

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده‌ی فیزیک و مهندسی هسته‌ای

گروه هسته‌ای

پایان نامه کارشناسی ارشد

بررسی خواص تله‌ی پائول دو بعدی به عنوان یک فیلتر جرمی

سونیا سرفرازی

استاد راهنما

دکتر مسلم سوهانی

بهمن ۱۳۹۶



مدیریت تحصیلات تکمیلی

باسمه تعالی

شماره:

تاریخ:

فرم شماره (۳) صورتجلسه نهایی دفاع از پایان نامه دوره کارشناسی ارشد

با نام و یاد خداوند متعال، ارزیابی جلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد خانم سونیا سرفرازی با شماره دانشجویی ۹۴۰۹۲۲۴ رشته فیزیک گرایش هسته‌ای تحت عنوان بررسی خواص تله پائول دو بعدی به عنوان یک فیلتر جرمی که در تاریخ ۹۶/۱۱/۸ با حضور هیأت محترم داوران در دانشگاه صنعتی شاهرود برگزار گردید به شرح ذیل اعلام می‌گردد:

<input type="checkbox"/> مردود <input checked="" type="checkbox"/> قبول (با درجه: <u>تالی</u>)			
نوع تحقیق: <input checked="" type="checkbox"/> نظری <input type="checkbox"/> عملی			
امضاء	مرتبه علمی	نام و نام خانوادگی	عضو هیأت داوران
	استادیار	دکتر مسلم سوهانی	۱- استاد راهنمای اول
			۲- استاد راهنمای دوم
			۳- استاد مشاور
	استادیار	دکتر مصطفی عنابستانی	۴- نماینده تحصیلات تکمیلی
	دانشیار	دکتر حسین توکلی عنبران	۵- استاد ممتحن اول
	استادیار	دکتر احسان ابراهیمی	۶- استاد ممتحن دوم

نام و نام خانوادگی رئیس دانشکده: دکتر مهدی مؤمنی



تقدیم بہ

مادر

آن نادرہ می، مستی

و

برادر

دلگرمی و پناہ، ہمیشگی

از استاد بزرگوارم جناب آقای دکتر سوهانی که همواره از وجود پر فیض ایشان بهره‌های علمی و اخلاقی

برده‌ام، نهایت تشکر و قدردانی را دارم.

امید که در نهایت سلامت و بهروزی، همواره راهگشای علمی آیندگان باشند.

تعهد نامه

اینجانب **سونیا سرفرازی** دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک هسته‌ای دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه **بررسی خواص تله‌ی پانول دو بعدی به عنوان یک فیلتر جرمی** تحت راهنمایی دکتر مسلم سوهانی متعهد می‌شوم .

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است .
- در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است .
- مطالب مندرج در پایان نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است .
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد و مقالات مستخرج با نام «دانشگاه صنعتی شاهرود» و یا «Shahrood University of Technology» به چاپ خواهد رسید .
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است .
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است .

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج ، کتاب ، برنامه های رایانه ای ، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد . این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود .
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

چکیده

تله‌های یونی به طور گسترده‌ای برای محصورسازی یون‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرند. این یون‌های محصور شده، سیستم‌های ایده‌آلی برای مطالعه روی زمینه‌های مختلف فیزیک هستند. از جمله کاربردهای تله‌ی یونی اندازه‌گیری دقیق جرم اتمی ایزوتوپ‌های پایدار و ناپایدار و گذارهای اتمی، اندازه‌گیری طول عمر حالت‌های برانگیخته‌ی شبه پایدار و استفاده از آن‌ها به عنوان طیف سنج جرمی یا یک منبع ذخیره‌ی یون می‌باشد. تله‌های یونی به دو دسته‌ی تله‌ی پائول و پنینگ تقسیم می‌شوند. تله‌ی پائول از میدان‌های الکتریکی چهارقطبی متناوب و تله‌ی پنینگ از ترکیب میدان مغناطیسی یکنواخت و پتانسیل الکتروستاتیک برای محصور سازی ذرات استفاده می‌کند.

هدف اصلی در این پایان نامه، استفاده از تله‌ی پائول دوبعدی (خطی) به عنوان فیلتر جرمی است. به این منظور، با استفاده از نرم افزارهای شبیه سازی ابتدا به رسم نمودارهای پایداری مسیر حرکت یون در تله‌ی دو بعدی و بررسی تأثیر اعمال میدان مغناطیسی به تله روی پارامترهای پایداری پرداخته شد و سپس با استفاده از این نمودارها، مسیرهای پایدار و ناپایدار حرکت یون محاسبه گردید و بهترین موقعیت برای جداسازی ایزوتوپ‌ها به دست آمد. همچنین مسیر حرکت یون با استفاده از نرم افزار CST نیز شبیه سازی شد.

با بررسی نواحی پایداری مختلف و همچنین بررسی امکان جداسازی ایزوتوپی در هر ناحیه، این نتیجه حاصل شد که بهترین ناحیه برای جداسازی ایزوتوپ سبک از سنگین (به عنوان مثال B^1 از B^{11}) (ناحیه‌ی پایداری C می‌باشد. در صورت اعمال یک میدان مغناطیسی ثابت در راستای y با توجه به تغییر

شکل و جابجایی نواحی پایداری روی نمودارهای پایداری، مناسب‌ترین ناحیه، ناحیه‌ی A' است. کار کردن با ناحیه‌ی A' به دلیل گستردگی بیشتر نسبت به ناحیه‌ی C راحت‌تر است.

کلمات کلیدی: تله‌ی پائول دوبعدی، فیلتر جرمی، معادله‌ی متئو، نواحی پایداری، جداسازی ایزوتوپی.

لیست مقالات استخراج شده از پایان نامه

۱- مسلم سوہانی، سونیا سرفرازی، مناطق پایداری یون در تله‌ی پائول دو بعدی، بیست و چهارمین کنفرانس بهاره‌ی

فیزیک، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، خردادماه ۱۳۹۶.

۲- مسلم سوہانی، سونیا سرفرازی، جداسازی ایزوتوپی به کمک تله‌ی پائول دو بعدی در ناحیه‌ی C، سومین کنفرانس ملی

شتابگرهای ذرات و کاربردهای آن، دانشگاه صنعتی اصفهان، آذرماه ۱۳۹۶.

فهرست مطالب

فصل اول ۱

۱-۱ تاریخچه ۲

۲-۱ تله‌ی پائول دوبعدی (خطی) ۴

۳-۱ تله‌ی پائول سه بعدی ۷

۴-۱ تله‌ی یونی پنینگ ۹

فصل دوم ۱۳

۱-۲ پتانسیل چهارقطبی الکتریکی ۱۴

۲-۲ معادلات حرکت یون در تله‌ی یونی دوبعدی ۲۰

۳-۲ معادله‌ی متئو ۲۲

۴-۲ جواب‌های معادله‌ی متئو ۲۵

۵-۲ نواحی پایدار یون در تله‌ی یونی دوبعدی ۲۸

فصل سوم ۳۵

۱-۳ بررسی حرکت یون در تله‌ی یونی دو بعدی ۳۶

۳-۲ اعمال میدان مغناطیسی ثابت در راستای x به تله‌ی یونی ۳۹

۳-۳ اعمال میدان مغناطیسی ثابت در راستای y به تله‌ی یونی ۴۱

۴۵ فصل چهارم

۴-۱ طراحی تله‌ی یونی دو بعدی با استفاده از نرم افزار CST ۴۶

۴-۲ شبیه سازی حرکت یون در تله‌ی یونی دو بعدی ۴۸

۴-۳ جداسازی ایزوتوپی ۵۲

۴-۴ جمع بندی ۶۱

۶۳ منابع

فهرست شکل‌ها

۵.....	شکل ۱-۱
۷.....	شکل ۲-۱
۸.....	شکل ۳-۱
۹.....	شکل ۴-۱
۹.....	شکل ۵-۱
۱۰.....	شکل ۶-۱
۱۱.....	شکل ۷-۱
۱۹.....	شکل ۱-۲
۱۹.....	شکل ۲-۲
۲۸.....	شکل ۳-۲
۲۹.....	شکل ۴-۲
۳۰.....	شکل ۵-۲
۳۱.....	شکل ۶-۲
۳۱.....	شکل ۷-۲
۳۲.....	شکل ۸-۲
۳۲.....	شکل ۹-۲

۳۷	شکل ۱-۳
۳۸	شکل ۲-۳
۳۸	شکل ۳-۳
۴۱	شکل ۴-۳
۴۳	شکل ۵-۳
۴۷	شکل ۱-۴
۵۰	شکل ۲-۴
۵۱	شکل ۳-۴
۵۳	شکل ۴-۴
۵۴	شکل ۵-۴
۵۵	شکل ۶-۴
۵۶	شکل ۷-۴
۵۷	شکل ۸-۴
۵۸	شکل ۹-۴
۶۰	شکل ۱۰-۴
۶۰	شکل ۱۱-۴

فہرست جداول

۴۶	جدول ۱-۴
۴۸	جدول ۲-۴
۴۸	جدول ۳-۴
۵۱	جدول ۴-۴
۵۵	جدول ۵-۴
۵۷	جدول ۶-۴
۵۹	جدول ۷-۴

فصل اول

مقدمه

۱-۱ تاریخچه

تله‌های یونی به طور گسترده ای برای محصورسازی یون‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرند. یون‌های ذخیره شده در تله‌های یونی سیستم‌های ایده‌آلی برای مطالعه روی زمینه‌های مختلف فیزیک هستند. از جمله کاربردهای متعدد تله‌ی یونی آشکارسازی مولکول‌ها از ساده تا پیچیده، انجام آزمایشات مختلف با تک یون به تله افتاده، اپتیک کوانتومی، اندازه‌گیری دقیق جرم‌ها و فرکانس‌های گذارهای اتمی و دستکاری کنترل شده‌ی حالت‌های کوانتومی است. اخیراً، از تله‌ی پائول خطی^۱ برای انجام انواع مختلف آزمایش‌ها مانند اندازه‌گیری طول عمر حالت‌های برانگیخته‌ی شبه پایدار با نیمه عمر بلند و مطالعه روی کریستال‌های کولنی استفاده می‌شود [۱ و ۲].

تله‌ها می‌توانند به دو دسته‌ی تله با فرکانس رادیویی الکتریکی^۲ (RF) و تله‌های پنینگ^۳ که از ترکیب میدان مغناطیسی یکنواخت و پتانسیل الکتروستاتیک استفاده می‌کنند؛ تقسیم شوند [۳]. تله‌های یونی پائول شامل تله‌های سه بعدی و دوبعدی (خطی) هستند. ویژگی مهم و اصلی آن‌ها، استفاده از میدان‌های الکتریکی چهارقطبی متناوب به منظور نگه داشتن ذرات باردار در یک حالت شناخته شده‌ی حرکت، که با معادله‌ی متئو^۴ توصیف می‌شود، است. به این ترتیب می‌توان ذرات باردار را در فضا محدود کرد [۲]. از جمله کاربردهای اولیه‌ی تله‌ی یونی، استفاده از آن به عنوان یک طیف سنج جرمی و یا یک منبع ذخیره‌ی یون است. واضح است که برای کاربرد طیف سنج جرمی به وسیله‌ای برای تولید یون (چشمه‌ی یون) و سیستم آشکارسازی یون نیز نیاز است [۴].

^۱ Linear Ion Trap

^۲ Electric radiofrequency trap

^۳ Penning Trap

^۴ Mathieu function

فیلتر جرمی چهارقطبی دوبعدی (QMF)^۵ که دستگاهی برای طیف سنجی جرمی است و تله‌ی یونی چهارقطبی سه بعدی (QIT)^۶ که برای به تله انداختن و ذخیره سازی یون‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرد؛ دو دستگاه از مجموعه دستگاه‌هایی هستند که از پایداری مسیر ذره برای جداسازی یون‌ها براساس نسبت جرم به بار ($\frac{m}{e}$) استفاده می‌کنند. اصول عملکرد طیف سنج جرمی چهارقطبی برای اولین بار توسط پائول^۷ و استین ودل^۸ در سال ۱۹۵۳ معرفی شد. آن‌ها از روش جدیدی برای طراحی یک شتاب‌دهنده با انرژی بالا استفاده کردند. همچنین در همان سال‌ها گود^۹ در مورد دستگاه‌های محصور سازی ذرات، پست^{۱۰} و هاینریش^{۱۱} در مورد اصول متمرکزسازی باریکه‌های ذرات ایده‌های مشابهی را مطرح کردند [۵ و ۴]. پائول و همکارانش در دانشگاه بن^{۱۲} استفاده از میدان‌های متمرکز کننده‌ی قوی برای آنالیز جرم را مطرح کردند و آن را در QMF به کار بردند که منجر به دریافت جایزه‌ی نوبل فیزیک در سال ۱۹۸۹ توسط پائول، رامزی^{۱۳} و دهملت^{۱۴} شد [۶]. اولین شرح دقیق عملکرد یک تله‌ی یونی چهارقطبی در پایان نامه‌ی برکلینگ^{۱۵} در سال ۱۹۵۶ مطرح شد و بعدها گزارش مفصل‌تری از آن توسط فیشر^{۱۶} منتشر شد [۴]. در نهایت، در سال ۲۰۰۲ به طراحی جدیدی از تله‌ی یونی دست یافتند که در آن به جای استفاده از شکل

^۵ Quadrupole Mass Filter

^۶ Quadrupole Ion Trap

^۷ Wolfgang Paul

^۸ Steinwedel

^۹ Good

^{۱۰} Post

^{۱۱} Heinrich

^{۱۲} University of Bonn

^{۱۳} Norman Ramsay

^{۱۴} Hans Dehmelt

^{۱۵} Berkling

^{۱۶} Fischer

موج سینوسی در تله‌های یونی معمول از شکل موج مربعی استفاده شد و تله‌ی یونی دیجیتال (DIT) ^{۱۷} نامیده شد [۷].

۱-۲ تله‌ی پائول دوبعدی (خطی) ^{۱۸}

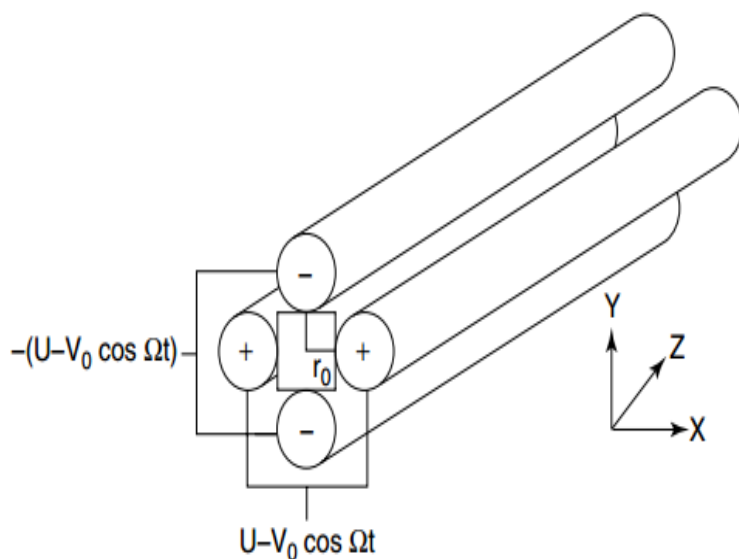
تله‌ی پائول دوبعدی (LIT)، معمولاً شامل آرایه‌ی چهارتایی از الکترودهای میله‌ای است که به صورت موازی در یک پیکربندی مربعی واقع شده‌اند و در آن هر جفت میله‌ی روبروی هم (جفت میله‌ی راستای x و جفت میله‌ی راستای y) به لحاظ الکتریکی به هم متصل هستند و یک پتانسیل RF به آن‌ها اعمال می‌شود. به علاوه جفت میله‌ها می‌توانند تحت تأثیر پتانسیل‌های DC مثبت (در راستای x) و منفی (در راستای y) نیز قرار بگیرند که البته معمولاً پتانسیل DC صفر در نظر گرفته می‌شود. این پتانسیل‌ها میدان چهارقطبی دوبعدی را بین میله‌ها (مسیر عبور یون‌ها) در صفحه‌ی x - y ایجاد می‌کنند و یون‌های وارد شده به تله را تحت تأثیر قرار می‌دهند. پتانسیل‌های اعمالی به جفت میله‌ها یکسان اما در فاز مخالف یکدیگر هستند.

یون‌های تولید شده در منبع در طول محور میله‌ها (راستای z) به داخل دستگاه تزریق می‌شوند و در حین حرکت در راستای z ، به علت پتانسیل‌های اعمالی به میله‌ها در صفحه‌ی x - y نیز نوسان می‌کنند و تحت تأثیر این میدان‌ها، مسیرهای پیچیده‌ای را طی می‌کنند. مسیر حرکت آن‌ها با معادله‌ی دیفرانسیل مرتبه‌ی دوم (معادله‌ی متئو) توصیف می‌شود که در فصل دوم به آن پرداخته خواهد شد. بعضی از این

^{۱۷} Digital Ion Trap

^{۱۸} Linear Ion Trap

مسیرها ناپایدارند و تمایل به فاصله گرفتن بی نهایت از محور تله دارند و در نتیجه یون‌ها به دلیل برخورد با الکترودها از دست می‌روند. یون‌هایی که دارای مسیرهای پایدار هستند، از تله‌ی یونی عبور می‌کنند و می‌توانند روی سیستم آشکارسازی انتهای مسیر ثبت شوند. شکل ۱-۱ نمایی از یک تله‌ی یونی متشکل از چهار الکترودها استوانه‌ای با سطح مقطع دایره‌ای را نشان می‌دهد. پایداری مسیر یک یون، با نسبت جرم به بار مشخص، در فضای بین دو الکترودها (۲r) به دامنه‌ی پتانسیل RF، اندازه‌ی فرکانس Ω و نسبت دامنه‌های پتانسیل‌های RF و DC بستگی دارد [۸ و ۴].



شکل ۱-۱: تله‌ی یونی دوبعدی. یون‌ها در راستای محور Z وارد می‌شوند و در صفحه‌ی X-Y نوسان می‌کنند. این نوسان می‌تواند توسط پتانسیل‌های DC و RF اعمالی به الکترودها کنترل شود.

شکل هذلولی، ایده‌آل‌ترین هندسه برای الکترودهای تله‌ی یونی است؛ اما اغلب برای سهولت در ساخت از میله‌های استوانه‌ای با سطح مقطع دایره‌ای استفاده می‌شود. اولین پیشنهاد برای نسبت شعاع الکترودها (r) به شعاع میدان (r₀) که بهترین تقریب به میدان چهارقطبی ایده‌آل را در تله‌ی یونی ساخته

شده با میله‌های دایره‌ای ایجاد می‌کند، نسبت $r = ۱.۱۴۸r$ بود [۴]. بعدها گیبسون^{۱۹} و تیلور^{۲۰} ادعا کردند که نمی‌توان یک مقدار واحد $\frac{r}{r}$ را به تمام پیکربندی‌ها نسبت داد. به طور کلی، مقداری در محدوده‌ی $r = ۱.۱۲r$ تا $r = ۱.۱۳r$ بهترین کارایی را تولید می‌کند [۹].

یکی از کاربردهای تله‌ی یونی خطی، استفاده از آن به عنوان یک منبع ذخیره‌ی یون است. در این حالت، یون‌ها در راستای شعاعی به وسیله‌ی یک میدان با فرکانس رادیویی (RF) دوبعدی و در راستای محوری توسط پتانسیل‌های متوقف‌کننده‌ی اعمالی به انتهای الکترودها محصور می‌شوند. یکی از اولین تله‌های خطی توسط چرچ^{۲۱} ساخته شد، او توانست عمل ذخیره‌سازی را برای پروتون و یون ${}^2\text{He}^+$ برای چند دقیقه انجام دهد [۱۰]. بازدهی تزریق یون و ظرفیت ذخیره‌ی یون در تله‌های پائول دو بعدی در مقایسه با تله‌های سه بعدی بیشتر است. اما استفاده از تله‌های یونی دو بعدی تنها محدود به ذخیره‌سازی یون‌ها نمی‌شود. آن‌ها می‌توانند در ترکیبی با سایر آنالیزکننده‌های جرمی قرار بگیرند و کاربردهایی مانند انجام آزمایشات طیف سنجی جرمی پشت سرهم و مطالعاتی روی شیمی یون-مولکول داشته باشند. همچنین تله‌های خطی می‌توانند به عنوان طیف سنج جرمی^{۲۲} مستقل کار کنند [۱۱و۴].

