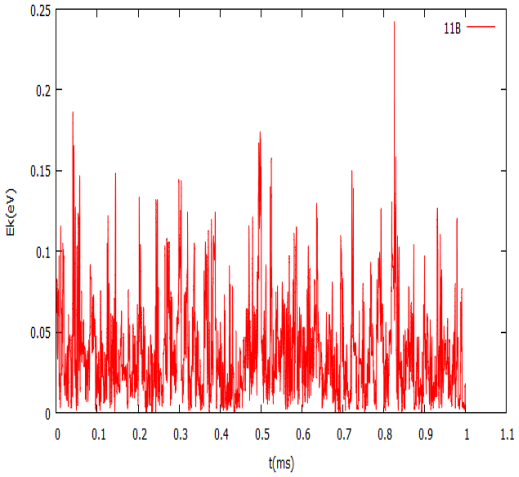
b



e



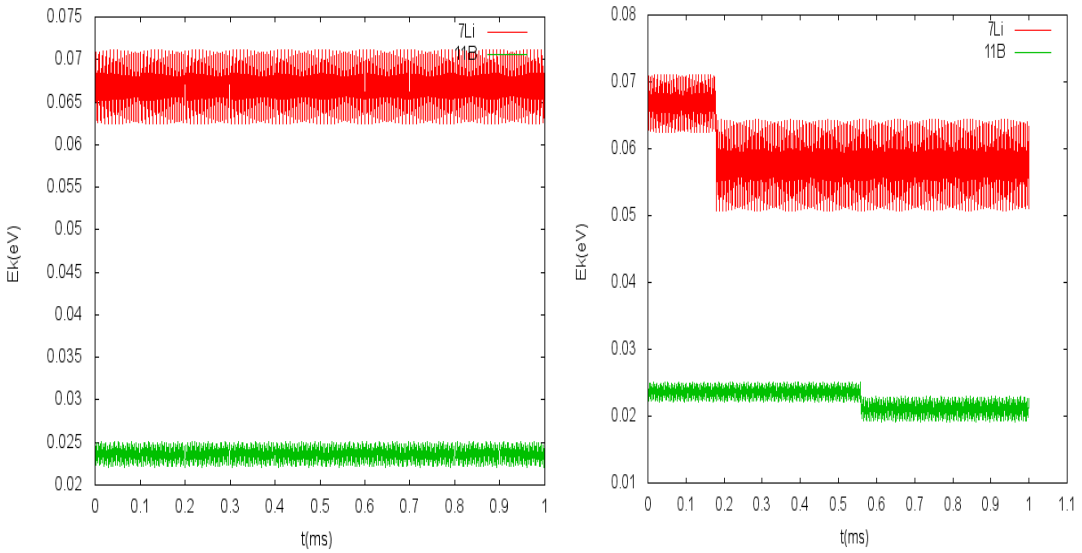
c



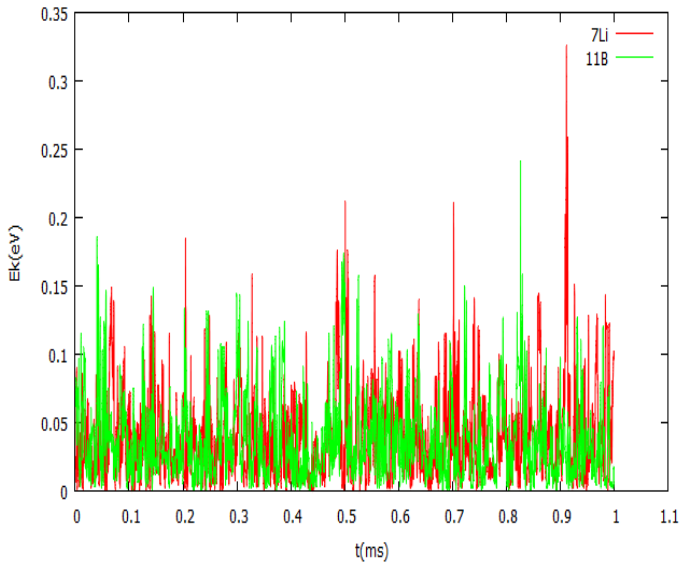
f

Şekil 5.13. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının kinetik enerjilerinin zamana bağlı değişim grafikleri: Tampon gaz kullanılmadan (a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanılırsa (b, e), tampon gaz 0.1 mbar kullanılırsa da (c, f) .

