

<https://t.me/PAPhd>

گروه مهندسی نانو فناوری

گرایش مهندسی نانو الکترونیک

پایان نامه برای دریافت درجه کارشناسی ارشد

عنوان پایان نامه

بررسی قابلیت مدیریت اجسام با ابعاد نانومتر توسط انبرک‌های نوری

مجموعه کارشناسان پروانه

کلیدواژه‌ها : نانو الکترونیک، انبرک‌های نوری، فشار نوری

چکیده :

همانطوری که می دانیم انبرکهای نوری در واقع برای مولکولها و ذرات تله های نوری هستند که در آنها مطالعه و دستکاری ذرات در ابعاد نانومتری و میکرومتری مطالعه و انجام می شود. نیروهایی که در این کار برای ذرات و مطالعه آنها لازم است در حد پیکومتری بوده و نیروهای حاصل از انواع پراکندگی در سطح ذرات مورد بررسی و مطالعه قرار میگیرد. در این روش می توان گفت که تله اندازی ذرات، با استفاده از امواج محوری و کانونی شده ی لیزری صورت می گیرد که نیروی گرادیان حاصل از این امواج کانونی می تواند براحتی در انتقال نیرو و نهایتا در جابه جایی ذرات استفاده شود. پس می توان گفت که ذرات در این روش با تله اندازی بوسیله باریکه های لیزری فرودی بر سطح ذره، مورد شتاب قرار میگیرد و در چاه پتانسیلی آن محبوس می گردد. در پایان با توجه به کاربردهای وسیع انبرکهای نوری بخصوص در سالهای اخیر در این پایان نامه ضمن مطالعه انبرکهای نوری، بهینه سازی عوامل موثر در افزایش پایداری این تله اندازی ذرات و عوامل موثر در انبرکهای نوری اعم از قطبش ذرات و باریکه های لیزری و خصوصیات مهم این باریکه بصورت کیفی مورد بررسی و مطالعه قرار گرفته است .

همچنین اثرات همدوسی و قطبش در یک سیستم یا انبرکهای نوری بررسی شده و حالت های همدوس یک سیستم و اثرات آن در انبرکها، پهنای خط همدوسی و میزان آن و همچنین در حالت کلی سیستم های واقعی که مطابق با دنیای واقعی مولکولهاست یعنی سیستمی که در آن مولکولها دارای حرکت هستند بررسی و میزان این تحرک و اثرات آن در انبرکها لحاظ شد. همانطوری که نتایج نشان می دهند قطبش و میزان همدوسی سیستم برای به تله انداختن و جابه جایی مولکولها و ذرات بسیار مهم و با اهمیت می باشد و با استفاده از باریکه های همدوس و قطبش ذرات براحتی می توان یک ذره را به تله انداخته و یا آن را جابه جا کرد که در این راستا حرکت خود ذرات و تاثیرات محیطی بسیار با اهمیت است که در انبرکهای نوری که بصورت تجربی ساخته و مورد استفاده قرار میگیرند باید به آنها دقت شود. در این پایان نامه حالت های مختلف باریکه های لیزری در رژیم های مختلف و اثرات آن بر روی ذرات مطالعه و بررسی شده است . علاوه بر خصوصیات باریکه های لیزری در رژیم های رایلی و غیره و اثرات گرایان نیروی ایجاد شده در لیزری کانونی، خصوصیات ذرات و قطبش آنها و نیز تاثیرات آن در به دام انداختن ذرات و پایداری سیستم مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت. مطالعه و شبیه سازی ما مطابق با ذرات و دنیای واقعی آنها بود و در اینجا

نشان دادیم که چگونه حرکت ذرات و برهمکنش آن با باریکه لیزری می تواند در به تله انداختن ذرات مورد بررسی و توجه قرار گیرد.

منابع: پارس پروانه

۱	فصل اول پیشینه تحقیق و بررسی منابع
۲	مقدمه:
۳	۱-۱ نظریات دستکاری میکروسکوپی نوری
۴	۲-۱ نیروی اپتیکی:
۶	۳-۱ فشار اپتیکی:
۷	۴-۱ معرفی انبرک های نوری
۱۰	۵-۱ دینامیک انبرک های نوری:
۱۲	۶-۱ تعدادی از کاربردهای انبرک های نوری:
۱۲	۷-۱ تله اندازی نوری
۱۳	۸-۱ نیروها در رژیم رایلی
۱۵	۹-۱ نیرو در حوزه Mie
۱۸	۱۰-۱ اثر پهنای باریکه:
۲۱	۱۱-۱ حوزه میانی
۲۲	۱۲-۱ تله اندازی اپتیکی مانند یک مساله پراکندگی
۲۶	۱۳-۱ تقریب پاراکسیال:
۲۷	۱۴-۱ نیروهای اضافی در انبرک های نوری:
۲۹	۱۵-۱ اندازه گیری نیرو:
۳۰	۱۶-۱ اندازه گیری نیروهای عرضی
۳۲	۱۷-۱ مشخص کردن موقعیت ذره:
۳۳	۱۸-۱ روش های کالیبره کردن:
۳۵	۱۹-۱ کالیبره کردن اندازه گیری نیرو:
۳۶	۲۰-۱ کالیبره کردن نیروی کشش ویسکوزیته:
۳۶	۲۱-۱ کالیبره کردن حرکت براونی:

۳۸.....	فصل دوم: مواد و روشهای مورد استفاده تحقیق
۳۹.....	مقدمه:
۳۹.....	۱-۲ تله اندازی نوری:
۴۲.....	۲-۲ مطالعه دینامیک انبرک نوری در برهمکنش رامان
۴۳.....	۳-۲ برهمکنش با ماده:
۴۶.....	۴-۲ بررسی اثرات ثابت توان لیزر بر ثابت سختی تله:
۴۸.....	۵-۲ تصویر برداری و آشکار سازی نانوذرات
۴۹.....	۶-۲ نیروهای نوری بر روی نانوذرات
۴۹.....	۷-۲ نیروها در تقرب دو قطبی
۵۰.....	۸-۲ نیروهای خارج از تقرب دو قطبی
۵۳.....	۹-۲ نیروهای همبستگی نوری:
۵۴.....	۱۰-۲ دینامیک نانوذرات به دام افتاده
۵۶.....	فصل سوم نتایج و پیشنهادات
۶۲.....	۱-۳ توان و انرژی لیزری در جابه جایی ذرات :
۶۶.....	نتیجه گیری :
۶۶.....	پیشنهادات:
۶۷.....	مراجع:

- شکل ۱-۱: طول موج نور بر حسب قطر ذره که حوزه آنالیز را مشخص می‌کند. .... ۴
- شکل ۱-۲: وابستگی بین پرتو نور فرودی، شکست و بازتابش در مرز دو محیط ..... ۷
- شکل ۱-۳: اصول اولیه کنترل موقعیت در انبرکهای نوری. .... ۱۱
- شکل ۱-۴: نیروی اپتیکی اعمالی بر میکروکره قرار گرفته در نزدیکی کانون عدسی شیء ..... ۱۴
- شکل ۱-۵: مسیر پرتو نوری در ذره کروی ..... ۱۷
- شکل ۱-۶: مسیر پرتو برای یک کره منعکس کننده بالا برای باریکه گاوسی ..... ۱۷
- شکل ۱-۷: هندسه برای محاسبه کارایی تله اندازی محوری برای میکروکره با در نظر گرفتن پهنای باریکه ..... ۱۹
- شکل ۱-۸: کارایی تله اندازی محوری میکرو کره پلی استیرن قرار گرفته در آب بوسیله تقریب های پرتویی خط مستقیم (اپتیک پرتویی) و خط سهمی وار (پهنای باریکه) با پهنای باریکه  $20\omega_0$  ..... ۲۰
- شکل ۱-۹: کارایی تله اندازی عرضی میکروکره پلی استیرن بوسیله تقریب های پرتویی دو همگرایی ..... ۲۱
- شکل ۱-۱۰: دورنمای پتانسیل اپتیکی برای ذره ذره کروی بدلیل یک باریکه گاوسی متمرکز شده منتشره در راستای  $Z$ ، روزنه های عددی متفاوت برای عدسی کانونی کننده در (الف-ج) در نظر گرفته شده است. در ستون سمت چپ توزیع شدت عرضی و طولی میدان. ناحیه حدود  $3 \times 3$  طول موج. ستون وسطی نیروهای موضعی اعمالی به ذره رانشان می دهد (ماتریس پیکان). مقادیر مطلق در مقادیر پشت ماتریس پیکان کدگذاری شده است، نواحی کم نیرو (آبی) و نواحی پر نیرو (قرمز). در ستون راست، میدان نیروی یکسان بر روی توزیع شدت نشان داده می شود، شیفت بین موقعیت نیرو و موقعیت تعادلی ذره را نشان می دهد. همه محورها در واحد طول موج برچسب گذاری می شوند. ذره فرض می شود که قطر یک طول موج و ضریب شکست  $n_{particle} = 1.59$  دارد و و سیال احاطه کننده ضریب شکست  $n_{med} = 1/34$  دارد. .... ۲۵
- ۱-۱۱: اصول اولیه اندازه گیری نیروی ذره به دام افتاده، احتمال بالایی برای حضور در پتانسیل کمینه دارد. (الف)، که یک نمودار هیستوگرام نتیجه می شود (ب). برای ساختار و کاربرد های نوعی، چاه پتانسیل می تواند بصورت هارمونیک تقریب زده شود (ج) ف که یک رابطه خطی بین نیروی خارجی اعمالی به ذره و جابجایی ذره نتیجه می دهد (د) ..... ۳۰

شکل ۱-۱۲: مولفه نیروی  $F^x(x)$  (  $\lambda = 1064nm, P = 100mW, \omega_0 = 0.6\mu m, n_1 = 1.33, n_2 = 1.58, a = 50nm$  )  
۳۲

شکل ۱-۱۳: نیروی های محاسبه شده بر روی کره. باریکه گاوسی می باشد. شکل چپ نیروی عرضی روی کره به عنوان تابعی جابجایی عرضی. شکل سمت راست نیروی محوری بر روی کره به عنوان تابعی از جابجایی محوری.....  
۳۵

شکل ۲-۱: همانطوری که در این شکل دیده می شود احتمال به دام افتادن ذره در رژیم رامان بصورت حرکت نوسانی با زمان تغییر می کند.....  
۴۳

شکل ۲-۲: برهمکنش نور با اتم ها .....  
۴۴

شکل ۲-۳: همانطوری که در این شکل دیده می شود باریکه لیزری با ایجاد گرادیان نیرو می تواند باعث محبوس شدن و به تله انداختن ذرات شود.....  
۴۷

شکل ۲-۴: در این شکل نیروی وارد بر ذرات بر حسب قدرت لیزری و به تله انداختن آنها بر حسب قدرت خروجی لیزر رسم شده است. همانطوری که دیده می شود به تله انداختن ذرات با قدرت خروجی لیزر ارتباط مستقیم دارد.....  
۴۸

شکل ۳-۱: قطبش القا شده در سیستم بر حسب میدان اعمالی به سیستم .....  
۵۸

شکل ۳-۲: قطبش القا شده در سیستم بر حسب میدان اعمالی به سیستم  
Error! Bookmark not defined.

شکل ۳-۳: نیروی وارد شده به سیستم بر حسب تغییرات I .....  
۵۹

شکل ۳-۴: تغییرات فرکانس سیستم بر حسب جابه جایی مولکولی نشان داده شده است ...  
۶۰

شکل ۳-۵: همانطوری که در این شکل دیده می شود نیروی وارد شده بر ذره بصورت گوسی بوده و باعث به تله افتادن ذره در چاههای این نیرو می شود.....  
۶۱

شکل ۳-۶: همانطوری که در این شکل دیده می شود میزان توان خروجی در یک لیزر با استفاده از دمش Wcp در ان بصورت غیر خطی کاهش می یابد. که این عمل برای حالت دمش Wp کاملا بر عکس هستش .  
۶۳

شکل ۳-۷: همانطوری که در این شکل دیده می شود میزان توان خروجی در یک لیزر با استفاده از دمش Wp در ان بصورت غیر خطی افزایش می یابد.....  
۶۴

شکل ۳-۸: همانطوری که در اینجا دیده می شود نیروی وارد بر یک ذره یا جسم به تله افتاده بر حسب تغییرات ذره از منبع این نیرو بصورت بالا تغییر می کند که می توان این سیسم را بصورت میکروسکوپیکی در حرکت نسبی ذرات از منبع نیز مشاهده کرد.(در شکل قبلی).....  
۶۵

فهرست علائم

منابع  
پایگاه  
پژوه

منابع: کتابساز پیرو همه

## فصل اول پیشینه تحقیق و بررسی منابع

منابع  
پایان  
پروژه

## مقدمه:

اگر چه با تجربه روزانه در تناقض است، اما از زمان ظهور تئوری الکترومغناطیس به وسیله ماکسول، پذیرفته شده است که امواج نوری دارای تکانه خطی هستند. ماکسول طرز عمل تئوری به صورت خودسازگار توضیح های کپلر را اثبات کرد که معتقد بود نیروهای دافع خورشید روی قسمت های دنباله دار از فشار تابش نور خورشید ناشی می شود. حتی قبل از اختراع لیزرها، مشاهدات با لوازم آزمایشگاهی دقیق از لحاظ کیفی ( لبدو ۱۹۰۳، نیکول و هال ۱۹۰۱) و به صورت کمی ( نیکول و هال ۱۹۰۱) وجود فشار تابشی را ثابت کرد. به هر حال دستکاری میکرونی اپتیکی به عنوان یک وسیله به محدود کردن انتخابی و حرکت ذرات کوچک، گرادیان شدت خیلی بالا لازم دارد که تنها با چشمه های نور لیزر ممکن می شود. این شاخه از فعالیت چهل سال قبل به وسیله اشکین در مقاله ای با عنوان " شتاب و تله اندازی ذرات به وسیله فشار تابشی " [1] آغاز گردید. او باریکه لیزر متمرکز شده ضعیف را برای هدایت ذرات استفاده کرد. او نه تنها شتاب ذرات به وسیله نیروی تابش را مشاهده کرد بلکه متوجه یک نیروی گرادیان ( هل دادن ذرات شفاف با یک ضریب شکست بالاتر از محور باریکه احاطه کننده ) شد. علاوه بر این او مفهوم تله اندازی نوری انتشار شمارنده را ارائه و اثبات کرد که در آن فشار تابشی دو باریکه ی لیزر مخالف منجر به محصور شدن سه بعدی پایدار ذرات می شد. به زودی تله های اپتیکی پایدار دیگر شامل تله معلق اپتیکی ناشی از موازنه نیروی گرانش با فشار تابشی اثبات گردید [1]. یک شکاف مهم در شاخه دستکاری میکرونی اپتیکی، اثبات تله نیروی گرادیان باریکه منفرد بود که امروزه به انبرک های نوری معروف است. در انبرک های نوری یک باریکه لیزر منفرد به واسطه یک عدسی با روزنه عددی بالا شدیداً متمرکز می شود و به وسیله این وسایل می توان

نیروهای گرادیان متقابل کننده با نیروهای پراکندگی را در جهت انتشار ایجاد کرد. این پیاده سازی ظریف از تله اپتیکی، تله اندازی اپتیک سه بعدی ذرات دی الکتریک به صورت پایا را ممکن می سازد. بر پایه‌ی این ساخته های بنیادی یک شاخه کلی از دستکاری اپتیکی ذرات میکرونی توسعه یافت. از یک سو انبرک های نوری به صورت همه جانبه سریعاً توسعه پیدا کردند که شامل ابزارهای چند تابعی به وسیله سازوکار تسهیم زمان، شکل دهی باریکه‌ی هولوگرافیک و یک تعداد غیر قابل شمارش از پالایش تکنولوژیکی را می شد. از سوی دیگر یک محدوده وسیع از سازوکارهای دیگر ظاهر شد که مفهوم انبرک های اپتیکی گسسته چندگانه یا منفرد را فراتر برد اما یک چشم انداز اپتیکی مربوط به مسائل ویژه ارائه نمود.

### ۱-۱ نظریات دستکاری میکروسکوپی نوری

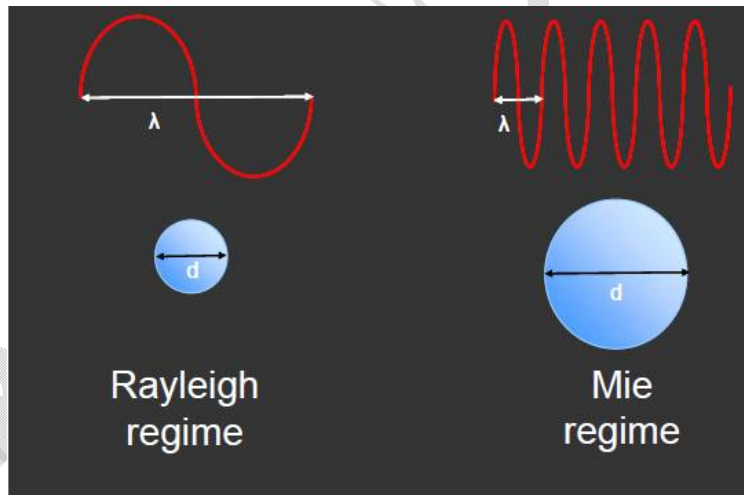
اگر ما لیزری را برداریم و به یک ذره ی کوچک بتابانیم، همزمان با حرکت نور، باریکه لیزر در درون آن انعکاس می یابد. نیروهایی که باعث تغییرات مسیر می شود، طوری روی ذره فعالیت انجام می دهند تا ذره به بخش پر تراکم تر پرتو لیزر حرکت کند. به خاطر اینکه پرتوهای لیزر منحنی گاوسی دارند، بخش پر شدت آن در مرکز محورهای پرتوها است. بنابراین نیرو، ذرات را محدود به محور پرتو می کند و از آنجایی که کانون پرتو قسمت پرتراکم پرتو در مسیر انتشار است، آن ذرات را به سمت کانون هدایت می کند. ذرات در سه بعد به دام می افتند. برای تولید نیروی کافی برای رسیدن به این پدیده دام انداختن سه بعدی، احتیاج به توان زیادی نیست. ما به شیب شدت بالا نیاز داریم و توجه خود را روی نقاطی با قطر چند میکرون متمرکز می کنیم. ذرات به دام افتاده از این طریق زمینه ی تحقیقات فراوانی را محیا کرده اند. از طریق گرفتن ذرات چسبیده به انتهای مولکول ها و کشیدن آنها می توانیم ویژگی های کشسانی DNA را اندازه گیری کنیم. اگر ذرات به دام بیافتند راحت تر می توانند شناسایی شوند.

اگرچه مد های پرتوی لیزر استفاده شده در دستکاری میکروسکوپی نوری هم در فاز و هم در دامنه متنوع هستند، بیشتر آنالیز های تئوری دستکاری میکروسکوپی نوری در صفحه عرضی هنوز بر چگونگی انتقال تکانه

خطی نور به ذرات استوار می باشد. اشکین [2] دو روش متفاوت دستکاری میکروسکوپی ارائه کرد که بر اساس اندازه‌ی میکروذرات نسبت به طول موج نور مورد استفاده در دام های نوری پایه گذاری شده بود.

در علم اتمسفری، ثابت شده است که ذرات معلق در هوا با توجه به اندازه خود نور را پخش می کنند. وقتی نور در حوزه رایلی<sup>۱</sup> پراکنده می شود، اندازه‌ی ذرات پراکنده شده کوچکتر از طول موج نور است. بنابراین به این نتیجه می رسیم که مسئول رنگ قرمز غروب آفتاب و آبی آسمان، جداسازی زاویه دار است. وقتی نور در حوزه می<sup>۲</sup> اتفاق می افتد، ذرات پخش شونده مانند دود و قطرات آب و گردوغبار، بزرگتر از طول موج نور ها هستند. پراکنده‌گی می مسئول سفیدی رنگ ابرها است.

با دنبال کردن همان روش، اشکین بیان کرد که دستکاری میکروسکوپی نوری توسط دو روش مجزا آنالیز می شود. یکی از این روش ها رویکرد اپتیک پرتویی برای ذرات می می باشد (قطر ذرات بزرگتر از طول موج نور) و دیگری تقریب دو قطبی الکتریکی برای ذرات رایلی است (طول موج نور بزرگتر از قطر ذرات). (شکل ۱-۱)



شکل ۱-۱: طول موج نور بر حسب قطر ذره که حوزه آنالیز را مشخص می کند.

## ۲-۱ نیروی اپتیکی:

<sup>1</sup> Rayleigh

<sup>2</sup> Mie

نیروی اپتیکی اصلی از گرادیان شدت میدان الکتریکی حاصل می شود ( نیروی گرادیان ). بیشترین گرادیان با پرتو لیزر شدیداً متمرکز شده حاصل می شود. اگر ضریب شکست ذره بزرگتر از ضریب شکست محیط احاطه کننده ( معمولاً آب ) باشد، با کانونی کردن قوی، یک محبوس سازی سه بعدی می تواند به دست آید. نیروی گرادیان، شیء را در جهت گرادیان میدان الکتریکی هل می دهد. شیء در ناحیه ای با شدت میدان بالا به تله می افتد.

نیروهای اپتیکی معمولاً با رابطه زیر تعریف می شوند:

$$F = Q \frac{n_1 P}{c_0} \quad (1-1)$$

در رابطه بالا  $Q$  فاکتور بی بعد است،  $\frac{n_2}{n_1}$  نسبت ضریب شکست های ذره و محیط می باشد و  $P$  توان لیزر است.

زمانی که نیرو با رابطه بالا تعریف شود فاکتورهای اصلی  $Q$  و  $\frac{n_1 P}{c_0}$  هستند. فاکتور دوم تکانه فرودی بر ثانیه از باریکه لیزر در یک محیط با ضریب شکست  $n_1$  می باشد. نیروها تنها زمانی اعمال می شوند که تکانه فرودی بر ثانیه، یا دامنه یا جهتش را تغییر دهد. فاکتور  $Q$  این تغییر را توصیف می کند. در یک سیستم با  $P$  و  $n_1$  ثابت ( که اغلب چنین است ) تنها فاکتور  $Q$  نیروی وارد به شیء را تعیین می کند. فاکتور  $Q$  به طول موج، قطبش، ساختار مد، نسبت ضرایب و هندسه ذره بستگی دارد. نیروی فشار تابشی از یک پرتویی با تکانه بر ثانیه  $\frac{n_1 P}{c_0}$  زمانی که  $Q=2$  باشد، بزرگ خواهد بود. این متناظر با پرتو بازتابیده عمود بر روی آینه کاملاً بازتابنده است.

در تله اندازی اپتیکی دو نوع نیروی اپتیکی بین تله اندازی و هل دادن ذره به بیرون تله رقابت می کنند نیروی گرادیان ذره به دام افتاده را حفظ می کند در حالی که نیروی پراکندگی ذره را به بیرون از تله در جهت باریکه هل می دهد.

اگر شعاع ذره خیلی کوچکتر از طول موج نور باشد ذره به عنوان ذره رایلی بحث می شود بنابراین تقریب دو قطبی الکتریکی یا سازوکار رایلی استفاده می شود. در مواردی که شعاع ذره بزرگتر از طول موج باشد یک سازوکار اپتیک پرتویی ساده کافیت.