یکی دیگر از کاربردهای تله‌ی خطی، جداسازی ایزوتوپ‌ها براساس نسبت جرم به بار است. تله‌ی خطی می‌تواند ایزوتوپ‌هایی که دارای یک نسبت جرم به بار مشخص هستند را عبور دهد و سایر ایزوتوپ‌ها را حذف کند. در این پایان نامه، خواص تله‌ی پائول دو بعدی به عنوان یک فیلتر جرمی^{۲۳} را بررسی خواهیم کرد. شکل ۱-۲ نمایی از یک فیلتر جرمی را نشان می‌دهد.

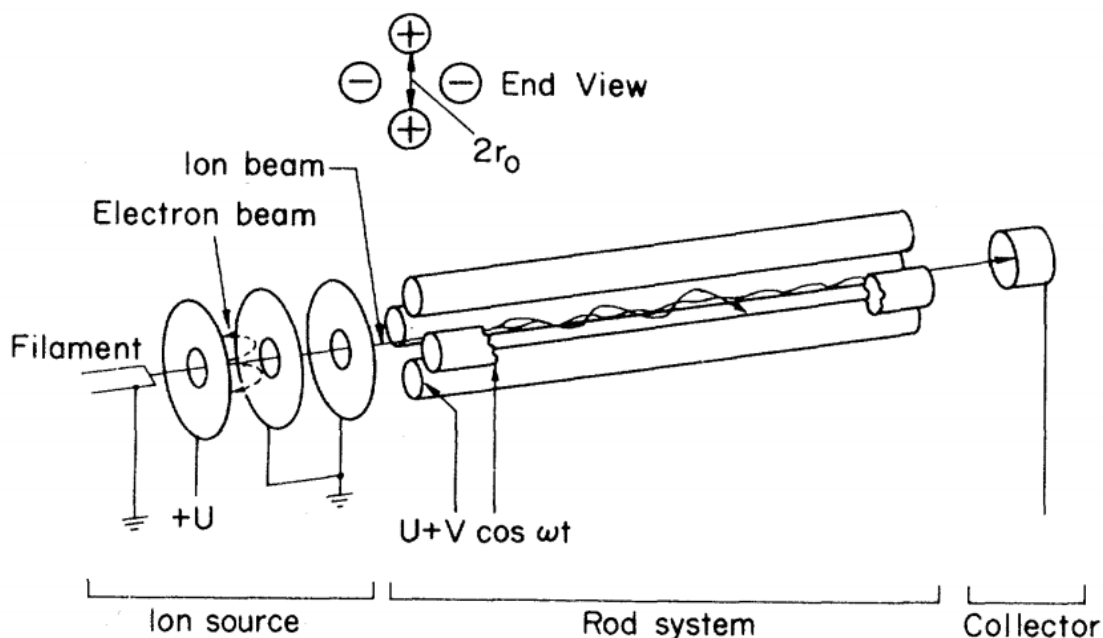
^{۱۹} Gibson

^{۲۰} Taylor

^{۲۱} Church

^{۲۲} Mass spectrometer

^{۲۳} Mass filter



شکل ۱-۲: نمایی از یک طیف سنج جرمی چهارقطبی یا فیلتر جرمی [۶]

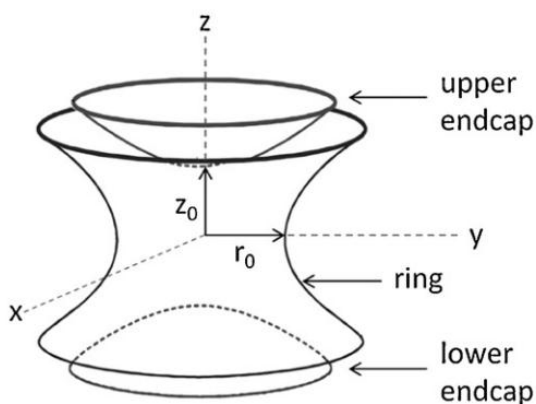
۳-۱ تله‌ی پائول سه بعدی^{۲۴}

در سیر تکاملی دستگاه‌های چهارقطبی دومین دستگاه، تله‌ای برای ذخیره سازی یون بود. تله‌ی یونی سه بعدی (QIT) دستگاهی دارای دو کاربرد است؛ که می‌تواند هم به عنوان طیف سنج جرمی و هم به عنوان یک منبع ذخیره‌ی یون استفاده شود و یون‌ها در یک بازه‌ی زمانی محدود در آن محصور شوند [۲].

تله‌ی پائول سه بعدی دارای هندسه‌ای با تقارن استوانه‌ای شامل سه الکتروود فلزی (دو الکتروود کلاهدک و یک الکتروود حلقه) است، که با استفاده از اعمال پتانسیل متناوب به الکتروودها امکان گیراندازی

^{۲۴} Quadrupole Ion Trap

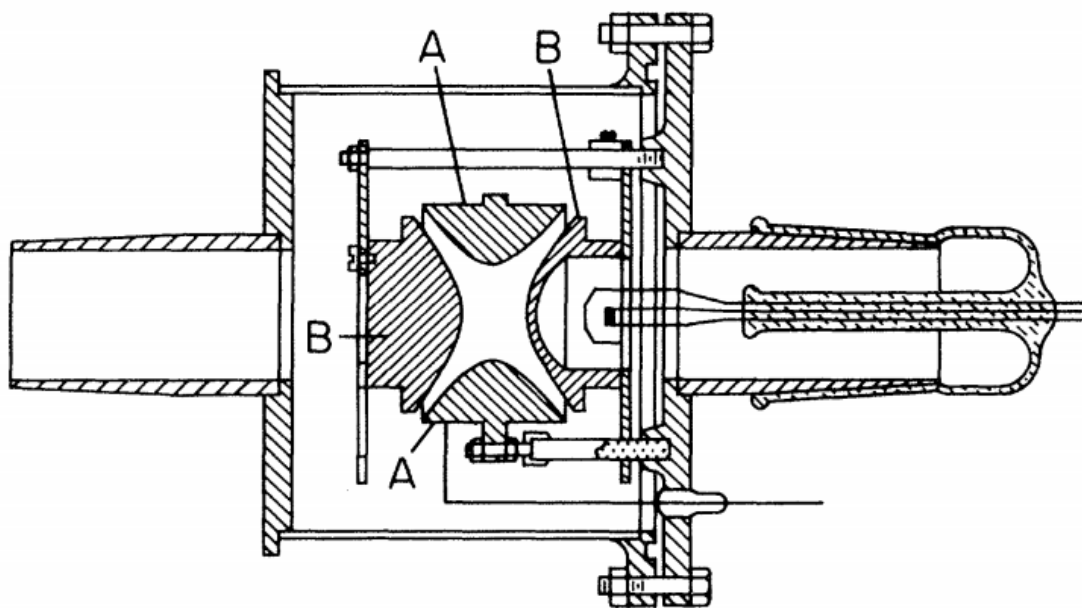
ذرات باردار را فراهم می‌کند. شکل ۳-۱ نمایی از تله‌ی پائول سه بعدی با یک الکتروود حلقه و دو الکتروود کلاهک هذلولی شکل را نشان می‌دهد. در تله‌ی سه بعدی کلاهک‌ها در پتانسیل زمین نگه داشته می‌شوند و الکتروود حلقه به پتانسیل $U + V\cos\Omega t$ متصل است، که در آن U پتانسیل ثابت، V دامنه‌ی پتانسیل RF و Ω فرکانس پتانسیل RF است. همچنین تصویری از الکتروودهای یک QIT در شکل ۴-۱ نمایش داده شده است. یکی از الکتروودهای کلاهک دارای روزنه‌ی ورودی است که از طریق آن ذرات باردار می‌توانند وارد شوند و از طریق الکتروود دیگر (الکتروود خروجی) به آشکارساز می‌رسند. الکتروود حلقه به صورت متقارن بین دو الکتروود کلاهک قرار گرفته است. ابعاد تله‌ی پائول سه بعدی با شعاع حلقه r_0 و فاصله‌ی بین دو کلاهک با $2z_0$ توصیف می‌شود [۴ و ۱۲]. شکل ۵-۱ نمایی از اولین تله‌ی یونی ساخته شده در سال ۱۹۵۴ را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۱: نمایی از یک تله‌ی پائول سه بعدی [۱۳]



شکل ۱-۴: تصویر الکترودهای یک QIT [۴]



شکل ۱-۵: طرحی از سطح مقطع اولین تله‌ی یونی ساخته شده در سال ۱۹۵۴ [۶]

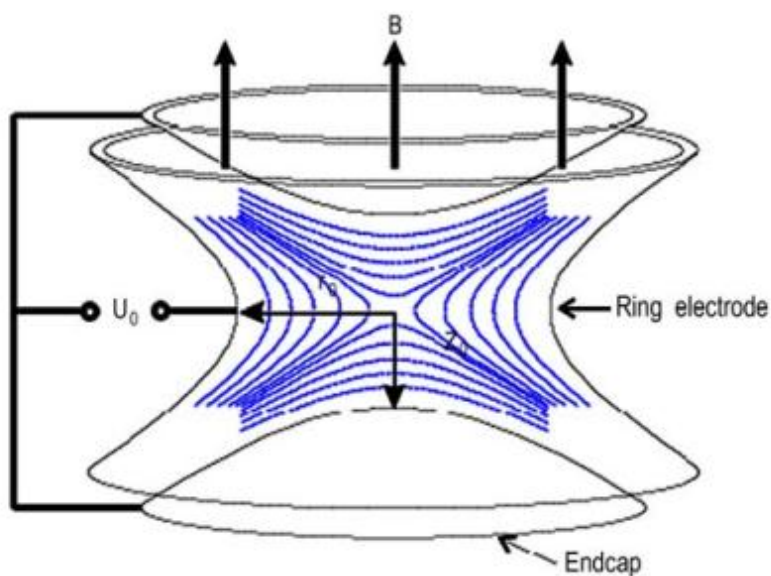
۴-۱ تله‌ی یونی پنینگ

طیف سنجی جرمی با تله‌ی پنینگ به عنوان یکی از دقیق‌ترین روش‌های تعیین جرم اتمی ایزوتوپ-

های پایدار و ناپایدار شناخته شده است و برای محدوده‌ی گسترده‌ای از ایزوتوپ‌ها شامل ایزوتوپ‌هایی با

نیمه عمر کوتاه تا ایزوتوپ‌های پایدار استفاده می‌شود. از طریق تعیین جرم یک اتم می‌توان اطلاعاتی درباره‌ی ساختار هسته‌ها و برهم‌کنش‌های بنیادی به دست آورد. از زمان راه اندازی اولین تله‌ی پنینگ، این دستگاه یک دستگاه استاندارد برای مطالعات فیزیک هسته‌ای محسوب می‌شود [۱۴ و ۱۵].

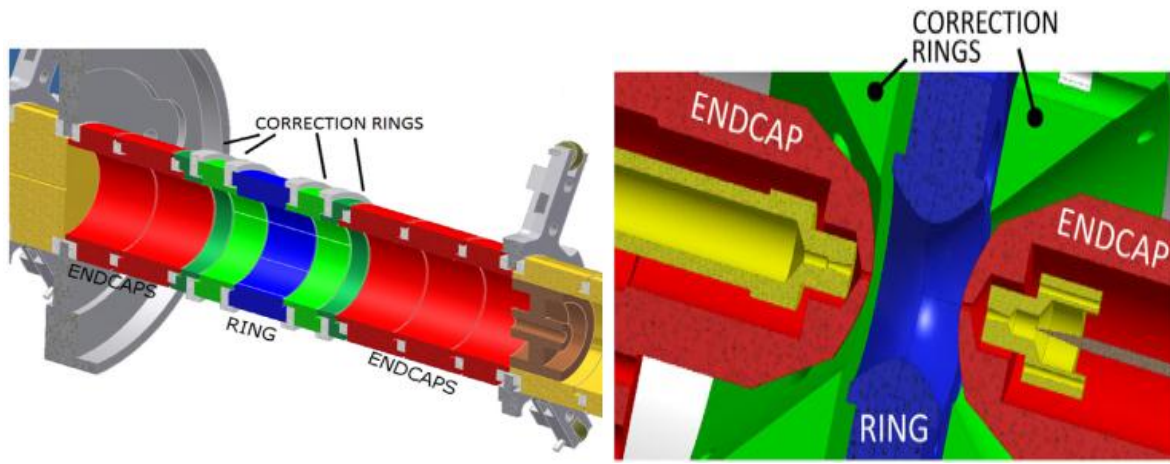
تله‌ی پنینگ شامل یک میدان مغناطیسی یکنواخت و یک پتانسیل چهارقطبی الکتروستاتیک است. یک یون به جرم m و بار e در میدان مغناطیسی تنها در دو راستا محصور می‌شود، برای دستیابی به محصورسازی کامل در هر سه راستا به یک پتانسیل چهارقطبی الکتروستاتیک نیز نیاز است. شکل ۶-۱ نمایی از یک تله‌ی پنینگ را نشان می‌دهد. در تله‌ی پنینگ معمولاً از الکترودهای استوانه‌ای یا هذلولی مانند آنچه در شکل ۷-۱ نشان داده شده است، استفاده می‌شود. با هر دو پیکر بندی، پتانسیل چهارقطبی الکتریکی می‌تواند تشکیل شود [۳].



شکل ۶-۱: نمایی از یک تله‌ی پنینگ [۱۶]

(الف)

(ب)



شکل ۷-۱: (الف) تله‌ی پنینگ هذلولی و (ب) تله‌ی پنینگ استوانه‌ای. با استفاده از هر دو پیکر بندی پتانسیل چهارقطبی الکتریکی می‌تواند شکل بگیرد [۳].

فصل دوم

حل معادله می شئو و معادلات حرکت

۱-۲ پتانسیل چهارقطبی الکتریکی

واژه‌ی چهارقطبی به این حقیقت اشاره دارد که پتانسیل در هر نقطه داخل این دستگاه‌ها به مجذور فاصله از مبدا بستگی دارد. برای بررسی تئوری حاکم بر دستگاه‌های چهارقطبی، رفتار یک تک یون را در میدان چهارقطبی ایده‌آل و در خلاء در نظر می‌گیریم و از میدان‌های لبه صرف نظر می‌کنیم.

برای یک میدان چهارقطبی الکتریکی در دستگاه مختصات دکارتی، پتانسیل $\varphi_{x,y,z}$ در حالت کلی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\varphi_{x,y,z} = A(\lambda x^2 + \sigma y^2 + \gamma z^2) + C \quad (1-2)$$

در این رابطه λ ، σ و γ ضرایب وزنی به ترتیب برای مختصات x و y و z هستند، C یک پتانسیل ثابت و A یک فاکتور مستقل از مکان و شامل دامنه‌ی پتانسیل‌های الکتریکی اعمالی به الکترودهاست [۴].

همانطور که از شکل رابطه‌ی ۱-۲ مشخص است میدان در هر یک از سه راستا مستقل است یعنی حرکت یون در راستای x به راستای y و حرکت در راستای y به راستای x وابسته نیست و در نتیجه می‌توان مؤلفه‌های حرکت یون را در راستاهای x و y و z مستقل از یکدیگر بررسی کرد. این یک ویژگی مهم میدان چهارقطبی است که در چند قطبی‌های مراتب بالاتر وجود ندارد. در چندقطبی‌های مراتب بالا حرکت در راستاهای x و y به شدت به هم مرتبط هستند [۱۱].

در یک میدان الکتریکی شرط لاپلاس باید برقرار باشد:

$$\nabla^2 \varphi_{x,y,z} = 0 \quad (2-2)$$

با توجه به تعریف عملگر لاپلاس:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (3-2)$$

و با جایگذاری معادله‌ی پتانسیل چهارقطبی ۱-۲ در معادله‌ی ۲-۲ رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (4-2)$$

مشتقات جزئی در هر راستا به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (A\lambda x^2) = 2A\lambda x \quad (5-2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 2\lambda A \quad (6-2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 2\sigma A \quad (7-2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 2\gamma A \quad (8-2)$$

با جایگذاری معادلات ۶-۲ و ۷-۲ و ۸-۲ در معادله‌ی ۴-۲ خواهیم داشت:

$$\nabla^2 \varphi = A(2\lambda + 2\sigma + 2\gamma) = 0 \quad (9-2)$$

به ازای A مخالف صفر در رابطه‌ی ۹-۲ خواهیم داشت:

$$\lambda + \sigma + \gamma = 0 \quad (10-2)$$

ساده ترین انتخاب‌ها برای ضرایب λ ، σ و γ به صورت زیر هستند:

(۱) برای تله‌ی یونی دوبعدی و QMF:

$$\lambda = -\sigma = 1 \quad \text{و} \quad \gamma = 0 \quad (11-2)$$

با جایگذاری مقادیر رابطه‌ی ۱۱-۲ در معادله‌ی ۱-۲ رابطه‌ی زیر را خواهیم داشت:

$$\varphi_{x,y} = A(x^2 - y^2) + C \quad (12-2)$$

که در این رابطه، ثابت‌های A و C با توجه به شرایط مرزی تعیین می‌شوند.

پتانسیل چهارقطبی که یون تحت تأثیر آن قرار می‌گیرد با اختلاف پتانسیل بین جفت الکترودهای راستای x و y به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\varphi. = \varphi_{xpair} - \varphi_{ypair} \quad (13-2)$$

با توجه به ابعاد یک تله‌ی یونی دوبعدی، زمانی که $y = 0$ باشد، $x = \pm x_0$ و زمانی که $x = 0$ باشد، $y = \pm y_0$ خواهد بود. همچنین با توجه به اینکه تله‌های یونی و فیلترهای جرمی به صورت متقارن ساخته می‌شوند داریم: $x_0 = y_0 = r_0$.