Şekil 5.14 ‘te ise lityum ve bor iyonlarının kinetik enerjilerinin zamana bağlı grafikleri görülmektedir.



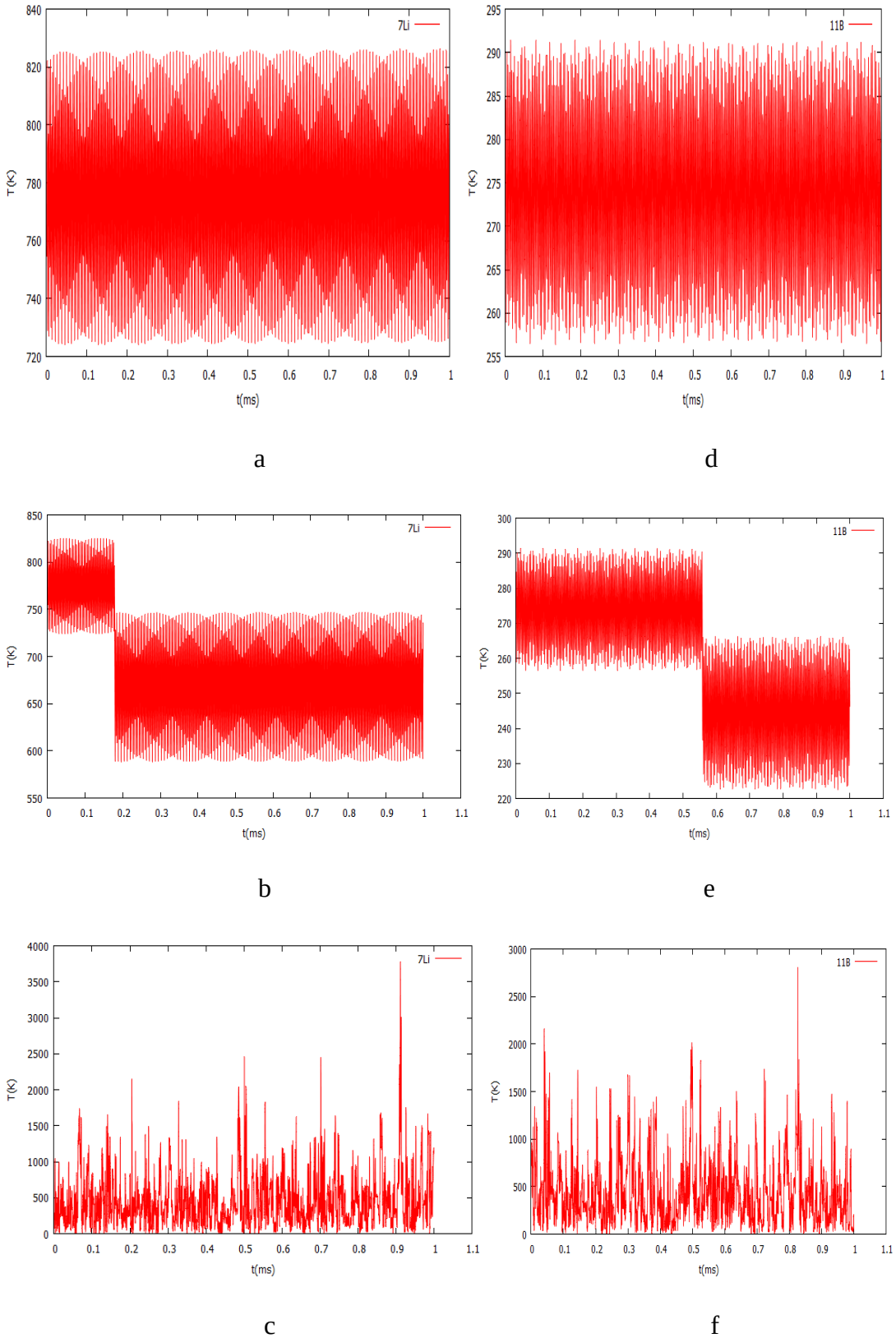
a b



c

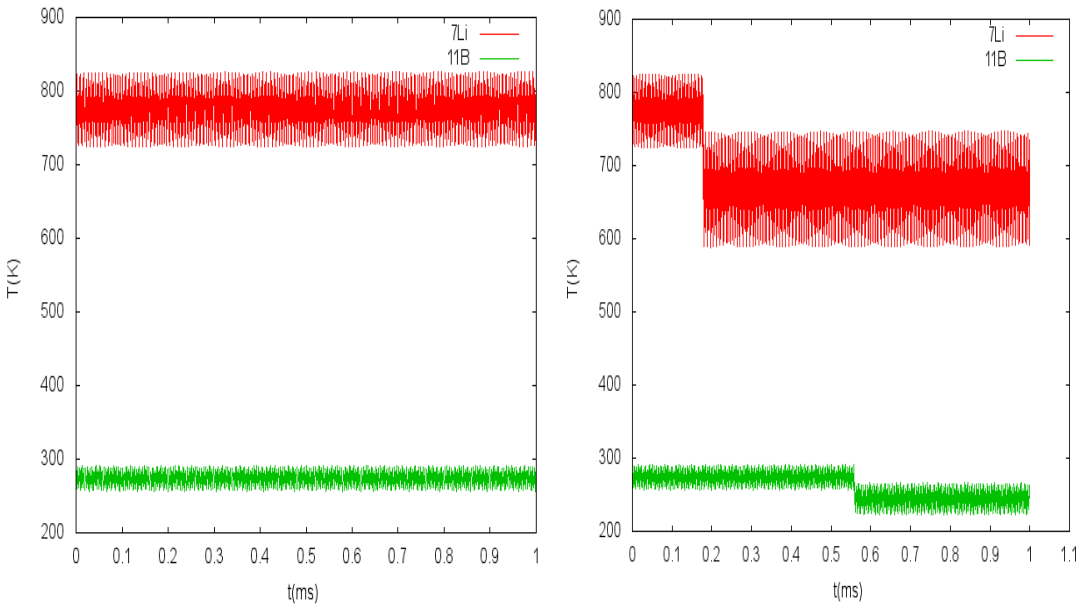
Şekil 5.14. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ tampon gazı etkisi kullanılmadan önce (a), tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b), tampon gaz 0.01 mbar kullanıldığında (c), kinetik enerjinin zamana bağlı değişimleri.

Şekil 5.15’de sıcaklığın zamana bağlı değişim grafiğinde sıcaklığın tampon gaz kullanılmadığında sabit olduğu fakat tampon gaz uygulandığında ise sıcaklıktaki düşüş görülmektedir. Ayrıca tampon gaz 0.1 mbar (c,f) uygulandığında ise zaman zaman periyodik olarak sıfıra yaklaştığı görülmektedir.