### ۳-۱ فشار اپتیکی:

شکل ۲-۱ پرتوهای بازتابیده و شکسته شده را نشان می دهد که در آن  $\theta_1$  زاویه فرودی و  $\theta_2$  زاویه شکست،  $m_i$  تکانه فرودی،  $m_r$  تکانه بازتابیده و  $m_t$  تکانه شکست می باشد. نیروی فشار اپتیکی یعنی تغییر تکانه بر ثانیه به صورتی عمل می کند که تکانه نور در مرز پایسته باشد. جهت فشار اپتیکی عمود به سطح است. زیرا تکانه در جهت عرضی پیوسته است. نیروی فشار اپتیکی  $F$  ناشی شده از بازتابش و شکست در صفحه تداخل به وسیله رابطه زیر که تغییر تکانه را در جهت عمود در نظر می گیرد داده می شود:

$$F = \left\{ (1+R) \cos \theta_1 - \frac{n_2}{n_1} T \cos \theta_2 \right\} \frac{n_1 P}{c} \quad (۲-۱)$$

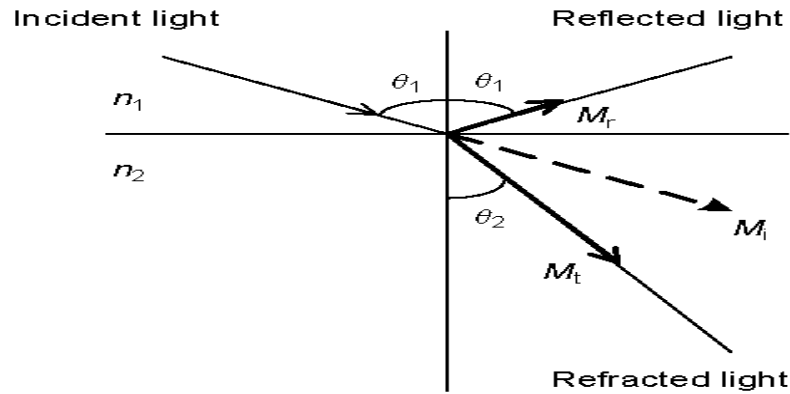
که در آن  $C$  سرعت نور در خلا،  $T$  و  $R$  به ترتیب ضرایب فرنی عبور و بازتابش هستند. در مورد نور قطبیده دایروی  $R$  به صورت میانگین برای  $R_s$  قطبش  $S$  و  $R_p$  برای قطبش  $P$  به صورت زیر داده می شود:

$$R = \frac{1}{2} (R_s + R_p) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\tan^2 (\theta_2 - \theta_1)}{\tan^2 (\theta_2 + \theta_1)} + \frac{\sin^2 (\theta_2 - \theta_1)}{\sin^2 (\theta_2 + \theta_1)} \right\} \quad (۳-۱)$$

آن جا هیچ جذبی در نظر گرفته نشده است یعنی.

$$T = 1 - R \quad (۴-۱)$$

فشار اپتیکی کل عمل کننده روی اشیاء میکرونی، جمع برداری نیروی های اعمالی بر روی سطح مقطع کل



شکل ۱-۲: وابستگی بین پرتو نور فرودی، شکست و بازتابش در مرز دو محیط

#### ۴-۱ معرفی انبرک های نوری

تصور کنید بتوانید تک سلولی را بدون برخورد فیزیکی بردارید. مثل یک داستان علمی تخیلی بنظر می آید. با به کار بردن ویژگی های بخصوص پرتوی لیزر، انبرک نوری می تواند به راحتی این کار را انجام دهد. انبرک های نوری (OT)، پرتوهای نوری متمرکز شده ای هستند که قادر به گیر انداختن و دستکاری ذرات ریز بوسیله مزیت های اثر فشار تابشی می باشد (از اندازه میکرون تا اندازه نانومتر). انبرک های نوری از پرتوی لیزر یا پرتوهای استفاده می کنند تا فشارهای پیکونیوتن خیلی قوی تولیدکنند که بتوانند اجسام میکروسکوپی را دست کاری کند. این توانایی در مطالعاتی مانند سلول های بیولوژیکی، موتورهای مولکولی، میکرو ماشین، میکروفلوئید، فیزیک کلوئیدی و ویژگی های پرتو های لیزر مورد استفاده قرار می گیرد. انبرک ها برای اولین بار توسط محققان آزمایشگاه بل در سال ۱۹۸۶ توسط آرتور اشکین ارائه شدند. موضوعات اولیه را می توان به وسیله ی قوانین نیوتون توضیح داد. زیرا نور با خود نیروی حرکت حمل می کند و تغییر مسیر نور به معنای این است که نیرویی باید با آن تغییر همراه شود. انبرکهای نوری در واقع باریکه لیزر کانونی شده توسط عدسی شیئی با گشودگی عددی (Numerical Aperture) بالا می باشند. وقتی ذرات در نزدیکی کانون لیزر قرار میگیرند نیرویی از طرف باریکه ی لیزر بر آنها وارد میشود. این نیرو در حالت کلی به دو مولفه تقسیم میشود. نیروی پراکندگی در جهت انتشار باریکه لیزر و نیروی گرادیانی که در راستای گرادیان شدت باریکه لیزر است. نیروی گرادیانی به عنوان عامل اصلی بوجود آمدن تله نوری، تعیین کننده بهره ی تله است. در واقع این نیرو یک نیروی باز گرداننده ای است که ذره ی با ضریب شکست بیشتر را از محیط پیرامونش به سمت نقاط با پیشینه

ی شدت (مرکز کانون) می کشد. همانطور که از اسم این نیرو(نیروی گرادانی) پیداست این نیرو ناشی از گرادیان شدت در کانون عدسی شیئی است و مسلماً هر چه میزان گرادیان شدت بیشتر شود نیروی بازگرداننده تله و به عبارتی بهره تله افزایش خواهد یافت. در انبرک نوری عموماً از باریکه های لیزر با مد عرضی TEM استفاده می شود اندازه لکه ی باریکه (قسمتی از سطح مقطع عرضی باریکه که در انجا شدت به  $e^{-2}$  برابر مقدارش در مرکز می رسد) نوعاً می تواند پارامترکنترلی خوبی برای اندازه ی لکه ی کانونی شده باشد هرچه ابعاد لکه ی کانونی کوچک تر باشد توزیع شدت در کانون تیزتر و نیروی گرادانی بیشتر خواهد بود. اما مسئله ی مهمی که در اینجا مطرح میشود این است که جهت استفاده از حدکثر گشودگی عددی عدسی شیئی می بایست باریکه لیزر دهانه پشتی عدسی شیئی را کاملاً بپوشاند. از طرفی ضمن رعایت این اصل، می بایست مراقب اثرات مخرب پراش ناشی از بریده شدن باریکه ی لیزر باشیم.

امروزه سیستم انبرک های نوری ابزار تحقیقی مهم در بیوفیزیک به شمار می آیند. برای مثال آزمایشات DNA تک مولکولی یا برخی بررسی های سلولی به استفاده از انبرک های نوری نیازمند هستند. شتاب دهی ذرات ایجاد شده با فشار تابشی ابتدا توسط اشکین<sup>۱</sup> کشف شد. او با استفاده از دو پرتو لیزری رودرو منتشره، گیراندازی کره های میکروسکوپی را انجام داد. در سال ۱۹۸۶ تله اندازی نوری با یک پرتو لیزر که به شدت متمرکز شده بود، انجام گرفت. این تله گذاری با جابجایی تکانه بین پرتو نور و ذره به دام افتاده بوسیله یک فرآیند پراکندگی بدست آمد. این نیروی استخراج شده در ذره (یا طوقه) با نور می تواند به مولفه پراکندگی (که ذره را در جهت انتشار پرتو هل می دهد) و نیروی گرادیان (که ذره را به طرف ناحیه شدت بالا جذب می کند) تجزیه شود.

برای ایجاد یک تله ثابت محکم، نیروی گرادیان محوری باید با نیروی پراکندگی هماهنگ شود. به این مورد می توان با کانونی کردن پرتو نور با استفاده از عدسی با روزنه عددی بالا دسترسی پیدا کرد.

علاوه بر توانایی دستکاری ذرات کوچک، انبرک های نوری همچنین می توانند یک تکنیک مفید را برای اندازه گیری نیروها در دنیای میکروسکوپی تشکیل بدهند. وقتی یک نیروی خارجی به یک ذره گیر افتاده اعمال شود

---

۳. Ashkin

ذره به سوی مکان تعادلی جدیدی حرکت می کند که در آن مکان نیروی نوری، نیروی خارجی را خنثی میکند. از آن جایی که پتانسیل تله هارمونیک در نظر گرفته می شود آن می تواند در یک فرآیندی تنظیم شود که بدست آوردن ثابت سفتی (stiffness) را شامل شود. اخیراً چندین شیوه تجربی برای اندازه گیری نیروی استخراج شده با پرتو نوری توسعه و پیشرفت پیدا کرده است.

نیروهای شامل شده در آزمایشات تله گذاری نوری را می توان با استفاده از تئوری تعمیم یافته لورنتز - می (GLMT) پیش بینی کرد. این تئوری در کل یک شیوه قاطع و پیچیده می باشد که می توان نتایج صحیح را از آن کسب کرد. به هر حال وقتی اندازه ذره کوچکتر از طول موج پرتو نوری باشد می توان از تقریب سازی معروف رایلی استفاده کرد. شیوه رایلی ساده تر از شیوه GLMT می باشد و نتایج کافی و مناسب برای اهداف بیشتر در درون محدوده قابلیت کاربرد تهیه می کند. ولی مدل پرتو نوری توصیف ساده و مستقیم را از تله گذاری نوری برای ذراتی ارائه می دهد که اندازه قطر آنها بزرگتر از طول موج لیزر بکار برده شده می باشد. انبرک های نوری در حال حاضر یک بخش چند رشته ای و جذاب برای مطالعه در محدوده وسیع از رشته ها ارائه می دهد. برای مثال تشکیل یک گروه OT شامل مهندسی نور (طراحی سیستم نوری، میکروسکوپی) فیزیک ها (تئوری الکترومغناطیس، مکانیک های سیال)، فوتونیک ها (تکنولوژی لیزر) مهندسی برق (پردازشگر سیگنال، کنترل سخت افزار) و ... می باشد.

انبرک های نوری می توانند با طیف بینی رامن، طیف بینی دو فوتونی و میکروسکوپی کانفوکال ترکیب شوند. با ترکیب انبرک های نوری با پرتوهای لیزر، محققان می توانند میکرو جراحی هایی روی ذرات انجام دهند. برای نمونه آنها می توانند کروموزوم ها را جذب کنند و سپس آنها را به ذرات کوچکتر تقسیم کنند تا با استفاده از تله گذاری IR و لیزر برنده ی سبز که به قیچی نوری معروف است، برای آنالیز بیشتر استفاده شوند. این موضوع به این دلیل امکان پذیر است که بیشتر موضوعات بیولوژیکی به جای روش نور IR استفاده در طول موج سبز جذب می شود.

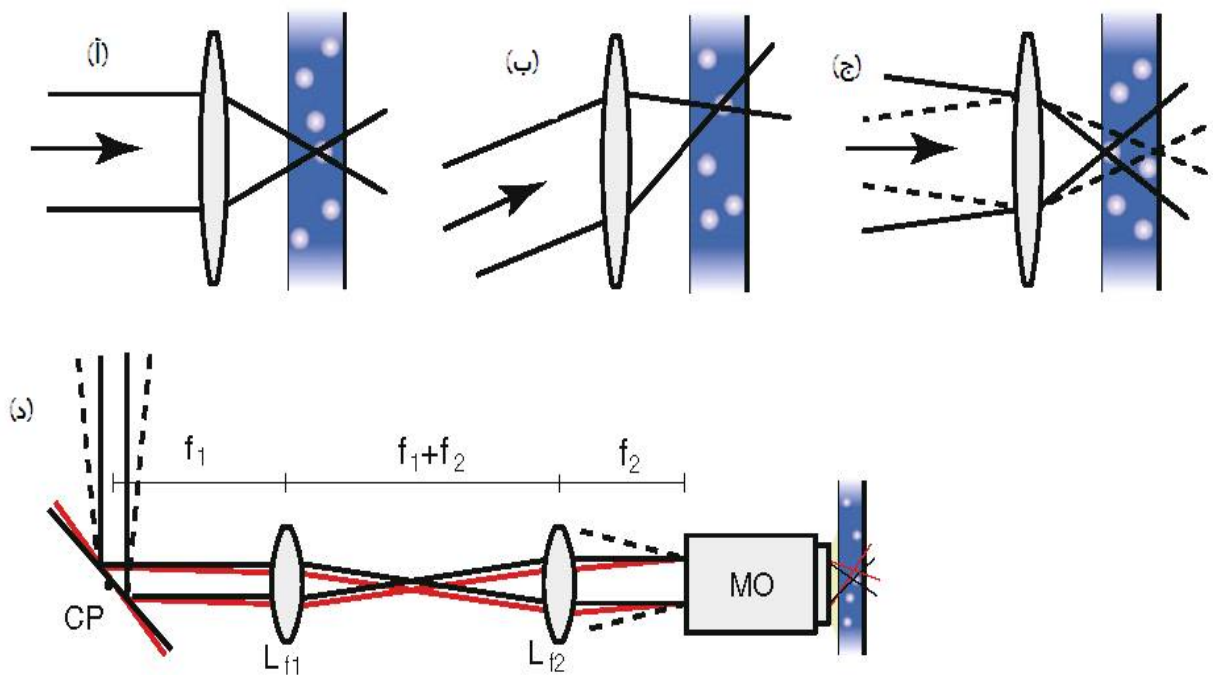
## ۱-۵ دینامیک انبرک های نوری:

اگر چه انبرک های نوری منفرد در یک موقعیت ثابت شده کاربردهای بسیاری را دارند اما اغلب تمایل به داشتن یک تله ای که بتواند در نمونه های چنبری جابه جا شود وجود دارد. در شکل ۱-۳ (آ) ساختار پایه ای انبرک های نوری نشان داده شده است. یک باریکه لیزر مستقیم به واسطه یک عدسی با طول کانون کوتاه متمرکز می شود که معمولاً یک شیء میکروسکوپی است و در درون یک چنبر نمونه محتوی یک سیال با ذرات پراکنده کننده است. برای حرکت نقطه کانون و بنابراین تله اپتیکی به موقعیت مختلف در صفحه عمود به محور باریکه لیزر فرودی لازم است تا یک زاویه نسبت به محور باریکه به صورت نشان داده شده در شکل ۱-۳ (ب) داشته باشد. یک باریکه همگرا یا واگرا در سوی دیگر، صفحه کانون را در امتداد محور باریکه بالا خواهد برد ۱-۳ (ج).

مهم است که باریکه به روزنه عقبی عدسی میکروسکوپی همیشه با قطر یکسان و در موقعیت مرکز شده یکسان برای نگه داشتن عملکرد تله نوری ضربه بزد و خصوصیاتش تغییر نکند. یک امکان، استفاده از تلسکوپ کانونی دو عدسی برای ایجاد یک صفحه در هم آمیخته اپتیکی از روزنه پشتی عدسی شیء میکروسکوپی می باشد ( شکل ۱-۳ د). هر زاویه نشان داده شده در این صفحه، به عنوان مثال به وسیله یک آینه نگه داشته شده به وسیله یک قاب حلقوی، یک زاویه متناظر در روزنه پشتی عدسی شیء میکروسکوپی بدون یک جابه جایی در موقعیت نتیجه خواهد داد. به طور مشابه هر واگرایی ایجاد شده با یک قطر باریکه ثابت در این صفحه، با یک قطر باریکه ثابت در روزنه پشتی عدسی شیء میکروسکوپی باز تولید خواهد شد. اگر آینه های اسکن کننده کنترل شده با کامپیوتر استفاده شود کنترل موقعیت می تواند به صورت خودکار درآید [5]. یک سازوکار مشابه، تیغه های صوتی اپتیکی در صفحه درهم آمیخته استفاده می کند (AODs). اما AODs ها می توانند یک زاویه به وسیله استفاده کردن یک شبکه براگ دینامیکی درون یک ماده پیزوالکتریک معرفی کنند و این تابع، تنظیم شدن آهنگ خیلی بالای زاویه های انحراف مختلف را اجازه می دهد. یک کاربرد قدرتمند، انبرک های نوری زمان اشتراک می باشد که باریکه لیزر به یک مکان جهت گیری می شوند. ( نگه داشته شده در آن جا برای یک زمان کوتاه و سپس جهت گیری شده به

موقعیت بعدی) اگر این پی در پی انجام شود و توقفگاه در هر موقعیت به اندازه کافی برای عقب راندن یک ذره به موقعیت مرکز به اندازه کافی بلند باشد و همچنین غیبت باریکه لیزر به اندازه کافی به منظور فرار ذرات به دلیل حرکت براونی به اندازه کافی کوتاه باشد، ذرات می توانند به صورت شبه هم زمان به تله بیفتند [5].

یک روش مبتکرانه به آزاد کردن کنترل زاویه باریکه و واگرایی باریکه در یک صفحه خاص بدون دستکاری مکانیکی، پراش در هولوگرام های تولید شده کامپیوتری می باشد که به المان های اپتیکی پراش نیز مشهور هستند (DOE)، هولوگرام می تواند به صورت استاتیکی در موارد اپتیکی حک شود [12] برای مثال روش های لیتوگرافیک.



شکل ۱-۳: اصول اولیه کنترل موقعیت در انبرکهای نوری.

## ۱-۶ تعدادی از کاربردهای انبرک های نوری:

انبرک های نوری از زمانی که اولین بار به وسیله اشکین و همکارانش معرفی شدند کاربردهای زیاد صنعتی مانند جابه جایی مولکولها و غیره پیدا کردند. به ویژه مساله های بیولوژیکی بر روی یک سلول منفرد [۳۱] می تواند به وسیله انبرک های نوری برای دو دلیل حل شوند؛ نخست هیچ ابزار در دسترس دیگری وجود ندارد که قادر باشد سلول های منفرد ماکرومولکول ها را با یک چنین دقت و انعطاف پذیری در زمان یکسان بدون هر تماس فیزیکی دستکاری کند. دوم اینکه انبرک های نوری می توانند به اعمال نیروهای تعریف شده و از همه مهم تر برای اندازه گیری نیروهای خیلی کوچک با یک دقت بی نظیر استفاده شوند. کاربردهای بیشتر انبرک های نوری و روش های نزدیک به آن می تواند در شاخه های مختلف از قبیل علوم کلوئیدی [۱۳]، میکروسیال ها [۲۲]، جهت گیری میکروسکوپی [۳۴]، جداسازی ذرات [۶]، یا دینامیک های موتور مولکولی [۱۱] یافته شوند.

آزمایشات انبرک های نوری می توانند سوالات فیزیک بنیادی شامل انتقال مستقیم تکانه زاویه ای اپتیکی، برهمکنش های هیدرودینامیکی و البته برهمکنش ماده و نور را جواب دهند. آن میتواند ثابت شود که انبرک های نوری هدایت و میزان شده به صورت دینامیکی می توانند یک عایق گرمایی ایجاد کنند که حرکت براونی پخش کننده ذرات را بایاس می کند. این لیست کاربرد وسیعی از انبرک های نوری نیست بلکه یک انتخاب کوچک از کاربردهای مورد توجه بود. سایر کاربردها می تواند برای مثال در منابع [۳۸] یافت شود.

## ۱-۷ تله اندازی نوری

اشکین ثابت کرد که پرتو متمرکز شده قادر به سرعت بخشیدن به اشیاء میکروسکوپی می باشد. فوتون ها می توانند با ماده به وسیله انتقال تکانه بر همکنش بکنند. منظور این است که نور قادر به اعمال نیرو در ذره می باشد. دستگاه های انبرک های نوری به استفاده عدسی شی میکروسکوپی به منظور جمع فتونهای بدست آمده از پرتو لیزر در یک نقطه کوچک نیاز دارند. در این شیوه ذره هدف تا حد ممکن با فوتون های زیادی تا زمانی

که اندازه حرکت هر فوتون منفرد خیلی جزئی باشد بر همکنش می کند. یک طیف گسترده از تئوری های صحیح و آزموده به تدریج برای توضیح ذرات حفظ شده (به دام افتاده) در اندازه های مختلف توسعه داده شده است. هر کدام از آن تئوری ها یک توصیف کاملی از یک تله نوری را ارائه می دهند. اما راه حل های عددی در همه مدل های موجود حلقه مهمی از وضعیت آزمایشگاهی و تجربی را شامل می شود و به فهم عمیقی از مشکل تله گذاری منتهی می شود. به هر حال برای ذرات کروی (مهره ها) مشکل معمولاً با برآوردی توصیف می شود که بستگی به شعاع شی بکار برده شده و طول موج پرتو دارد.

در رژیم رایلی (Rayleigh)  $(a \ll \lambda)$ : نیروهای عمل کننده به ذره با استفاده از تئوری الکترومغناطیس توصیف می شوند<sup>۱</sup>.

در رژیم می Mie  $a \gg \lambda$ ، این برهمکنش ممکن است با استفاده از اپتیک های پرتویی محاسبه شود.

### ۸-۱ نیروها در رژیم رایلی

در رژیم رایلی، ذرات کروی دو قطبی هایی می شوند که نور را پراکنده می کنند. فرض می کنیم یک ذره بوسیله پرتو قطبیده خطی  $TEM_{00}$  گائوسی محوری  $E(x, y, z)$  منتشره در محور Z با شعاع کمربند پرتو  $\omega_0$  و عدد موج  $k = 2\pi/\lambda$  روشن شود. که در آن  $\lambda$  طول موج در وسیله می باشد. فرض می کنیم  $n_1, n_2$  به ترتیب ضریب شکست محیط و ذره باشند. شعاع ذره،  $a$  شعاع ذره،  $m = n_2/n_1$ ، سرعت نور،  $c$ ،  $\epsilon_0$  گذردهی فضای آزاد و  $\lambda_0 = \lambda n_1$  طول موج در خلا می باشد. پس شدت پرتو  $I(x, y, z)$  یعنی مثال متوسط زمانی بردار پوینتینگ بصورت زیر نوشته می شود.

$$I(x, y, z) = \frac{1}{2} n_2 c E_0 |E(x, y, z)|^2 \quad (5-1)$$

قطبش القا شده در دو قطبی برابر  $P = \alpha E = 4\pi n_1^2 E_0 a^3 \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} E$  می باشد در این جا  $\alpha$  قابلیت دو قطبی شدن ذره است. پرتو لیزری نیروی  $F$  را در دو قطبی اعمال می کند که دارای دو مولفه متفاوت می باشد:

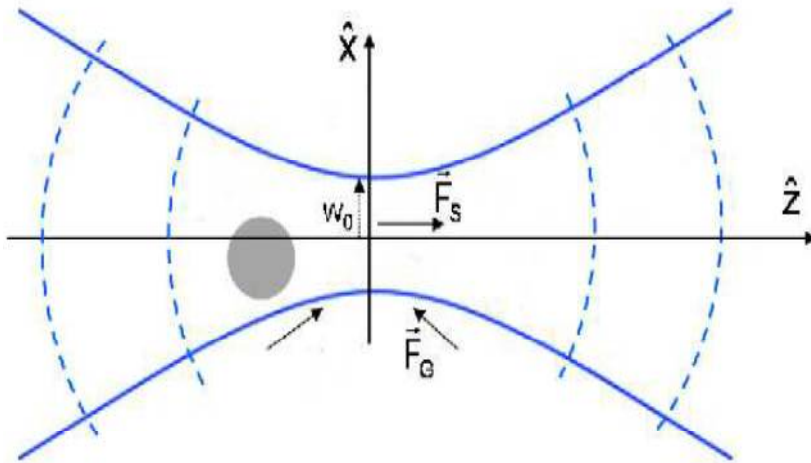
<sup>۴</sup> مدل دو قطبی در تقریب رایلی به میدان الکتریکی همگن در کل ذره نیاز دارد که منجر به محدودیت در اندازه ذره می شود. رژیم رایلی به حد کافی برای توصیف نیروهای جانبی که تجربیات و آزمایشات بیشتر به آن ربط داده می شوند دقیق  $a < \omega_0$  شرح داده  $a = \lambda/20$  می باشد. با این وجود، اختلاف قابل توجهی در مولفه محور ی ظاهر می شود. که به طور دقیق در بالای نشده است.