با جایگذاری این روابط در معادله‌ی ۱۲-۲ خواهیم داشت:

$$\varphi_{xpair} = A(r_0^2) + C \quad (14-2)$$

$$\varphi_{ypair} = A(-r_0^2) + C \quad (15-2)$$

از معادلات ۱۳-۲، ۱۴-۲ و ۱۵-۲ ثابت A به دست می‌آید:

$$\varphi. = 2Ar_0^2 \quad (16-2)$$

$$A = \frac{\varphi.}{2r_0^2} \quad (17-2)$$

بنابراین معادله‌ی ۱۲-۲ به صورت زیر درمی‌آید:

$$\varphi_{x,y} = \frac{\varphi.}{2r_0^2} (x^2 - y^2) + C \quad (18-2)$$

در مبدأ ($x = 0$ و $y = 0$) داریم:

$$\varphi_{..} = C \quad (۱۹ - ۲)$$

اگر سطح الکترودها در پتانسیل صفر قرار داشته باشند $C = 0$ خواهد بود و شکل پتانسیل معادله‌ی ۱۸-۲ به معادله‌ی زیر تبدیل می‌شود:

$$\varphi_{x,y} = \frac{\varphi_0}{2r^2} (x^2 - y^2) \quad (۲۰ - ۲)$$

(۲) برای تله‌ی یونی سه بعدی با تقارن استوانه‌ای:

$$\lambda = \sigma = 1 \quad \text{و} \quad \gamma = -2 \quad (۲۱ - ۲)$$

در این حالت اگر مقادیر رابطه‌ی ۲۱-۲ را در معادله‌ی ۱-۲ قرار دهیم شکل پتانسیل به صورت زیر می‌شود:

$$\varphi_{x,y,z} = A(x^2 + y^2 - 2z^2) + C \quad (۲۲ - ۲)$$

با توجه به تقارن زاویه‌ای موجود حول φ در مختصات استوانه‌ای و همچنین روابط $x = r \cos \varphi$ و $y = r \sin \varphi$ و $z = z$ در دستگاه مختصات استوانه‌ای به صورت زیر خواهد شد:

$$\varphi_{r,z} = A(r^2 - 2z^2) + C \quad (۲۳ - ۲)$$

پتانسیل وارد بر یون φ_0 برابر با اختلاف پتانسیل بین حلقه و کلاهک معرفی می‌شود:

$$\varphi_0 = \varphi_{\text{ring}} - \varphi_{\text{endcap}} \quad (۲۴ - ۲)$$

با توجه به ابعاد تله‌ی یونی سه بعدی با تقارن استوانه‌ای، زمانی که $z = 0$ باشد، $r = r_0$ و زمانی که $r = 0$ باشد $z = \pm z_0$ خواهد بود. با جایگذاری این روابط در معادله‌ی ۲۳-۲ خواهیم داشت:

$$\varphi_{\text{ring}} = A(r_0^2) + C \quad (۲۵ - ۲)$$

$$\varphi_{\text{endcap}} = A(-2z_0^2) + C \quad (۲۶ - ۲)$$

بنابراین از تفاضل این دو خواهیم داشت:

$$\varphi. = A(r.^2 + 2 z.^2) \quad (27 - 2)$$

به این ترتیب ثابت A برابر می شود با:

$$A = \frac{\varphi.}{(r.^2 + 2 z.^2)} \quad (28 - 2)$$

و شکل پتانسیل به صورت زیر می شود:

$$\varphi_{r,z} = \frac{\varphi. (r.^2 - 2 z.^2)}{(r.^2 + 2 z.^2)} + C \quad (29 - 2)$$

در تله های یونی سه بعدی کلاهکها اغلب در پتانسیل صفر نگه داشته می شوند. با توجه به معادله ی ۲۹-۲ و اعمال این شرط مرزی خواهیم داشت:

$$\varphi_{.z} = \varphi_{\text{endcap}} = \frac{\varphi. (0 - 2 z.^2)}{(r.^2 + 2 z.^2)} + C = 0 \quad (30 - 2)$$

در نتیجه ثابت C به صورت زیر به دست می آید:

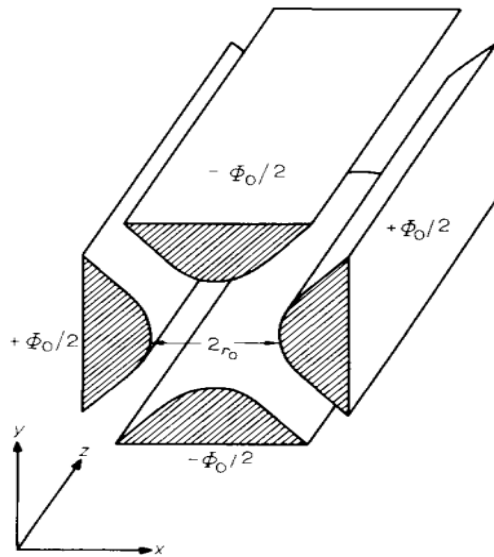
$$C = \frac{(2 z.^2 \varphi.)}{(r.^2 + 2 z.^2)} \quad (31 - 2)$$

در نهایت، با جایگذاری A و C صورت کلی پتانسیل در مختصات استوانه ای به شکل زیر در خواهد

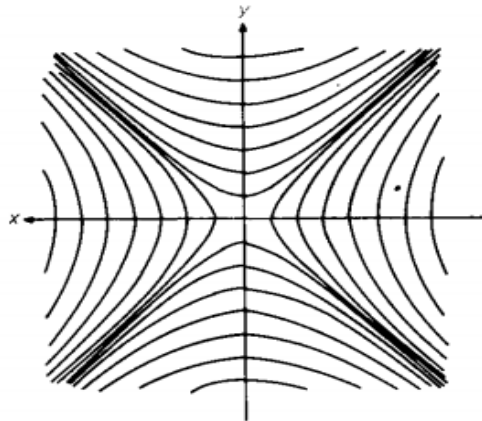
آمد [۱۲ و ۴۰]:

$$\varphi_{r,z} = \frac{\varphi. (r.^2 - 2 z.^2)}{r.^2 + 2 z.^2} + \frac{(2 z.^2 \varphi.)}{(r.^2 + 2 z.^2)} \quad (32 - 2)$$

در این پایان نامه به بررسی تله ی یونی دوبعدی پرداخته ایم؛ بنابراین شکل پتانسیل مناسب به صورت رابطه ی ۲۰-۲ خواهد بود. چنین پتانسیلی توسط مجموعه ای از چهار الکتروود که به صورت متقارن در فاصله ی r. از محور مرکزی مانند شکل ۱-۲ واقع شده اند؛ فراهم می شود. شکل ۲-۲ خطوط هم پتانسیل ایجاد شده توسط میدان چهارقطبی را نشان می دهد.



شکل ۱-۲: ساختار مورد نیاز الکترودها برای تولید پتانسیل $\varphi_{x,y} = \frac{\varphi_0}{4r_0^2} (x^2 - y^2)$. شکل الکترودهای یک فیلتر جرمی چهارقطبی ایده آل با سطح مقطع هندولوی را نشان می‌دهد.



شکل ۲-۲: خطوط هم پتانسیل ایجاد شده توسط میدان چهارقطبی

۲-۲ معادلات حرکت یون در تله‌ی یونی دوبعدی

مسیر یون در دستگاه‌های حاوی میدان الکتریکی چهارقطبی وابسته به زمان متأثر از نیروهای وابسته به زمان است. یون‌ها در میدان‌های چهارقطبی به شدت متمرکز می‌شوند و یک نیروی بازگرداننده آن‌ها را به سمت محور دستگاه برمی‌گرداند [۴]. در ادامه، حرکت یک یون تحت تأثیر پتانسیل چهارقطبی معادله‌ی ۲-۲ را در راستای x بررسی می‌کنیم. انرژی ذرات در محدوده‌ی eV است و برای توصیف مسیر حرکت از روابط کلاسیکی استفاده می‌شود. از قرار دادن $y = 0$ در معادله‌ی ۲-۲ داریم:

$$\varphi_{x.} = \frac{\varphi \cdot x^2}{2r^2} \quad (۳۳ - ۲)$$

با مشتق‌گیری از رابطه‌ی بالا میدان الکتریکی به دست می‌آید:

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_{y=0} = \frac{\varphi \cdot x}{r^2} \quad (۳۴ - ۲)$$

در نتیجه نیروی وارد بر یک یون به صورت زیر به دست می‌آید:

$$F_x = -e \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_{y=0} = -e \frac{\varphi \cdot x}{r^2} \quad (۳۵ - ۲)$$

از طرفی با توجه به قانون دوم نیوتون داریم:

$$\vec{F} = m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \quad (۳۶ - ۲)$$

از معادلات ۲-۳۵ و ۲-۳۶ رابطه‌ی زیر نتیجه می‌شود:

$$m \left(\frac{d^2 x}{dt^2}\right) = -e \frac{\varphi \cdot x}{r^2} \quad (۳۷ - ۲)$$

به طور مشابه برای راستای y خواهیم داشت:

$$m \left(\frac{d^2 y}{dt^2} \right) = e \frac{\varphi \cdot y}{r^2} \quad (2 - 38)$$

معادلات ۲-۳۷ و ۲-۳۸ معادلات حرکت یون در صفحات xz و yz را توصیف می‌کنند.

اگر یک سیستم واقعی را در نظر بگیریم φ به صورت ترکیبی از یک مؤلفه ثابت و یک مؤلفه

متناوب است:

$$\varphi = \varphi_0 (U + V \cos \Omega t) \quad (2 - 39)$$

که در آن V دامنه پتانسیل RF است که با فرکانس زاویه‌ای Ω نوسان می‌کند و U پتانسیل DC اعمال شده به الکترودهاست.

بنابراین از معادلات ۲-۳۷ و ۲-۳۹ برای راستای x داریم:

$$m \left(\frac{d^2 x}{dt^2} \right) = -\varphi_0 e \frac{(U + V \cos \Omega t)x}{r^2} \quad (2 - 40)$$

که می‌توان آن را به صورت زیر نوشت:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = - \left(\frac{\varphi_0 e U}{m r^2} + \frac{\varphi_0 e V \cos \Omega t}{m r^2} \right) x \quad (2 - 41)$$

و از معادلات ۲-۳۸ و ۲-۳۹ برای راستای y داریم [۴]:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \left(\frac{\varphi_0 e U}{m r^2} + \frac{\varphi_0 e V \cos \Omega t}{m r^2} \right) y \quad (2 - 42)$$

۲-۳ معادله‌ی متئو ۲۵

حرکت یون‌ها در میدان‌های چهارقطبی به صورت ریاضی با جواب‌های یک معادله‌ی دیفرانسیل خطی مرتبه دوم توصیف می‌شود. این معادله‌ی دیفرانسیل در سال ۱۸۶۸ با نام معادله‌ی متئو معرفی شد. معادله‌ی متئو به عنوان یک معادله‌ی شناخته شده در ریاضیات، دارای جواب‌های تحلیلی تعریف شده‌ای است. جواب‌های معادله‌ی متئو شامل جواب‌های پایدار و ناپایدار هستند و ما می‌توانیم از مفاهیم پایداری و ناپایداری برای توصیف مسیر حرکت یون‌های محصور شده در دستگاه‌های چهارقطبی استفاده کنیم. جواب‌های پایدار حرکت یون‌ها را درون تله‌ی یونی توصیف می‌کنند [۱۸ و ۱۷ و ۱۲ و ۴].

فرم استاندارد معادله‌ی متئو به صورت زیر است:

$$\frac{d^2 \eta}{d\xi^2} + (a_\eta - 2q_\eta \cos 2\xi)\eta = 0 \quad (2 - 43)$$

در این رابطه، η نمایش دهنده‌ی x یا y و پارامتر جابجایی است، $\xi = \frac{\Omega t}{\nu}$ و a_η و q_η پارامترهایی بدون بعد هستند که پارامترهای پایداری نامیده می‌شوند.

با استفاده از روابط زیر:

$$\frac{d}{dt} = \frac{d\xi}{dt} \frac{d}{d\xi} = \frac{\Omega}{\nu} \frac{d}{d\xi} \quad (2 - 44)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} = \frac{d\xi}{dt} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{d}{dt} \right) = \frac{\Omega^2}{\nu^2} \frac{d^2}{d\xi^2} \quad (2 - 45)$$

$$\frac{d^2 \eta}{dt^2} = \frac{\Omega^2}{\nu^2} \frac{d^2 \eta}{d\xi^2} \quad (2 - 46)$$

^{۲۵} Mathieu equation

و جایگذاری معادله ۴۶-۲ در معادله ۴۳-۲ خواهیم داشت:

$$\frac{d^2 \eta}{dt^2} = - \left(\frac{\Omega^2}{4} a_{\eta} - \frac{\Omega^2}{4} q_{\eta} \cos \Omega t \right) \eta \quad (47-2)$$

از مقایسه‌ی طرف راست معادلات ۴۱-۲ و ۴۷-۲ پارامترهای پایداری a_{η} و q_{η} نتیجه گرفته می-

شود:

$$- \left(\frac{\gamma eU}{mr^2} + \frac{\gamma eV \cos \Omega t}{mr^2} \right) x = - \left(\frac{\Omega^2}{4} a_x - \frac{\Omega^2}{4} q_x \cos \Omega t \right) x \quad (48-2)$$

$$a_x = \frac{\gamma eU}{mr^2 \Omega^2} \quad (49-2)$$

$$q_x = \frac{-\gamma eV}{mr^2 \Omega^2} \quad (50-2)$$

در این روابط U پتانسیل DC، V دامنه‌ی پتانسیل RF، e بار الکتریکی، m جرم یون، r فاصله‌ی الکترودها تا محور فیلتر جرمی است و Ω فرکانس پتانسیل RF است.

اگر روابط برای راستای y نیز تکرار شود، نتیجه $a_x = -a_y$ و $q_x = -q_y$ به دست می‌آید.

روابط به دست آمده تا اینجا برای یک تله‌ی دوبعدی بود. پایداری مسیر یون در تله‌ی سه بعدی به

صورت مشابه بررسی می‌شود.

با جایگذاری مقدار $\phi_0 = (U + V \cos \Omega t)$ در رابطه‌ی ۳۲-۲ و مشتق‌گیری از آن نیروی وارد بر

یون داخل تله‌ی یونی سه بعدی در راستای z به صورت زیر خواهد بود:

$$F_z = -e \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)_r = \frac{4 e(U + V \cos \Omega t) z}{(r^2 + z^2)} \quad (51-2)$$

با مرتب سازی معادله‌ی ۵۱-۲ و با استفاده از قانون دوم نیوتون، معادله‌ی حرکت در راستای z به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \left(\frac{4 eU}{m(r^2 + z^2)} + \frac{4 eV \cos \Omega t}{m(r^2 + z^2)} \right) z \quad (52-2)$$

و در راستای r معادله‌ی حرکت به صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \left(\frac{-2 eU}{m(r^2 + z^2)} - \frac{2 eV \cos \Omega t}{m(r^2 + z^2)} \right) r \quad (53-2)$$

حال از مقایسه‌ی معادله‌ی متئو (رابطه‌ی ۴۷-۲) با معادلات حرکت یون در تله‌ی یونی سه بعدی (معادله‌ی

۲-۵۲) پارامترهای پایداری a و q در دستگاه مختصات استوانه‌ای به صورت زیر به دست می‌آید [۱۲]:

$$\left(\frac{4 eU}{m(r^2 + z^2)} + \frac{4 eV \cos \Omega t}{m(r^2 + z^2)} \right) z = -\frac{\Omega^2}{4} (a_z - 2q_z \cos \Omega t) z \quad (54-2)$$

در نتیجه:

$$a_z = -\frac{16 eU}{m(r^2 + z^2)\Omega^2} \quad (55-2)$$

$$q_z = -\frac{8 eV}{m(r^2 + z^2)\Omega^2} \quad (56-2)$$

با تکرار محاسبات در راستای r پارامترهای پایداری به شکل $q_r = \frac{-q_z}{2}$ و $a_r = \frac{-a_z}{2}$ درمی‌آیند.

در این روابط r شعاع الکتروود حلقه و z نصف فاصله‌ی بین دو الکتروود کلاک است. در شکل ۱-۳ فواصل

r و z مشخص شده است [۱۱ و ۱۴].

۴-۲ جواب‌های معادله‌ی متئو

جواب معادله‌ی متئو براساس مقادیر a و q می‌تواند فرم‌های مختلفی داشته باشد. جواب کامل

معادله‌ی متئو ترکیبی از دو جواب خطی مستقل $\eta_1(\xi)$ و $\eta_2(\xi)$ است:

$$\eta(\xi) = A_\eta \eta_1(\xi) + B_\eta \eta_2(\xi) \quad (۵۷ - ۲)$$

که در این رابطه، A_η و B_η ثابت‌هایی هستند که به شرایط اولیه‌ی معادله دیفرانسیل بستگی دارند. معادله‌ی

۵۷-۲ جوابی به فرم $e^{\mu\xi}\varphi(\xi)$ دارد، که در آن μ عددی ثابت و به صورت $\mu = \alpha_\eta + i\beta_\eta$ است. از آنجایی

که معادله‌ی متئو با تغییر $\xi \rightarrow -\xi$ بدون تغییر باقی می‌ماند، تابع $e^{-\mu\xi}\varphi(-\xi)$ نیز جواب معادله‌ی ۵۷-۲

است. بنابراین جواب معادله‌ی متئو می‌تواند به صورت زیر نوشته شود [۱۹ و ۲۰]:

$$\eta(\xi) = A_\eta e^{\mu\xi}\varphi(\xi) + B_\eta e^{-\mu\xi}\varphi(-\xi) \quad (۵۸ - ۲)$$

در این رابطه، $\varphi(\xi)$ و $\varphi(-\xi)$ به صورت زیر هستند:

$$\varphi(\xi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{r,n,\eta} e^{r n \xi i} \quad (۵۹ - ۲)$$

$$\varphi(-\xi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{r,n,\eta} e^{-r n \xi i} \quad (۶۰ - ۲)$$

در این روابط، $C_{2n,\eta}$ فاکتورهایی هستند که دامنه‌ی حرکت یون را توصیف می‌کنند و به a_η و q_η

وابسته هستند. با جایگزینی روابط ۵۹-۲ و ۶۰-۲ در رابطه‌ی ۵۸-۲ خواهیم داشت:

$$\eta(\xi) = A_\eta e^{\mu\xi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{r,n,\eta} e^{r n \xi i} + B_\eta e^{-\mu\xi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{r,n,\eta} e^{-r n \xi i} \quad (۶۱ - ۲)$$

حال به بررسی شرایط پایداری و ناپایداری جواب معادله ی ۲-۶۱ می پردازیم:

الف) با توجه به مقدار $\xi = \frac{\Omega t}{\rho}$ ، اگر با افزایش ξ ، η نیز افزایش پیدا کند جواب ناپایدار است.

ب) اگر با افزایش ξ ، η به صفر میل کند یا محدود باقی بماند، جواب پایدار خواهد بود.

جواب ایده آل، جواب متناوب و پایدار است که تعیین کننده ی مسیر حرکت یون در تله ی یونی می باشد. اما هیچ کدام از موارد الف و ب متناوب نیستند بنابراین، پایداری کامل جواب ها به پارامتر μ بستگی دارد. μ در حالت کلی می تواند دارای مقدار حقیقی، موهومی یا مختلط باشد. اگر μ حقیقی و مثبت باشد با افزایش ξ جمله ی $e^{\mu \xi}$ به بی نهایت میل می کند بنابراین قسمت اول رابطه ی ۲-۶۱ ناپایدار و قسمت دوم پایدار می شود و در نتیجه جواب ناپایدار خواهد بود. اگر μ حقیقی و منفی باشد، ناپایداری در قسمت دوم رخ می دهد و باز هم جواب پایدار نیست. بنابراین:

۱- اگر μ هر مقدار حقیقی و غیر صفری داشته باشد، جواب ناپایدار است.

۲- اگر μ مختلط باشد، جواب ناپایدار است.

۳- اگر $\alpha_\eta = 0$ و $\mu = i\beta_\eta$ باشد و β_η مبهم باشد، جواب پایدار اما نامتناوب است.

۴- اگر $\alpha_\eta = 0$ و $\mu = i\beta_\eta$ باشد و β_η عدد صحیح نباشد، جواب ها متناوب و پایدار هستند.