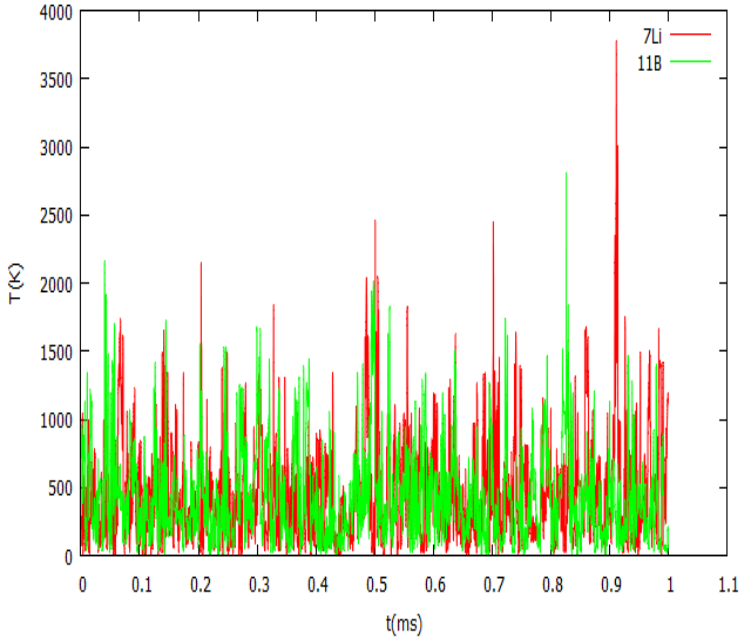


Şekil 5.15. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonlarının sıcaklıklarının zamana bağlı değişim grafikleri: Tampon gaz kullanılmadan (a,d), tampon gaz 0.0001 mbar kullanıldığında (b,e), tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c,f) .

Şekil 5.16 ‘de $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonlarının sıcaklığın zamana bağlı değişimleri görülmektedir.Tampon gaz basıncı uygulandıkça sıcaklığındaki düşüş açıkça görülmektedir.