گرادیان  $F_g^p$  پراکندگی  $\vec{F}_s$ . اولین مولفه متناسب با گرادیان شدت موج می باشد، به این منظور است که  $F_g^p$  در جهت کانون شی میکروسکوپی می باشد (شکل ۴-۱ را ببینید) بصورت زیر نوشته می شود.

$$\vec{F}_g^p = \nabla \left[ \vec{p} \cdot \vec{E} \right] = 2\pi \frac{n_1}{c} a^3 \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \nabla I(x, y, z) \quad (6-1)$$

مولفه دوم نیرو بستگی به دلیل پراکندگی می باشد و به تعداد فوتون های برخوردکننده به مهره یا ذره بستگی دارد. این یک نیروی محوری است که نمونه را در طول راستای Z تحت فشار قرار می دهد.

$$\vec{F}_s = \frac{n_1}{c} \frac{8}{3} \pi k^4 a^6 \left[ \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right]^2 I(x, y, z) \hat{z} \quad (7-1)$$



شکل ۴-۱: نیروی اپتیکی اعمالی بر میکروکره قرار گرفته در نزدیکی کانون عدسی شیء

نیروی کل وارد بر ذره برابر  $\vec{F} = \vec{F}_g + \vec{F}_s = F_g^x \hat{x} + F_g^y \hat{y} + (|F_s| + F_g^z) \hat{z}$  می باشد. این دو سهم در نیروی کل، پراکندگی و گرادیان در امتداد محور Z (محور نوری) رقابت می کنند. مولفه Z نیروی کل برابر صفر

$$(F^z = |F_s| + F_g = 0)$$

$$z_{trap} = \frac{3}{4k^4\alpha} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{4}{g} k^{10} \alpha^2 w_0^4} \right) \quad (8-1)$$

می باشد. در این نقطه، نه خیلی دور از کانون پرتو گائوسی، مولفه عرضی نیرو نیز صفر می باشد و بنابراین میکروکره ها در یک موقعیت تعادلی باقی می مانند. به منظور تولید یک تله پایدار، نیروی گرادیان در امتداد محور نوری باید بزرگتر یا بیشتر از نیروی پراکندگی باشد، این زمانی درست است که:

$$\frac{3\sqrt{3}}{128\pi^5} \left[ \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right] \frac{\lambda^5}{\alpha^3 w_0^2} \geq 1 \quad (9-1)$$

رابطه بالا فقط زمانی برقرار است که پهنای پرتو لیزر  $\omega_0$  به حد کافی کوچک باشد. به همین دلیل انبرک های نوری باید با استفاده شئ میکروسکوپی با NA بالا طراحی شوند در غیر این صورت بطوریکه نیروی پراکندگی افزایش پیدا می کند مولفه گرادیان نیروی پراکندگی را در امتداد محور Z خنثی نمی کند. نقص اصلی رژیم رایلی از فقدان صحت پیش بینی های برای NA بالا حاصل می شود. چون تئوری مورد نظر از لحاظ بنیادی دارای ویژگی پاراکسیال<sup>1</sup> می باشد. در این موارد، این تئوری به توصیف کیفی از سیستم محدود می شود.

### ۹-۱ نیرو در حوزه Mie

همان طور که در بالا توصیف شد اگر قطر ذره بزرگتر از طول موج پرتو باشد، نیروی وارد شده با پرتو لیزری به ذره کروی با استفاده از رویه اپتیک پرتویی محاسبه می شود. در آنالیز اپتیک پرتویی، مسیر پرتوهای فرایند های انعکاس و انکسار در میکرو کره برای آنالیز تله اندازی نوری کافی است. شکل ۲-۲ نمودار مسیر پرتویی ساده یک باریکه نوری را نشان می دهد. از شکل ۲-۲، یک معادله ی ساده اپتیک پرتویی براساس اپتیک هندسی توسعه داده می شود. مسیر پرتویی که در شکل ۲-۲ نشان داده شده است، تغییر جهت دار تکانه خطی نسبت به زمان نشان می دهد. این آهنگ تغییر تکانه پرتوی نور، مطابق با قانون دوم نیوتن یک نیروی فیزیکی را نتیجه خواهد داد. بطور مشابه همچنین یک نیروی عکس العمل از طرف کره بر روی پرتو نور وجود خواهد داشت. تکانه خطی نور یک پرتو لیزر با طول موج گاما می تواند بصورت زیر بیان شود.

<sup>1</sup>paraxial

$$P = \frac{E}{C} \quad (10-1)$$

P تکانه نور، E انرژی نور و C سرعت نور که در طول موج  $\lambda$  با رابطه زیر بیان می شود:

$$C = \lambda f \quad (11-1)$$

که در آن C سرعت نور گاما،  $\lambda$  طول موج و f فرکانس نور است. در حالیکه انرژی نور بصورت زیر بیان می شود:

$$E = hf \quad (12-1)$$

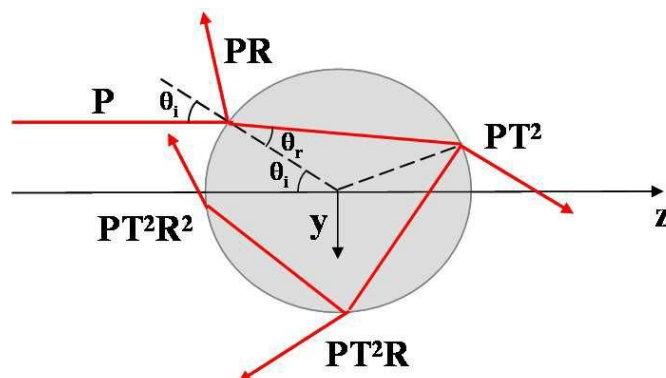
که در آن E انرژی نور، h ثابت پلانک و f فرکانس نور است. همچنین تکانه یک فوتون منفرد با رابطه زیر داده می شود:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{hf}{\lambda f} = \frac{h}{\lambda} \quad (13-1)$$

که در آن P تکانه نور، h ثابت پلانک و f فرکانس نور و  $\lambda$  طول موج است. یک ناحیه ای از شدت نور بالا فوتون های بیشتر N، تکانه بالا و نیروی حاصل از تغییر تکانه F بالاتری خواهد داشت.

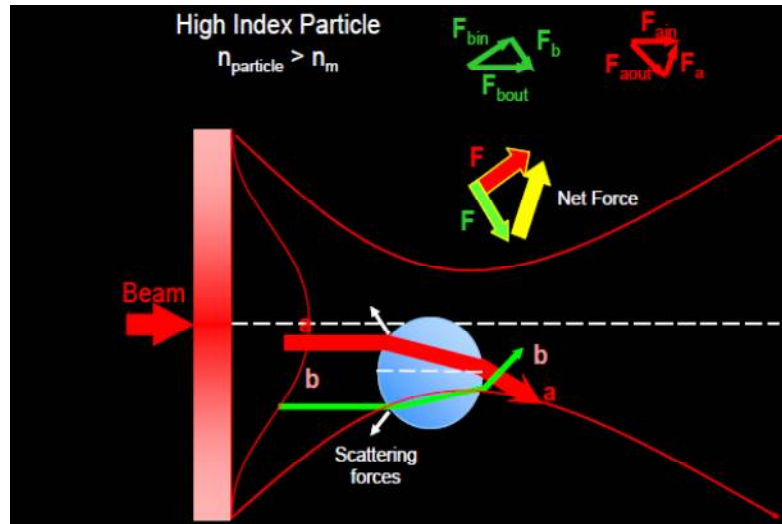
$$F = \frac{\sum_i^N \Delta P_i}{\Delta t}$$

زمانی که پرتو نور با ذره برهمکنش می کند، اشعه ها جهت خود را بر طبق قوانین اپتیک هندسی تغییر می دهند. این برهمکنش با احتساب انعکاس ها و انکسار ها در درون ذره توصیف می شود (شکل ۲-۲ را ببینید). توان P اشعه فرودی به  $PT^2R^2$  بعد از انعکاس q کاهش پیدا می کند. در این جا T, R ضرایب فرنیل می باشند.



شکل ۱-۵: مسیر پرتو نوری در ذره کروی

با استفاده از پرتو ساده و نمودار بردار نیرو که در شکل ۱-۶ نشان داده شده است، می توان نشان داد که



شکل ۱-۶: مسیر پرتو برای یک کره منعکس کننده بالا برای باریکه گائوسی

دو نوع نیروی فیزیکی متفاوت  $F_b$  و  $F_a$  را به دلیل وجود منحنی شدت گائوسی، تجربه خواهد کرد. (تفاوت تکانه ورودی و خروجی نسبت به کره). به دلیل اینکه  $F_a$  از ناحیه با شدت بالا نسبت به  $F_b$  است، نوعی ناتعادلی در انتقال تکانه بوجود می آید. نیروهای برآیند از نیروهای عمل و عکس العمل ناتعادلی، کره را به سمت ناحیه پر شدت پرتوی گائوسی هدایت می کند. نیروی به دست آمده به عنوان نیروی گرادیان شناخته می شود. به خاطر نیروی پراکندگی قوی از پراکندگی پرتوهای نور، کره در مسیر انتشار پرتوها به جلو حرکت داده می شود. اگرچه نیروی گرادیان ذرات را به ناحیه پر شدت حل می دهد، ولی دام ها سه بعدی نیستند. با استفاده از پایستگی تکانه، نیرو کل عمل کننده بر روی کره، مجموع همه نیروهای عمل کننده به آن خواهد بود.

اشکین بیان تحلیلی را برای مولفه های عرضی (گردایان) و طولی (پراکندگی) نیروی وارد بوسیله اشعه منفرد از توان  $P$  را استخراج کرد. نیروی پراکندگی، نیروی گردایان و نیروی کل می توانند در معادله های زیر خلاصه شوند.

$$F_{scattering} = \frac{n_m P}{c} \left( 1 + R \cos(2\theta) - \frac{T^2 [\cos(2\theta - 2r) + R \cos 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos 2r} \right) \quad (14-1)$$

$$= \frac{n_m P}{c} Q_{scattering}$$

$$F_{gradient} = \frac{n_m P}{c} \left( R \sin(2\theta) - \frac{T^2 [\cos(2\theta - 2r) + R \cos 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos 2r} \right) \quad (15-1)$$

$$= \frac{n_m P}{c} Q_{gradient}$$

$$F_{total} = \frac{n_m P}{c} Q \quad (16-1)$$

$P$ ، توان نور فرودی برای ضربه زدن کره دی الکتریک،  $r$  و  $\theta$  زاویه های فرودی و انکسار،  $R$  و  $T$  انعکاس فزنی و ضریب انتقال،  $Q$ ،  $Q_{scattering}$  و  $Q_{gradient}$  ضرایب بی بعد،  $n_m$  ضریب شکست محیط و  $C$  سرعت نور است. تقریب اپتیک اشعه به طور ویژه وقتی که با مهره های بزرگ سرو کار دارند مفید می باشند. این مدل به پرتوهایی با همگرایی پائین محدود نمی شود. بنابراین این نه تنها عمل تله اندازی را توضیح می دهد همچنین برآورد منطقی از ویژگی های مکانیکی در آزمایشات واقعی ارائه می دهد.

### ۱۰-۱ اثر پهنای باریکه:

در اپتیک پرتویی، یک باریکه لیزی به دو پرتو انفرادی با شدت مناسب، جهت و قطبش تجزیه می شود. که در خط های مستقیم انتشار می یابد. در شرایط واقعی، باریکه نور متمرکز شده یک پهنای باریکه دارد، که معنی می دهد که هر پرتو جهتش را نزدیک کانون تغییر می دهد. بنابراین زاویه فرود  $\theta_1$  از خط مستقیم آن تغییر می یابد که منجر به محاسبه مجدد نیروی فشار اپتیکی می شود.

ما یک نمایه باریکه گاوسی از یک پهنای باریکه  $\omega_0$  و عمق کانون  $z_0$  به جای اپتیک پرتو خط مستقیم به صورت زیر معرفی می کنیم:

$$z_0 = \kappa \omega_0^2 \text{ و } \omega_0 = \frac{\lambda}{2NA} \quad (17-1)$$

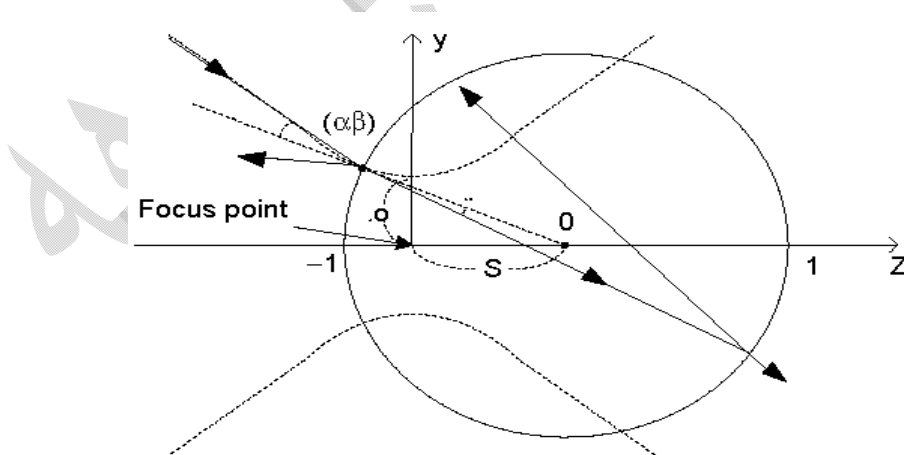
که  $\kappa$  عدد موج  $\frac{2\pi}{\lambda}$  است و  $\lambda$  طول موج است،  $NA$  روزنه عددی عدسی شیءی است.

به تعیین زاویه فرود  $\theta_1(r)$  پرتو گاوسی گذرنده در  $r = r$  در روزنه عدسی شیءی فرض می کنیم که پرتو در نقطه  $(\alpha, \beta)$  روی سطح کروی به صورت نشان داده شده در شکل ۲-۴ وارد می شود. مختصات  $(\alpha, \beta)$  به صورت زیر بیان می شود:

$$\alpha = \frac{2sZ_0^2 - \sqrt{4s^2Z_0^2 - 4Z_0^2 \left( s^2 - r_0^2 + \left( \frac{r}{R_m} \right)^2 \omega_0^2 \right) \left( Z_0^2 + \left( \frac{r}{R_m} \right)^2 \omega_0^2 \right)}}{2 \left( Z_0^2 + \left( \frac{r}{R_m} \right)^2 \omega_0^2 \right)} \quad (18-1)$$

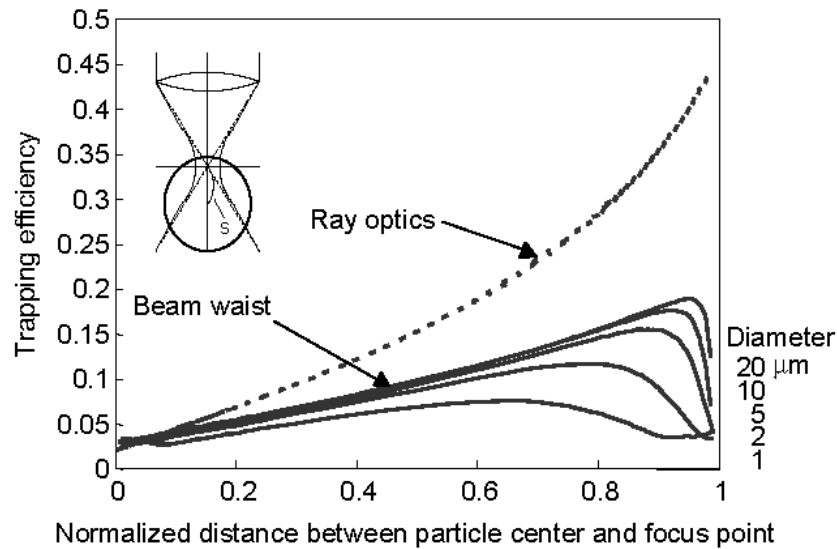
$$\beta = \sqrt{r_0^2 - (s - \alpha)^2}$$

پس زاویه فرود  $\theta_1$  محاسبه شده به صورت زاویه بین بردار مماسی  $a$  از پرتو گاوسی در  $(\alpha, \beta)$  و بردار  $b$  جهت گیری شده به مرکز کره محاسبه می شود. بعد از این که زاویه فرود  $\theta_1$  مشخص می شود کارایی تله



شکل ۱-۷: هندسه برای محاسبه کارایی تله اندازه‌ی محوری برای میکروکره با در نظر گرفتن پهنای باریکه

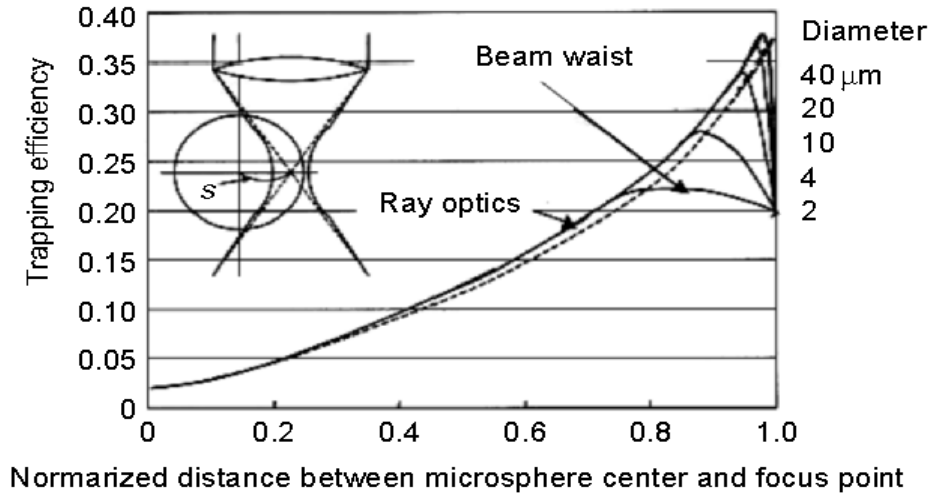
اندازی در امتداد محور اپتیکی می تواند تخمین زده شود. شکل ۱-۸ نتیجه برای یک کره پلی استرن را نشان می دهد. با در نظر گرفتن پهنای باریکه، از شکل دیده می شود که کارایی تله اندازی محوری تا ۵۰٪ کاهش می یابد. این به خاطر این حقیقت سبب می شود که پرتوهای متمرکز شده تقریباً با پرتوهای اپتیکی نزدیک کانون موازی هستند به طوری که در طرح سمت چپ بالای شکل نشان داده شده است.



شکل ۱-۸: کارایی تله اندازی محوری میکرو کره پلی استرین قرار گرفته در آب بوسیله تقریب های پرتویی خط مستقیم

(اپتیک پرتویی) و خط سهمی وار (پهنای باریکه) با پهنای باریکه  $\omega_0$

شکل ۱-۹ کارایی عرضی تله گذاری در امتداد محورهای عمود به محورهای اپتیکی را نشان می دهد. از شکل دیده می شود که هر دو پرتو باریکه گاوسی سهمی وار و راست معمولاً نتیجه عددی یکسان دارند. که آن بر پایه این حقیقت است که زاویه های فرودی در سطح کره تقریباً برای هر دو تقریب یکسان هستند زیرا کانون لیزر نزدیک لبه سطح ( کارایی تله اندازی پیشینه ) روی مرکز خط کره واقع شده است.



شکل ۹-۱: کارایی تله اندازی عرضی میکروکره پلی استیرن بوسیله تقریب های پرتویی دو همگرایی

نور می تواند نیرویی روی ماده به وسیله پراکندگی، جذب، گسیل یا تابش نور اعمال کند. با اختراع لیزر به صورت تجربی اثبات این نیرو ممکن شد. اشکین اولین کسی بود که نیروی گرادیان و پراکندگی روی اشیا به اندازه میکرونی را مشاهده کرد. بیش از یک دهه و نیم بعد، اشکین و همکاران او یک تله اپتیکی سه بعدی با باریکه لیزر ساختند که امروزه این به عنوان انبرک های نوری مشهور است.

### ۱۱-۱ حوزه میانی

اگر قطر ذره قابل مقایسه با طول موج نور استفاده شده برای تله گذاری باشد سازوکار رایلی و سازوکار اپتیک پرتویی استفاده نمی شود. در این محدوده میانی باید یک برهمکنش الکترومغناطیسی با ماده به کار گرفته شود. نیروی متوسط زمانی می تواند به وسیله رابطه زیر برقرار شود:

$$F = \left\langle \int_S T_{ij} n_j dS \right\rangle \quad (20-1)$$

$$T_{ij} = \varepsilon_0 E_i E_j + \frac{1}{\mu_0} B_i B_j - \frac{1}{2} \left( \varepsilon_0 E_i E_j + \frac{1}{\mu_0} B_i B_j \right) \delta_{ij} \quad (21-1)$$

که در آن  $n_j$  بردار واحد عمود به طرف بیرون است و انتگرال روی سطح بسته ذره گرفته می شود. با این سازوکار همه‌ی شش مولفه‌ی میدان الکترومغناطیسی باید در سطح شیء به دست آید که این محاسبات را خیلی پیچیده می سازد.

### ۱-۱۲ تله اندازی اپتیکی مانند یک مساله پراکندگی

در عمل، ذرات زیادی معمولاً با انبرک های نوری دستکاری می شوند که (مانند سلول های زیستی یا ذرات کلئیدی) در حوزه میانی که اندازه ذره در اندازه طول موج نور لیزر تله اندازی است قرار دارند. به علاوه در مغایرت با تقریب پاراکسال، برای انبرک های نوری میدان نور فرودی اغلب به یک نقطه مرکزی به صورت خیلی تنگ متمرکز می شوند.

در ادامه ما یک نگاه مختصر در توصیف دقیق از انبرک های نوری خواهیم کرد که بر پایه تئوری لورنز-می استوار و به روش ماتریس T شبیه است. توصیف لورنز-می اصلی به هر حال محدود به نمایان سازی موج تخت می شود که به طور واضح قابل کاربرد به انبرک های نوری نیست. توسعه با روشن سازی اختیاری عموماً تئوری لورنز-می تعمیم یافته نامیده می شود. بنابراین میدان نور فرودی  $\vec{E}_{inc}$  و میدان نور پراکنده

$\vec{E}_{scat}$  در عبارت هایی از تابع موج های کروی برداری نمایش داده می شوند [۳۶]:

$$\vec{E}_{inc} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n a_{nm} \vec{M}_{nm}^{(3)} + b_{nm} \vec{N}_{nm}^{(3)} \quad (22-1)$$

$$\vec{E}_{scat} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n p_{nm} \vec{M}_{nm}^{(1)} + q_{nm} \vec{N}_{nm}^{(1)} \quad (23-1)$$

این جا  $\vec{M}_{nm}$  و  $\vec{N}_{nm}$  تابع موج های کروی برداری نوع  $i$  ام هستند،  $n$  و  $m$  ضرایب مد شعاعی و سهمی هستند و  $a_{nm}$  و  $b_{nm}$  و  $p_{nm}$  و  $q_{nm}$  ضرایب بسط می باشند. انتخاب توابع موج کروی برداری به عنوان پایه برای میدان نور فرودی و پراکنده نسبت به تئوری لورنز-می تعمیم یافته، متداول تر می باشد [۲۲]. ضرایب بسط معمولاً نمی توانند به صورت تحلیلی برای باریکه های نوعی استفاده شده در انبرک های نوری مانند باریکه گاوسی بنیادی یا باریکه لاگر گاوسی، یافته شوند. اما معمولاً به صورت عددی استخراج می شوند زیرا این باریکه ها حل های دقیق معادله هلمهلتز برداری نیستند، بلکه حل معادله هلمهلتز محوری می باشد

[۳۶]. زمانی که میدان نور فرودی در نمایش معادله ۱-۲۲ داده شود وظیفه برای حل، یافتن  $q_{nm}$  و  $p_{nm}$  میدان نور پراکنده شده به وسیله ذره است. زمانی که میدان های نور پراکنده و فرودی مشخص شدند وسیله های سراسر محاسبه نیرو و گشتاور اعمال شده روی ذره به وسیله در نظر گرفتن تکانه زاویه ای محوری نور پراکنده و فرودی وجود دارد [۳۶].