با توجه به موارد ذکر شده، تنها تحت شرایط $\alpha_\eta = 0$ جواب ها می توانند پایدار باشند بنابراین معادله ی متعین به صورت زیر نوشته می شود:

$$\eta(\xi) = A_\eta e^{\alpha_\eta \xi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{r, n, \eta} e^{i(\beta_\eta + \gamma n)\xi} + B_\eta e^{-\alpha_\eta \xi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{r, n, \eta} e^{-i(\beta_\eta + \gamma n)\xi} \quad (۲-۶۲)$$

با استفاده از رابطه‌ی $\exp i\theta = \cos\theta + i\sin\theta$ عبارتی برای جواب‌های پایدار معادله‌ی متو به

صورت زیر به دست می‌آید:

$$\eta(\xi) = A'_\eta \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{r n, \eta} \cos[(r n + \beta_\eta) \xi] + B'_\eta \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{r n, \eta} \sin[(r n + \beta_\eta) \xi] \quad (63 - 2)$$

که در این رابطه، $A'_\eta = A_\eta + B_\eta$ و $B'_\eta = i(A_\eta - B_\eta)$ است. β_η نیز که تابع پیچیده‌ای از a_η و

q_η است به صورت زیر معرفی می‌شود. β_η های صحیح مرز بین ناحیه‌ی پایدار و ناپایدار را تعیین می‌کنند

[۱۹۲۰].

$$\begin{aligned} & \beta_\eta^r \\ = & a_\eta + \frac{q_\eta^r}{(r + \beta_\eta)^r - a_\eta - \frac{q_\eta^r}{(r + \beta_\eta)^r - a_\eta - \dots}} \\ & + \frac{q_\eta^r}{(r - \beta_\eta)^r - a_\eta - \frac{q_\eta^r}{(r - \beta_\eta)^r - a_\eta - \dots}} \end{aligned} \quad (64 - 2)$$

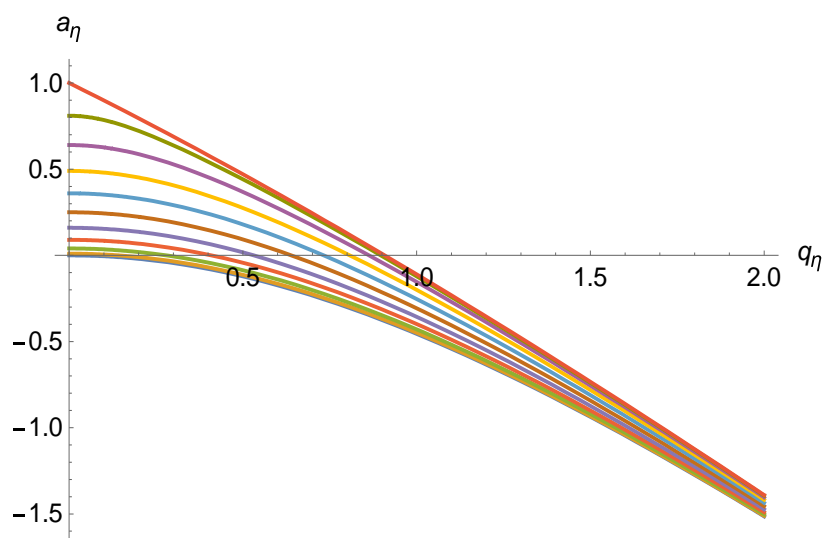
با بررسی معیار پایداری به بحث درباره‌ی مناطق پایدار و ناپایدار می‌پردازیم و نمودارهای پایداری

را ایجاد می‌کنیم.

۲-۵ نواحی پایدار یون در تله‌ی یونی دوبعدی

اکنون جواب‌های معادله‌ی متئو برای ما در دسترس هستند و می‌توانند بر حسب پایداری یا ناپایداری مسیر حرکت یون در هر یک از راستاهای x و y توصیف شوند. عملکرد تله‌ی یونی به شاخص‌هایی که پایداری و ناپایداری مسیر یک یون داخل میدان را کنترل می‌کنند مرتبط است. محدوده‌ی جواب‌های پایدار معادله‌ی متئو در فضای (a, q) نمایش داده می‌شوند و به نمودارهای پایداری معروف هستند. هر منحنی داخل این نمودارها با محاسبه‌ی عددی معادله‌ی ۲-۶۴ به ازای مقادیر صحیح مختلف β_η به دست می‌آید [۱۷ و ۱۹].

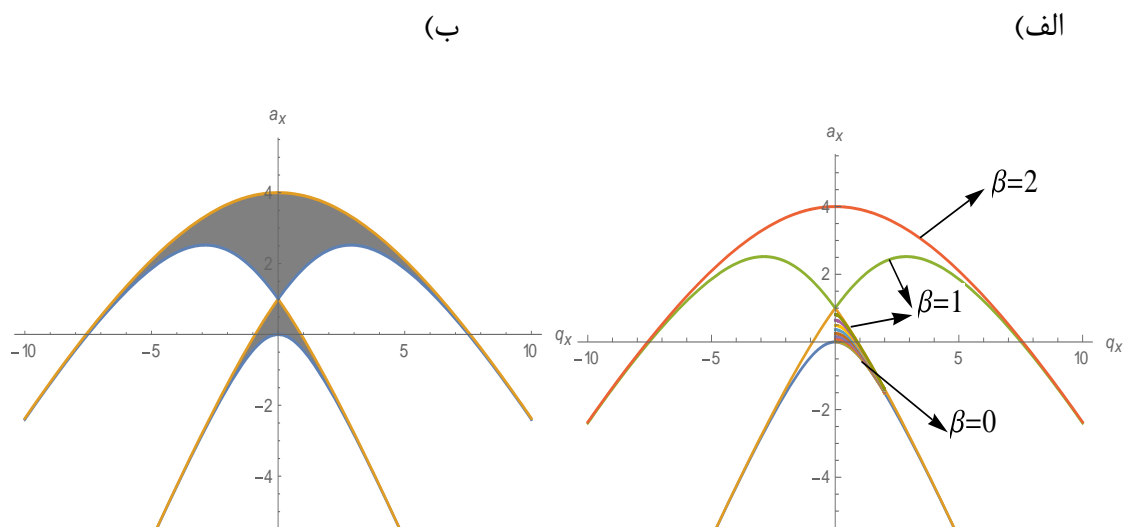
در شکل ۲-۳ اولین ناحیه‌ی پایداری با استفاده از نرم افزار mathematica رسم شده و داخل این ناحیه خطوط هم بتا نشان داده شده است که هر کدام متناظر با مجموعه‌ای از نقاط a_η و q_η با مقدار یکسان β_η هستند.



شکل ۲-۳: خطوط هم بتای تشکیل دهنده‌ی اولین ناحیه‌ی پایداری مربوط به بتاهای صفر (پایین‌ترین خط) تا یک (بالا‌ترین خط) با گام ۰,۱.

با استفاده از نرم افزار mathematica نواحی پایداری در راستاهای x و y را برای تله‌ی یونی دوبعدی

رسم کردیم. شکل ۴-۲ نواحی پایداری در راستای x را نشان می‌دهد.

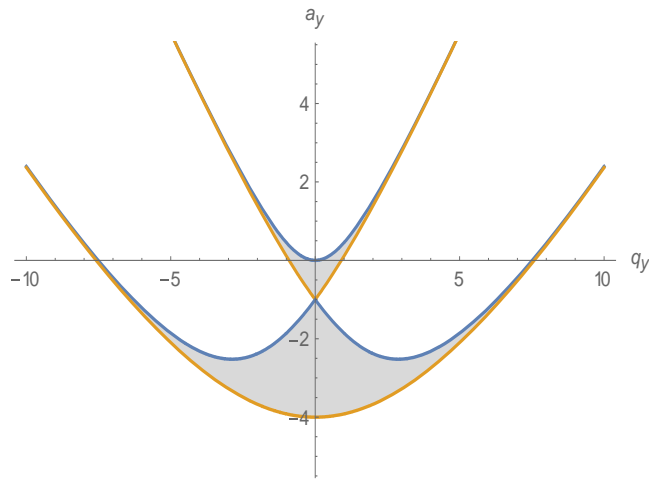


شکل ۴-۲: قسمت (الف) نشان‌دهنده‌ی خطوط متناظر با β_{η} های صحیح که مرز نواحی پایدار و ناپایدار را تعیین می‌کنند و خطوط متناظر با β_{η} های غیرصحیح بین صفر تا یک که نواحی پایدار را تعیین می‌کنند است و در قسمت (ب) نواحی سایه زده شده، نواحی پایدار مسیر یون در یک تله‌ی یونی دوبعدی در راستای x را نشان می‌دهد.

با ضرب نواحی پایداری راستای x در -1 نواحی پایداری در راستای y به دست می‌آیند، این تفاوت

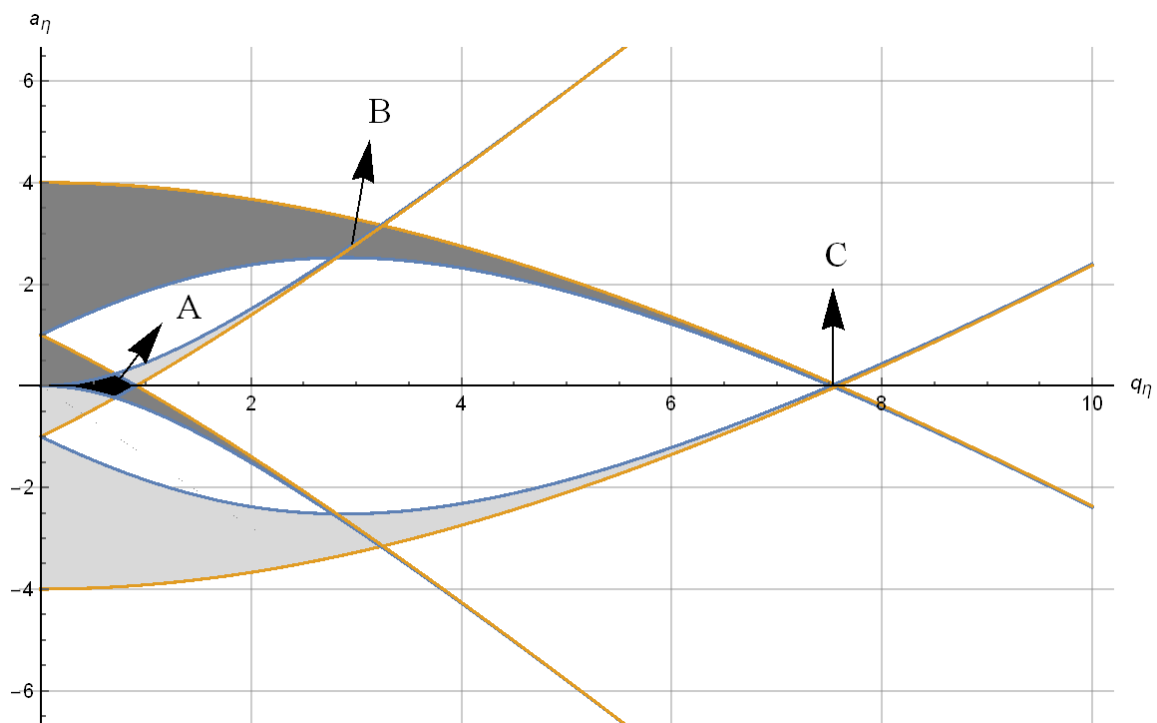
در نمودارهای راستای x و y به مقادیر ثابت‌های وزنی λ ، σ ، و γ که در معادله‌ی ۲-۱۱ آمده است،

برمی‌گردد. شکل ۵-۲ نواحی پایداری در راستای y را نشان می‌دهد.



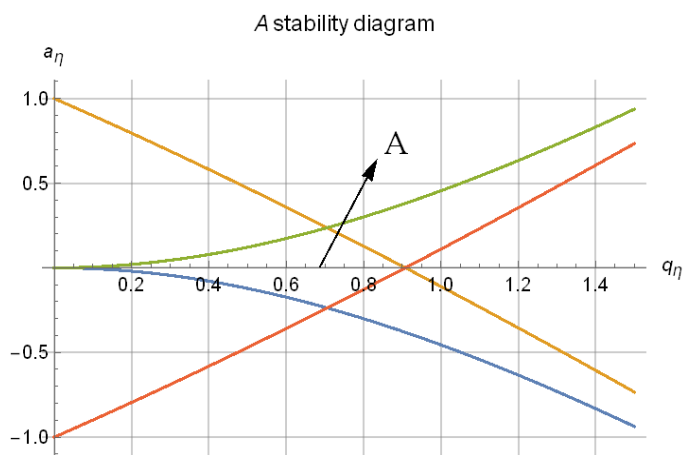
شکل ۲-۵: نواحی سایه زده شده، نواحی پایدار مسیر یون در یک تله‌ی یونی دوبعدی در راستای y را نشان می‌دهند.

برای محصور شدن یون داخل تله‌ی یونی و قرار گرفتن آن در ناحیه‌ی پایداری، مسیر یون باید در هر دو راستای x و y به طور همزمان پایدار باشد. از هم پوشانی نمودارهای شکل ۲-۴ و ۲-۵ سه ناحیه‌ی پایدار برای حرکت یون که به ترتیب نواحی A ، B و C نامگذاری شده‌اند؛ ایجاد می‌شود. شکل ۲-۶ نشاندهنده‌ی این نواحی است. همانطور که از شکل مشخص است به دلیل گستردگی بیشتر ناحیه‌ی A نسبت به نواحی B و C ، محصور سازی یون‌ها در این ناحیه راحت‌تر است.

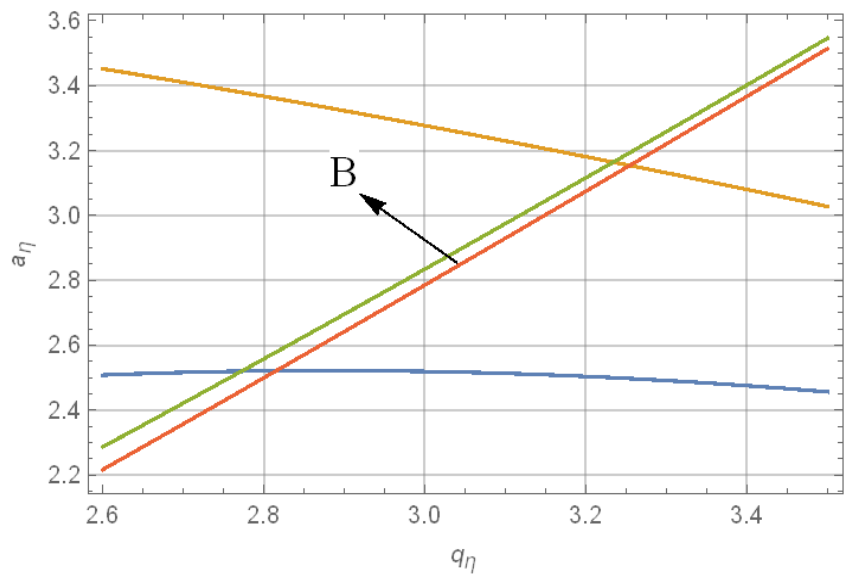


شکل ۶-۲: از هم پوشانی نمودارهای پایداری راستای x و y سه ناحیه‌ی پایداری برای مسیر حرکت یون ایجاد می‌شود که به ترتیب نواحی A ، B و C نامیده می‌شوند.

در شکل‌های ۷-۲، ۸-۲ و ۹-۲ هر یک از نواحی A ، B ، C به طور جداگانه و با بزرگنمایی بیشتر نمایش داده شده‌اند.

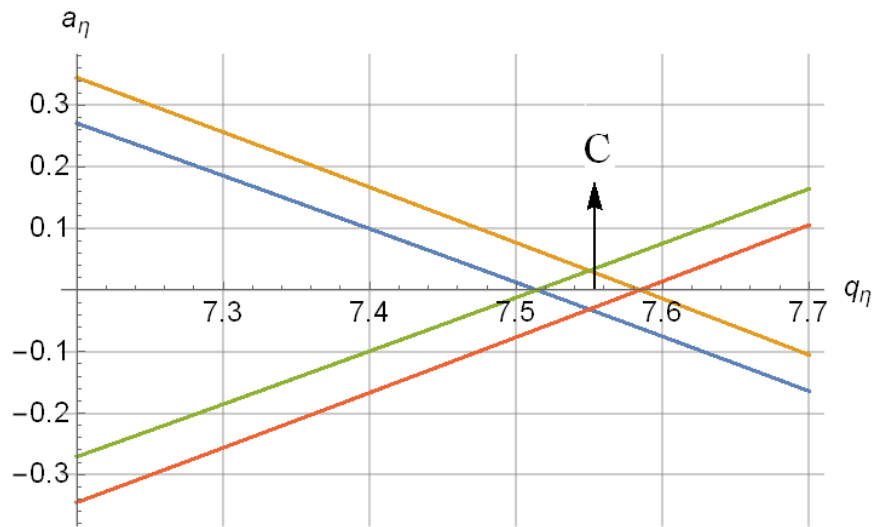


شکل ۷-۲: اولین ناحیه‌ی پایداری (ناحیه‌ی A)



شکل ۸-۲: دومین ناحیه‌ی پایداری (ناحیه‌ی B)

C stability diagram



شکل ۹-۲: سومین ناحیه‌ی پایداری (ناحیه‌ی C)

اگر a و q محاسبه شده برای یک یون داخل یکی از نواحی پایداری قرار گیرد، یون مسیر پایدار و متناوبی را در تله‌ی یونی طی می‌کند؛ در غیر این صورت یون دارای مسیر پایدار نخواهد بود و با برخورد به الکترودها حذف می‌شود. به این ترتیب می‌توان با استفاده از این ویژگی، ایزوتوپ‌هایی با نسبت جرم به بار مختلف را از یکدیگر جدا کرد. در فصل چهارم به بحث درباره‌ی جداسازی ایزوتوپی پرداخته‌ایم.

فصل سوم

بررسی مسیر حرکت یون و اعمال میدان مغناطیسی به تله می پائول

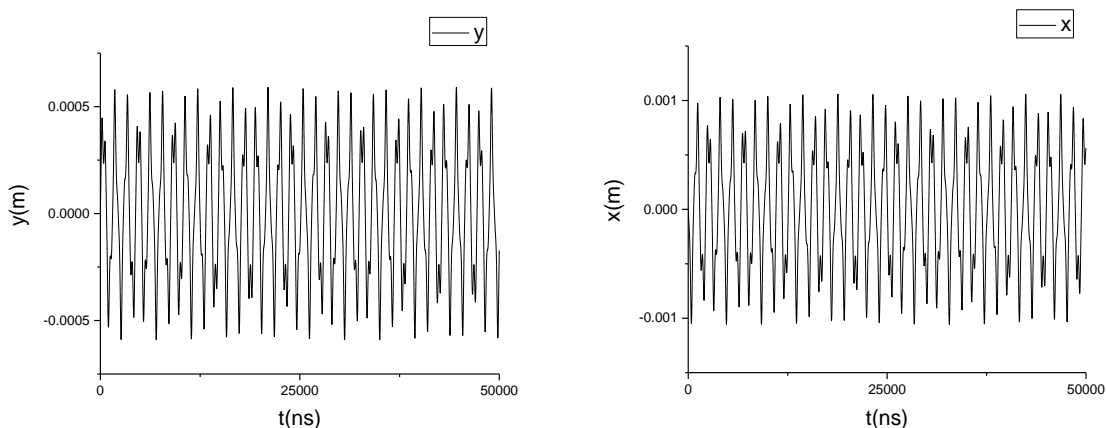
دوبعدی

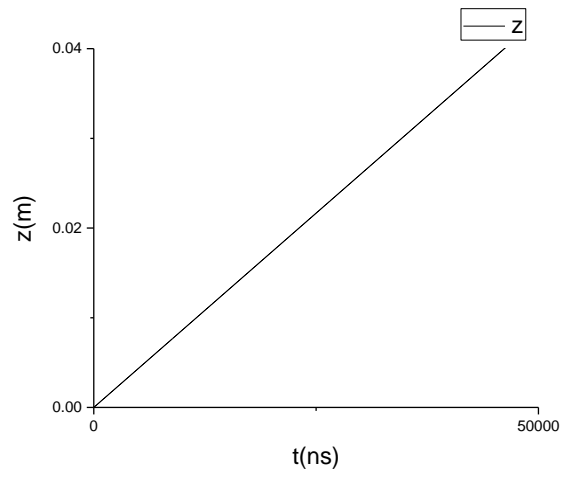
۱-۳ بررسی حرکت یون در تله‌ی یونی دو بعدی

معمولاً از روش‌های عددی متعدد برای شبیه‌سازی مسیر یون در یک میدان چهارقطبی و بررسی ویژگی‌های دستگاه‌های حاوی میدان‌های چهارقطبی استفاده می‌شود. یک روش ساده، استفاده از معادلات بنیادی فیزیک کلاسیک است که در این پایان‌نامه نیز برای انجام شبیه‌سازی‌ها از همین روش استفاده شده است [۲۱ و ۲۲].