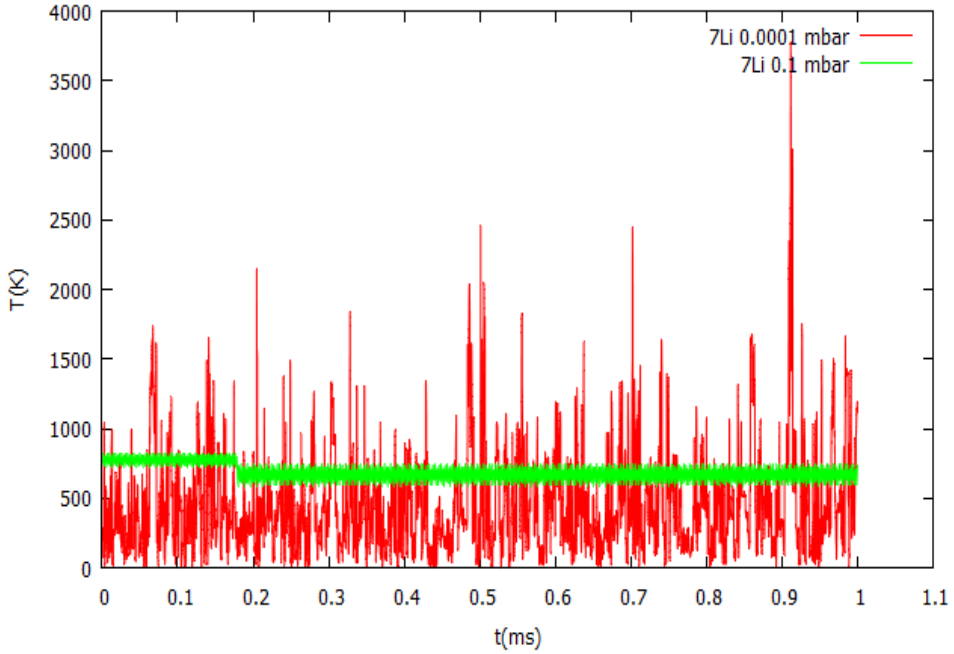
a b



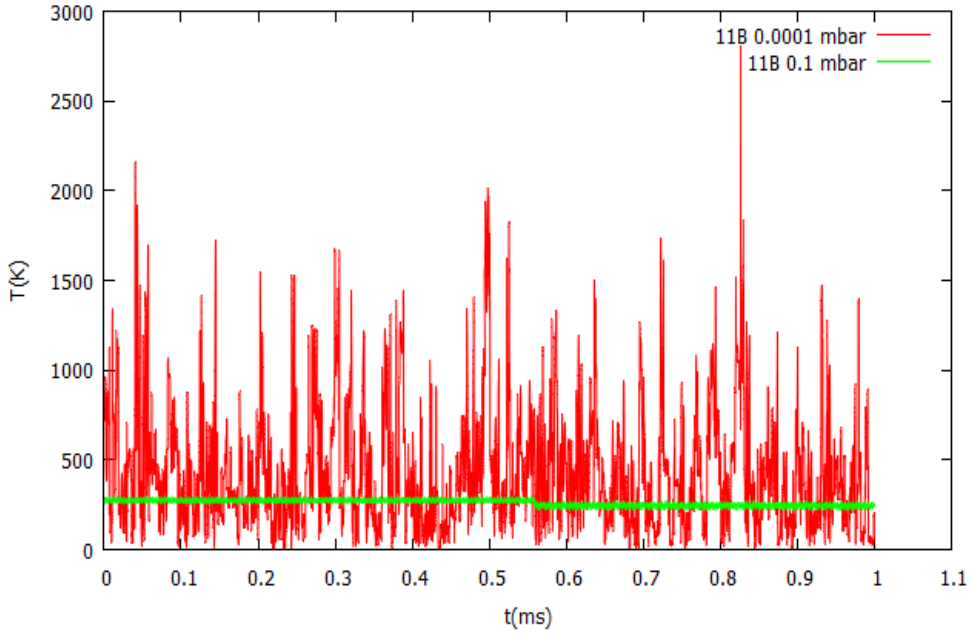
c

Şekil 5.16. $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$tampon gazı etkisi kullanılmadan önce (a), tampon gaz 0.0001mbar kullanıldığında (b), tampon gaz 0.1 mbar kullanıldığında (c), sıcaklığın zamana bağlı değişimleri.

Şekil 5.17. te ise $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$iyonlarının farklı tampon gaz basınçlarındaki sıcaklık değişimleri görülmektedir.