برای مورد همگن (کره همسانگردی که در آن هیچ جفت شدگی بین مد های متفاوت وجود ندارد) میدان های فرودی و پراکنده به وسیله روابط زیر به هم متصل می شوند:

$$p_{nm} = a_n a_{nm} \quad (24-1)$$

$$q_{nm} = b_n b_{nm} \quad (25-1)$$

که در آن  $a_n$  و  $b_n$  به وسیله تئوری لورنز- می داده می شوند [۳۶]. در مورد خیلی کلی یک ذره با شکل دلخواه، جفت شدگی لازم است که در نظر گرفته شود و ضرایب بسط موج پراکنده به وسیله روابط زیر داده می شود :

$$p_{n'm'} = \sum_{n=1}^{n_{\max}} \sum_{m=-n}^n A_{n'm'nm} a_{nm} + B_{n'm'nm} b_{nm} \quad (26-1)$$

$$q_{n'm'} = \sum_{n=1}^{n_{\max}} \sum_{m=-n}^n C_{n'm'nm} a_{nm} + D_{n'm'nm} b_{nm} \quad (27-1)$$

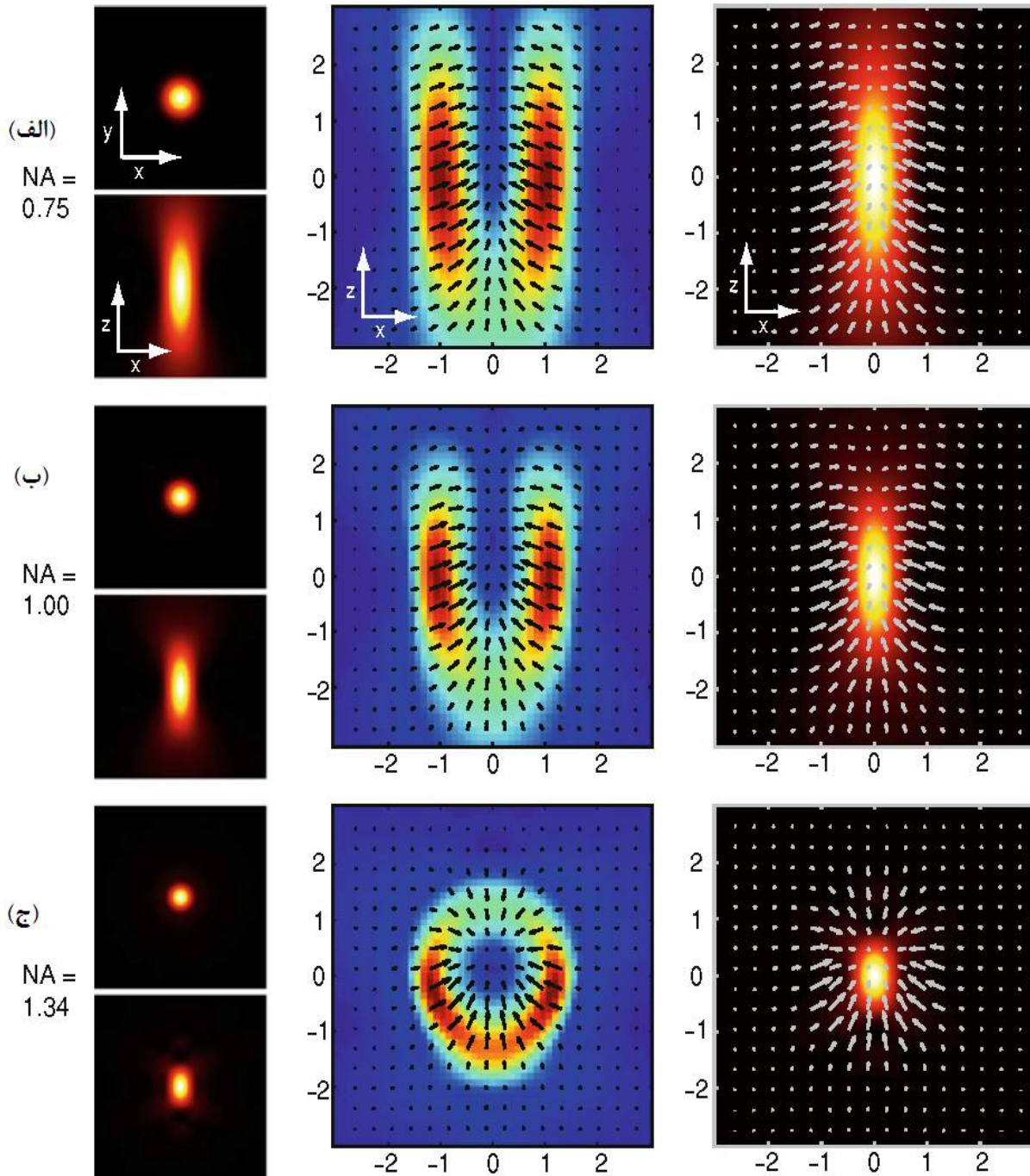
که در آن جمع های بی نهایت در  $n_{\max}$  قطع می شود. با فرض آن که ضرایب  $p_{n'm'}$  و  $q_{n'm'}$  عناصر بردار ستونی  $\vec{p}$  هستند و  $a_{nm}$  و  $b_{nm}$  به وسیله  $\vec{a}$  نمایش داده شوند، می توان نوشت:

$$\vec{p} = T \vec{a} \quad (28-1)$$

که در آن  $T$  ماتریس گذار است که اغلب برای سادگی ماتریس  $T$  نامیده می شود. برای مورد ذره های کروی این ماتریس قطری است و کاملاً به وسیله ضرایب می تعیین می شود. در حالی که ماتریس برای ذرات با شکل دلخواه خیلی پیچیده است. به هر حال هنوز آن فقط به خصوصیات ذره بستگی دارد و مستقل از میدان نور می باشد. این خاصیت ویژه برای محاسبات عددی برای انبرک های نوری مهم است. وقتی که نیروها و گشتاورهای تله اندازی در موقعیت های مختلف در میدان نور مورد توجه هستند یا زمانی که میدان

های نور متفاوت در نظر گرفته می شوند در این موارد لازم است تا ماتریس  $T$  یک بار برای ذره داده شده محاسبه شود و می تواند برای محاسبات بعدی استفاده گردد.

شکل ۱-۱۰ چند مثال از شبیه سازی عددی برای روزنه های عددی متفاوت عدسی های کانون کننده را نشان می دهد. کدهای عددی استفاده شده برای این شبیه سازی بر روی جعبه ابزار محاسباتی متلب موجود می باشد و قابل دسترس برای عموم است [۳۶] و برای محاسبه نمودارهای شدت دو بعدی و میدان نیروی سه بعدی کامل گسترش یافته است. در شکل ۱-۱۰(الف) این می تواند دیده شود که یک باریکه گاوسی که به وسیله عدسی هایی با روزنه عددی  $NA = 0.75$  متمرکز می شوند یک چاه پتانسیل پایدار برای ذره ایجاد نمیکنند. افزایش روزنه عددی تا  $NA = 1$  (ب) یک حالت تعادلی برای ذره شبیه سازی شده با قطر یک طول موج و یک ضریب شکست نسبی  $n_{rel} = n_{part} / n_{med} \approx 1.19$  را نتیجه می دهد. به هر حال، این پتانسیل کمینه نسبتاً کم عمق می باشد و تنها حتی کانونی کردن شدید می تواند یک چاه پتانسیل عمیق کافی برای تله اندازی ذره در حضور حرکت براونی ایجاد کند (ج). برای همه موارد آن می تواند دیده شود که پتانسیل تله انداز در جهت انتشار پرتو ( $+z$ ) ضعیف ترین است. چون نیروی پراکندگی همواره یک مولفه در آن جهت دارد که فقط می تواند به وسیله نیروی گرادیان در جهت ( $-z$ ) خنثی شود.



شکل ۱-۱: دورنمای پتانسیل اپتیکی برای ذره ذره کروی بدلیل یک باریکه گاوسی متمرکز شده منتشره در راستای  $Z$  + روزنه های عددی متفاوت برای عدسی کانونی کننده در (الف-ج) در نظر گرفته شده است. در ستون سمت چپ توزیع شدت عرضی و طولی میدان. ناحیه حدود  $3 \times 3$  طول موج. ستون وسطی نیروهای موضعی اعمالی به ذره را نشان می دهد (ماتریس پیکان). مقادیر مطلق در مقادیر پشت ماتریس پیکان کدگذاری شده است، نواحی کم نیرو (آبی) و نواحی پر نیرو (قرمز). در ستون راست، میدان نیروی یکسان بر روی توزیع شدت نشان داده می شود، شیفت بین موقعیت نیرو و موقعیت تعادلی ذره را نشان می دهد. همه

محورها در واحد طول موج برچسب گذاری می شوند. ذره فرض می شود که قطر یک طول موج و ضریب شکست  $n_{particle} = 1/59$  دارد و سیال احاطه کننده ضریب شکست  $n_{med} = 1.34$  دارد.

### ۱-۱۳ تقریب پاراکسیال:

یک طرز عمل سخت از انبرک های نوری در تئوری الکترومغناطیس، به طور آشکار سازوگار مطلوب برای گرفتن یک توصیف کمی از نیروهای موضعی عمل کننده روی ذرات اختیاری می باشد. در ادامه، خواهیم دید حتی زمانی که باریکه ها پاراکسیال فرض شوند یک تخمین کافی از کیفیت چشم انداز پتانسیل اپتیکی می تواند به دست آید (فرضی که به طور واضح نیاز به بحث دقیق در حوزه باریکه های لیزر شدیداً متمرکز شده می باشند).

یک سنجش مفید برای بررسی اعتبار تقریب پاراکسیال، نسبت طول موج  $\lambda$  و پهنای باریکه  $\omega_0$  می باشد [۳۲].

$$s = \frac{\lambda}{2\pi\omega_0} \quad (1-29)$$

که باید برای باریکه های پاراکسیال کوچک باشد. کانونی کردن فشرده، پهنای باریکه را نازک می کند و بنابراین خطاهای ایجاد شده به وسیله تقریب پاراکسیال را افزایش می دهد. برای گرفتن اثرات کمی اشتباهات، یک باریکه گاوسی اولیه را در نظر می گیریم که به واسطه عدسی شیءی میکروسکوپی با روزنه عددی  $NA = 1.1$  متمرکز شده است. با تعریف روزنه عددی  $NA = n_{med} \sin(\Theta)$  و پهنای باریکه  $\omega_0 = \lambda / (\pi\Theta)$  و مقدار نوعی ضریب شکست روغن غوطه ور  $n_{med} = 1.52$ ، پارامتر  $S$  می تواند به صورت  $s \approx 0.4$  محاسبه شود. برای این حوزه یک انحراف میانگین از میدان های الکتریکی حدوداً ۲۰٪ از سازوکار دقیق، می تواند انتظار رود. اگر چه این خطا بزرگ است، و خطای پیشینه می تواند حتی در مکان های خاص در نزدیکی کانون مهم باشد، آن می تواند انتظار رود که ساختار کیفی میدان به صورت کافی توصیف شده است. برای افزایش دقت، ترم های مرتبه بالاتر می توانند شامل شوند. برای مقدار یکسان  $s \approx 0.4$  تقریب مرتبه پنجم تنها یک اشتباه میانگین تقریباً ۳٪ نتیجه می دهد.

## ۱-۱۴ نیروهای اضافی در انبرک های نوری:

نیروی گرادیان اساس عملکرد همه انبرک های نوری است و یک نیروی بازگرداننده ای ارائه می دهد که تابع خطی از جابه جایی  $x$  است و در فاصله چند صد نانومتر دامنه دارد. معادله حرکت مربوط به رفتار یک شی به دام افتاده با جرم  $m$  در یک محیط که یک میرایی گرانی  $\beta$  (در زیر ببینید) می دهد، یک تعادل بین نیروهای لختی، گرانی و الاستیک است:

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \beta \frac{\partial x}{\partial t} + \kappa x = 0 \quad (30-1)$$

که  $\kappa$  ثابت الاستیک یا سختی تله نوری است. در غیاب هر میرایی (یعنی در هوا یا در خلا) نتیجه، یک نوسانگر با فرکانس تشدید  $f_{res}$  خواهد بود که وسیله رابطه زیر داده می شود:

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{\kappa}{m} \right)^{1/2} \quad (31-1)$$

در کاربردهای زیستی نوعی، سختی انبرک های نوری حدود  $(5 \times 10^{-5} \text{ Nm}^{-1})$   $0.05 \text{ pN nm}^{-1}$  است و اشیا دام افتاده حدود  $1 \mu\text{m}$  ضخامت دارند (متناظر یک جرم  $5 \times 10^{-16} \text{ kg}$ ). از این رو فرکانس تشدید تقریباً  $50 \text{ kHz}$  است. به هر حال به خاطر این که آزمایش های زیستی باید در یک محیط آبی انجام شود، نیروی میرایی قابل توجهی ناشی می شود. برای ذرات با اندازه میکرون با شعاع  $r$  (یک سیال حرکت کننده با ویسکوزیته  $\eta$ ) ثابت کشش استوکس  $\beta$  با رابطه زیر داده می شود:

$$\beta = 6\pi r \eta \quad (32-1)$$

برای یک کره با قطر  $1 \mu\text{m}$  در آب  $\beta = 1 \times 10^{-8} \text{ Nsm}^{-1}$  است. ترکیب میرایی ویسکوزیته و سختی فنر مانند انبرک های نوری با یک فیلتر کم عبور قطب منفرد با  $-3\text{dB}$  بالا می رود که در آن فرکانس  $f_0$  با رابطه زیر داده می شود:

$$f_0 = \frac{\kappa}{2\pi\beta} \quad (33-1)$$

ما برای کاربرد زیستی نوعی یافتیم که نورد فرکانس خاموش زیر 1 kHz است. چون که این خیلی پایین تر از فرکانس تشدید است. حرکت خیلی بیش میرا است در حقیقت این معنی می دهد که می توان از نیروها یلختی و گرانشی با همدیگر صرف نظر کرد. به علاوه برای فراهم آوردن نیروی میرایی، سیال احاطه کننده مزیت تامین خنک سازی جهت کمینه کردن اثرات گرمایش نور لیزر را دارد.

آزمایشات زیستی باید حول وحوش دمای اتاق انجام شوند ( یعنی 300 k ). چون سیستم مکانیکی که ما شرح دادیم بیش میرا است، ما می یابیم که چشمه میرایی نیز یک منبع انرژی گرمایی ورودی است که به وسیله حاصل ضرب ثابت بلتزن و دمای مطلق داده می شود (  $k_B T$  ). بمباران تصادفی شی دام افتاده به وسیله مولکول های آب احاطه کننده با یک نیروی گرمایی نوسان دار که به واسطه تئوری هم بخشی انرژی افزایش می یابد یک انحراف میانگین مربعی در موقعیت در امتداد یکی از محور ها ایجاد می کند (  $x^2$  ) که از رابطه زیر محاسبه می شود:

$$\frac{1}{2} \kappa \langle x^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T \quad (34-1)$$

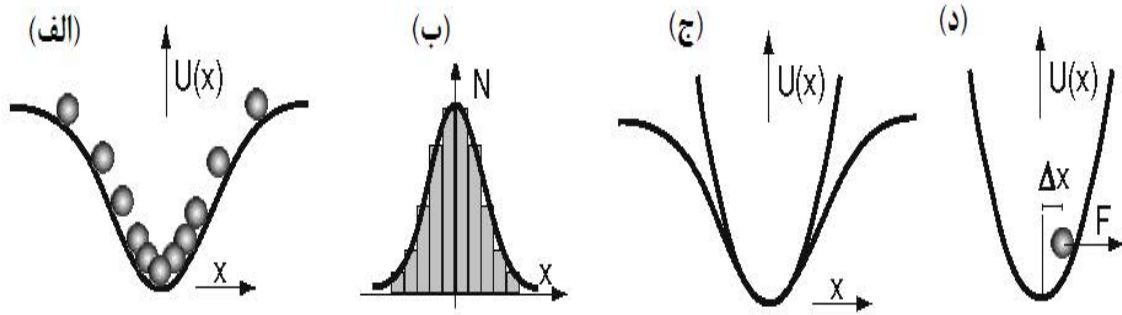
دوباره با جایگذاری مقدار نوعی برای دما و شدت انبرک یافتیم که انحراف rms در موقعیت حدود 10 nm است. توجه شود که این معنی می دهد که آن خیلی غیر محتمل است که ذره به دام افتاده به واسطه چنگال های انبرک های نوری خود به خود پخش شود. که محدوده گیر اندازی آن حدود 300 nm است. به هر حال وقتی که ما می خواهیم از انبرک های نوری برای اندازه گیری رخداد های مقیاس مولکولی استفاده کنیم این 10 nm مسافت چشم گیری است.

در نهایت، برای به دست آوردن یک شرح کامل از حرکت گرمایی مشاهده شده می یابیم که آن بر روی یک طیف شدت توان لورنسی مختل می شود که آن جا دامنه  $A_f$  به وسیله رابطه زیر داده می شود:

$$A_f = \frac{4k_B T \beta}{\kappa^2 (1 + f/f_0)^2} \quad (35-1)$$

## ۱-۱۵ اندازه گیری نیرو:

یکی از خصوصیات منحصر به فرد انبرک های نوری توانایی آن ها نه تنها انتقال نیروهای بیش از حد کوچک به ذرات نانوسکوپی و میکروسکوپی می باشد بلکه همچنین اندازه گیری نیروها در محدوده پیکونیوتن با دقت بالا می باشد. اگر چه در اصل پتانسیل های اپتیکی از توزیع شدت در نمونه مشخص می شوند، روش معمول سنجش پتانسیل با یک ذره از نوع یکسان می باشد به طوری که برای اندازه گیری نیروها استفاده می شود. این به صورت اتوماتیک یک جفت از عدم قطعیت های آزمایشگاهی از قبیل خصوصیات انتقال شی میکروسکوپی، نمایه باریکه عرضی دقیق، یا اثرات ناشی تقریب ذره کوچک را حذف می کند و آن ها را در کالیبره کردن شامل می کند. برای کالیبره کردن، ذره به دام افتاده در چاه پتانسیل اپتیکی و حرکتش به دلیل حرکت مولکولی براونی به نمایش در آورده می شود. به طوری که در شکل ۱-۱۱ (الف) نشان داده شده است، ذره به صورت اتوماتیکی حالت چاه پتانسیل را اسکن یا کشف می کند که احتمال بالای حضور در کمینه چاه پتانسیل را دارد. شکل ۱-۱۱ (ب) شمار  $N(x)$  که یک ذره در موقعیت های خاص  $x$  مشاهده می شود را نشان می دهد (که احتمال تابع  $p(x)$  را می دهد). اغلب یک پتانسیل اپتیکی القا شده به وسیله انبرک های نوری می تواند به صورت هارمونیک تقریب زده شود ۱-۱۱ (ج). در آن مورد روش کالیبره یک فاکتور کالیبره اسکالر  $k$  نتیجه می دهد ( شدت تله اپتیکی ). در این تقریب نیرویی که یک ذره احساس می کند به طور مستقیم متناسب با جابه جایی  $\Delta x$  آن از حالت تعادل ( $x = 0$ ) می باشد یعنی  $\left| \frac{dF}{dx} \right| = k \Delta x$ . اندازه گیری نیرو در این ساختار اندازه گیری موقعیت تعادلی جدید و بنابراین  $\Delta x$  نشان داده شده در شکل ۱-۱۱ (د) را معنی می دهد. به طوری که ذره جابه جا شده هنوز تحت حرکت براونی قرار دارد. نیروی اندازه گرفته شده یک ترکیبی از نیروهای خارجی و نیروی ناشی از حرکت براونی می باشد. عدم قطعیت به دلیل حرکت های براونی با اندازه گیری زمان کاهش می یابد به طوری که مقدار میانگین فرآیندهای اتفاقی دقیقا موقعیت تعادلی می باشد.



۱۱-۱: اصول اولیه اندازه گیری نیروی ذره به دام افتاده، احتمال بالایی برای حضور در پتانسیل کمینه دارد. (الف)، که یک نمودار هیستوگرام نتیجه می شود (ب). برای ساختار و کاربرد های نوعی، چاه پتانسیل می تواند بصورت هارمونیک تقریب زده شود (ج) ف که یک رابطه خطی بین نیروی خارجی اعمالی به ذره و جابجایی ذره نتیجه می دهد (د)

### ۱۶-۱ اندازه گیری نیروهای عرضی

در هر دو رژیم، مولفه های نیروی عرضی  $F^x = F_g^x$  و  $F^y = F_g^y$  وارد بر یک ذره برای جابجایی کوچک از مرکز تله بصورت خطی تغییر میکند. (شکل ۱-۱۲)

وقتی دانه به طرف نزدیک مرکز جابجا می شود یعنی در داخل حدود نیمی از شعاع پهنای پرتو  $\omega_0/2$ ، نیروی  $F^x$  متناسب با موقعیت  $x$  می باشد، و بنابراین چاه پتانسیل  $U$  هارمونیک می باشد  $U = \frac{1}{2}k_x x^2$ . به طور مشابه، نیروی در جهت  $Z$  هم چنین می تواند با  $F^z = -k_z z$  توصیف شود.

به خاطر آنکه نیروی بکار گرفته شده با اشعه لیزر متناسب با جابجایی نمونه است.  $OT$  برای اندازه گیری نیروها در جهان میکروسکوپ به کار برده می شود. از آنجایی که  $k_x$  ثابت فنر را می توان از لحاظ تجربی بدست آورد، اندازه گیری دقیق موقعیت نمونه در درون نقطه لیزر بدست آوردن نیروی ایجاد شده توسط پرتو را لازم دارد. رویه بدست آوردن  $k_x$  بر مبنای تجزیه و تحلیل حرکت بروانی<sup>۱</sup> نمونه محبوس شده می باشد.

۶. Brownian

یک شیوه واسنجی برای  $k_x$  بر مبنای باز ساخت پتانسیل نوری  $u$  از هیستوگرام موقعیت ذره استوار است. ذره به طور تصادفی در درون تله حرکت می کند، اما دانه زمان بیشتری را در مکان هایی که انرژی پتانسیل نوری پائین تر است، صرف می کند. احتمال توزیع موقعیت  $x$  بستگی به انرژی پتانسیل دارد بنابراین.

$$p(x) \propto \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{k_x x^2}{2k_B T}\right) \quad (36-1)$$

در این جا  $k_B$  ثابت بولتزمن و  $T$  دما می باشد. برای تعداد زیادی از اندازه های  $x$ ، هیستوگرام برآورد مناسبی از چگالی احتمال فضایی  $p(x)$  ارائه می دهد ( به جز یک ثابت نرمالیزه) و سفتی تله می تواند از واریانس  $\sigma_x^2$  از  $x$  برآورد شود.

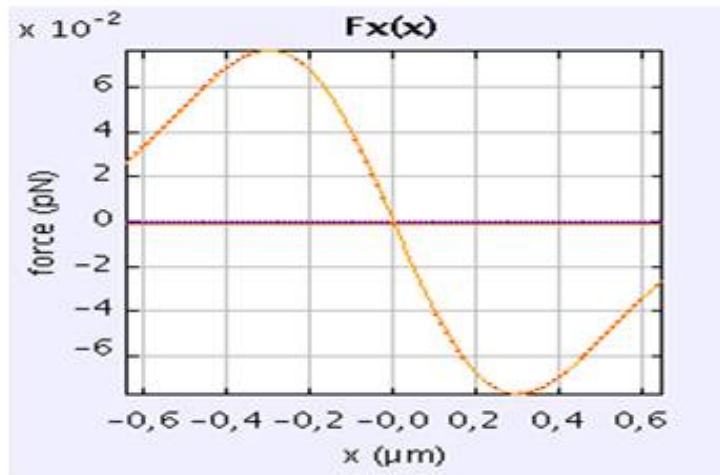
$$k_x = \frac{k_B T}{\sigma_x^2} \quad (37-1)$$

حرکت میکروذرات می تواند به آسانی با استفاده از قانون دوم نیوتن شبیه سازی شود (معادله لانگوین).

$$m\ddot{x} = -\gamma\dot{x} - k_x x + \sqrt{2k_B T \gamma} \xi(t) \quad (38-1)$$

در این جا  $-\gamma\dot{x}$  نیروی کشش،  $\gamma = 6\pi\eta a$  ضریب کشش،  $\eta$  ویسکوسیته محیط و در نهایت  $\sqrt{2k_B T \gamma} \xi(t)$  نیروی تصادفی است که برای حرکت براونی ناشی از مولکول های آب به حساب می آید. برای دانه های سیلیکا یا پلی استرین یا سلول ها، عدد رینولد<sup>1</sup> خیلی کوچک می باشد و بنابراین عبارت اینرسی  $m\ddot{x}$  می تواند صرف نظر شود.