با استفاده از روابط به دست آمده در فصل دو برای مسیر حرکت یون (روابط ۲-۲۲ و ۲-۲۴) و یک کد برنامه‌نویسی به زبان ++C، مسیر حرکت یون داخل تله‌ی یونی دوبعدی بررسی و با استفاده از نرم افزار origin رسم شد. همانطور که در ادامه از نمودارها مشخص است شبیه‌سازی‌های انجام شده با انتظارات ما از روابط تئوری همخوانی دارد.

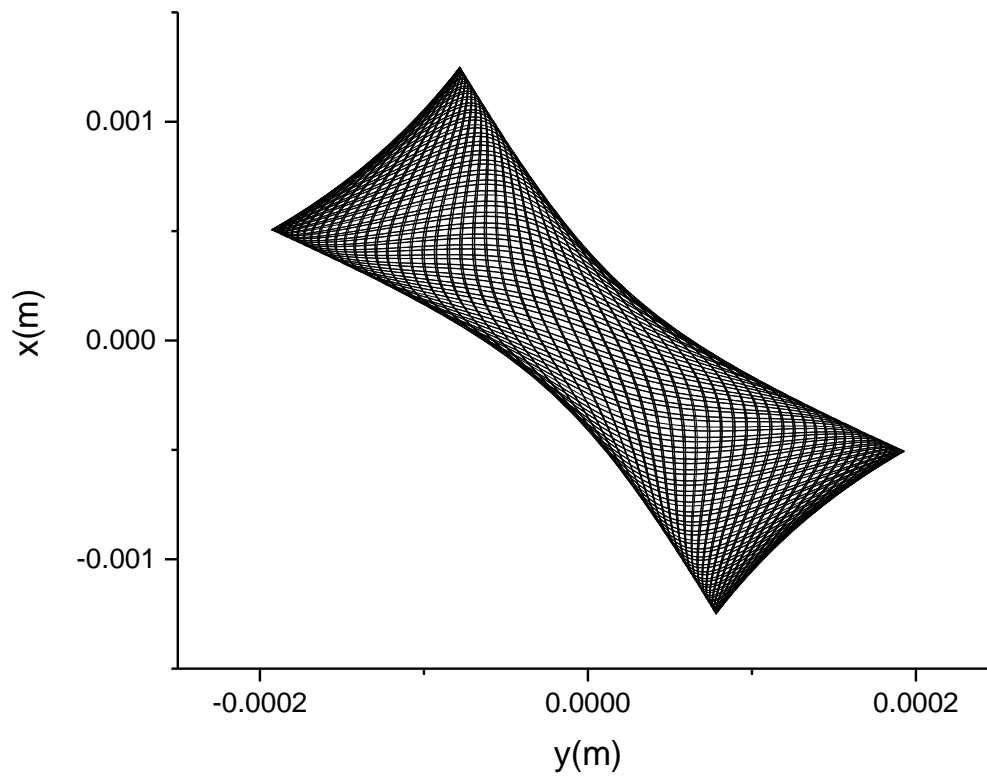
شکل ۱-۳ تغییرات مسیر حرکت یک یون $^{23}\text{Na}^+$ بر حسب زمان را داخل تله‌ی یونی با مشخصات $f = 2.5 \text{ MHz}$ ، $V = 1000 \text{ V}$ ، $U = 0 \text{ V}$ ، $r = 0.1 \text{ m}$ در راستاهای x و y و z نشان می‌دهد. با چنین مشخصاتی، یون در ناحیه‌ی پایداری قرار می‌گیرد و مسیری نوسانی و محدود را در طول فیلتر طی می‌کند. شکل ۲-۳ حرکت یون در صفحات xy ، yz و xz در مدت زمان $100 \mu\text{s}$ را نشان می‌دهد.



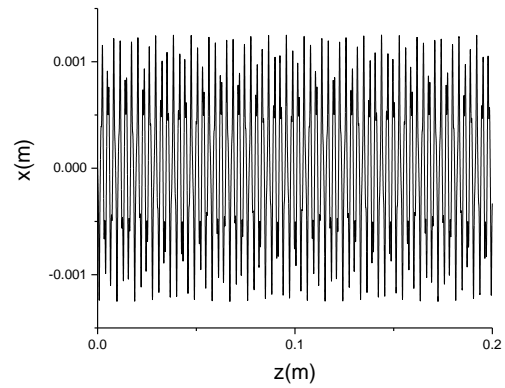


شکل ۳-۱: دامنه‌ی حرکت پایدار یون $^{23}\text{Na}^+$ در راستاهای x و y و z در تله‌ی یونی دوبعدی.

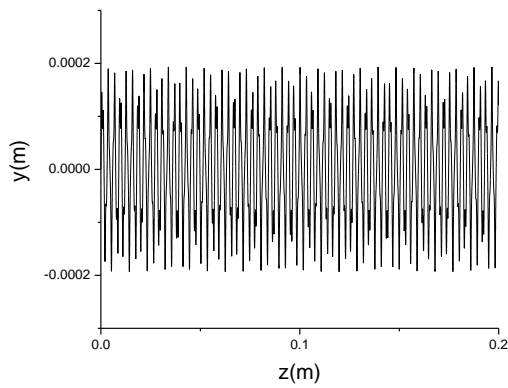
(الف)



(ب)



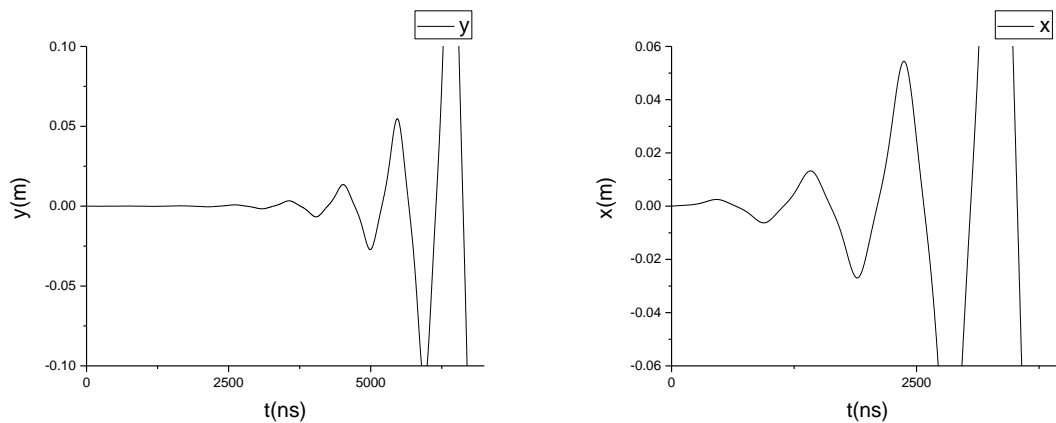
(ج)



شکل ۳-۲: حرکت پایدار یون $^{23}\text{Na}^+$ در تله‌ی یونی دوبعدی در صفحات xy (قسمت الف)، xz (قسمت ب)، yz (قسمت ج) در مدت زمان $100\ \mu\text{s}$

اگر یون داخل نواحی پایدار قرار نگیرد دامنه‌ی حرکت آن در طول مسیر افزایش می‌یابد. به عنوان

مثال در شکل ۳-۳ یک یون $^{23}\text{Na}^+$ که تحت شرایط $r. = 0.01\ \text{m}$ ، $U = 0\ \text{V}$ ، $V = 1000\ \text{V}$ ، $f = 2.1\ \text{MHz}$ خارج از ناحیه‌ی پایداری قرار می‌گیرد؛ نشان داده شده است.



شکل ۳-۳: دامنه‌ی حرکت ناپایدار یون $^{23}\text{Na}^+$ در راستاهای x و y در تله‌ی یونی دوبعدی.

۲-۳ اعمال میدان مغناطیسی ثابت در راستای x به تله‌ی یونی

مدت‌هاست از میدان‌های مغناطیسی به منظور افزایش کارایی تله‌های یونی استفاده می‌شود. نیروی

وارد بر یک یون که تحت تأثیر میدان مغناطیسی قرار می‌گیرد، با نیروی لورنتس $\vec{F} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ توصیف می‌شود، که در آن v سرعت ذره، e بار الکتریکی ذره، E شدت میدان الکتریکی و B میدان مغناطیسی است [۲۳ و ۲۴].

یک میدان مغناطیسی ثابت را در نظر می‌گیریم که در راستای x یعنی راستای شعاع الکترودها به تله اعمال می‌شود. با توجه به رابطه‌ی زیر تأثیر اعمال میدان مغناطیسی در راستای x روی راستاهای y و z خود را نشان می‌دهد.

$$\vec{v} \times \vec{B} = \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ v_x & v_y & v_z \\ B_x & 0 & 0 \end{vmatrix} = v_z B_x \hat{j} - v_y B_x \hat{k} \quad (1-3)$$

و نیروهای وارد بر یون محصور در تله به صورت زیر خواهند بود:

$$F_x = -\frac{e\phi \cdot x}{r^2} \quad (2-3)$$

$$F_y = e \left(\frac{\phi \cdot y}{r^2} + v_z B_x \right) \quad (3-3)$$

$$F_z = -ev_y B_x \quad (4-3)$$

اضافه کردن میدان مغناطیسی به تله‌ی یونی، معادلات حرکت یون و پارامترهای پایداری را تغییر

می‌دهد [۲۵ و ۲۶]. با استفاده از قانون دوم نیوتون، $\vec{F} = m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}$ و جایگذاری $\phi = \gamma(U + V \cos \Omega t)$ خواهیم داشت:

$$F_x = m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{\gamma e(U + V \cos \Omega t)x}{r^2} \quad (5-3)$$

$$F_y = m \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{e(U + V \cos \Omega t)y}{r^2} + e v_z B_x \quad (6-3)$$

$$F_z = m \frac{d^2 z}{dt^2} = -e v_y B_x \quad (7-3)$$

با انتگرال گیری از روابط ۶-۳ و ۷-۳ و جایگذاری رابطه‌ی ۷-۳ در ۶-۳ معادله‌ی حرکت در راستای y به دست می‌آید.

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \left(\frac{e m U - e^2 r^2 B_x^2}{m^2 r^2} + \frac{e V \cos \Omega t}{m r^2} \right) y \quad (8-3)$$

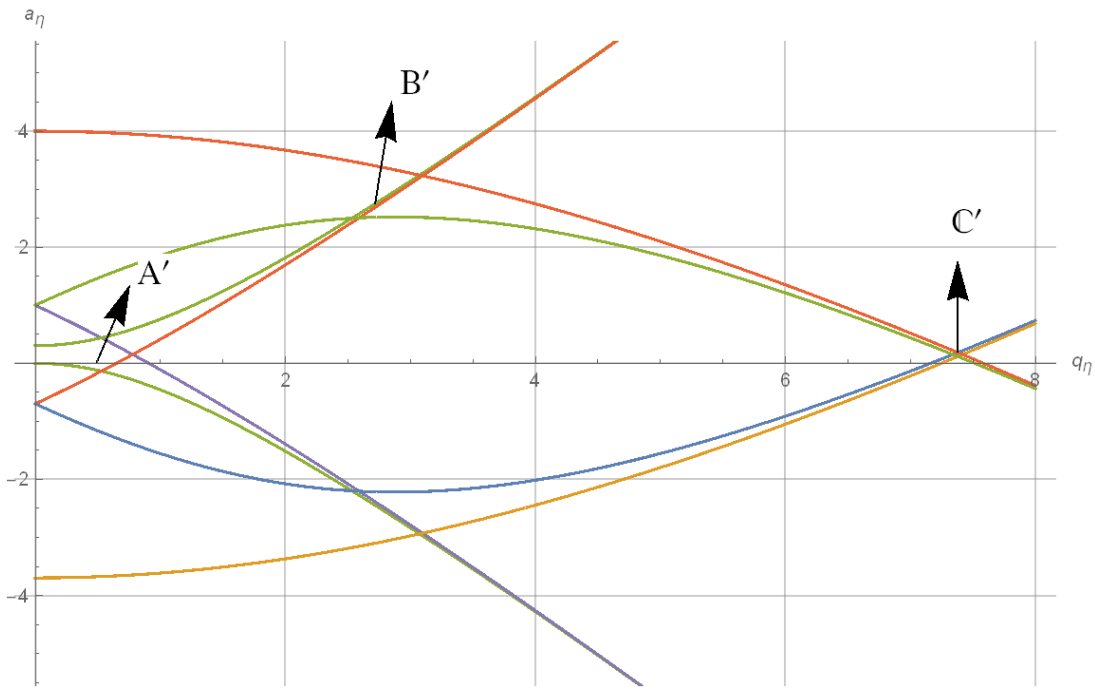
اگر در رابطه‌ی بالا $U' = U - \frac{1}{2} e r^2 B_x^2$ در نظر بگیریم. معادله به فرم آشنای معادله‌ی متناوب در می‌آید. تحت میدان مغناطیسی ثابت، پارامتر a دچار تغییر می‌شود و پارامتر q بدون تغییر باقی می‌ماند.

$$a'_y = -\frac{e U'}{m r^2 \Omega^2} = a_y + \frac{e^2 B_x^2}{m^2 \Omega^2} \quad (9-3)$$

$$q'_y = q_y = \frac{e V}{m r^2 \Omega^2} \quad (10-3)$$

به دلیل اینکه نیروی لورنتس در راستای x به یون وارد نمی‌شود، مقادیر a_x و q_x تغییری نمی‌کنند.

با استفاده از نرم افزار mathematica نمودارهای پایداری تحت تأثیر میدان مغناطیسی ثابت در راستای x ($B_x = 0.1 \text{ T}$) را رسم کردیم. شکل ۴-۳ نمودارهای پایداری تغییر یافته را نشان می‌دهد. همانطور که از شکل مشخص است نمودارها در مقایسه با شکل ۶-۲ جابجا شده‌اند.



شکل ۳-۴: نمودارهای پایداری تله‌ی پائول دو بعدی تحت تأثیر میدان مغناطیسی ۰,۱ T در راستای x

۳-۳ اعمال میدان مغناطیسی ثابت در راستای y به تله‌ی یونی

برای اعمال میدان مغناطیسی B_y روندی مشابه بخش ۲-۳ را طی می‌کنیم. این بار میدان مغناطیسی ثابت در راستای y (شعاع الکترودها) را در نظر می‌گیریم. تأثیر حضور میدان مغناطیسی در راستای y، روی راستاهای x و z خواهد بود.

$$\vec{v} \times \vec{B} = \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ v_x & v_y & v_z \\ \cdot & B_y & \cdot \end{vmatrix} = -v_z B_y \hat{i} + v_x B_y \hat{k} \quad (۳-۱۱)$$

در این حالت، نیروهای وارد بر یون به صورت زیر هستند:

$$F_x = e \left(\frac{-\phi \cdot x}{r^2} - v_z B_y \right) \quad (۳-۱۲)$$

$$F_y = \frac{e\phi \cdot y}{r^{\dot{y}}} \quad (13-3)$$

$$F_z = ev_x B_y \quad (14-3)$$

با استفاده از قانون دوم نیوتون، $F = m \frac{d^2 r}{dt^2}$ و جایگذاری رابطه‌ی $\phi = \gamma(U + V \cos \Omega t)$ معادلات

حرکت به دست می‌آیند:

$$F_x = m \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{-\gamma e(U + V \cos \Omega t)x}{r^{\dot{x}}} - ev_z B_y \quad (15-3)$$

$$F_y = m \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{\gamma e(U + V \cos \Omega t)y}{r^{\dot{y}}} \quad (16-3)$$

$$F_z = m \frac{d^2 z}{dt^2} = ev_x B_y \quad (17-3)$$

با انتگرال‌گیری از رابطه‌ی ۱۷-۳ و جایگذاری آن در رابطه‌ی ۱۵-۳ خواهیم داشت:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \left(\frac{-\gamma emU - e^{\dot{x}} r^{\dot{y}} B_y^{\dot{x}}}{m^{\dot{x}} r^{\dot{x}}} - \frac{\gamma eV \cos \Omega t}{mr^{\dot{x}}} \right) x \quad (18-3)$$

با در نظر گرفتن مقدار $U' = U + \frac{1}{\gamma} e r^{\dot{x}} B_y^{\dot{x}}$ معادله، به فرم معادله‌ی متئو ظاهر می‌شود و

پارامترهای پایداری به صورت زیر خواهند بود. در اثر اعمال میدان مغناطیسی در راستای y ، پارامتر a تغییر

خواهد کرد و پارامتر q بدون تغییر باقی خواهد ماند.

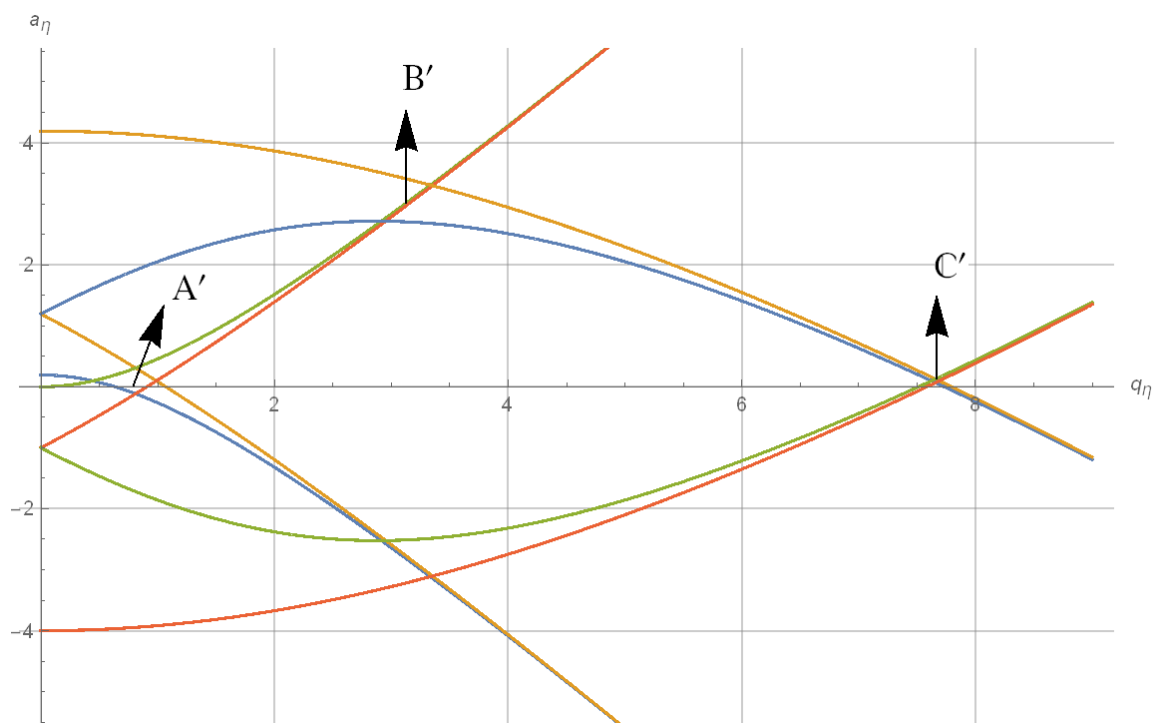
$$a'_x = \frac{\lambda eU'}{m\gamma^3\Omega^2} = a_x + \frac{\epsilon e^2 B_y^2}{m^2\Omega^2} \quad (19-3)$$

$$q'_x = q_x = -\frac{\epsilon eV}{m\gamma^3\Omega^2} \quad (20-3)$$

به دلیل اینکه نیروی لورنتس در راستای y به یون وارد نمی‌شود، مقادیر a_y و q_y تغییری نمی‌کنند.