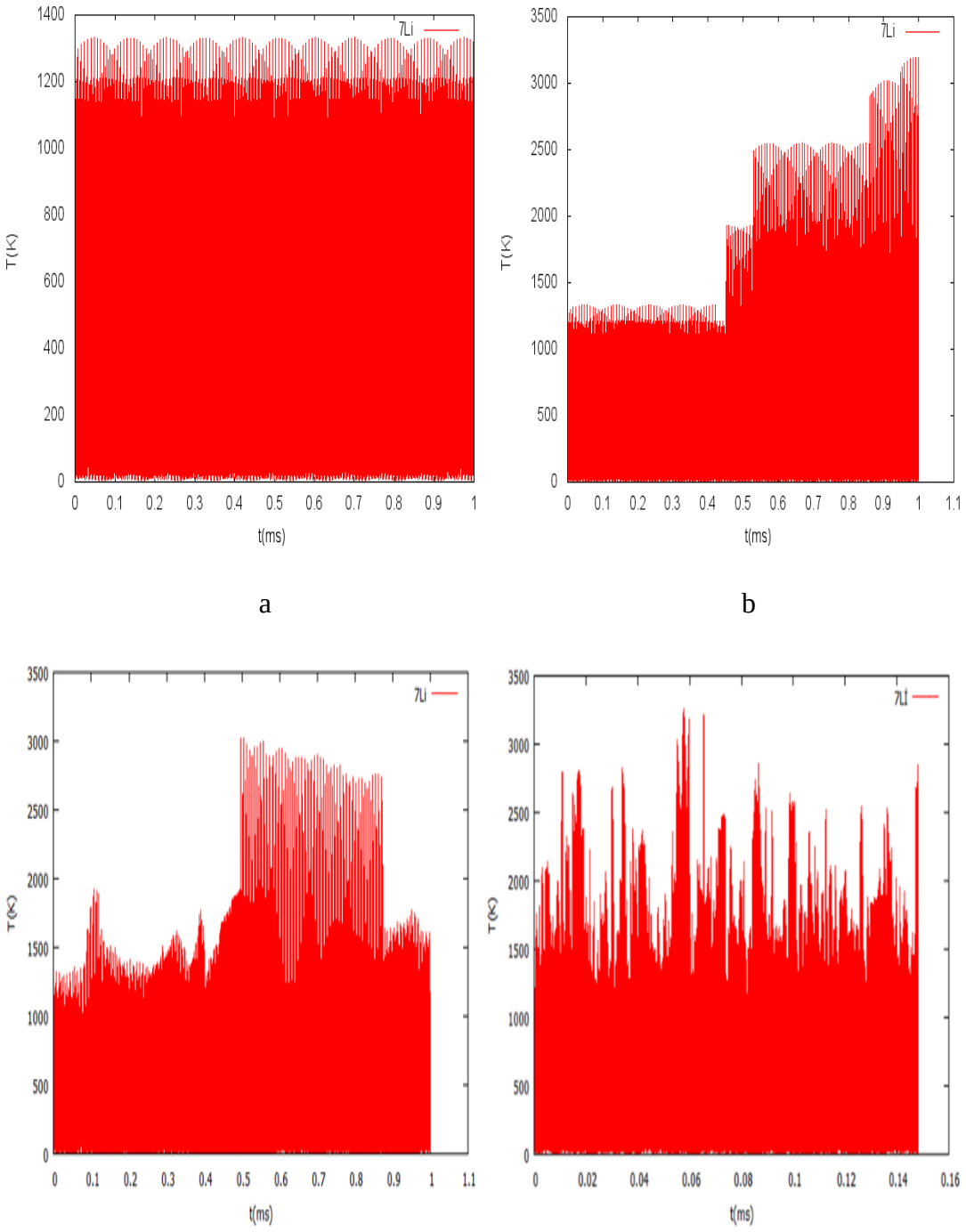
a



b

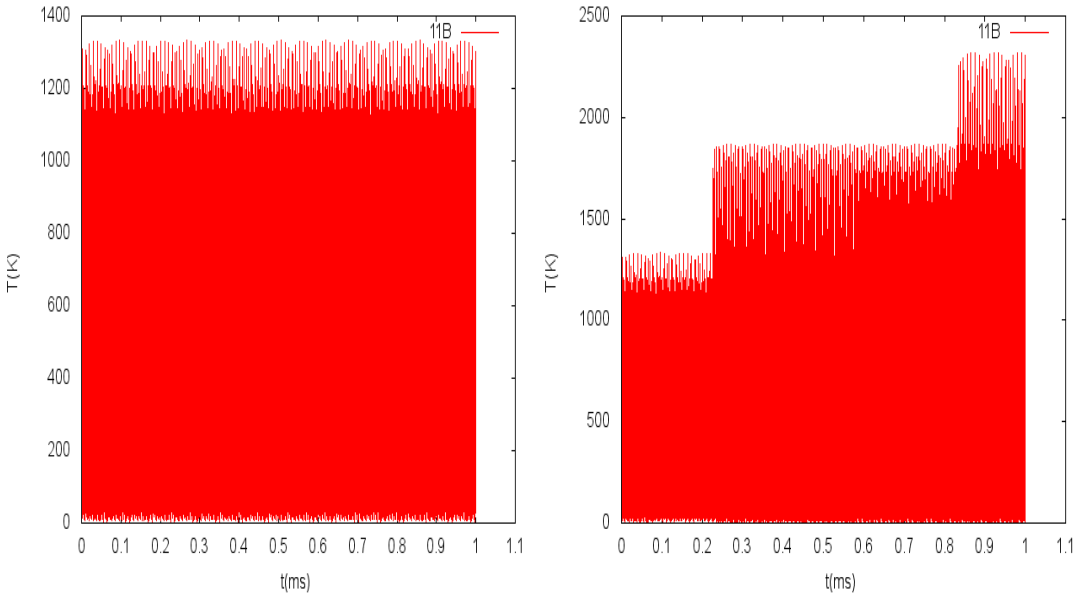
Şekil 5.17. $^{7}Li^{+1}$ için tampon gaz 0.0001mbar ve 0.1 mbar (a), $^{11}B^{+1}$ için tampon gaz 0.0001 mbar ve 0.1 mbar (b), sıcaklığın zamana bağlı değişimi.