<sup>1</sup> Rayndol



شکل ۱-۱۲: مولفه نیروی  $F^x(x)$  ( $\lambda = 1064nm, P = 100mW, \omega_0 = 0.6\mu m, n_1 = 1.33, n_2 = 1.58, a = 50nm$ )

#### ۱۷-۱ مشخص کردن موقعیت ذره:

برای تعیین کردن نیروهای اپتیکی یک اندازه‌گیری دقیق از موقعیت ذره در تله اپتیک لازم است. ساده‌ترین روش برای مشخص کردن موقعیت ذره هدایت کردن لیزر به فوتودیود چهارتایی است. زمانی که ذره جابه‌جا می‌شود باریکه شکسته شده یک تغییر جریان در فوتودیود چهارتایی ایجاد می‌کند. با بررسی چهار جریان جابه‌جایی می‌تواند به صورت دقیق تا یک نانومتر اندازه گرفته شود. دقت معمولاً به وسیله نویز در پیش تقویت کننده تجهیزات الکترونیکی محدود می‌شود.

همه روش‌ها برای کالیبره پتانسیل‌های تله اندازه‌گیری اپتیکی، بر روی ردگیری موقعیت ذره پروب واقع می‌شود. دو روش برای ردگیری ذره در انبرک‌های نوری ایجاد می‌شود. موقعیت جانبی ذره می‌تواند به وسیله مشاهده نور لیزر عبور یافته از میان ذره یا منعکس شده از آن مشخص شود. الگوی تداخلی برای مثال از نور عبوری و نور تحت تاثیر قرار نگرفته، معمولاً در عقب صفحه کانون عدسی به وسیله موقعیت حسگر نیم رسانای حساس بررسی می‌شود [۳۳]. حسگر می‌تواند مشخص‌گر اثر جانبی یا فوتودیود ربعی باشد. ردگیری شدت پیشینه در پشت صفحه کانون مشخص کردن موقعیت ذره با حساسیت بالا را قادر می‌سازد. شدت کل یعنی جمع روی همه‌ی چهار جهت فوتودیود، همچنین یک اندازه مرسوم از موقعیت محوری ذره

را می دهد [۹]. به جای لیزر تله انداز یک لیزر اضافی می تواند برای مشخص کردن موقعیت ذره استفاده شود.

به عنوان یک مشخص گر موقعیت بر پایه فوتودیود دیگر، میکروسکوپی ویدیویی با آنالیز تصویر پسین با ظهور رزولوشن بالا به وسیله دوربین های ویدیویی دیجیتالی سرعت بالا در سال های اخیر اهمیت پیدا کرده است [۳۰]. در حالی که مشخص کردن موقعیت با ویدیو میکروسکوپی خیلی انعطاف پذیر است ( به عنوان مثال می تواند به آسانی به تله های چندگانه گسترش یابد ) دقت در مشخص کردن موقعیت معمولاً در مقایسه با سازوکارهای ردگیری لیزری پایین است. همچنین رزولوشن زمانی مشخص گر موقعیت با پایه ویدیویی، هنوز حداقل یک مرتبه از نظر بزرگی پایین تر از ردگیری مستقیم باریکه لیزر می باشند.

#### ۱۸-۱ روش های کالیبره کردن:

برای داشتن اطلاعات موقعیت ذره به دام افتاده، چندین روش برای مشخص کردن و کالیبره کردن چاه پتانسیل اپتیکی و استخراج شدت تله وجود دارد [۲۳]. برای یک پتانسیل هارمونیک نوسانات میرایی ذره در تله اپتیکی می تواند به صورت تحلیلی توصیف شود و طیف توان دینامیکی می تواند به صورت یک توزیع لورنتسی نوشته شود:

$$S(f) = \frac{k_B T}{2\pi^3 \beta (f_0^2 + f^2)} \quad (۳۹-۱)$$

اینجا  $\beta$  ضریب کشش ویسکوزیته ذره و  $f_0 = k / (2\pi\beta)$  فرکانس کنجی که می تواند از یک مناسب سازی به طیف توان با معادله (۳۹-۱) به دست آید. برای کره آزاد با شعاع  $r$  به دور از هر سطح، ضریب کشش ویسکوزیته  $\beta = 6\pi\eta r$  می باشد در حالی که آن باید در نزدیکی سطح به وسیله یک فاکتور وابسته به مسافت داده شده به وسیله قانون فاکسن تصحیح شود [۹]. با یک کشش ویسکوزیته شناخته شده و فرکانس کنج تعیین شده از طیف توان، شدت تله اندازی می تواند محاسبه شود. کالیبره دقیق نیاز به در نظر گرفتن تاثیرات بیشتر روی توان، شامل وابستگی فرکانس نیروی کشش، اثرهای ناشی از فرکانس نمونه سازی محدود یا وابستگی فرکانس حسگر مشخص گر موقعیت می باشد [۲۹].

شدت تله اندازی می تواند به وسیله مانیتور بندی تغییرات نوسانات گرمایی ذره به دام افتاده شده تعیین شود. انرژی جنبشی گرمایی ذره را که می تواند به انرژی پتانسیل اپتیکی تله با شدت  $k$  مربوط شود با تئوری قسمت بندی مساوی داده می شود [۲۵]:

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}k \langle x^2 \rangle \quad (۴۰-۱)$$

در عبارت بالا  $\langle x^2 \rangle$  تغییر جابه جایی از موقعیت تعادلی است. با وجود اینکه که این روش ساده می باشد (به ویژه مستقل از ویسکوزیته محیط که یک مزیت است) اما مشخص کردن اشتباهات سخت است. از چاه پتانسیل اپتیکی به هر حال تابع احتمال برای جابجایی یک ذره به دام افتاده می تواند استنباط شود [۱۴]:

$$p(x) = \exp\left(\frac{-U(x)}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{-kx^2}{2k_B T}\right) \quad (۴۱-۱)$$

در عبارت بالا مساوی اول برای هر پتانسیل  $U(x)$  معتبر است در حالی که مساوی دوم تنها برای پتانسیل های هارمونی درست است.

در سوی دیگر پتانسیل های اپتیکی همچنین می توانند به وسیله به کار بردن نیروهای شناخته شده و مانیتور بندی جابجایی برای نیروهای مختلف، اندازه گیری شود. نیروی اعمال شده معمولا نیروی کشش ویسکوزیته بر روی ذره می باشد در نتیجه همه ی ملاحظات روی نیروی کشش بحث شده در بالا معتبر هستند. به ویژه به کار بردن یک شمار گسسته از نیروهای مختلف یا انتخاب دیگر یک تابع پیوسته مانند یک نیروی متغییر سینوسی، ممکن می باشد. با توجه به تابع احتمال، روش نیروی کشش برای مشخص کردن پتانسیل های غیر هارمونیک مناسب است. از جمله این روش یک روش سراسر برای تعیین نیروی پیشینه یا عمق چاه پتانسیل به وسیله افزایش نیروی اعمالی تا زمان فرار ذره از تله اپتیکی ارائه می دهد [۲۵]. در نمونه های بیولوژیکی نوعی اغلب پارامترهای موضعی خاصی به طور مستقیم قابل دسترس نیستند.

برای مثال ممکن است تعیین ویسکوزیته محیط احاطه کننده ذره به تله افتاده در درون سلول بیولوژیکی مشکل باشد. به علاوه دمای موضعی معمولا شناخته شده نیست به طوری که کانون لیزر تله اپتیکی، انرژی گرمایی و گرمایش نمونه وابسته به خصوصیات جذبی ایجاد می کند. یک ترکیب از روش های کالیبره کردن

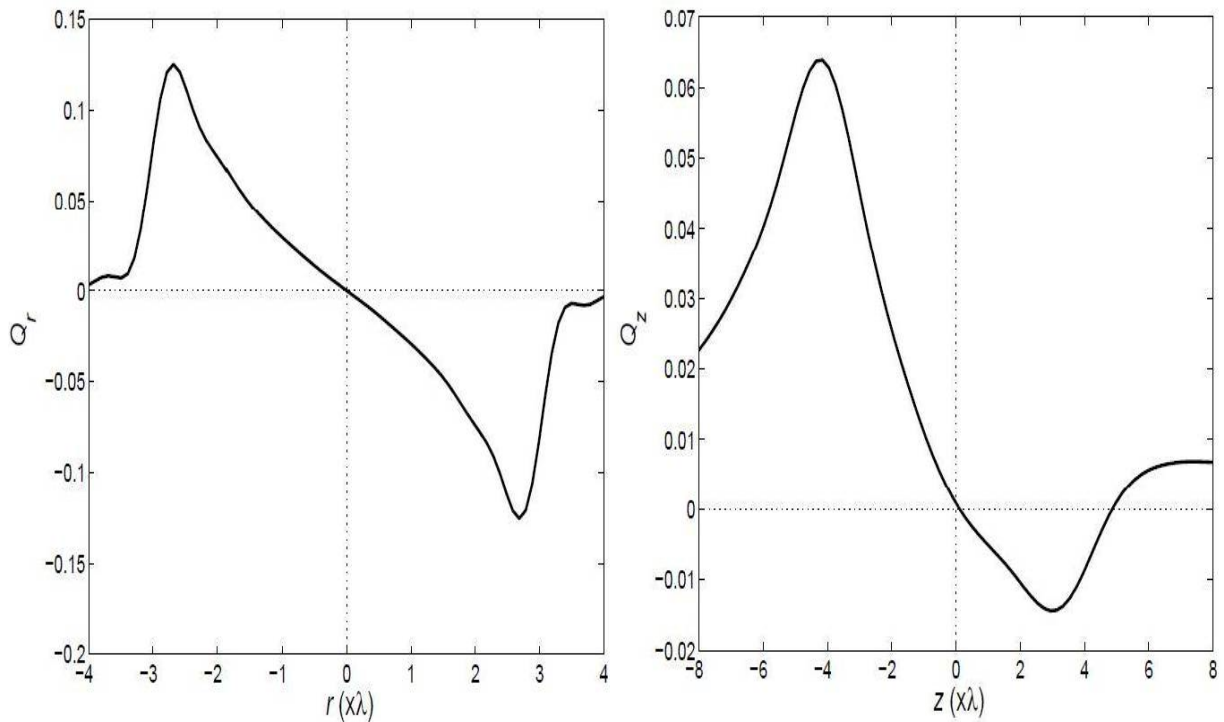
بحث شده در بالا به هر حال می تواند پارامترهای مستقل کافی در سیستم های بیولوژیکی پیچیده ارائه دهد.

### ۱-۱۹ کالبره کردن اندازه گیری نیرو:

معمولا ابعاد دانه بین هر دو تقریب پرتویی و رایلی است بنابراین قبل از تعیین نیرو، تعیین همبستگی بین نیرو و جابه جایی بین مرکز کره و کانون لیزر باید ایجاد شود. تقریب اول آن است که رابطه خطی است که یک تقریب خوب برای جابه جایی های کوچک به طور نشان داده شده در شکل ۱-۱۳ می باشد. نیرو در انبرک های نوری می تواند به وسیله معادله زیر توصیف شود:

$$F = -k \vec{x} \quad (1-42)$$

که در آن  $k$  شدت تله است. با درجه بندی سیستم شدت تله به دست می آید و نیروی تعیین کننده می تواند به وسیله اندازه گیری فاصله بین کانون لیزر و مرکز کره برون یابی شود.



شکل ۱-۱۳: نیروی های محاسبه شده بر روی کره. باریکه گائوسی می باشد. شکل چپ نیروی عرضی روی کره به عنوان تابعی

جابجایی عرضی. شکل سمت راست نیروی محوری بر روی کره به عنوان تابعی از جابجایی محوری

### ۱-۲۰ کالیبره کردن نیروی کشش ویسکوزیته:

در درجه بندی نیروی کشش ویسکوز یک نیروی شناخته شده بر روی ذره اعمال می شود و جابه جایی اندازه گرفته می شود سپس همبستگی بین نیرو و جابه جایی شناخته می شود. نیروی ذره در محیط ویسکوز به قانون استوکس مشهور است:

$$F_{vis} = 6\pi\eta av = \gamma v \quad (43-1)$$

که در آن  $\eta$  ویسکوزیته،  $a$  شعاع کره،  $v$  سرعت محیط و  $\gamma$  ضریب کشش ویسکوز است. اگر سرعت مایع بتواند به وسیله اندازه گیری جابه جایی دانه در نیروهای مختلف اندازه گرفته شود، یک نیروی شناخته شده می تواند اعمال شود. یعنی در سرعت های مختلف محیط شدت تله گذاری ها به دست می آید.

### ۱-۲۱ کالیبره کردن حرکت براونی:

دومین روش ممکن درجه بندی که اغلب استفاده می شود، اندازه گیری حرکت براونی خارج یک دانه به دام افتاده می باشد. حرکت دانه به تله افتاده اثر نیروی ناشی از نوسانات گرمایی در محیط می باشد. ذره به وسیله معادله لانگوین توصیف می شود:

$$m \ddot{x} + \gamma \dot{x} + kx = F_{ext}(t) \quad (44-1)$$

اندازه ذره و حقیقتی که آن در یک محیط آبی سیستم را شدیداً بیش میرا می سازد با این حقیقت ترم لختی می تواند حذف شود.

$$F_{ext}(t) = \gamma \frac{dx}{dt} + kx \quad (45-1)$$

$F_{ext}(t)$  یک نیروی گرمایی است. میانگین زمانی این نیرو صفر است و طیف توان  $S_F$  ثابت است.

$$S_F = |F^2(f)| = 4\gamma k_B T \quad (46-1)$$

در این عبارت  $F(t)$  تبدیل فوریه  $F(t)$  است. اگر تبدیل فوریه به هر دو طرف معادله ۴۵-۱ اعمال شود نتیجه زیر به دست می آید:

$$2\pi\gamma(f_c - if)X(f) = F(f) \quad (۴۷-۱)$$

که در آن  $f_c = k / 2\pi\gamma$ . نتیجه ترکیب معادله ۴۶-۱ و ۴۷-۱ رابطه زیر را می دهد:

$$S_X(f) = |X^2(f)| = \frac{k_B T}{\gamma\pi^2(f_c^2 + f^2)} \quad (۴۸-۱)$$

این طیف توان فرکانس دانه به تله افتاده در انبرک های نوری است. برای فرکانس های پایین (کوچکتر از  $f_c$ ) توان تقریباً ثابت است. در نواحی فرکانس بالا (بالای  $f_c$ ) دامنه با مربع فرکانس افت می کند. با اندازه گیری حرکت دانه به دلیل نوسانات گرمایی طیف توان و  $f_c$  می تواند به دست آید، از این گراف مقدار ثابت در فرکانس های پایین تر به آسانی به دست می آید:

$$S(0) = S_0 = \frac{k_B T}{\gamma\pi^2 f_c^2} \quad (۴۹-۱)$$

با مقدارهای  $S_0$  و  $f_c = k / 2\pi\gamma$  ملزم شده از گراف تعیین  $k$  و  $\gamma$  ممکن می شود:

$$k = \frac{2k_B T}{\pi S_0 f_c} \quad \text{و} \quad \gamma = \frac{k_B T}{\pi^2 S_0 f_c^2} \quad (۵۰-۱)$$

مقداری از  $\gamma = 6\pi a\eta$  تنها برای شرایط ایده آل شده درست است که همیشه برقرار نمی باشد. یک مقدار خیلی دقیق از  $\gamma$  برای سیستم داده شده از درجه بندی برون یابی می شود.

## فصل دوم: مواد و روشهای مورد استفاده تحقیق

مراجعه کنید  
پایان پروژه

## مقدمه:

در این فصل چون گذشته از برخی مطالب تحلیلی در مورد ادامه فصل به روش عددی و محاسباتی خواهیم پرداخت می توان گفت که روش محاسباتی در واقع یک مرز مشخص و مهمی بین روش تجربی و تئوری بوجود آورده است. همانطوری که قبلاً نیز اشاره کردیم امواج دارای فشار بر روی موادی هستند که بر آن می تابند در اینجا اگر ما فشار نوری امواج را در نظر بگیریم این فشار همانطوری که در فصل های قبل هم اشاره شد با داشتن گرادیان نیرو نه تنها می تواند باعث جابه جایی های خطی برای تغییرات گشتاوری نیرو نیز می تواند موثر باشد. در این مورد مطالعه سیستم های نامتقارن با ایجاد فشارهای نوری دارای سختی هایی از لحاظ ابزارهای ریاضی مورد نیاز می باشد. اما با این حال می توان گفت که یکی از روشهایی که در این راستا بسیار مناسب و موفق بوده می توان به تئوری Lorenz-mie اشاره کرد. این روش با تقریب بسیار زیادی می تواند سیستم هایی که دارای تقارن فضایی نیستند را پوشش دهد. (t-matrix method)

دام های نوری مورد بحث معمولاً از پرتوی گوسی بهره می گیرند، که توسط یک لنز متمرکز شده است. گرچه پرتوی گوسی دارای محدودیت هایی نیز هست. اولاً، پس از طی مسافتی به نام بازه ریلی دچار واگرایی می شود. ثانیاً، نمی توان ذراتی را بیشتر از چند میکرومتر دورتر از جهت انتشار به دام انداخت. زیرا پرتوی گوسی پس از عبور از ذره دچار تحلیل می شود. اخیراً استفاده از پرتوهای غیر گوسی مانند پرتوی بسط بسیار مورد توجه قرار گرفته است.

## ۱-۲ تله اندازی نوری:

اگر باریکه ای از نور لیزری را در نظر بگیریم. در این صورت می توانیم موج فرودی را بصورت برهم نهشتی از ضرایب بسط بصورت زیر بنویسیم

$$u = \sum_n a_n \psi_n \quad (1-2)$$

اما باید توجه داشت که در مطالعه امواج لیزری در انبرکهای نوری و یا هر وسیله دیگر امواج فرودی دارای پراکندگی هایی نیز در سیستم خواهد بود. یعنی موج فرودی به سیستم علاوه بر داشتن برهم نهشتی از موجهای موثر بر روی ذره سیستم دارای پراکندگی موجی نیز به خاطر برخورد امواج اولیه با ذرات در سیستم خواهد بود. که می توان این پراکندگی را نیز بصورت زیر معرفی کرد

$$u_i = \sum_j p_j \psi_j \quad (2-2)$$

که در اینجا  $p$  ضرایب بسط برای پراکندگی موج هست. به عبارتی در این جا ما امواج فرودی و پراکندگی را در سیستم بر حسب برهم نهشتی از مجموع موج ها در سیستم در نظر گرفتیم. با توجه به ارتباط خطی بین امواج فرودی و پراکندگی در سیستم می توان ضرایب احتمال پراکندگی را در سیستم بصورت زیر نوشت.

$$p = \sum_n T_n a_n \quad (2-3)$$

در رابطه بالا  $n$  بر روی تمامی حالتها جمع بسته می شود.

در رابطه بالا را بصورت خیلی ساده و مختصر می توان بصورت زیر نیز نشان داده که در واقع می توان آنرا در بردارنده تمامی حالتها یا در حالت خاص برای یک موج دلخواه در نظر گرفت.

$$p = T a \quad (2-4)$$

که در اینجا  $T$  فاکتورهایی از  $T$  ماتریس هست که قبلا معرفی شد. در اینجا لازم به ذکر است که روش ماتریسی برای مطالعه سیستم هایی که دارای اثرات انتقال موج در شبکه و یا در حالت کلی انتقال در سیستم هستیم مورد استفاده قرار میگیرد که می توان سیستم را در طول مسیر نقطه به نقطه انتقال داده و پاسخ سیستم را در نقطه دلخواه به دست آورد. که در اینجا به توجه به محدودیت پایان نامه ما بیشتر از این وارد معرفی روش ماتریسی نخواهیم شد.

همانطوری که مدانیم میدانهای امواج فرودی و خروجی بر روی یک سیستم یا و یک ذره به تله افتاده را می توان بصورت میدانهای فرودی در نظر گرفت. در حالت کلی با استفاده از برهم نهی موج که قبلا به آن اشاره شد می توان با استفاده از ضرایب بسط برای این میدانها هم نوشت.

$$E_{\dots} = \sum_j a_j M_{\dots j} + b_j N_{\dots j} \quad (2-5)$$

$$E_{\dots} = \sum_j p_j M_{\dots j} + q_j N_{\dots j}$$

که در آن  $M$  و  $N$  ترکیب خطی از توابع هنکل درجه اول هستند. بصورت زیر

$$M_{nm}(kr) = Nh(kr)c_{nm} \quad (۶-۲)$$

$$N_{nm} = h(kr)p / krN + N(h(kr) - nh(kr) / kr)B$$

در این رابطه می توان  $B$  و  $p$  را بصورت زیر نوشت

$$B(\theta, \phi) = r \nabla y(\theta, \phi) \quad (۷-۲)$$

$$p(\theta, \phi) = ry(\theta, \phi)$$

نیروی نوری وارد شده بر سیستم را می توان نهایتاً بصورت ترکیب خطی از  $a$  و  $b$  نوشت.

$$Q = 2/p \sum_n \sum_m \frac{m}{n(n+1)} \text{Re}(ab - pq) + \dots \quad (۸-۲)$$

با توجه به فصل قبلی، در حالت کلی ما با نحوه برهمکنش امواج با ذرات و فشار امواج با توجه به طول موج ذره و ابعاد ذراتی که امواج با آن برهمکنش میکنند را بررسی و مطالعه کردیم در این فصل با توجه به اینکه کاربرد امواج و لیزرها در انبرکهای نوری در دنیای واقعی ونه ایده ال شده اتفاق می افتد بنابراین ما حرکت ذرات و نوع برهمکنش ذرات و میزان انرژی که در این انبرکها برای جابه جایی آنها لازم است را بررسی و شبیه سازی خواهیم کرد. در این فصل بوضوح خواهیم دید که چگونه تغییرات سرعت و فرکانس ذرات و قطبش ذرات و همدوسی امواج می توانند در مطالعه و بررسی انبرکهای نوری مورد استفاده قرار گیرند. در واقع در این فصل ما میزان همدوسی امواج را بررسی خواهیم کرد و دلیل آن هم به این خاطر است که در انبرکهای نوری برای مطالعه به تله انداختن و یا راندن ذرات از امواج همدوس استفاده میکنیم و یا بهتر است از آن استفاده شود زیرا در غیر این صورت یا به تله انداختن ذرات مشکل خواهد شد و یا راندمان کار بسیار پایین خواهد آمد.

گذشته از آن با توجه به قطبش ذرات که در فصل های قبل بررسی شد ما این گفته ها را در اینجا دوباره با شبیه سازی و رسم نمودارهای آن بررسی خواهیم کرد و در پایان توان و انرژی لیزری و یا باریکه نوری مورد استفاده در انبرکها را بررسی و شبیه سازی خواهیم کرد.