با استفاده از نرم افزار mathematica نمودارهای پایداری تحت تأثیر میدان مغناطیسی ثابت در

راستای y ($B_y = 0.08 \text{ T}$) را رسم کردیم. شکل ۳-۵ نمودارهای پایداری تغییر یافته را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۵: نمودارهای پایداری تله‌ی پائول دوبعدی تحت تأثیر میدان مغناطیسی 0.08 T در راستای y

همانطور که از شکل ۳-۴ و ۳-۵ و مقایسه‌ی این نمودارها با شکل ۲-۶ مشخص است، نمودارهای پایداری تحت تأثیر میدان مغناطیسی جابجا می‌شوند؛ این جابجایی با انتظار ما از روابط تئوری به دست آمده (روابط ۳-۹ و ۳-۱۹) مطابقت دارد. اعمال میدان مغناطیسی در راستای y باعث فاصله گرفتن ناحیه‌ی A' از مبدأ شده است، از این ویژگی می‌توان در جداسازی ایزوتوپی یون‌های سبکتر به وسیله‌ی تله‌ی یونی دوبعدی که در فصل چهارم به آن پرداخته‌ایم، استفاده کرد.

فصل چهارم

شبه‌سازی مسیر حرکت در تدهی پائول

دو بعدی

۱-۴ طراحی تله‌ی یونی دو بعدی با استفاده از نرم افزار CST

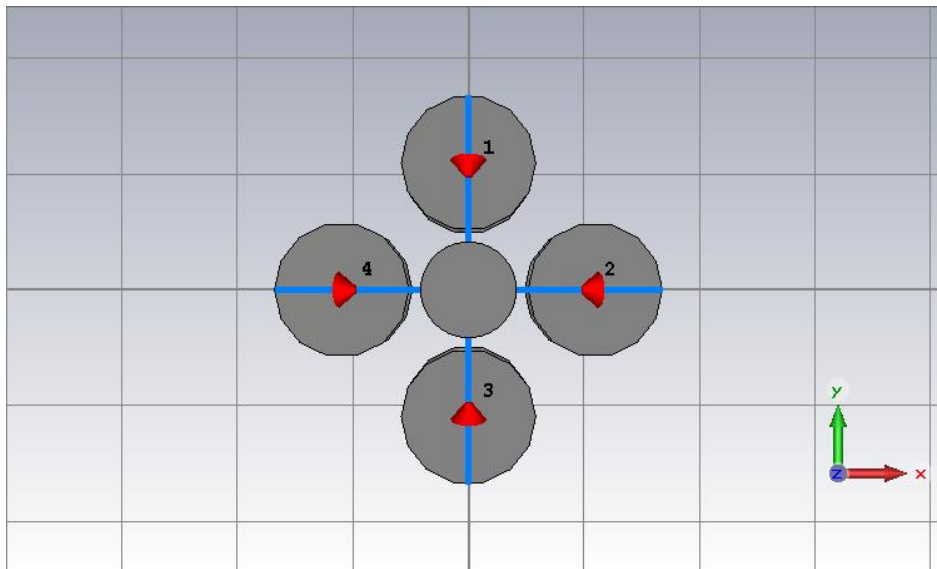
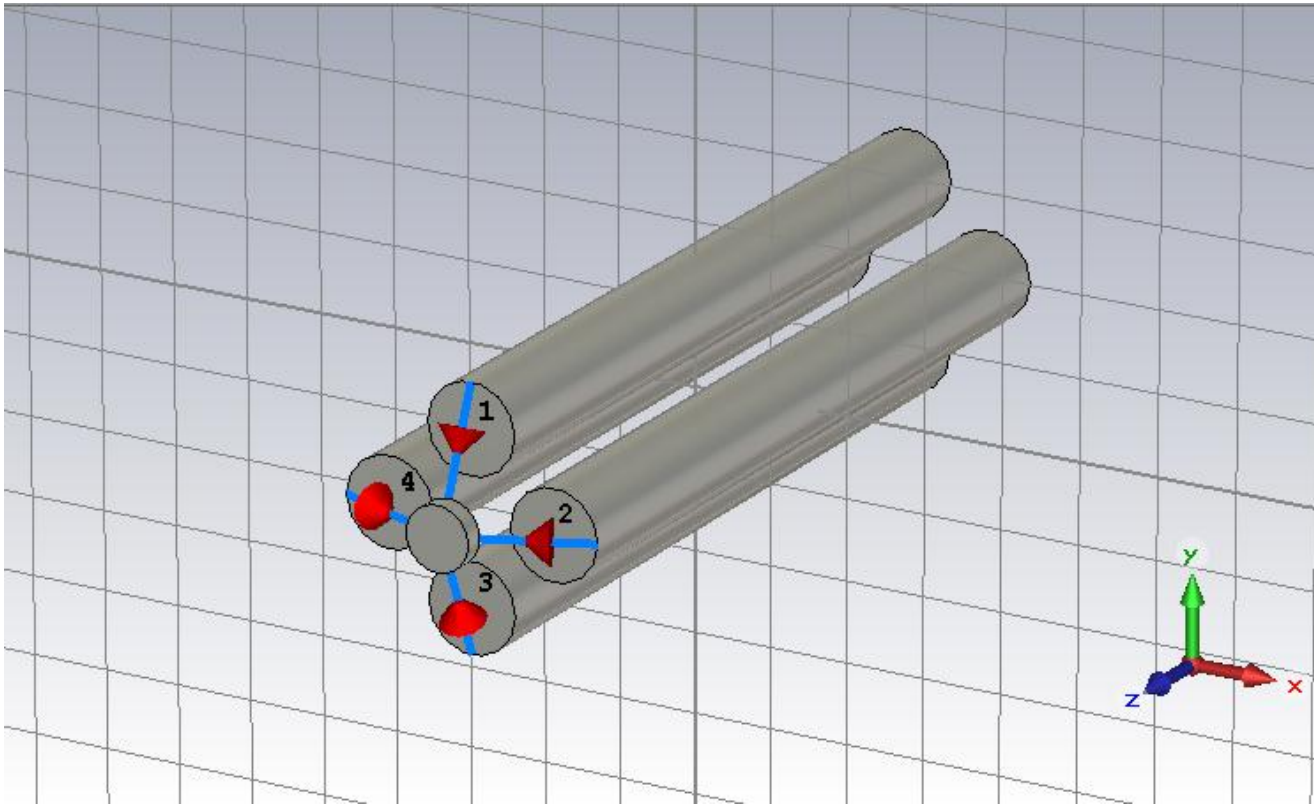
CST مخفف واژه‌ی Computer Simulation Technology است. نرم افزار CST نرم افزاری کاربردی است که امکان شبیه سازی میدان‌های الکترومغناطیسی در ساختارهای سه بعدی را فراهم می‌کند [۲۷].

طراحی و شبیه سازی تله‌ی یونی دوبعدی، در محیط نرم افزار CST STUDIO SUITE انجام شد. جدول ۱-۴ مشخصات تله‌ی طراحی شده را نشان می‌دهد.

جدول ۱-۴: مشخصات فیزیکی تله‌ی یونی دو بعدی طراحی شده به وسیله‌ی نرم افزار CST

۱۰ mm	فاصله‌ی محور تله تا الکترودها (r.)
۱۱,۳ mm	شعاع الکترودها
۲۰۰ mm	طول الکترودها

جنس الکترودها و چشمه‌ی یونی، رسانا در نظر گرفته شده است. شکل ۱-۴ تله‌ی یونی طراحی شده در فضای CST را در زوایای مختلف نشان می‌دهد.



شکل ۱-۴: دو نما از تله‌ی یونی طراحی شده در فضای CST براساس مشخصات بیان شده در جدول ۱-۴

۲-۴ شبیه سازی حرکت یون در تله یونی دو بعدی

پس از طراحی تله یونی، به کمک نرم افزار CST می توان مسیر حرکت ذرات باردار داخل تله را نیز به صورت سه بعدی مشاهده کرد.

به عنوان مثال، مسیر حرکت یون B^{+} در تله یونی با مشخصات ذکر شده در جدول ۲-۴ مشاهده شد. تله با چنین مشخصاتی در ناحیه ی اول پایدار کار می کند. جدول ۳-۴ مشخصات ذره ی ورودی را نشان می دهد.

جدول ۲-۴: مشخصات فیزیکی تله یونی که در ناحیه ی پایدار A کار می کند.

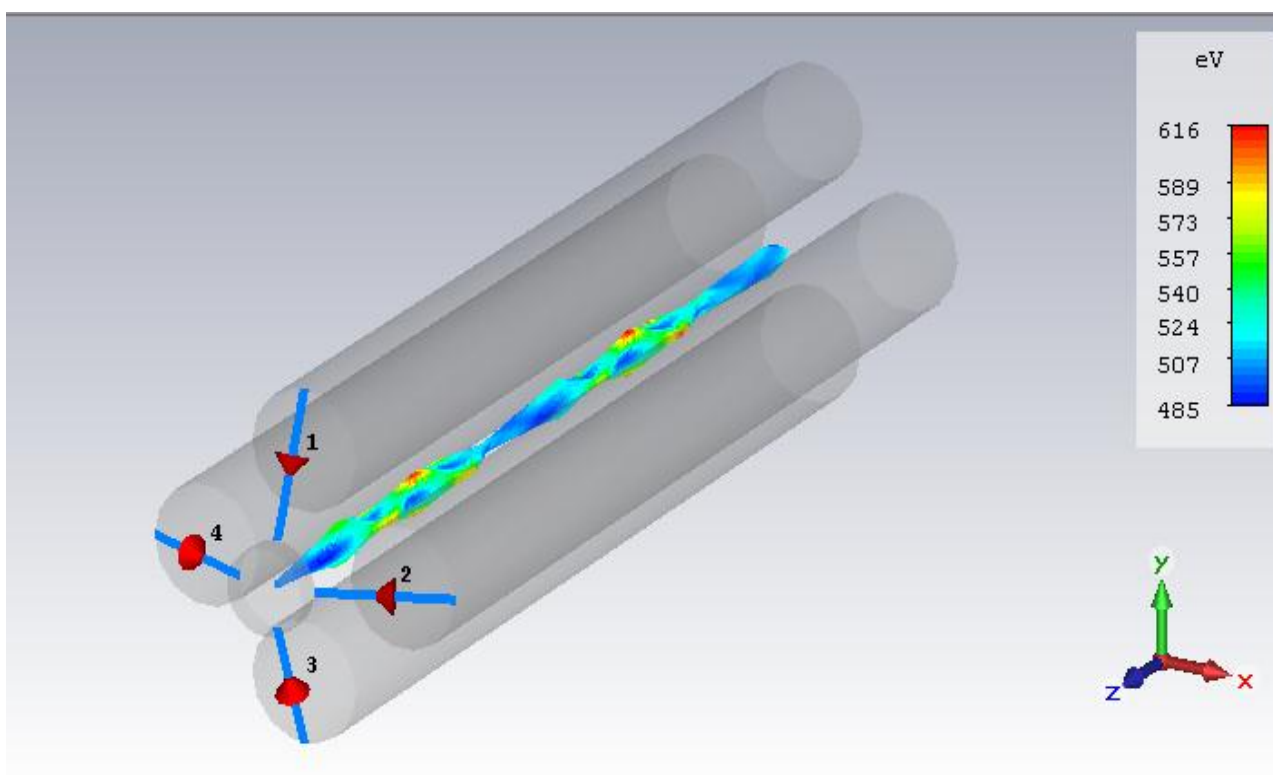
$U = 0 \text{ V}$	پتانسیل مستقیم (U)
$V = 1000 \text{ V}$	پتانسیل متناوب (V)
$f = 3.5 \text{ MHz}$	فرکانس پتانسیل متناوب (f)
10 mm	فاصله ی الکترودها تا محور تله (r.)
11.3 mm	شعاع الکترودها (r)
200 mm	طول الکترودها (L)

جدول ۳-۴: مشخصات یون B^{+} ورودی به تله یونی

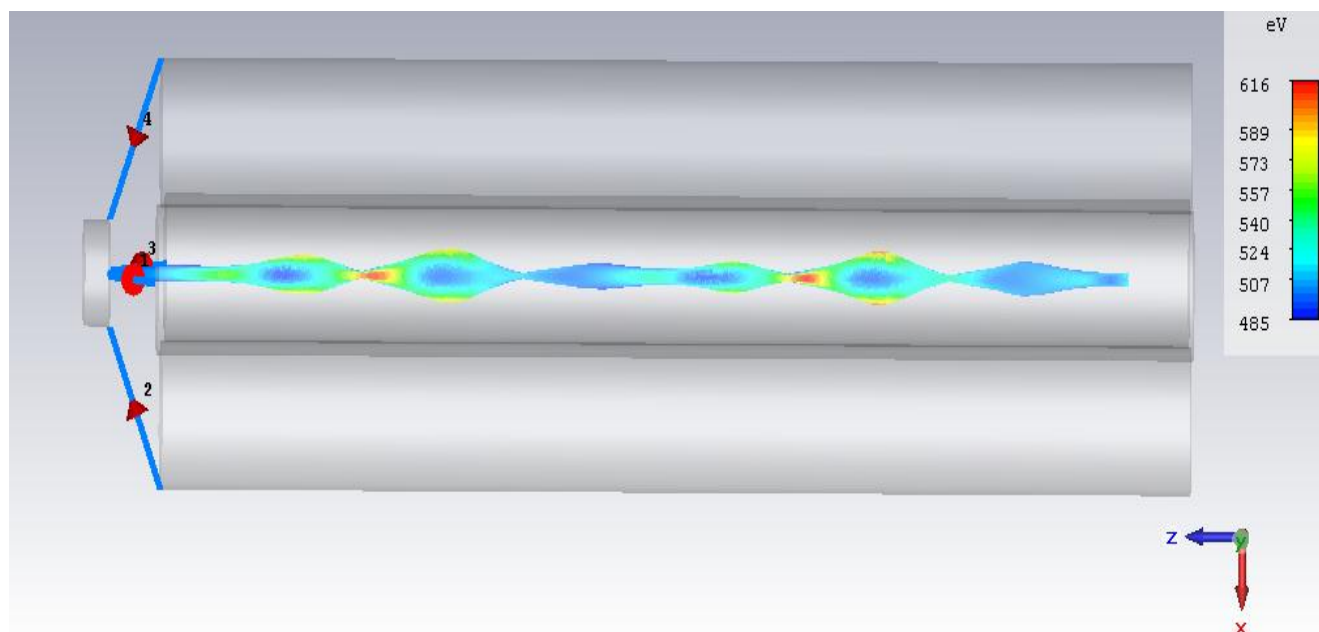
500 eV	انرژی اولیه
0.0	میزان پخش شدگی انرژی
5.0 °	میزان پخش شدگی زاویه ای

طبق انتظار ما از روابط تئوری، یون محصور در ناحیه‌ی پایداری باید دارای حرکت نوسانی و محدود باشد. همانطور که از شکل ۲-۴ مشخص است، شبیه سازی انجام شده با انتظار ما تطابق دارد. شکل ۲-۴ مسیر حرکت یون ${}^{11}\text{B}^+$ در راستاهای مختلف را نشان می‌دهد، قسمت (الف) نشان‌دهنده‌ی نمای سه بعدی مسیر حرکت، قسمت (ب) مسیر حرکت در راستای x و قسمت (ج) مسیر حرکت در راستای y را نشان می‌دهد.

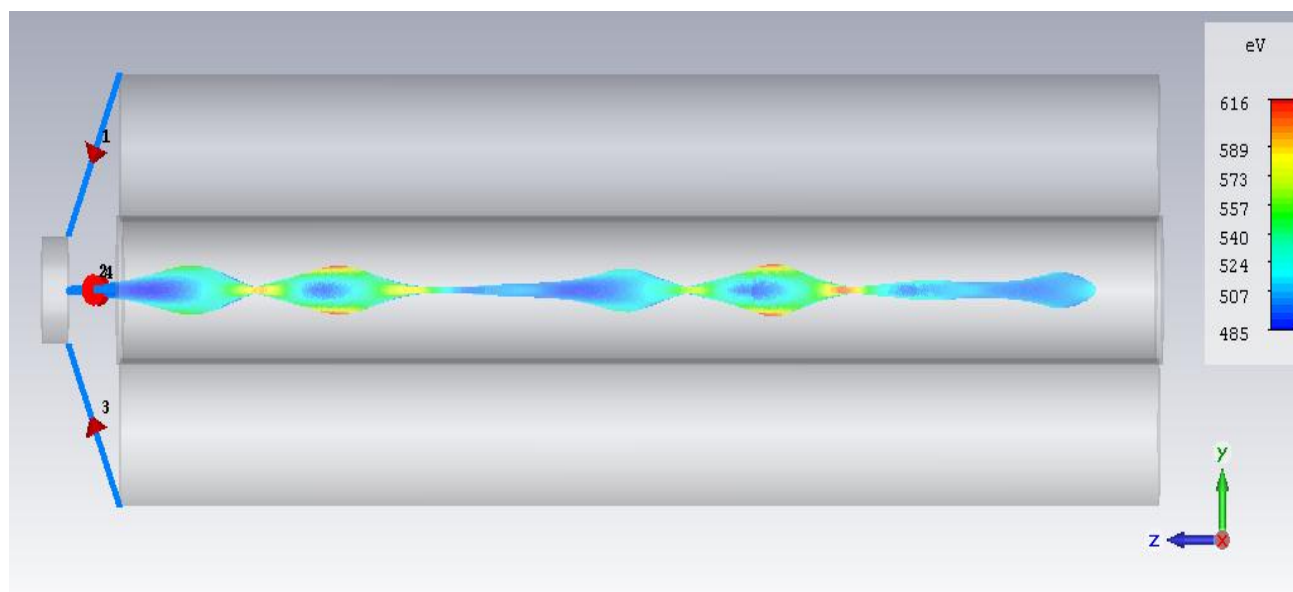
(الف)



(ب)



(ج)

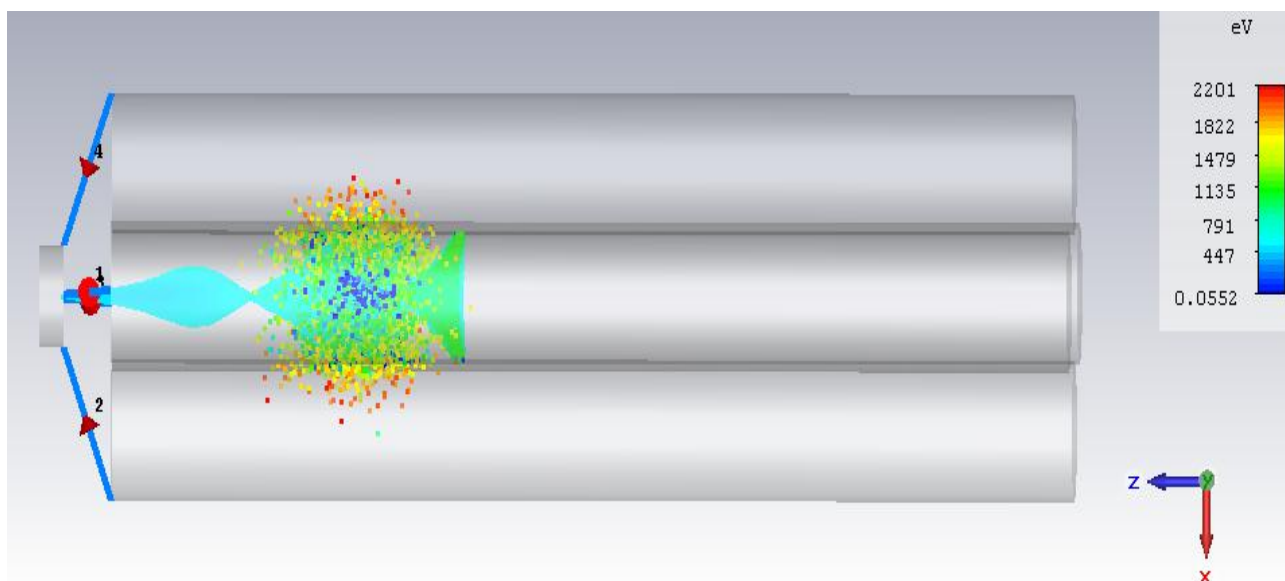


شکل ۴-۲: مسیر حرکت یون ${}^1\text{B}^+$ در نمای سه بعدی (قسمت الف)، راستای X (قسمت ب) و راستای Y (قسمت ج) که به وسیله نرم افزار CST شبیه سازی شده است.