Şekil 5.18 ve 5.15 'de 100 adet $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonlarının tuzak içerisinde sıcaklık zamana bağlı değişim grafiği verilmiştir. Tampon gaz uygulandığında sıcaklığındaki düşüş açıkça fark edilmektedir.

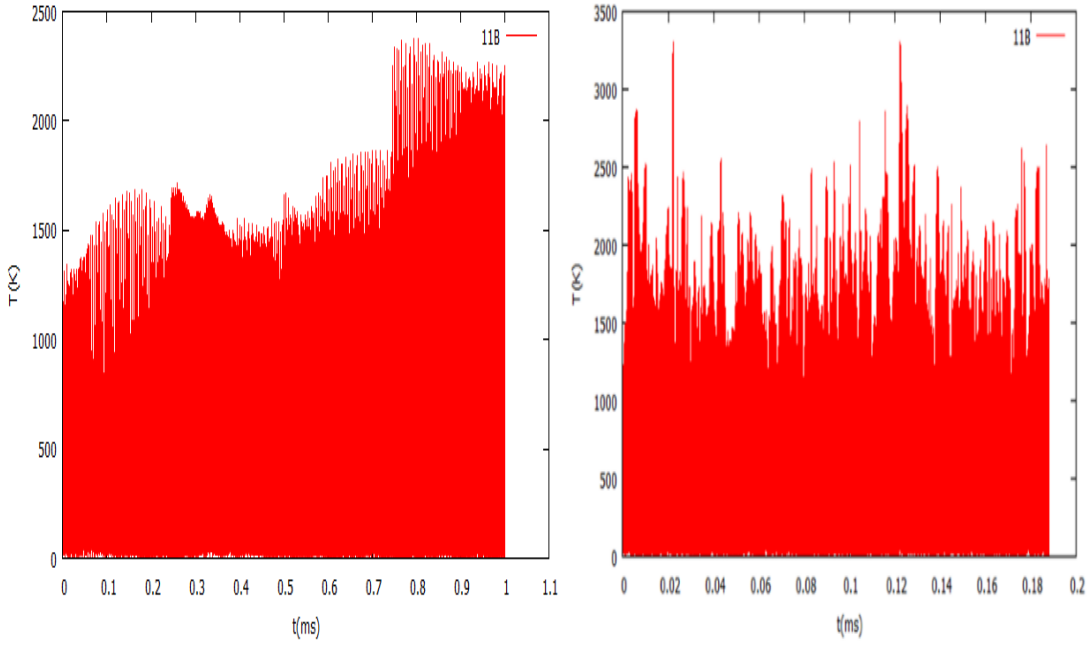


Şekil 5.18. 100 $^{7}Li^{+1}$ iyonu için tampon gaz ve coulomb etkisi kullanılmadan T-t grafiği(a), tampon gaz kullanılmış, coulomb etkisi kullanılmadan T-t grafiği (b), tampon gaz (0.0001 mbar) ve coulomb etkisi kullanılırsa T-t grafiği (c), tampon gaz (0.1 mbar) ve coulomb etkisi kullanılınca (d).

Şekil 5.19 'da 100 $^{11}B^{+1}$ iyonunun tuzak içerisinde sıcaklık zaman grafiği verilmiştir.



a b



c d

Şekil 5.19. 100 $^{11}B^{+1}$ iyonu için tampon gaz ve coulomb etkisi kullanılmadan T-t grafiği (a), tampon gaz kullanılmış, coulomb etkisi kullanılmadan T-t grafiği (b), (0.0001 mbar) tampon gaz ve coulomb etkisi kullanılırsa T-t grafiği (c), tampon gaz (0.1 mbar) ve coulomb etkisi kullanılırsa(d).