## ۲-۲ مطالعه دینامیک انبرک نوری در برهمکنش رامان

در فصلهای قبل ما اثرات یا رژیم رایلی را برای سیستم بصورت مختصر بررسی کردیم در این فصل می خواهیم محدوده رژیم رامان را برای انبرکهای نوری بصورت مختصر بررسی کنیم. در رژیم رامان می توان هامیلتونی بر همکنش سیستم را بصورت زیر با ذرات در نظر گرفت .

$$H_r = \Omega_0 / 2 \times (\sigma \exp(ikx) + h.c) \quad (9-2)$$

که در آن فرکانس اولیه یا فرکانس (bare Rabi)  $\sigma$  اسپین ذرات برهمکنش کننده و  $k$  هم که بردار موج هستش. در این معادله می توانیم قسمت فازی سیستم را بصورت زیر بنویسیم

$$ikx = i\eta^r (a^+ + a) \quad (10-2)$$

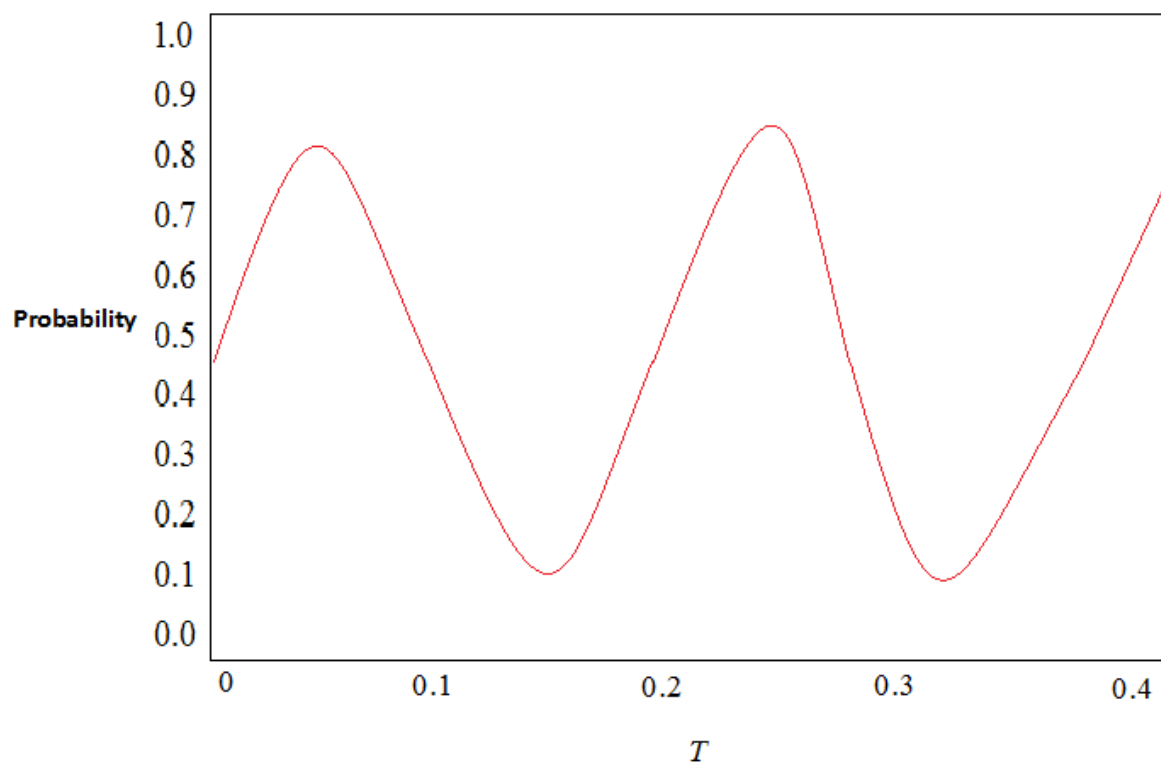
که در آن داریم

$$\eta^r = \Delta k x_0$$

$$x_0 = (h / 2m\omega)^{1/2}$$

نهایتاً ساده سازی این سیستم نیز با استفاده از چگالی سیستم و هامیلتونی وابسته به زمان سیستم می تواند احتمال به دام افتادن ذرات را به بصورت زیر به دست دهد.

$$p = \sum p_i / 2(1 - \cos(\Omega(n))) \quad (11-2)$$



شکل ۲-۱: همانطوری که در این شکل دیده می شود احتمال به دام افتادن ذره در رژیم رامن بصورت حرکت نوسانی با زمان تغییر می کند.

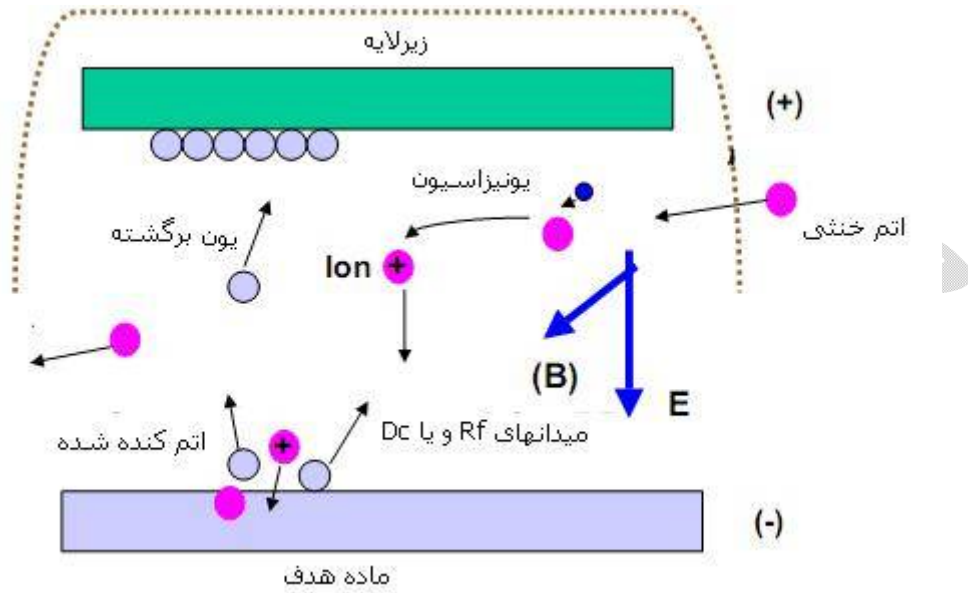
### ۲-۳ برهمکنش با ماده:

همانطوری که می دانیم هر ماده ای با توجه به جنس و مشخصات ماده مزبور دارای یک طیف جذبی و گسیلی است زمانی که در یک حجم مقدار جذب و گسیل برابر باشد و جسم به تعادل گرمائی برسد در این صورت می توان گفت که جسم نسبت به محیط یا تابش امواج شفاف شده است. با توجه به انرژی موج های الکترومغناطیسی می توان انرژی کلی سیستم را برحسب چگالی انرژی و میدانهای آن به صورت زیر نوشت.

$$\rho = \frac{1}{2}\epsilon |E(t)|^2 + \frac{1}{2}\mu |H(t)|^2 \quad (12-2)$$

که در اینجا  $\epsilon$  و  $\mu$  به ترتیب ثابتهای دی الکتریک و تراوایی مغناطیسی محیط است.

حال اگر رابطه بالا برحسب توزیع طیفی باریکه ها بخواهیم توصیف کنیم می توانیم برای  $\rho$  رابطه زیر را به دست آوریم.



شکل ۲-۲: برهمکنش نور با اتم ها

$$\rho = \int_{-\infty}^{\infty} \rho' dg$$

که در واقع در این رابطه تنها اطلاعات ما بستگی توزیع طیفی سیستم بوده و مستقل از طبیعت جسم یا ماده مورد نظر می باشد. اما برای حل معادله بالا ابتدا باید شکل  $\rho'$  کاملاً روشن باشد تا بتوانیم انتگرال بالا را حل کنیم.

برای این منظور از معادله ماکسول شروع می کنیم. اگر یک جسم دی الکتریک و یا به عبارتی اگر یک کاواکی را در نظر بگیریم آنگاه در داخل این جسم می توان معادله میدان را به صورت

$$\nabla^2 E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (13-2)$$

نوشت که در آن  $C$  سرعت نور و  $E$  میدان الکتریکی در سیستم است. که رابط آن با برداریکه عمود برحسب سیستم در هر نقطه دلخواه باید باشد.  $E \times n = 0$  که نشان دهنده این است که مؤلفه های میدان در هر نقطه دلخواه صفر است.

برای حل معادله بالا اگر معادله را برحسب قسمت مکانی و زمانی به صورت زیر تفکیک کنیم به راحتی می توان جواب معادله را به دست آورد.

$$E = x(r)T(t)$$

قرار دادن رابطه بالا در معادله اول به دست خواهد داد.

$$\begin{cases} \nabla^2 x(r) = -k^2 x(r) \\ \frac{d^2 T}{dt^2} = -w^2 T \end{cases} \quad (14-2)$$

که به راحتی نتیجه می دهد.

$$T = T \sin(wt + \varphi.)$$

حال معادله اول را نیز می توان به این صورت نوشت

$$\begin{cases} v_x = e_x \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z \\ v_y = e_y \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z \\ v_z = e_z \sin k_x x \sin k_y y \cos k_z z \end{cases} \quad (15-2)$$

که در اینجا داریم.

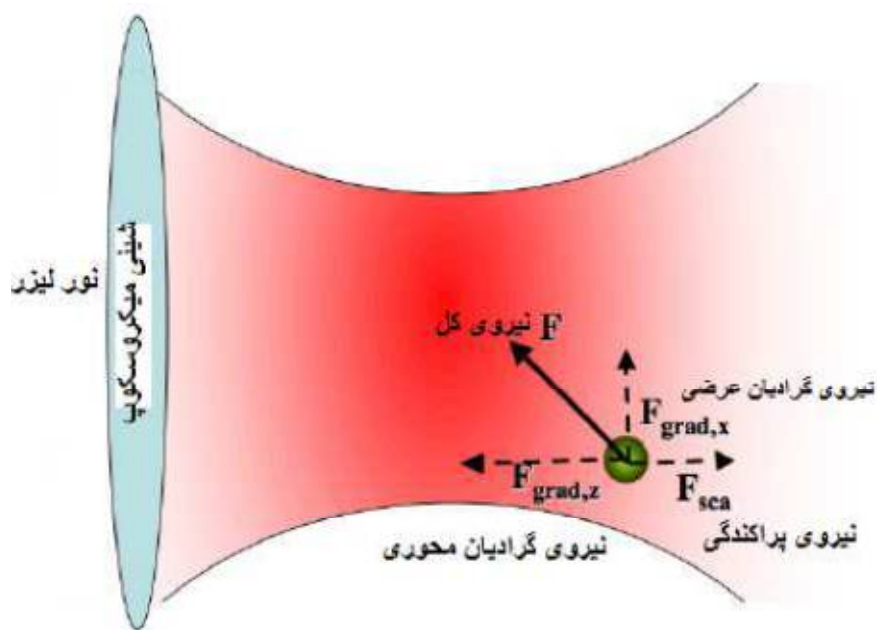
$$\begin{cases} k_x = \frac{L\lambda}{2a} \\ k_y = \frac{m\lambda}{2a} \\ k_z = \frac{n\lambda}{L} \end{cases} \quad (16-2)$$

که در اینجا  $L$  و  $m$  و  $n$  اعداد صحیح هستند.

## ۲-۴ بررسی اثرات ثابت توان لیزر بر ثابت سختی تله:

همانطوری که گفتیم یکی از مزیت های استفاده از انبرک نوری عدم تماس مکانیکی آزمایشگر با هرگونه مورد آزمایشی در آزمایشگاه می باشد. به عبارتی میتوان انبرک های نوری را یک وسیله سالم و غیر مخرب نیز به دلیل عدم تماس مکانیکی با مورد مورد نظر و آسیب نرساندن به جسم مورد نظر دانست. مهمترین ابزاری که در واقع در انبرک های نوری بررسی می شود منبع نور لیزر است در واقع مشخصات خاص و منحصر به فرد نور لیزر به عنوان نور همدوس و دارا بودن خاصیت گائوسی امواج اساسی ترین نقش را در انبرکها بازی میکند. به همین خاطر هم هست که در مطالعه انبرکهای نوری دانستن و آشنا بودن با مفاهیم همدوسی بسیار ضروری می باشد. در واقع می توان با نور لیزر به یک ذره یک سرعت دلخواهی را داد و یا آن را کنترل کرد که تمامی اینها بر آمده از شدت و گرادیان شده بالایی است که در پرتو گائوسی لیزر نهفته است. به عبارتی می توان گفته های فصول قبل را اینگونه کامل کرد که با کانونی کردن نور لیزر یک چاه پتانسیل در آن نقطه ایجاد می شود که ذرات در آن نقطه به دام می افتند لذا ذرات در کانون لیزر که دارای گرادیان شدت بالا و ماکزیمم میدان است به حداقل انرژی خود رسیده و در واقع محبوس می شود. در اینجا ما این نیروها یعنی نیروی گرادیان و پراکندگی را که در فصل های قبل به آنها اشاره شده تکرار نمیکنیم ولی باید در این مورد این نیروها را در نظر گرفت و بدانها توجه کرد.

اما در اینجا باید به این نکته توجه کرد که ثابت سختی تله به اندازه و جنس ذره و توان نور و دمای محیط وابسته است بنابر این در به دست آوردن این ثابت باید تمامی فاکتورهای لازم ثابت بوده و تغییری در آن به وجود نیاید و یا اینها را در محاسبات اعمال نمود.



شکل ۲-۳ همانطوری که در این شکل دیده می شود باریکه لیزری با ایجاد گرادیان نیرو می تواند باعث محبوس شدن و به تله انداختن ذرات شود.

به عنوان مثال اگر یک ذره ۳ میکرونی با ضریب شکست ۱/۴ و وزن ۰/۰۱۹ نانو گرم استفاده شود که دمای محیط را همان دمای اتاق در نظر بگیریم می توان بقیه محاسبات را انجام داد. در قضیه همپاری انرژی همانطوری که می دانید انرژی یک سیستم بصورت مساوی در ابعاد آن تقسیم و پخش می شود که این روش را برای به دست آوردن ثابت سختی فنر می توان بصورت زیر نوشت.

$$1/2kT = 1/2 \times \alpha \langle x^2 \rangle \quad (17-2)$$

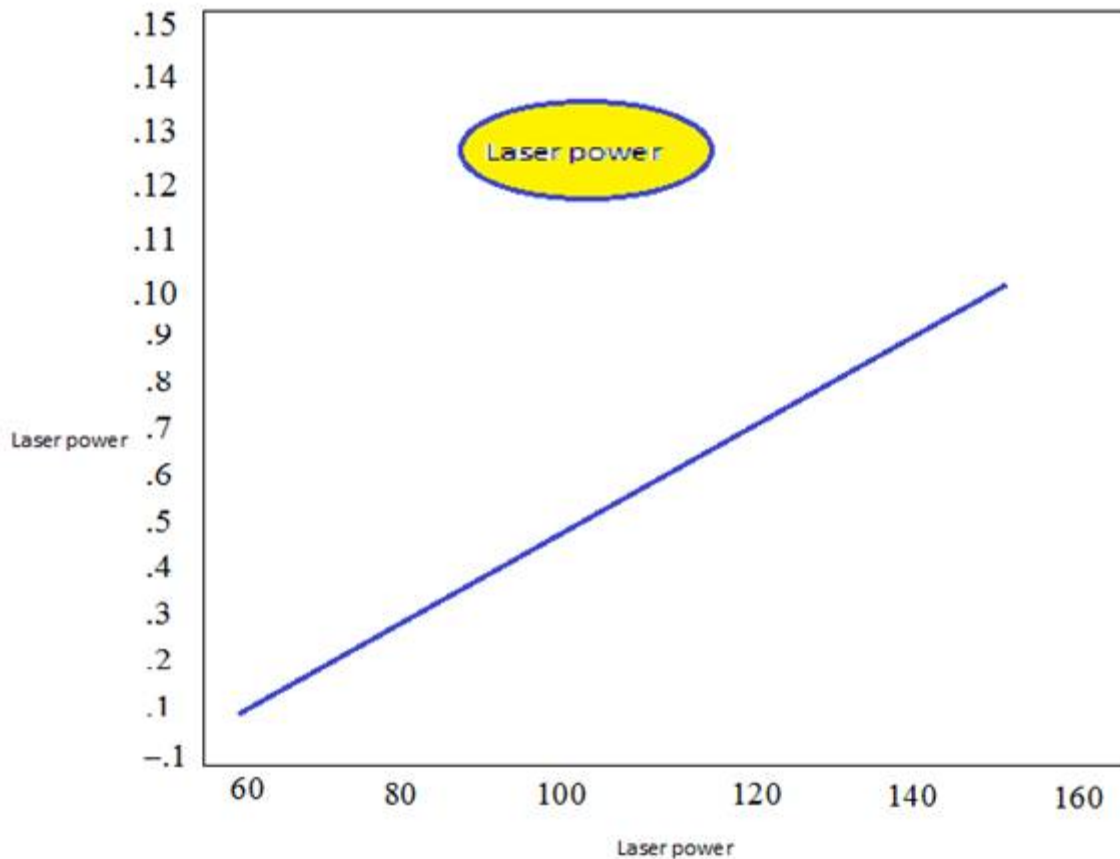
که از اینجا می توان نوشت

$$\alpha = kT / \langle x^2 \rangle$$

توزیع مکان ذره در تله در حین نوسانات ناشی از حرکت براونی با آمار بولتزمن پیدا می شود که یک توزیع گوسی است و نتیجه می دهد.

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp(-\Delta x^2 / 2\sigma^2) \quad (18-2)$$

و چون میانگین حرکت براوونی ذره برابر صفر است بنابراین محاسبات حرکتی ذرات هم می تواند در محاسبات بسیار ساده باشد.



شکل ۲-۴: در این شکل نیروی وارد بر ذرات بر حسب قدرت لیزری و به تله انداختن آنها بر حسب قدرت خروجی لیزر رسم شده است. همانطوری که دیده می شود به تله انداختن ذرات با قدرت خروجی لیزر ارتباط مستقیم دارد.

## ۲-۵ تصویر برداری و آشکار سازی نانوذرات

تصویر برداری مستقیم از نانوذرات با دو چالش روبرو است: آنها کوچکتر از حد پراش هستند و در تعدادی موارد (نانوذرات دی الکتریک) تنها یک اختلاف ضریب شکست نسبی کوچک بین نانوذرات و محیط میزبان

وجود دارد. به هر حال، سازوکارهایی برای دیده شدن نانوذرات وجود دارد که به طور مکرر با تکنیک های آشکار سازی غیر مستقیم دقیق کامل می شوند. قصد داریم روش های انتخاب شده ای را نشان دهیم که تکنیک های اندازه گیری غیر مستقیم با توصیف مفید و پی در پی را اثبات کرده اند.

نانوذرات فلزی یک ضریب شکست بزرگ دارند و از اینرو تصویر برداری از آنها نسبت به ذرات دی الکتریک هم اندازه آسانتر می باشد

## ۲-۶ نیروهای نوری بر روی نانوذرات

در این بخش چگونگی ایجاد نیروهای نوری را باز نگری می کنیم. ابتدا حالتی را که ذرات خیلی کوچکتر از طول موج تله اندازی باشد را در نظر می گیریم. که در آن می توان از تقریب رایلی استفاده کرد. سپس مورد ذرات بزرگتر را که تئوری پراکندگی الکترومغناطیسی کامل به کار می گیرد را بررسی می کنیم. نهایتاً نیروهای پلاسمون افزایش یافته<sup>۱</sup> و مقید نوری<sup>۲</sup> مربوط به تله اندازی نوری و دست کاری نانوساختارها را بررسی می کنیم.

## ۲-۷ نیروها در تقریب دو قطبی

پاسخ نوری یک نانو ساختار می تواند اغلب به عنوان یک دو قطبی یا مجموعه ای از دو قطبی ها مدل بندی شود. قطبش پذیری دو قطبیدگی شدت برهمکنش با یک میدان نوری را تعیین می کند. برای یک کره با شعاع  $a$  و گذردهی نسبی  $\epsilon$ ، این می تواند بصورت زیر نوشته شود.

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{ik^3 \alpha_0}{6\pi\epsilon_0}} \quad (19-2)$$

1. Plasmon-enhanced  
2. optical binding

آنجا  $\alpha_0$  قطبش پذیری ذره نقطه مانند می باشد که بوسیله رابطه کلاسیوس-موساتی  $\alpha_0 = 4\pi\epsilon_0 a^3 (\epsilon - 1) / (\epsilon + 2)$  داده می شود، و  $k$  بردار موج میدان می باشد و  $\epsilon_0$  گذردهی دی الکتریک خلا می باشد. مخرج در معادله ۲-۱۹ به عنوان یک تصحیح به معادله کلاسیوس-موساتی برای احتساب واکنش دو قطبی اندازه محدود با میدان پراکنده شونده در مکانش، عمل می کند. نیروی میانگین زمانی اعمالی بر روی چنین دو قطبی برابر است با:

$$\langle F \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left( \sum_{j=x,y,z} \alpha E_j \nabla E_j^* \right) \quad (20-2)$$

که در آن  $E_j$  مولفه های میدان الکتریکی می باشند. معادله (۲۰-۲) می تواند در شکل خیلی صریح بیان شود:

$$\langle F \rangle = \frac{1}{4} \text{Re}(\alpha) \nabla |E|^2 + \frac{\sigma}{2c} \text{Re}(E \times H^*) + \frac{\sigma c \epsilon_0}{4\pi} \nabla \times E \times E^* \quad (21-2)$$

Intensity gradient
Radiation pressure
Polarization gradient

که در آن  $\sigma$  سطح مقطع خاموشی می باشد<sup>۱</sup>. که  $E$  میدان الکتریکی،  $H$  میدان مغناطیسی،  $c$  سرعت نور در خلاء و  $\omega$  فرکانس زاویه ای میدان نوری می باشد. عبارت اول در معادله (۲۱-۲) نیروی ناشی از گرادیان شدت میدان الکتریکی می باشد که محصور سازی سه بعدی را در انبرک های نوری را اجازه می دهد تا زمانی که آن بر عبارت دوم و سوم مسلط باشد. عبارت دوم مسئول فشار تابشی، متناظر با نیرو در جهت انتشار، می باشد. عبارت سوم یک نیروی برخاسته از حضور گرادیان قطبشی فضایی می باشد.

## ۲-۸ نیروهای خارج از تقریب دو قطبی

زمانی یک ذره نمی تواند به عنوان یک دو قطبی تقریب زده شود، برای مثال CNT، نانوسیم، گرافن، مواد پولکی دو بعدی، نیروی تابشی میانگین شده زمانی  $F_{rad}$  بر روی مرکز جرم ناشی از میدان الکترومغناطیسی در اندازه برابر و مخالف جهت با آهنگ تغییر تکانه خود میدان الکترومغناطیسی می باشد. بنابراین  $F_{rad}$  می

1. Extinction

تواند بوسیله انتگرال گیری شار تکانه نوری بر روی یک سطح جهت دار بسته  $S$  احاطه کننده شیء محاسبه گردد.

$$F_{\text{rad}} = \int_s \langle T_M \rangle \cdot dS \quad (22-2)$$

که در آن  $T_M$  تانسور تنش ماکسول، احتساب برهمکنش بین نیروی الکترومغناطیسی و تکانه مکانیکی، که می تواند از میدان های پراکنده شده محاسبه شود، و  $dS$  یک المان سطحی در جهت بیرون می باشد.

گشتاور تابشی میانگین شده زمانی  $\Gamma_{\text{rad}}$  بر روی مرکز جرم می تواند در یک روش مشابه محاسبه گردد.

$$\Gamma_{\text{rad}} = - \int_s \langle T_M \rangle \times r \cdot dS \quad (23-2)$$

میدان های الکترومغناطیسی پراکنده شده در معادلات ۲۲-۲ و ۲۳-۲ می تواند با استفاده از معادلات ماکسول محاسبه گردد. اغلب، به هر حال، این یک روش طاقت فرسایی می باشد. الگوریتم های متنوعی بنابراین برای به کارگیری این توسعه یافته اند. در روش ماتریس گذار (ماتریس-T)، میدان الکترومغناطیسی کل، یعنی جمع میدان چراکنده شده و فرودی بیرون ذره و میدان درونی ذره، بوسیله بسط همه میدان ها در یک مجموعه پایه عمود برهم مرسوم از توابع و شرایط مرزی تحمیلی روی سطح شیء محاسبه می گردد. در بسیاری موارد، روش ماتریس  $T$  بدلیل مزیت های تقارن کروی پراکنده کننده، برای مثال  $AU$  و  $NPS$ ، از توابع موج کروی برداری استفاده می کند. زیرا  $T$  ماتریس با اشیای دارای تقارن بالا در شکل و ترکیب، بهتر کار میکند. می توان اشیای غیر کروی را بوسیله مدل سازی آنها به عنوان خوشه ای از کره های کوچک بررسی کرد. روش دیگر برای محاسبه میدان های الکترومغناطیسی پراکنده شده تقریب دو قطبی گسسته می باشد (DDA)، که به عنوان مدل دو قطبی جفت شده نیز مشهور است (CDM)، که ذره به عنوان مجموعه ای از دو قطبی ها مدل می شود. نیرو بر روی هر دو قطبی بدلیل نیروی فرودی و پراکنده شده از همه دو قطبی های دیگر می باشد. نیروی اعمالی روی ذره بوسیله جمع نیروی عمل کننده بر روی هر دو قطبی داده می شود. گشتاور روی ذره می تواند در یک روش مشابه محاسبه گردد. DDA، اگر چه از نظر محاسباتی پر اشتیاق تر از ماتریس  $T$  است، می تواند بطور مستقیم به ذره دارای هر شکل و ترکیب

اعمال گردد. روش های هیبریدی نیز توسعه یافته اند که استفاده از T ماتریس بدست آمده بوسیله تطبیق نقطه ای میدان های محاسبه شده نزدیک با DDA برای گرفتن نیرو و گشتاور تابشی را، ممکن می سازند.