همچنین انتظار داریم در صورتیکه یون داخل ناحیه‌ی پایدار قرار نگیرد، مسیر ناپایدار داشته باشد و در اثر برخورد با الکترودها حذف شود. با تنظیم تله در مشخصات جدول ۴-۴، یون $^{11}\text{B}^+$ (با مشخصات جدول ۴-۳) در خارج از ناحیه‌ی پایداری A قرار می‌گیرد. شکل ۴-۳ نشان‌دهنده‌ی مسیر ناپایدار یون در تله و برخورد آن با الکترودهاست.

جدول ۴-۴: مشخصات فیزیکی تله‌ی یونی که خارج از ناحیه‌ی پایداری قرار می‌گیرد.

$U = 0 \text{ V}$	پتانسیل مستقیم (U)
$V = 900 \text{ V}$	پتانسیل متناوب (V)
$f = 3,0 \text{ MHz}$	فرکانس پتانسیل متناوب (f)
10 mm	فاصله‌ی الکترودها تا محور تله (r.)
11,3 mm	شعاع الکترودها (r)
200 mm	طول الکترودها (L)



شکل ۴-۳: مسیر ناپایدار حرکت یون $^{11}\text{B}^+$ که به وسیله‌ی نرم افزار CST شبیه سازی شده است.

۳-۴ جداسازی ایزوتوپی

طیف سنج‌های جرمی به طور گسترده‌ای به منظور جداسازی انواع مختلف مولکول‌ها، اتم‌ها و یون‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرند. آن‌ها از اختلاف در نسبت جرم به بار ($\frac{m}{e}$) استفاده می‌کنند و یک یون با نسبت جرم به بار خاص را انتخاب و عبور می‌دهند و سایر یون‌ها حذف می‌شوند. یون‌هایی که دارای نسبت جرم به بار ($\frac{m}{e}$) یکسان هستند به یک اندازه تحت تأثیر پتانسیل‌های الکتریکی اعمالی به تله قرار می‌گیرند. تحت شرایط الکتریکی مناسب، این یون‌ها در تمام طول تله مسیر پایداری را طی خواهند کرد و سایر یون‌ها از طریق برخورد به الکترودها حذف می‌شوند [۸].

بورون به دلیل کاربردهای گسترده‌ای که دارد، عنصر مهمی محسوب می‌شود. عنصر بورون موجود در طبیعت ترکیبی از ایزوتوپ‌های ^{10}B به میزان ۱۹/۸٪ و ^{11}B به میزان ۸۰/۲٪ است. ^{10}B دارای سطح مقطع بالای گیراندازی نوترون حرارتی است؛ بنابراین در صنعت هسته‌ای برای به دام انداختن نوترون‌های حرارتی مورد استفاده قرار می‌گیرد. به علاوه، ^{10}B در BNCT^{۲۶} به عنوان روشی مؤثر برای درمان سرطان نیز نقش مهمی دارد.

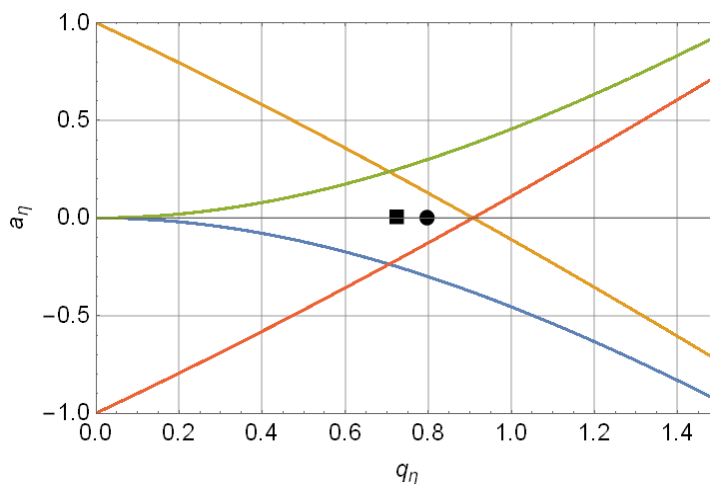
درمان با گیراندازی نوترون توسط بورون (BNCT) یک روش درمان مناسب برای حذف سلول‌های آسیب دیده‌ی تومورهایی است که مکان دقیق آن‌ها مشخص نیست. روش کار BNCT براساس برهمکنش هسته‌ای است به این ترتیب که در نتیجه‌ی جذب نوترون حرارتی در ^{10}B ، ذرات آلفا و لیثیم تولید می‌شوند. این ذرات، انرژی زیادی را در مسیری کوتاه از دست می‌دهند و باعث از بین رفتن سلول‌های سرطانی می‌شوند [۳۱ و ۳۰ و ۲۹ و ۲۸]. در نتیجه، نیاز به جداسازی ^{10}B نیازی ضروری است.

^{۲۶} Boron Neutron Capture Therapy

روش‌های متعددی برای جداسازی ^{11}B و ^{10}B پیشنهاد شده است. در این پایان نامه، استفاده از تله‌ی یونی برای انجام جداسازی بررسی شده است. همانطور که در فصل دو شکل ۲-۶ مشاهده شد، سه ناحیه‌ی پایدار در نمودار پایداری به دست آمد. طبق روابط ۲-۳۰ و ۲-۳۱ ایزوتوپی که دارای جرم کمتری باشد، مقدار پارامتر پایداری q بزرگتری دارد. در اینجا هدف، جداسازی ایزوتوپ سبکتر برون است. با استفاده از نرم افزار mathematica موقعیت‌های مناسب برای جداسازی ایزوتوپ‌های ^{11}B و ^{10}B در هر سه ناحیه‌ی پایداری A، B و C به دست آمد. سپس با استفاده از کد برنامه نویسی ++C مسیر حرکت دو ایزوتوپ در هر ناحیه محاسبه و رسم شد. برای گیراندازی ایزوتوپ ^{11}B در نواحی A و B و جداسازی آن از ^{10}B به پتانسیل ثابت U نیاز داریم و این مسأله کار را دشوارتر می‌کند. اما در ناحیه‌ی C جداسازی با $U = 0$ می‌تواند انجام شود. اگر در ناحیه‌ی A، $U = 0$ در نظر بگیریم، امکان جداسازی ^{10}B و ^{11}B وجود ندارد چرا که تحت این شرایط هر دو ایزوتوپ داخل ناحیه‌ی پایداری قرار می‌گیرند.

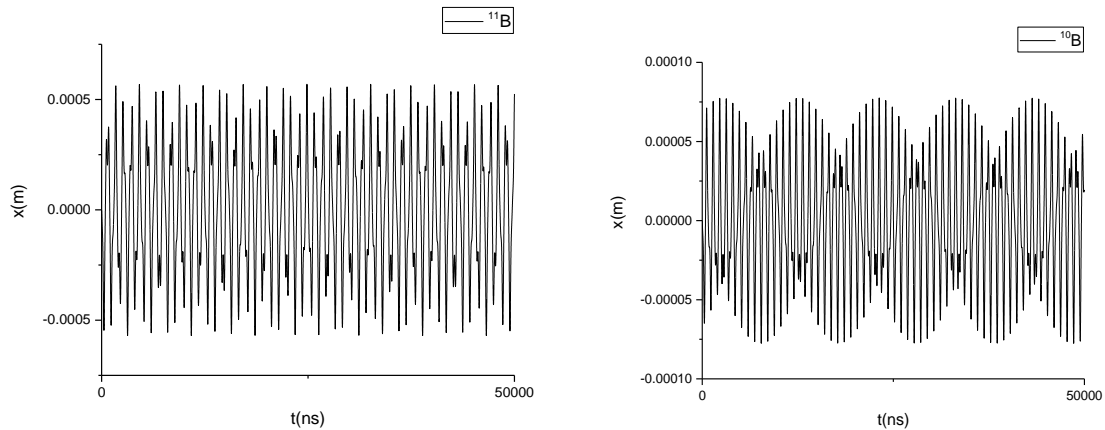
شکل ۴-۴ موقعیت قرار گرفتن ایزوتوپ‌های $^{10}\text{B}^+$ و $^{11}\text{B}^+$ که هر دو داخل ناحیه‌ی پایدار واقع

شده‌اند را نشان می‌دهد. تله‌ی یونی در مشخصات ذکر شده در جدول ۴-۲ تنظیم شده است.



شکل ۴-۴: موقعیت قرار گرفتن ایزوتوپ‌های $^{10}\text{B}^+$ (با علامت ● روی شکل مشخص شده است) و $^{11}\text{B}^+$ (با علامت ■ روی شکل مشخص شده است) در تله‌ای با مشخصات $V = 1000 \text{ V}$ ، $U = 0 \text{ V}$ و $f = 3.5 \text{ MHz}$ که هر دو داخل ناحیه‌ی پایداری A قرار گرفته‌اند.

شکل ۴-۵ مسیر حرکت ایزوتوپ‌های $^{10}\text{B}^+$ و $^{11}\text{B}^+$ در ناحیه‌ی پایداری A را نشان می‌دهد. همانطور که از شکل مشخص است مسیر حرکت هر دو ایزوتوپ، پایدار است و با محاسبات انجام شده در mathematica و شکل ۴-۴ مطابقت دارد.

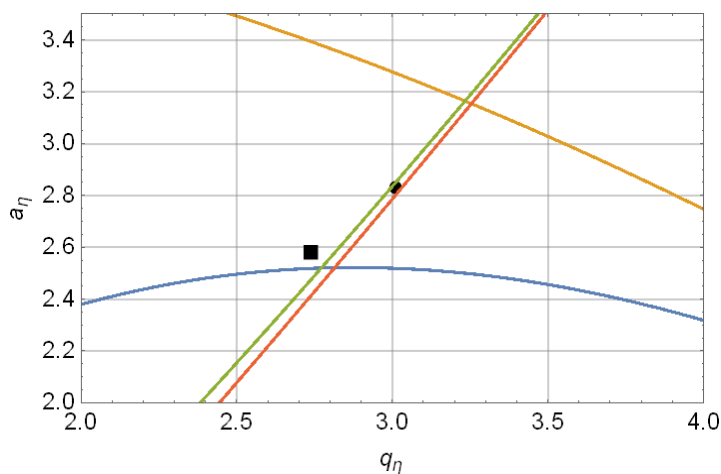


شکل ۴-۵: مسیر حرکت ایزوتوپ‌های $^{11}\text{B}^+$ و $^{10}\text{B}^+$ در ناحیه‌ی پایداری A با مشخصات $V = 1000\text{ V}$ ، $U = 0\text{ V}$ و $f = 3.5\text{ MHz}$

شکل ۴-۶ موقعیت مناسب برای جداسازی ایزوتوپ‌های $^{10}\text{B}^+$ و $^{11}\text{B}^+$ را در تله‌ای که در ناحیه‌ی پایداری B کار می‌کند نشان می‌دهد. ایزوتوپ $^{11}\text{B}^+$ که با علامت ● روی شکل مشخص شده است داخل ناحیه‌ی پایداری قرار گرفته و دارای مسیر پایدار است و $^{10}\text{B}^+$ که با علامت ■ مشخص شده است، خارج ناحیه‌ی پایداری قرار گرفته، در نتیجه با برخورد به الکترودها حذف می‌شود. مشخصات تله در جدول ۴-۵ آمده است.

جدول ۵-۴: مشخصات تله‌ی یونی که در ناحیه‌ی پایداری B کار می‌کند.

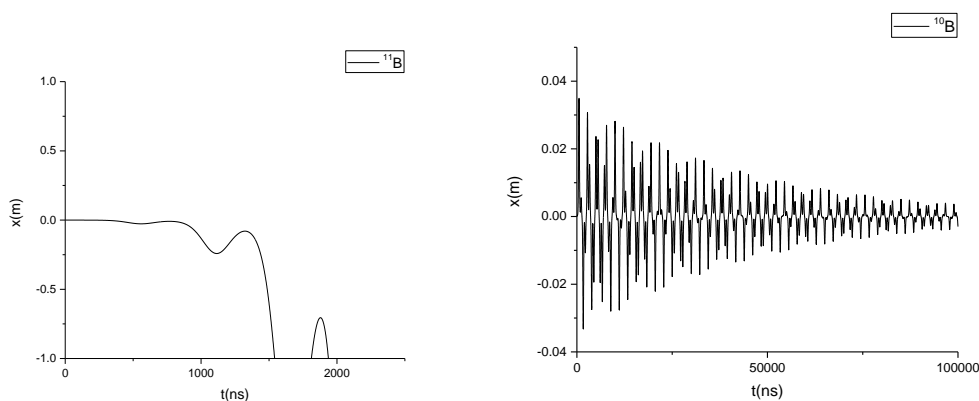
$U = -470 \text{ V}$	پتانسیل مستقیم (U)
$V = 1000 \text{ V}$	پتانسیل متناوب (V)
$f = 1.8 \text{ MHz}$	فرکانس پتانسیل متناوب (f)
10 mm	فاصله‌ی الکترودها تا محور تله (r.)
11.3 mm	شعاع الکترودها (r)
200 mm	طول الکترودها (L)



شکل ۶-۴: موقعیت مناسب برای جداسازی ایزوتوپ‌های $^{10}\text{B}^+$ و $^{11}\text{B}^+$ در تله‌ای که در ناحیه‌ی پایداری B با مشخصات

داخل ناحیه‌ی پایداری قرار گرفته و $^{11}\text{B}^+$ که با علامت ■ مشخص شده، خارج ناحیه‌ی پایداری واقع شده است. $U = -470 \text{ V}$ ، $V = 1000 \text{ V}$ و $f = 1.8 \text{ MHz}$ کار می‌کند. ایزوتوپ $^{10}\text{B}^+$ که با علامت ● مشخص شده، داخل ناحیه‌ی پایداری قرار گرفته و $^{11}\text{B}^+$ که با علامت ■ مشخص شده، خارج ناحیه‌ی پایداری واقع شده است.

شکل ۴-۷ مسیر حرکت ایزوتوپ‌های $^{10}\text{B}^+$ و $^{11}\text{B}^+$ در ناحیه‌ی پایداری B را نشان می‌دهد. مطابق انتظار ما از محاسبات mathematica و شکل ۴-۶ مسیر حرکت $^{10}\text{B}^+$ پایدار و مسیر حرکت $^{11}\text{B}^+$ ناپایدار است.

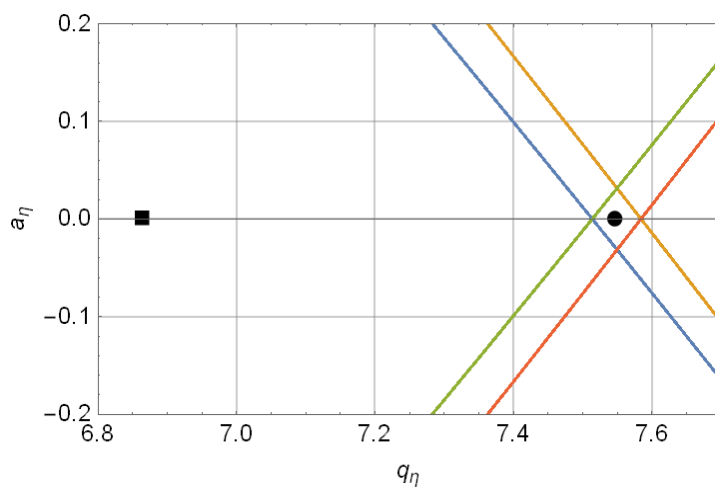


شکل ۴-۷: مسیر حرکت ایزوتوپ‌های $^{10}\text{B}^+$ و $^{11}\text{B}^+$ در ناحیه‌ی پایداری B با مشخصات $V = 1000 \text{ V}$ ، $U = -470 \text{ V}$ و $f = 1.80 \text{ MHz}$

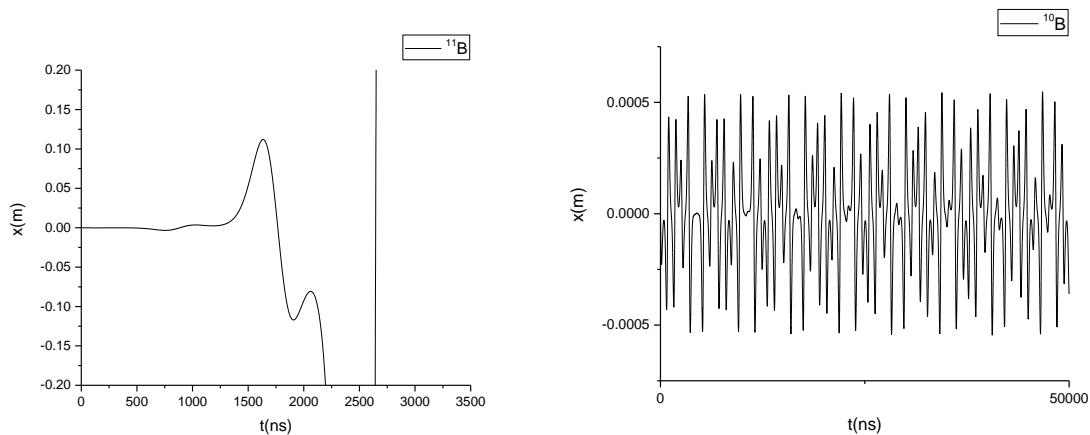
همانطور که قبلاً گفته شد، استفاده از ناحیه‌ی B برای انجام جداسازی به دلیل اینکه، این ناحیه نیاز به پتانسیل DC دارد کار دشواری است. بنابراین، بهترین روش برای جداسازی ایزوتوپ‌های سبک از ایزوتوپ‌های سنگین، مثلاً جداسازی ^{10}B از ^{11}B ، استفاده از ناحیه‌ی پایداری C است. شکل ۴-۸ موقعیت مناسب برای جداسازی ایزوتوپ‌های $^{10}\text{B}^+$ و $^{11}\text{B}^+$ در تله‌ای که در ناحیه‌ی پایداری C کار می‌کند را نشان می‌دهد. ایزوتوپ $^{10}\text{B}^+$ که با علامت ● روی شکل مشخص شده است، داخل ناحیه‌ی پایدار قرار گرفته است و $^{11}\text{B}^+$ که با علامت ■ مشخص شده است خارج از ناحیه‌ی پایدار قرار دارد و در نتیجه از طریق برخورد با الکترودها حذف می‌شود. مشخصات تله در جدول ۴-۶ آمده است. همچنین در شکل ۴-۹ مسیر حرکت دو ایزوتوپ بورون رسم شده است.

جدول ۴-۶: مشخصات تله‌ی یونی که در ناحیه‌ی پایداری C کار می‌کند.

$U = 0 \text{ V}$	پتانسیل ثابت (U)
$V = 1000 \text{ V}$	پتانسیل متناوب (V)
$f = 1,1374 \text{ MHz}$	فرکانس پتانسیل متناوب (f)
10 mm	فاصله‌ی الکترودها تا محور تله (r.)
11.3 mm	شعاع الکترودها (r)
200 mm	طول الکترودها (L)



شکل ۴-۸: موقعیت مناسب برای جداسازی ایزوتوپ‌های $^{10}\text{B}^+$ و $^{11}\text{B}^+$ در تله‌ای که در ناحیه‌ی پایداری C با مشخصات $U = 0 \text{ V}$ ، $V = 1000 \text{ V}$ و $f = 1,1374 \text{ MHz}$ کار می‌کند را نشان می‌دهد. ایزوتوپ $^{11}\text{B}^+$ با علامت ● و $^{10}\text{B}^+$ با علامت ■ روی شکل مشخص شده‌اند.