6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonları için tuzak içerisindeki hareketleri incelenmiştir. Lityum iyonun seçilmesinin sebebi lityum bataryalarında kullanılması, bor iyonunun seçilmesi ise ülkemizde bol miktarda bulunmasıdır. Seçilen iyonlar doğada izotop olarak en çok bulunması sebebi de göz önünde bulundurulmuştur. Ülkemizde Penning iyon tuzağı yapılabilirse borun kuantumsal özelliklerinin kullanılan parametrelerle tuzakta incelenmesi mümkün olacaktır. İyonların tampon gaz olmadan ve tampon gaz uygulandığında nasıl hareket ettikleri simbuca similasyon programı kullanılarak alınan veriler gnuplot çizim programı ile grafik haline getirilerek incelenmiştir. İyonların tuzak içerisinde farklı kütlelerde farklı salınımlar yaptığı ortaya konmuştur.100 adet $^{7}Li^{+1}$ ve $^{11}B^{+1}$ iyonlarını ayrı ayrı tuzak içerisine gönderilmiş ve iyonların sıcaklıklarındaki değişimleri de grafikler yardımı ile incelenmiştir.

KAYNAKLAR

1. S. Eliseev, T. Eronen, Yu N. Novikov., 2013. Penning-trap mass spectrometry for neutrino physics, International Journal of Mass Spectrometry ,Vol. 102–106.

2. Rao, P. M., D'Souza, R., & Ahmad, S. A., 2001. Quadrupole ion traps. Resonance, 6(4), 22-37.

3. Blümel, R., Kappler, C. Quint, W. and Walther, H., 1989. "Chaos and order of laser cooled ions in a Paul Trap" *Physical Review A* 40-2-808, 824.

4. Avcı, Serkan., 2015. Paul iyon tuzağında iyon dinamiklerinin incelenmesi Yüksek Lisans Tezi, Niğde Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Niğde.

5. K. Blaum., 2006. High-accuracy mass spectrometry with stored ions, Phys. Rep. 425, 1-78.

6. Brown, L. S., & Gabrielse, G., 1986. Geonium theory: Physics of a single electronor ion in a Penning trap., Reviews of Modern Physics, 58(1), 233,1.

7. Pita, J. R. C., 2007. Design, development and operation of novel ion trap geometries (Doctoral dissertation, Department of Physics, Imperial College London).

8. Blaum, K., Novikov, Y. N., & Werth, G., 2010. Penning traps as a versatile tool For precise experiments in fundamental physics., Contemporary Physics,51(2),149-175.

9.F.G.Major, V. Gheorghe, G. Werth., 2002. Charged Particle Traps, Springer, Heidelberg, Germany.

10. D.S Hall and G. Gabrielse., 1996. Electron cooling of protons in a nested Penning trap, PRL 77 pp. 1962-1965.

11. G. Bollen., 2004. Lect. Notes Phys. 651,169.

12. G. Savard, St. Becker, G. Bollen, H.-J. Kluge, R.B. Moore, Th. Otto, L.Schweikhard, H. Stolzenberg, U.Wiess., 1991. Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics., Lett.A 158,247.

13. Dilling, J., Blaum, K., Brodeur, M., & Eliseev, S., 2018. Penning-Trap Mass Measurements in Atomic and Nuclear Physics. Annual Review of Nuclear and Particle Science,68, (45-74).

URL-1 < https://en.wikipedi0.org/wiki/Penning_trap >, Erişim Tarihi: 06.11.2018.

ÖZGEÇMİŞ

Adı ve Soyadı **:** Süleyman DURMUŞ

Adres **:** Pınar mah. Seda apartmanı No:11 Seyhan/ADANA

E-posta adresi **:** suleymandurmusfizik@gmail.com

EĞİTİM BİLGİLERİ (Kurum ve Yıl)

Lisans **:** Fırat Üniversitesi, 1996-2000

Yüksek Lisans **:** Aksaray Üniversitesi, 2016-2019