نیروی های پلاسمون - افزایش یافته: دو ساز و کار مهم می تواند برای استفاده پلاسمون ها به افزایش نیروی های نوری بر روی نانوذرات استخراج شود. اولی استفاده پلاسمون های حمایت شده بوسیله MNP های به دام افتاده برای افزایش واکنش مکانیکی شان با میدان ها می باشد. دومی پلاسمون های حمایت شده بوسیله نانوساختار های روی یک زیر لایه برای مثال پدها، نانوانتن و نانو حفره ها را برای تولید میدان های افزایش یافته در آنچه که نانو ذرات می تواند بور موثر به تله بیفتد را استفاده می کند. نیروی گرادیان نوری (عبارت اول در معادله ۲-۲۱) تجربه شده بوسیله نانو ذرات نوعاً خیلی ضعیف می باشد (چند فمتو نیوتن یا کمتر)، زیرا قطبش پذیری دی پلار داده شده بوسیله معادله (۲-۱۹) با توان سوم اندازه ذره سنجیده می شود. مقیاس بندی حجمی نیروی تله اندازی بیشینه محاسبه شده و برای کره های پلی استرن، یک کاهش سه مرتبه ای از بزرگی در نیروی تله اندازی بیشینه به طوریکه شعاع کره از ۱۰۰ به ۱۰ نانومتر کاهش یافت را نشان داد. بنابراین برای محدود کردن نانوذرات در مقابله با اثرهای ناپایداری نوسانات گرمایی، یک توان نوری بالای قابل ملاحظه لازم می باشد: در حالیکه یک کره پلی استرن میکرومتری می تواند بصورت پایا با یک کسر از یک میلی وات در یک دستگاه انبرک نوری استاندارد به دام بیفتد. کره ۱۰۰ نانومتری ۱۵ میلی وات لازم دارد. این بیان می کند که برای کره ۱۰ نانومتری  $\sim 1.5$  وات لازم می باشد. طبیعت پلاسمونی MNP ها می تواند نیروهای نوری را افزایش دهد، تا اینکه تله ندازی پایدار بتواند در توان های خیلی پایین تر حاصل گردد. به عبارتی دیگر، دور از تشدید های پلاسمونی پاسخ نوری MNP های کوچک کروی، پاسخ نوری پلاسمای الکترون آزاد نتیجه دهنده یک قطبش پذیری مادون قرمز نزدیک بزرگ می باشد. در سوی دیگر MNP ها سیستم های تشدید می باشند و خصوصیات نوری آنها (قطبش پذیری و سطح مقطع ها) بوسیله تشدید های پلاسمونی تنظیم می گردد که می تواند بوسیله تغییر اندازه، شکل یا انبوهش<sup>۱</sup> کوک گردد.

---

1. aggregation

MNP های غیر کروی، شامل نانو میله های طلا (که نانو استوانه ای دارای نسبت کوچکتر از ۱۰) ، نانوسیم های نقره و انبوهش AUNP ها، می توانند تشدیدهای پلاسمونی در یک ناحیه طیفی پهن در مرئی / NIR متحمل شوند. اینها یک نقش قاطع در افزایش نیروهای تابشی و گشتاور های تابشی در انبرک های نوری بازی می کنند. بطور خیلی ویژه، نانو ساختار های پلاسمونی طولی ( از قبیل نانوسیم ها و نانو میله ها) معمولاً با محور های موازی با بردار میدان الکتریکی لیزر تله انداز و عمود به جهت انتشار به تله می افتند. شدت این گشتاور هم ردیفی بوسیله کوک لیزر نزدیک به تشدید پلاسمونی، افزایش می یابد. این یک وسیله برای کنترل جهت گیری آنها بوسیله چرخش قطبش لیزر ارائه می دهد. نانو ساختار پلاسمونی با طول هایی از ۱۰ نانومتر تا چندین میکرومتر با استفاده از یک باریکه منفرد از قطبش خطی نور NIR هم ردیف و چرخیده می شوند. ضمناً روشن سازی تشدید نانو ذرات پلاسمونی اثرهای گرمایشی شدیدی را به خاطر جذب نور نتیجه می دهد.

## ۲-۹ نیروهای همبستگی نوری:

نیروهای همبستگی نوری از پراکندگی چندگانه بین چندین اشیا پدیدار می شود و می تواند تشکیل ساختار های مرتب و منظم را نتیجه دهد. این مسیری را به سوی تجمیع و جهت گیری نانو ذرات بزرگ مقیاس را در یک، دو و سه بعد پیش نهاد می کند. برای مثال زنجیره یک بعدی از MNP ها به عنوان یک جاده نوری<sup>۱</sup> برای حصول یک نیروی محرک بالا بر روی یک شیء نانسکوپییک مربوطه با احتساب مزیت سطح مقطع خاموشی بزرگ تشدید پلاسمونی جمعی، پیش نهاد شده است. برهمکنش همبستگی نوری می تواند همچنین نانو ساختار های کربن یک بعدی را سازماندهی و تله اندازی کند.

یک فاکتور اساسی برای تله اندازی نوری ماده ذره می باشد که تاثیر زیادی بر روی پایداری تله اندازی بواسطه قطبش پذیری  $\alpha$  دارد. نیروی گرادیان و نیروی تابشی به ترتیب با مقیاس خطی و مرتبه دوم با قطبش پذیری مقیاس بندی می شوند که به عبارتی با حجم قطبش  $V$  نانو ذره مقیاس می گردد:

$$\alpha = 3V \frac{\epsilon_p - \epsilon_m}{\epsilon_p + 2\epsilon_m} \quad (2-24)$$

<sup>۱</sup>. Optical sail

اینجا  $\epsilon_m$  گذردهی الکتریکی محیط و  $\epsilon_p$  گذردهی الکتریکی ذره در طول موج مناسب می باشند. رابطه ساده در معادله ۲-۲۴ تنها برای نانوذرات خیلی کوچک که به عنوان یک دو قطبی رفتار می کند ( $d = \lambda$ )، معتبر می باشد. اگر ذرات پوشش داده شوند، پوشش نیز قطبش پذیری ذره را تحت تاثیر قرار می دهد. که معادله ۲-۲۴ برای شامل کردن اثر لایه پوشش که ثابت دی الکتریک متفاوت از هسته دارد، تعمیم می یابد. رابطه مربعی نیروی تابشی با قطبش پذیری بیان می کند که تله اندازی برای ذرات ضریب شکست بزرگتر (فلزی) ناپایدار می شود. سطح مقطع جذب با حجم ذره سنجیده می شود و جذب باعث گرمایش می شود. این سبب گرمایش چشمگیر ذرات فلزی نتابشی با قطبش پذیری موهومی ناصفر، می شود.

## ۲-۱۰ دینامیک نانوذرات به دام افتاده

یک تله نوری بر پایه یک لیزر با نمایه شدت گائوسی یک نیروی هارمونیک بر روی شیء به دام افتاده عمل می کند. از اینرو، پتانسیل تله اندازی شکل زیر را دارد:

$$U = \frac{1}{2} \kappa_x (x - x_0)^2 \quad (2-25)$$

آنجا  $\kappa_x$  ثابت فنر مشخصه پتانسیل تله در امتداد جهت  $x$  و  $x_0$  موقعیت تعادلی می باشد نیروی هارمونیک متناظر بر روی ذره بصورت ساده  $F_{\text{trap}} = -\kappa_x (x - x_0)$  می باشد. نانوذرات به دام افتاده نوری نوعاً دستخوش پخش گرمایی در درون حجم تله می شود. زمان فرار مشخصه از پتانسیل تله اندازی،  $\tau_{\text{esc}}$  بوسیله  $\tau_{\text{esc}} = \tau_0 \exp(U / k_B T)$  داده می شود که در آن  $k_B T$  انرژی گرمایی و  $1 / \tau_0$  فرکانس می باشد. بنابراین یک عمق پتانسیل چندین برابر انرژی گرمایی برای تله اندازی پایای نانوذرات کافی می باشد. بیان های شبیه به معادله ۲-۲۵ در دو جهت انتقای دیگر نیز بکار می ورد به هرحال با ثابت های فنر متفاوت  $\kappa_x$  و  $\kappa_y$ . معمولاً  $\kappa_z$  بطور قابل ملاحظه ای ضعیف تر از  $\kappa_x$  و  $\kappa_y$  می باشد زیرا فوکس تنگ نور در جهت محوری خیلی مشکل می باشد که یک گرادیان شدت محوری کمتر خفته نتیجه می دهد.

نیروی حاصل اعمالی بر روی نانو ذره در یک تله نوری به آسانی محاسبه نمی گردد. بنابراین کالیبره کردن پتانسیل تله اندازی به عبارتی برای تعیین کردن ثابت های فنر  $\kappa_x$ ،  $\kappa_y$  و  $\kappa_z$  که سپس پتانسیل نوری سه بعدی را مشخص می کند یک روش مرسوم می باشد و می تواند برای تعیین نیرو استفاده گردد. برای ذره

نانوسکوپیک که نمی تواند در هنگام تله اندازی به آسانی متصور شود، کالیبره کردن یک روش خیلی مرسوم می باشد و بصورت دقیق بوسیله اندازه گیری نوسانات براونی ذرات در تله انجام می شود. توزیع موقعیت ذرات دیده شده بوسیله یک ذره کاوشگر پتانسیل  $U$  در یک بعد،  $x$ ، با توزیع بولتزمن داده می شود

$$P(x) = P_0 e^{\left(-\frac{U(x)}{k_B T}\right)} \quad (26-2)$$

که در آن  $P_0$  یک ثابت نرمالیزه می باشد (معکوس تابع تفکیک). برای پتانسیل هارمونیک، انحراف استاندارد،  $\sigma_x$ ، از این توزیع بوسیله تئوری تفکیک برابر<sup>1</sup> داده می شود:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{k_B T}{\kappa_x}} \quad (27-2)$$

یک اندازه گیری از انحراف استاندارد موقعیت ذره،  $\kappa_x$  را تامین می کند. عبارت 26-2 و 27-2 به همه جهت های انتقالی با ثوابت فنر متمایز اعمال می شود.

یک روش محبوب و تنومند (کمتر در معرض سوق) به تعیین ثوابت فنر در نظر گرفتن چگالی طیف توان نوسانات ذره در تله می باشد. حرکت ذره بوسیله معادله لانگوین تعریف می گردد، طیف توان از آنچه که یک تابع لورنتسی نتیجه می دهد:

$$P(f) = \frac{k_B T}{\gamma} \frac{1}{f^2 + f_c^2} \quad (28-2)$$

اینجا  $f_c = \kappa / 2\pi\gamma$  فرکانس گوشه نامیده می شود و نسبت ثابت فنر  $\kappa$  و کشش استوکس  $\gamma = 6\pi\eta r$  می باشد.  $\eta$  ویسکوسیته محیط و  $r$  شعاع ذره می باشد. از طیف توان،  $f_c$  و در نتیجه  $\kappa$  می تواند مشخص گردد، بنابراین مشخص کننده برهمکنش بین نانو ذره و تله نوری است.

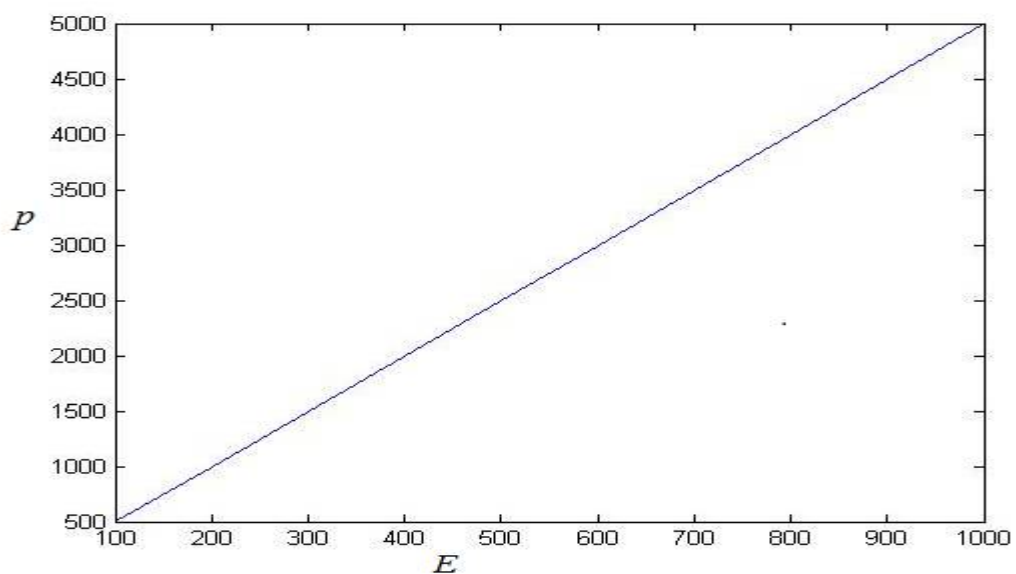
<sup>1</sup> Equipartition

## فصل سوم نتایج و پیشنهادات

مطالعه پارس پروانه

با توجه به برهمکنش نور با مواد و نیز با توجه به اینکه در فصل های قبل چندین مورد در مورد برهمکنش نور با ماده و حالت های خاصی نظیر رژیم رایلی و غیره را مرور کردیم. گفتیم که در رژیم رایلی، ذرات کروی دو قطبی هایی می شوند که نور را پراکنده می کنند. فرض می کنیم یک ذره بوسیله پرتو قطبیده خطی  $TEM_{00}$  گائوسی محوری  $\vec{E}(x, y, z)$  منتشره در محور Z با شعاع کمربند پرتو  $\omega_0$  و عدد موج  $k = 2\pi/\lambda$  روشن شود. که در آن  $\lambda$  طول موج در وسیله می باشد.

قطبش القا شده در دو قطبی برابر  $\vec{P} = \alpha \vec{E} = 4\pi m_1^2 E_0 a^3 \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \vec{E}$  می باشد در این جا  $\alpha$  قابلیت دو قطبی شدن ذره است. پرتو لیزری نیروی  $\vec{F}$  را در دو قطبی اعمال می کند که دارای دو مولفه متفاوت می باشد: گرادیان  $\vec{F}_g$  پراکندگی  $\vec{F}_s$ .



شکل ۳-۱: قطبش القا شده در سیستم بر حسب میدان اعمالی به سیستم

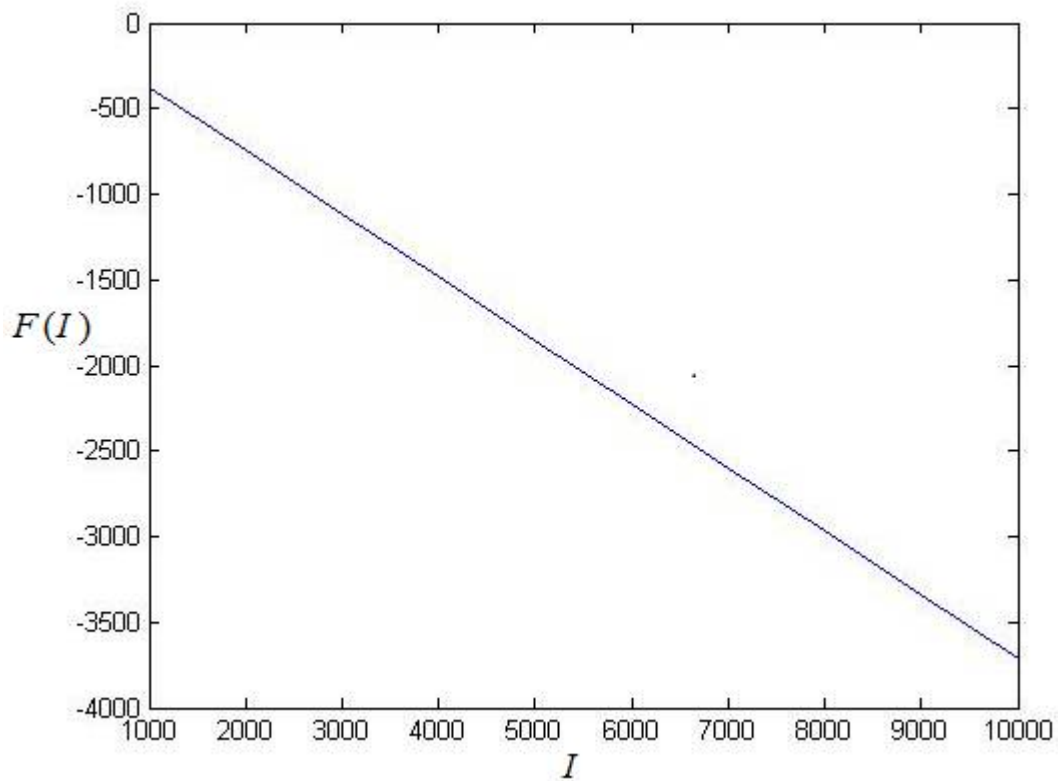
اولین مولفه متناسب با گرادیان شدت موج می باشد، به این منظور است که  $\vec{F}_g^p$  در جهت کانون شی میکروسکوپی می باشد (شکل ۲-۱ را ببینید)  $\vec{F}_g^p$  بصورت زیر نوشته می شود.

$$\vec{F}_g^p = \nabla \left[ \frac{\vec{r} \cdot \vec{E}}{p} \right] = 2\pi \frac{n_1}{c} a^3 \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \nabla I(x, y, z) \quad (1-3)$$

مولفه دوم نیرو بستگی به دلیل پراکندگی می باشد و به تعداد فوتون های برخوردکننده به مهره یا ذره بستگی دارد. این یک نیروی محوری است که نمونه را در طول راستای Z تحت فشار قرار می دهد.

$$\vec{F}_s = \frac{n_1}{c} \frac{8}{3} \pi k^4 a^6 \left[ \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right]^2 I(x, y, z) \hat{z} \quad (2-3)$$

نیروی کل وارد بر ذره برابر  $\vec{F} = \vec{F}_g + \vec{F}_s = F_g^x \hat{x} + F_g^y \hat{y} + (|F_s| + F_g^z) \hat{z}$  می باشد. این دو سهم در نیروی کل، پراکندگی و گرادیان در امتداد محور Z (محور نوری) رقابت می کنند. مولفه Z نیروی کل برابر صفر  $(F^z = |F_s| + F_g = 0)$  برای

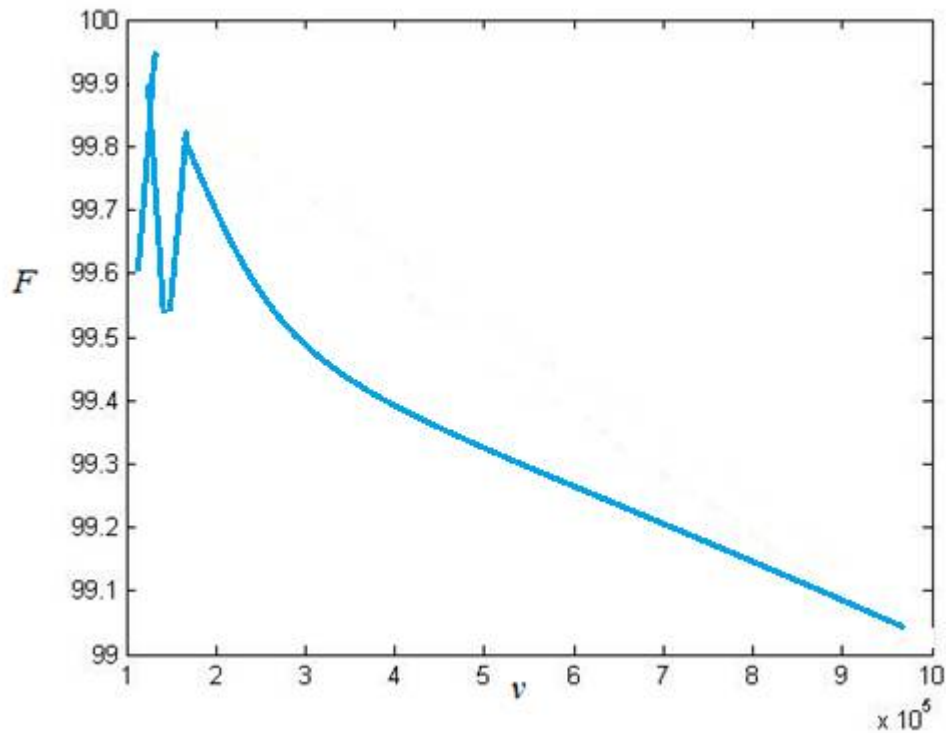


شکل ۳-۲: نیروی وارد شده به سیستم بر حسب تغییرات I

اشکین همچنین گفتیم که بیان تحلیلی را برای مولفه های عرضی (گردایان) و طولی (پراکندگی) نیروی وارد بوسیله اشعه منفرد از توان P را استخراج کرد که عبارت بودند از:

$$F_{scattering} = \frac{n_m P}{c} \left( 1 + R \cos(2\theta) - \frac{T^2 [\cos(2\theta - 2r) + R \cos 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos 2r} \right) \quad (3-3)$$

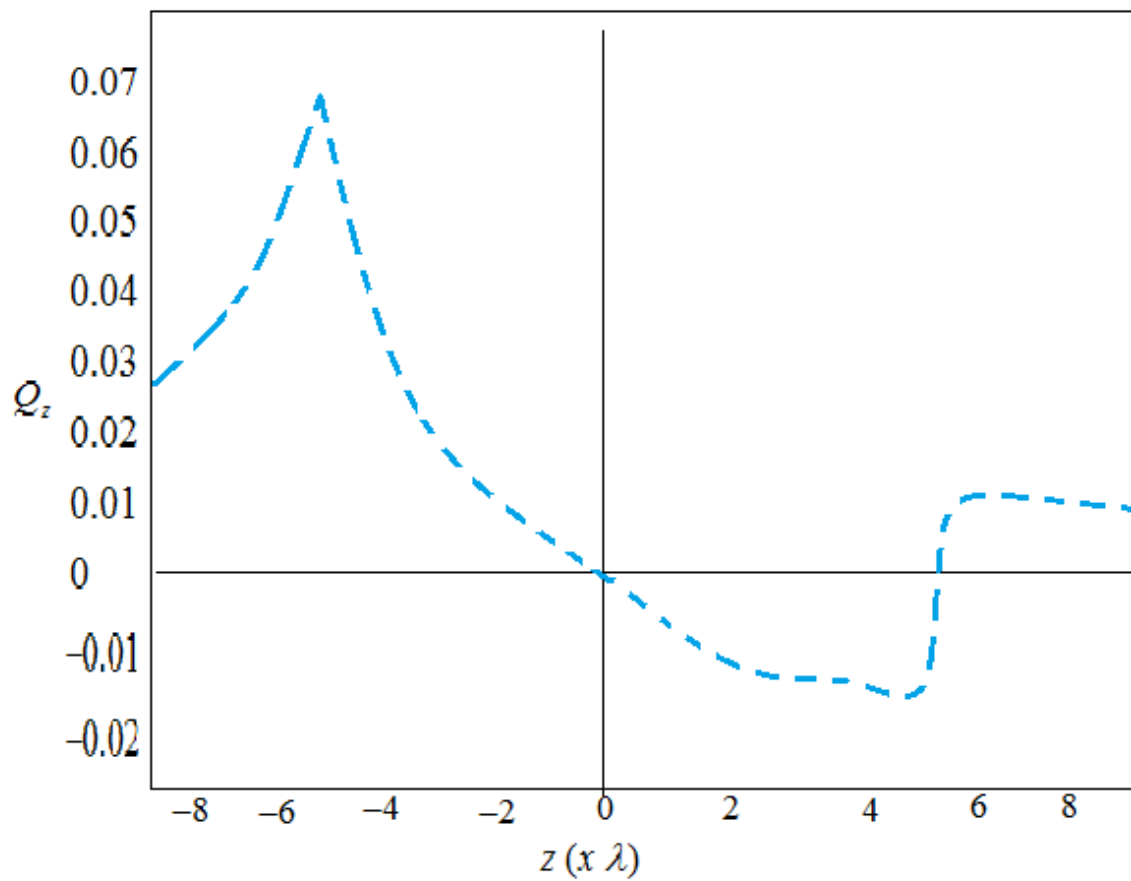
$$F_{gradient} = \frac{n_m P}{c} \left( R \sin(2\theta) - \frac{T^2 [\cos(2\theta - 2r) + R \cos 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos 2r} \right) \quad (4-3)$$



شکل ۳-۳: تغییرات فرکانس سیستم بر حسب جابه جایی مولکولی نشان داده شده است.