شکل ۴-۹: مسیر حرکت ایزوتوپ‌های $^{11}\text{B}^+$ و $^{10}\text{B}^+$ در ناحیه‌ی پایداری C با مشخصات $U = 0 \text{ V}$ ، $V = 1000 \text{ V}$ و

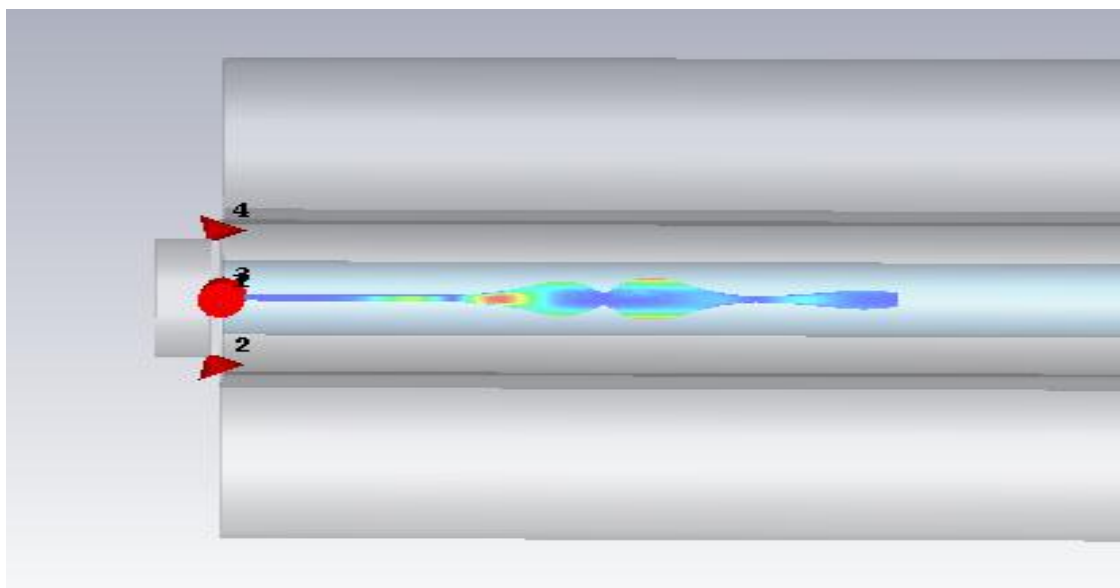
$$f = 1.1374 \text{ MHz}$$

جداسازی ایزوتوپ‌های $^{11}\text{B}^+$ و $^{10}\text{B}^+$ در ناحیه‌ی پایداری C با استفاده از نرم افزار CST نیز انجام شد و مسیر حرکت به دست آمد. نتایج به دست آمده در نرم افزار CST با نتایج حاصل از mathematica و C++ تطابق دارد. شکل ۴-۱۰ مسیر پایدار حرکت ایزوتوپ $^{10}\text{B}^+$ و شکل ۴-۱۱ مسیر ناپایدار حرکت ایزوتوپ $^{11}\text{B}^+$ که با نرم افزار CST شبیه سازی شده است را نشان می‌دهد. همانطور که از شکل مشخص است ایزوتوپ $^{11}\text{B}^+$ از طریق برخورد با الکترودها حذف می‌شود. مشخصات فیزیکی تله در جدول ۴-۶ و مشخصات ذره‌ی ورودی به تله در جدول ۴-۷ آمده است. ابتدا اجرای این برنامه در CST با مش بندی درشت انجام شد ولی نتیجه‌ی مطلوب به دست نیامد. سپس با ریز کردن مش بندی نتیجه‌ی دقیق‌تر حاصل شد که به دلیل همین مش بندی ریز، زمان اجرای برنامه بسیار طولانی شد.

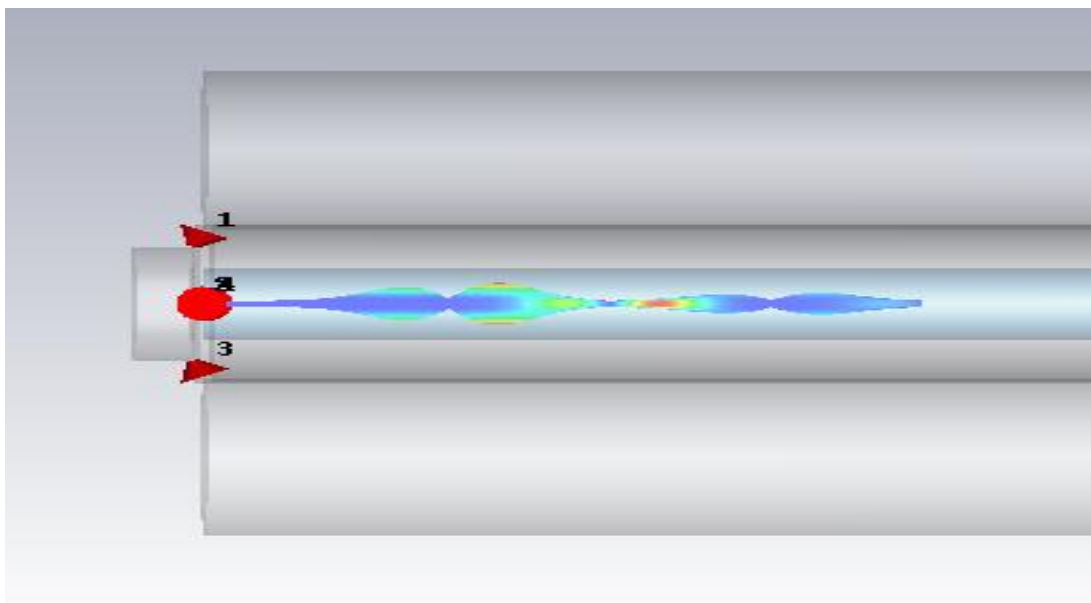
جدول ۴-۷: مشخصات ذره‌ی ورودی به تله‌یونی در ناحیه‌ی C

انرژی اولیه	۵۰ eV
میزان پخش شدگی انرژی	۰٫۰
میزان پخش شدگی زاویه‌ای	۰٫۳°

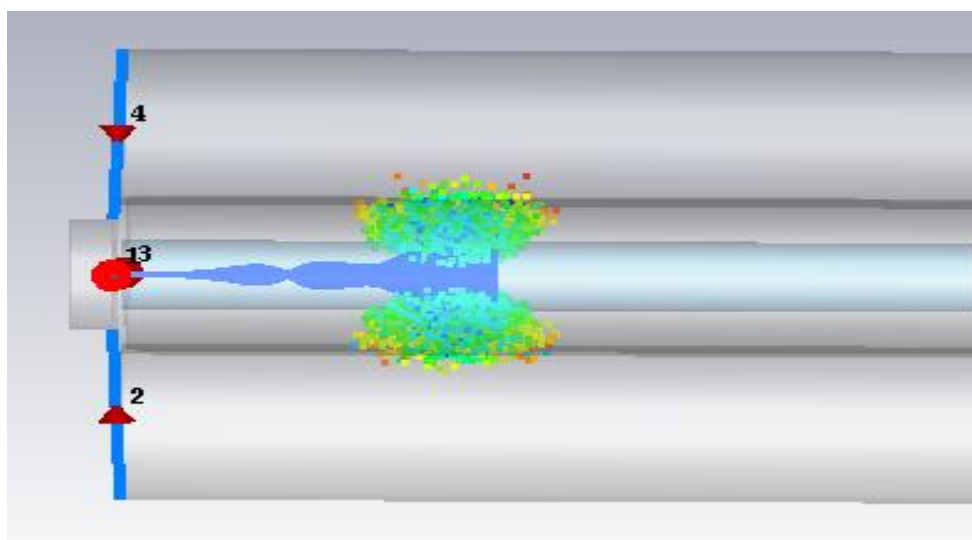
(الف)



(ب)



شکل ۴-۱۰: قسمت الف مسیر حرکت ایزوتوپ $^{11}\text{B}^+$ در راستای x در تله‌ی یونی که در ناحیه‌ی C کار می‌کند را نشان می‌دهد و قسمت ب نشان‌دهنده‌ی مسیر حرکت $^{11}\text{B}^+$ در راستای y است.



شکل ۴-۱۱: مسیر ناپایدار حرکت ایزوتوپ $^{11}\text{B}^+$ در تله‌ی یونی که ناحیه‌ی C کار می‌کند

۴-۴ جمع بندی

در این پایان نامه، به مطالعه و شبیه سازی مسیر حرکت یون های محصور در تله ی یونی دو بعدی با استفاده از نرم افزارهای C++ و CST پرداخته شده است. همچنین با رسم نمودارهای پایداری توسط نرم افزار mathematica سه ناحیه ی پایدار برای حرکت یون مطابق شکل ۲-۶ به دست آمد و موقعیت مناسب برای جداسازی یون های B^+ و B^{++} با استفاده از تله ی یونی دوبعدی در این سه ناحیه محاسبه شد. با توجه به موقعیت نواحی پایداری و هدف ما که جداسازی یون سبکتر است، برای انجام جداسازی در نواحی پایداری A و B نیاز به پتانسیل DC وجود دارد و به همین دلیل کار دشوارتر می شود؛ در نتیجه بهترین گزینه برای جداسازی B^+ و B^{++} استفاده از ناحیه ی C است.

سپس اثر اعمال میدان مغناطیسی ثابت به تله ی یونی در دو راستای x و y، که منجر به تغییر پارامترهای پایداری a و q می شود، مورد بررسی قرار گرفت و نمودارهای پایداری با پارامترهای جدید رسم گردید. این نمودارها در شکل های ۳-۴ و ۳-۵ آمده اند. همانطور که از شکل ۳-۵ مشخص است، با اعمال میدان مغناطیسی ثابت در راستای y گستردگی ناحیه ی A' روی نمودار کمتر می شود و به همین دلیل امکان جداسازی یون های B^+ و B^{++} در ناحیه ی پایداری A' نیز با پتانسیل DC صفر فراهم خواهد شد. درحالی که تحت این شرایط ناحیه ی C' روی محور قرار نمی گیرد و نیاز به پتانسیل DC به وجود می آید. ناحیه ی A' در مقایسه با ناحیه ی C' دارای وسعت بیشتری است و به همین دلیل گیراندازی یون ها در این ناحیه می تواند راحت تر باشد.

از تله ی یونی دوبعدی برای جداسازی انواع ایزوتوپ ها با محدوده ی جرم های مختلف (جرم های سبک تا جرم های سنگین) می توان استفاده کرد. البته لازم به ذکر است در مورد ایزوتوپ های سنگین به دلیل اختلاف جرم کمتر آن ها، روی نمودارهای پایداری فاصله ی کمتری از هم دارند و به همین دلیل جداسازی ایزوتوپ های سنگین به این وسیله مشکل است.

- [١] Drakoudis A., Sollner M. and Werth G. (2006) “Instabilities of ion motion in a linear Paul trap” **International Journal of Mass Spectrometry**, **252**, 61-68.
- [٢] Possa G. C. and Roncaratti L. F. (2016) “Stability diagrams for Paul ion traps driven by two frequencies” **The Journal of Physical Chemistry A**, **120**, 27.
- [٣] Eronen T., Kankainen A. and Äystö J. (2016) “Ion traps in nuclear Physics-Recent results and achievements” **Progress in Particle and Nuclear Physics**, **91**, 259-293.
- [٤] March R. E. and Todd J. F. (2005) “**Quadrupole ion trap mass spectrometry**” Vol. 165, second edition, WILEY, New Jersey.
- [٥] Jonscher K. R. and Yates J. R. (1997) “The Quadrupole Ion trap mass spectrometer-A small solution to a big challenge” **Analytical Biochemistry** , **NO. AB969877**, **244**, 1-15.
- [٦] Paul W. (1990) “Electromagnetic Traps for Charged and Neutral Particles” **Reviews of Modern Physics**, **Vol. 62**, **No. 3**.
- [٧] Berton A., Traldi P., Ding L. and Brancia F. L. (2008) “Mapping the stability Diagram of a Digital Ion Trap (DIT) Mass Spectrometer Varying the Duty Cycle of the Trapping Rectangular Waveform” **J Am Soc Mass Spectrom**, **19**, 620-625.
- [٨] Bracco G. (2008) “comparison of quadrupole mass filter equipped with rods of different convexity: An analysis by finite element methods and trajectory simulations” **International Journal of Mass Spectrometry**, **278**, 75-88.
- [٩] Gibson J. R. and Taylor S. (2001) “ Numerical investigation of the effect of electrode size on the behaviour of quadrupole mass filters” **Rapid Commun. Mass Spectrom.**, **15**:1960-1964.

- [۱۰] Church D. A. (1969) "Storage Ring Ion Trap Derived from the Linear Quadrupole RadioFrequency Mass Filter" **Journal of Applied Physics, Vol. 40, No. 8.**
- [۱۱] Douglas D. J., Frank A. J. and Mao D. (2005) "Linear Ion Trap in mass spectrometry" **Mass Spectrometry Reviews, 24, 1-29.**
- [۱۲] ملابراهیمی ع، (۱۳۹۴)، پایان نامه‌ی ارشد: " طراحی و محاسبه‌ی خواص تله‌های پائول برای لپتونها و یونها"، دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود.
- [۱۳] Bandelow S., Marx G. and Schweikhard L. (2013) "The stability diagram of the digital ion trap" **International Journal of Mass Spectrometry, 336, 47-52.**
- [۱۴] Block M. (2016) "Recent developments in Penning trap mass spectrometry" **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 376, 265-269.**
- [۱۵] Ringle R., Bollen G., Schury P., Schwarz S. and Sun T. (2007) "Octupolar excitation of ion motion in a Penning trap- A study performed at LEBIT" **International Journal of Mass Spectrometry, 262, 33-44.**
- [۱۶] Satyajit K. T., Gupta A., Joshi G., Mohan S., Rao P. and Ananthamurthy S. (2009) "Loading Detection and Number Estimation of an Electron Plasma in a Penning Trap" **Plasma Science and Technology, Vol. 11, No. 5.**
- [۱۷] Tamir T. and Wang H. C. (1965) "Characteristic relations for Nonperiodic solutions of Mathieu's equation" **Journal of Research of the National Bureau of Standards-B. Mathematics and Mathematical Physics, Vol. 69B, Nos. 1 and 2.**
- [۱۸] Prikhodko A. A., Nesterov A. V. and Nesterov S. V. (2016) "Analysis of Mathieu Equation Stable Solutions in the First Zone of Stability" **International Conference on Industrial Engineering, ICIE 2016, 150, 341-346.**

[۱۹] McLachlan N. W. (1947) “**Theory and Application of Mathieu Functions**” first edition, 57

[۲۰] Kumar M. (2011) Master thesis, “ Study of Mathieu equation near stability boundary” Supercomputer Education and Research Centre, Indian Institute of Science.

[۲۱] Campana J. E. and Jurs P. C. (1980) “Computer simulation of the quadrupole mass filter” **International Journal of Mass Spectrometry and Ion Physics**, **33**, 119-137.

[۲۲] Londry F. A., Alfred R. L. and March R. E. (1993) “Computer Simulation of Single-Ion Trajectories in Paul-Type Ion Traps” **J Am Soc Mass Spectrom**, **4**, 687-705.

[۲۳] Syed S. U., Sreekumar J., Brkic B., Brkic J. R. and Taylor S. (2010) “Effect of an Axial Magnetic Field on the Performance of a Quadrupole Mass Spectrometer” **J Am Soc Mass Spectrom**, **21**, 2070-2076.

[۲۴] Syed S. U. A. H., Maher S. and Taylor S. (2013) “Quadrupole mass filter operation under the influence of magnetic field” **J. Mass Spectrom.**, **48**, 1325-1339.

[۲۵] Sohani M. and Ebrahimi A. M. (2016) “Time-dependent magnetic field effects on the stability regions of a Paul trap” **Eur. Phys. J. Plus**, **131**:88.

[۲۶] Srigengan B., Gibson J. R. and Taylor S. (2000) “Ion trajectories in quadrupole mass spectrometer with a static transverse magnetic field applied to mass filter” **IEE Proc.-Sci. Meas. Technol.**, **Vol. 147**, No. 6.

[۲۷] مستأجران م، کاظمی ف و حجازی س، (۱۳۹۵) " آموزش شبیه سازی ساختارهای الکترومغناطیسی با استفاده از نرم افزار CST studio suite " چاپ اول، انتشارات دانشگاه یزد، یزد.

[۲۸] Zhang N., Lyu J., Bai P., Guo X. (2018) “Boron isotopic separation with pyrocatechol-modified resin by chromatography technology: Experiment and numerical simulation” **Journal of Industrial and Engineering Chemistry**, **Vol. 57**, 244-253.

[٢٩] Yeh C. N., Chang C. W., Chung Y. H., Tien S. W., Chen Y. R., Chen T. W., Huang Y. C., Wang H. E., Chou Y. C., Chen M. H., Chiang K. C., Huang W. S. and Yu C. S. (2017) “Synthesis and characterization of boron fenbufen and its F-18 labeled homolog for boron neutron capture therapy of COX-2 overexpressed cholangiocarcinoma” **European Journal of Pharmaceutical Sciences, 107, 217-229.**

[٣٠] Andoh T., Fujimoto T., Suzuki M., Sudo T., Sakurai Y., Tanaka H., Fujita I., Fukase N., Moritake H., Sugimoto T., Sakuma T., Sasai H., Kawamoto T., Kirihata M., Fukumori Y., Akisue T., Ono K. and Ichikawa H. (2015) “Boron neutron capture therapy (BNCT) as a new approach for clear cell sarcoma (CCS) treatment: Trial using a lung metastasis model of CCS” **Applied Radiation and Isotopes, Vol. 106, 195-201.**

[٣١] Chou F. I., Chung H. P., Liu H. M., Chi C. W. and Lui W.Y. (2009) “ Suitability of boron carriers for BNCT: Accumulation of boron in malignant and normal liver cells after treatment with BPA, BSH and BA” **Applied Radiation and Isotopes, 67, S105-S108.**

Abstract

Ion traps have been widely used to trap ions. These trapped ions are ideal systems for study in various fields in physics. Some applications of ion traps include precision measurement of atomic masses of stable and unstable isotopes, atomic transition frequencies, lifetime measurements of metastable excited states and their use as a mass spectrometer or an ion storage source.

Ion traps are divided into two groups: Paul traps and Penning traps. Paul trap uses periodic quadrupole electric field and Penning trap uses the combination of static magnetic field and electrostatic potential in order to confine particles.

In this thesis, we study a linear Paul trap as a mass filter. So at first, stability diagrams for ion trajectories in Paul trap are plotted with simulation softwares and the effect of magnetic field on stability parameters is studied and by using stability diagrams, stable and unstable motions are calculated and the best position for isotope separation is obtained. The results is verified and compared with simulation of ion motion in Paul trap performed with CST STUDIO.

We compared all stability regions and possibility of isotope separation in any region. Then we found the best region for isotope separation of ^{10}B and ^{11}B is stability region “ C ”. If a constant magnetic field in y direction is applied, stability regions change and shift therefore the most suitable region for isotope separation is stability region “A’ “.

Key Words: 2-D Paul trap, Mass filter, Mathieu equation, stability regions, Isotope separation.



Faculty of Physics and Nuclear Engineering

M.Sc. Thesis in Nuclear Physics

Study of a 2-D Paul trap as a mass filter

By: Sonia Sarfarazi

Supervisor:

Dr. Moslem Sohani

January 2018