همانطور که دیده می شود با افزایش سرعت حرکت مولکولها فرکانس سیستم با توجه به جهت دور شدن مولکولها کاهش یا فته است

که نشان می دهد برخلاف حالت قبلی که افزایش فرکانس را نشان می داد این رابطه با افزایش مخرج کسر در حالت کلی کاهش فرکانس دریافتی توسط ناظر را نشان می دهد. همین روابط ساده را می توان برای اتم های در حال حرکت هم نسبت داد. اتم هائی که در داخل یک جسم محبوس شده اند چه در داخل یک لامپ یا کاواک و یا هر چیز دیگر، دارای حرکت هستند حرکت این مولکولها با توجه به حرکت امواج نور در داخل محفظه که این محفظه می تواند کاواک یک لیزر هم باشد. به سرعت امواج نور افزوده و یا از آن کم خواهد شد. این تغییرات فرکانسی می تواند روی خروجی های لیزری هم تأثیر گذار باشد. همانند چیزی که در گودال لمب در خروجی لیزرهای گازی اتفاق می افتد.



شکل ۳-۴: همانطوری که در این شکل دیده می شود نیروی وارد شده بر ذره بصورت گوسی بوده و باعث به تله افتادن ذره در چاههای این نیرو می شود.

## ۳-۱ توان و انرژی لیزری در جابه جایی ذرات :

در لیزرها می توان توان خروجی لیزر را نیز به صورت زیر نوشت که در اینجا این رابطه را اثبات نخواهیم کرد.

ولی در صورت نیاز در اکثر کتابهای لیزر اثبات این رابطه که به رابطه ریگراد معروف است آمده است.

$$p = \frac{vtw}{(\sigma/\tau)} \left( \frac{\gamma}{2} \right) \left( \frac{w_p}{w_{cp}} - 1 \right) \quad (5-3)$$

که در آن  $w_{cp}$  دمش آستانه و  $\gamma$  اتلاف آئینه ای  $\tau$  زمان واهلش و  $\sigma$  سطح مقطع گذار در فرکانس حد مورد نظر در سیستم است. در این رابطه  $w_p$  دمش به ازای حالت های بالاتر از حالت بحرانی است که نشان می دهند با افزایش آن توان خروجی سیستم بیشتر می شود. گذشته از آن دمش بیشتر از حد آستانه باعث ایجاد وارونی جمعیت بیشتر در یک سیستم لیزری اغلب نمی شود. بلکه باعث افزایش تعداد جمعیت فوتونها می شود که در عمل لیزری شرکت می کنند.

برای لیزرهای معمولی هم می توان رابطه مشابهی را به صورت زیر نوشت

$$p = \frac{v(N_t - N_c)tw}{2t} \left( \frac{\gamma}{2\gamma_1} \right) \left( \frac{w_p}{w_{cp}} - 1 \right) \quad (6-3)$$

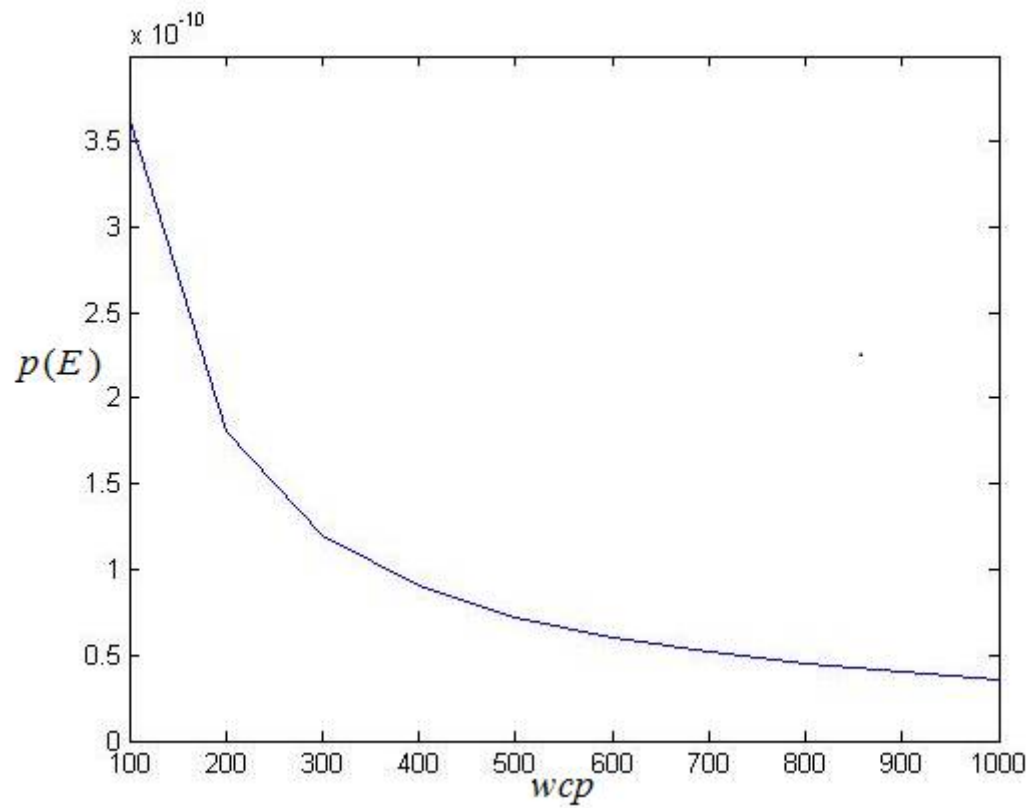
که در آن داریم.

$$w_{cp} = \frac{N_t + N_c}{(N_t - N_c)t} \quad (7-3)$$

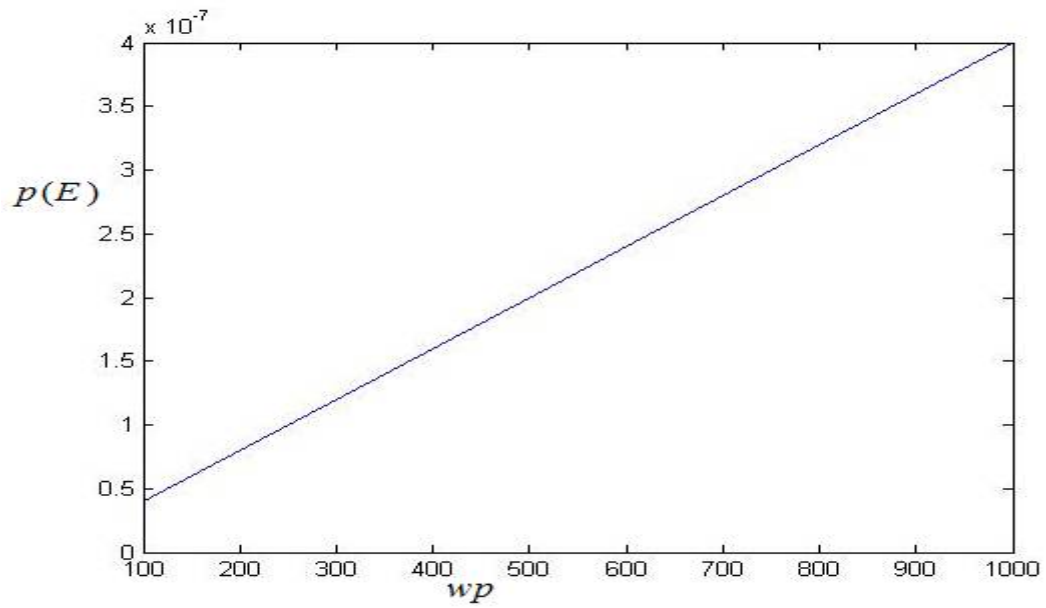
و  $\gamma_1$  برابر است  $\gamma_1 = N_c \sigma L$  که  $L$  هم طول محیط فعال لیزری است.

اگر در یک لیزر مخصوصی فرض کنیم که فرکانس سیستم روی باند و طیف مشخصی پهن شده است اگر توزیع فرکانسی اتم ها و مولکولهای موجود در سیستم کاواکی را با چگالی توزیع  $g(W - W_0)$  نشان دهیم

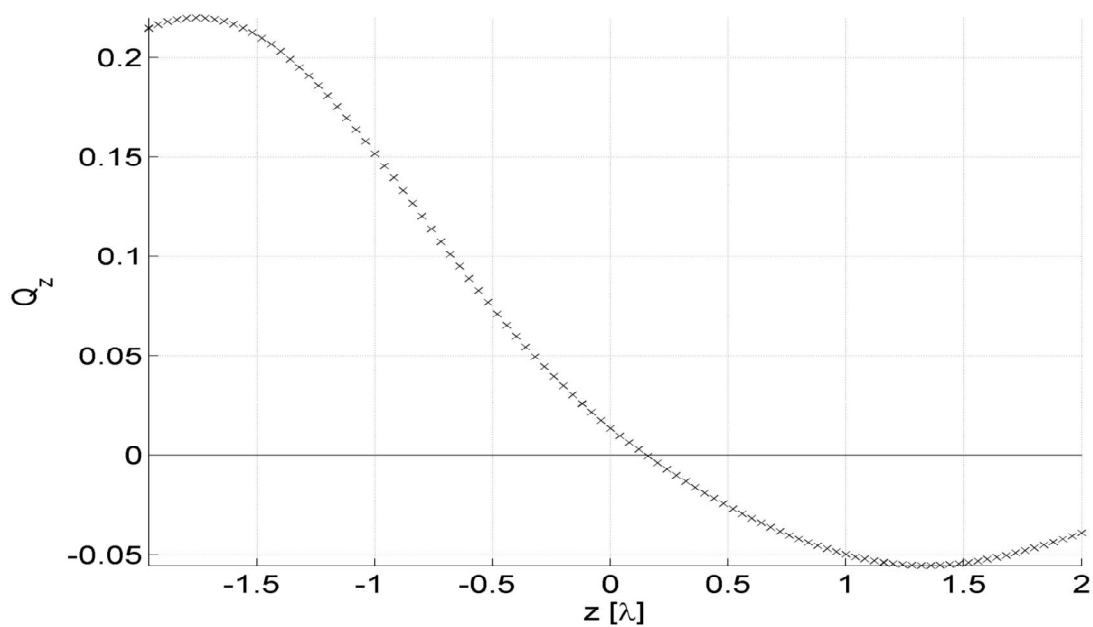
در این صورت می توانیم با توجه به سایر عوامل مؤثر در پهن شدگی طیف خطی ضریب گسیل و یا جذب را روی تمام این فرکانس ها به صورت زیر خلاصه کنیم.



شکل ۳-۵: همانطوری که در این شکل دیده می شود میزان توان خروجی در یک لیزر با استفاده از دم‌ش  $wcp$  در آن بصورت غیر خطی کاهش می یابد. که این عمل برای حالت دم‌ش  $WP$  کاملاً بر عکس هستش.



شکل ۳-۶: همانطوری که در این شکل دیده می شود میزان توان خروجی در یک لیزر با استفاده از دمش  $w_p$  در آن بصورت غیر خطی افزایش می یابد.



شکل ۳-۷: همانطوری که در اینجا دیده می شود نیروی وارد بر یک ذره یا جسم به تله افتاده بر حسب تغییرات ذره از منبع این نیرو بصورت بالا تغییر می کند که می توان این سیسم را بصورت میکروسکوپیکی در حرکت نسبی ذرات از منبع نیز مشاهده کرد. (در شکل قبلی)

منابع پارس پروانه

## نتیجه گیری :

در این پایان نامه اثرات همدوسی و قطبش در یک سیستم یا انبرکهای نوری بررسی شد. حالت‌های همدوسی یک سیستم و اثرات آن در انبرکها، پهنای خط همدوسی و میزان آن و همچنین در حالت کلی سیستم‌های واقعی که مطابق با دنیای واقعی مولکولهاست یعنی سیستمی که در آن مولکولها دارای حرکت هستند بررسی و میزان این تحرک و اثرات آن در انبرکها لحاظ شد. همانطوری که نتایج نشان می‌دهند قطبش و میزان همدوسی سیستم برای به تله انداختن و جابه جایی مولکولها و ذرات بسیار مهم و با اهمیت می‌باشد. و با استفاده از باریکه های همدوس و قطبش ذرات براحتی می‌توان یک ذره را به تله انداخته و یا آن را جابه جا کرد که در این راستا حرکت خود ذرات و تاثیرات محیطی بسیار با اهمیت است که در انبرکهای نوری که بصورت تجربی ساخته و مورد استفاده قرار میگیرند باید به آنها دقت شود. در این پایان نامه حالت‌های مختلف باریکه های لیزری در رژیم های مختلف و اثرات آن بر روی ذرات مطالعه و بررسی شد علاوه بر خصوصیات باریکه های لیزری در رژیم های رایلی و غیره و اثرات گرادیان نیروی ایجاد شده در لیزری کانونی، خصوصیات ذرات و قطبش آنها و نیز تاثیرات آن در به دام انداختن ذرات و پایداری سیستم مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت. مطالعه و شبیه سازی ما مطابق با ذرات و دنیای واقعی آنها بود و در اینجا نشان دادیم که چگونه حرکت ذرات و برهمکنش آن با باریکه لیزری می‌تواند در به تله انداختن ذرات مورد بررسی و توجه قرار گیرد.

## پیشنهادات:

در ادامه پیشنهاد می‌شود که روش استفاده از انبرکهای نوری در ساختار DNA ها و مولکولهای زیستی بررسی و مطالعه شود.

و نیز نحوه استفاده و کاربرد آن در شیمی مواد و آزمایشگاه بررسی گردد و نشان داده شود که چگونه استفاده از انبرکها به جای مواد کلاسیکی می‌تواند در بهبود روند آزمایش و صدمه نزدن به مولکولها و مواد تاثیر گذار باشد.

- [1] A. Ashkin, "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure", *Phys. Rev. Lett*, 24, 156-159 (1970).
- [2] A. Ashkin, "History of optical trapping and manipulation of small neutral particle, atoms, and molecules", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, 6, 841-855 (2000).
- [3] S. M. Block "Optical tweezers: a new tool for biophysics". in *Noninvasive Techniques in Cell Biology. Modern Cell Biology Vol. 9: 375-401. S. Grinstein and K. Foskett Biology. Modern Cell Biology Vol. 9: 375-401. S. Grinstein and K. Foskett (eds.). New York, Wiley-Liss.*
- [4] S. Chu, "Laser manipulation of atoms and particles", *Science*, vol 253, pp. 861-866, (1991).
- [5] H. Misawa, K. Sasaki, M. Koshioka, N. Kitamura and H. Masuhara, "Multibeam laser manipulation and fixation of Microparticles", *Appl. Phys. Lett* 60, 310-312 (1992).
- [6] S. C. Kuo and M. P. Sheetz, "Force of single kinesin molecules measured with optical tweezers", *Science* 260, 232-234 (1993).
- [7] K. Svoboda, C. F. Schmidt, B. J. Schnapp and S. M. Block, "Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry", *Nature* 365, 721-727 (1993).
- [8] K. Visscher, G. J. Brakenhoff and J. J. Krol, "Micromanipulation by 'multiple' optical traps created by a single fast scanning trap integrated with the bilateral confocal scanning microscope", *Cytometry* 14, 105-114 (1993).
- [9] J. T. Finer, R. M. Simmons and J. A. Spudich, "Single myosin molecule mechanics: Piconewton forces and nanometre Steps", *Nature* 368, 113-119 (1994).
- [10] J. E. Molloy, J. E. Burns, J. Kendrick-Jones, R. T. Tregear and D. C. S. White, "Force and movement produced by a single myosin head", *Nature* 378, 209-212 (1995).
- [11] H. Yin, M. D. Wang, K. Svoboda, R. Landick, S. M. Block and J. Gelles, "Transcription against an applied force", *Science* 270, 1653-1657 (1995).
- [12] S. Chu, "The manipulation of neutral particles", *Rev. Mod. Phys* 70, 685-706 (1998).
- [13] A. Ishijima, H. Kojima, T. Funatsu, M. Tokunaga, H. Higuchi, H. Tanaka and T. Yanagida, "Simultaneous observation of individual ATPase and mechanical events by a single myosin molecule during interaction with actin", *Cell* 92, 161-171 (1998).
- [14] K. Visscher & S. M. Block, "Versatile optical traps with feedback control", *Methods Enzymol* 298, 460-489 (1998).

- [15] C. Veigel, L. M. Coluccio, J. D. Jontes, J. C. Sparrow, R. A. Milligan and J. E. Molloy, "The motor protein myosin-I produces its working stroke in two steps", *Nature* 398, 530-533 (1999).
- [16] A. D. Mehta, R. S. Rock, M. Rief, J. A. Spudich, M. S. Mooseker and R. E. Cheney, "Myosin- V is a processive actin-based motor", *Nature* 400, 590-593 (1999).
- [17] K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade, S. Bali and J. E. Thomas, "Stable, strongly attractive, two-state mixture of lithium fermions in an optical trap", *Phys. Rev. Lett* 85, 2092-2095
- [18] J. E. Curtis, B. A. Koss and D. G. Grier, "Dynamic holographic optical tweezers", *Opt.*
- [19] D. M. Gloin, "Optical tweezers: 20 years on", *R. Soc* 364, 3521-3537 (2006)
- [20] A. Ashkin, *Optical Trapping & Manipulation of Neutral Particles Using Lasers*, (World Scientific, 2006).
- [21] S. M. Block, D. F. Blair, and H. C. Berg. "Compliance of bacterial flagella measured. with optical tweezers. " *Nature*, Vol.338, pp.514 – 518,(1989)
- [22] N. Prasad. *Introduction of Bio Photonics* . New York: Wiley press,(2003)
- [23] J. van. Mameren , "Single molecule mechanics of biopolymers:An optical tweezers study" ,*Nature*, Vol.442, pp.709-712, (2002)
- [24] Mark C. Williams. "Optical Tweezers: Measuring Piconewton Forces , "Northeastern University, PHYS5318, (2010).
- [25] I. Dotsenko, Master's thesis, Rheinischen Friedrich- Wilhelms- Universit"at Bonn, 2002.
- [26] X. Li, T. A. Corcovilos, Y. Wang, and D. S. Weiss, 3D Projection Sideband Cooling, *Phys. Rev. Lett.* 108, 103001 (2012).
- [27] D. M. Meekhof, C. Monroe, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland, Generation of Nonclassical Motional States of a Trapped Atom, *Phys. Rev. Lett.* 76, 1796 (1996).
- [28] S. Blatt et al., Rabi Spectroscopy and Excitation Inhomogeneity in a One-dimensional Optical Lattice Clock, *Phys. Rev. A* 80, 052703 (2009).
- [29] S. Kuhr et al., Analysis of Dephasing Mechanisms in a Standing-Wave Dipole Trap, *Phys. Rev. A* 72, 023406(2005).
- [30] M. K. Tey, Z. Chen, S. A. Aljunid, B. Chng, F. Huber, G. Maslennikov, and C. Kurtsiefer, *Nat. Physics* 4, 924 (2008).
- [31] T. Gr unzweig, A. Hilliard, M. McGovern, and M. F. Andersen, *Nat. Physics* 6, 951 (2010).
- [32] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, *Phys. Rev. Lett.* 57, 314 (1986).

- [33]A. Takamizawa, T. Steinmetz, R. Delhuille, T. W. Hansch, and J. Reichel, Opt. Express 14, 10976 (2006).
- [34]E. R. I. Abraham and E. A. Cornell, Appl. Opt. 37, 1762 (1998).
- [35]M. Farahani and T. Gogolla, J. Lightwave Technol. 17, 1379 (1999).
- [36]K. Suh and C. Lee, Opt. Lett. 33, 1845 (2008).
- [37]J. Enderlein and I. Gregor, Rev. Sci. Instrum. 76, 033102 (2005).
- 18B. S. Mathur, H. Tang, and W. Happer, Phys. Rev. 171, 11 (1968).
- [38]B. Darqui\_e, M. P. A. Jones, J. Dingjan, J. Beugnon, S. Bergamini, Y. Sortais, G. Messin, A. Browaeys, and P. Grangier, Science 309, 454 (2005)

**Abstract:**

Optical tweezers are optical traps in which, the trapping and manipulation of particles having the dimension of micrometer to nanometer are done. To provide this purpose, the forces in the range of 10 to 100 pico Newton are required. In this method, the physics of optical forces created by light scattering from the surface of the particles is also analyzed. A highly focused laser beam is used to trap particles. In fact, trapping is performed in the direction of optical axis and the particle is limited to the focal point of the beam (optical tweezers are laser beam which is focused by an objective lens microscope with high numerical aperture). Particles such as atoms, molecules, biological cells, small dielectric spheres and metallic particles can be trapped and manipulated by optical tweezers. Micron-size particles are accelerated by a continuous wave laser with a wavelength out of the absorption region of the particle. These particles are trapped in a stable potential well due to radiation pressure. Because of the various applications of optical tweezers in medicine, physics, chemistry and so on, in this thesis, trapping particles with the approximately by 3 diameter micron using a single beam optical tweezers is studied. Also in order to optimize trapping, the effective factors for increasing stability are qualitatively analyzed. Based on the experimental and theoretical results, the higher the stability of the components used in devices, the more stable trapping is achieved.

Key Words: Optical tweezers, Optical trapping, Manipulation, Microscope objective, Numerical aperture.

Key Words: Optical tweezers, Optical trapping, Manipulation, Microscope objective, Numerical aperture.

**Abstract:**

Optical tweezers are optical traps in which, the trapping and manipulation of particles having the dimension of micrometer to nanometer are done. To provide this purpose, the forces in the range of 10 to 100 pico Newton are required. In this method, the physics of optical forces created by light scattering from the surface of the particles is also analyzed. A highly focused laser beam is used to trap particles. In fact, trapping is performed in the direction of optical axis and the particle is limited to the focal point of the beam (optical tweezers are laser beam which is focused by an objective lens microscope with high numerical aperture). Particles such as atoms, molecules, biological cells, small dielectric spheres and metallic particles can be trapped and manipulated by optical tweezers. Micron-size particles are accelerated by a continuous wave laser with a wavelength out of the absorption region of the particle. These particles are trapped in a stable potential well due to radiation pressure. Because of the various applications of optical tweezers in medicine, physics, chemistry and so on, in this thesis, trapping particles with the approximately by 3 diameter micron using a single beam optical tweezers is studied. Also in order to optimize trapping, the effective factors for increasing stability are qualitatively analyzed. Based on the experimental and theoretical results, the higher the stability of the components used in devices, the more stable trapping is achieved.

# مذبح پارس پروانه