بسم الله الرحمن الرحيم

دانشکده فیزیک

بخش فیزیک

پایان نامه تحصیلی برای دریافت درجه کارشناسی ارشد رشته فیزیک گرایش اتمی و مولکولی

بررسی اثر کر بر جایگزیدگی در کاواک فابری پرو تصادفی

مؤلف :

راضیه رحیمی صادق

استاد راهنما :

دکتر محمدحسین زندی

دکتر علیرضا بهرامپور

بهمن‌ماه ۱۳۹۱

این پایان نامه به عنوان یکی از شرایط درجه کارشناسی ارشد به

بخش فیزیک

دانشکده فیزیک

دانشگاه شهید باهنر کرمان

تسلیم شده است و هیچگونه مدرکی به عنوان فراغت از تحصیل دوره مزبور شناخته نمی شود.

دانشجو :

استاد راهنما :

استاد مشاور :

داور ۱ :

داور۲ :

معاون آموزشی و پژوهشی دانشکده :

حق چاپ محفوظ و مخصوص به دانشگاه شهید باهنر کرمان است.

تقدیم به :

پدر و مادر عزیزم

تشکر و قدردانی :

سپاس بی‌کران خدای مهربان را که یاریم کرد مراتب علم‌آموزی را تا این مرحله با موفقیت پشت سر گذارم.

و با تقدیر و تشکر از راهنمایی‌های ارزشمند استاد فرهیخته و فرزانه، جناب آقای دکتر بهرامپور که همواره راه‌گشای اینجانب در اتمام و اکمال این پایان نامه بوده است.

همچنین از استاد گرانقدر جناب آقای دکتر زندی که با راهنمایی‌های دلسوزانه‌شان مسیر به انجام رساندن این پایان‌نامه را برایم هموار نمودند، کمال تشکر و قدردانی دارم.

چکیده :

در لیزرهای معمولی، کاواک نوری که فوتون‌ها را محبوس می‌کند، ویژگی‌های اساسی مدهای لیزر مثل طول موج، الگوی پخش، جهت و پلاریزاسیون آن‌ها را تعیین می‌کند. اما در لیزرهای تصادفی که بدون آینه و کاواک از پیش تعیین‌شده می‌باشند، نور درون ماده بی‌نظم از طریق پراکندگی متعدد محبوس می‌شود. غیرخطی بودن می‌تواند انتقال نور در ماده بی‌نظم را تقویت کند. اثرات غیرخطی در لیزرهای تصادفی برجسته است، به این دلیل‌که محدودیت فضایی مدهای لیزر در شدت بالای لیزر اتفاق می‌افتد.

در این پایان‌نامه اثر غیرخطی کر بر جایگزیدگی نور در سیستم تصادفی بررسی شده است. شبیه‌سازی عددی بر اساس روش مستقل از زمان ماتریس انتقال، نشان می‌دهد که اثرغیرخطی کر با ضریب کر مثبت می‌تواند جایگزیدگی نور در سیستم بی‌نظم را بهبود بخشد و شدت در کاواک‌ها به دلیل اثر خود-کانونگی نور که ناشی از تغییرات ضریب شکست در ماده کر می‌باشد، افزایش می‌یابد. این افزایش شدت در کاواک‌هایی که نور در آن‌ها جایگزیده‌شده، به نسبت دیگر کاواک‌ها برجسته‌تر است.

کلید واژه‌ها :

لیزر تصادفی، جایگزیدگی، اثر غیرخطی کر، سیستم بی‌نظم، اثر خود-کانونگی

فهرست مطالب :

فصل ۱- مقدمه ۱

۱-۱- لیزرهای تصادفی..... ۲

۱-۲- اثرات غیر خطی در لیزرهای تصادفی..... ۴

فصل ۲- لیزرهای تصادفی ۵

۲-۱- تئوری پراکندگی نور و ایجاد نور لیزر در سیستم‌های تصادفی..... ۶

۲-۱-۱- پراکندگی نور..... ۶

۲-۱-۲- پراکندگی متعدد نور ۶

۲-۱-۳- مقیاس‌های مشخصه طول در پراکندگی نور ۷

۲-۱-۴- ایجاد نور لیزر در سیستم‌های متعدد پراکنده‌کننده ۱۲

۲-۲- لیزرهای تصادفی ۱۲

۲-۲-۱- انواع لیزرهای تصادفی براساس مکانیزم بازخورد ۱۵

فصل ۳- اثرات غیرخطی در لیزرهای تصادفی ۴۰

۳-۱- اپتیک غیرخطی ۴۱

۳-۲- قطبش مرتبه‌سوم و اثر غیرخطی کر ۴۲

۳-۲-۱- تولید هماهنگ سوم ۴۳

۳-۲-۲- اثر غیرخطی کر ۴۳

۳-۲-۲-۱- ضریب شکست وابسته به شدت ۴۴

۳-۲-۲-۲- فرایندهای ناشی از وابستگی ضریب شکست به شدت..... ۴۵

۳-۲-۳- قطبش مرتبه‌سوم در حالت کلی ۵۱

۳-۳- معادله موج در محیط‌های نوری غیرخطی ۵۳

۳-۴- اثرات غیرخطی در لیزرهای تصادفی ۵۷

۳-۴-۱- تکامل مد بالای آستانه ۵۸

۳-۴-۲- آمیختگی موج غیرخطی ۶۳

۳-۴-۳- مدل چند لایه کلاسیکی ۷۰

۳-۴-۴- معادلات لیزر برای سیستم لیزر تصادفی ۷۰

فصل ٤- شبیه‌سازی عددی اثر کر در کاواک فابری پرو تصادفی ۸۰

۴-۱- مدل تئوری ۸۱

۴-۲- بحث و نتایج شبیه‌سازی ۸۵

۴-۲-۱- سیستم تناوبی ۸۵

۴-۲-۲- جایگزیدگی نور در سیستم تصادفی ۸۶

۴-۲-۳- اثر غیرخطی کر در سیستم تصادفی ۸۹

فصل ٥- نتیجه‌گیری ۹۶

فهرست مراجع ۹۹

فصل اول

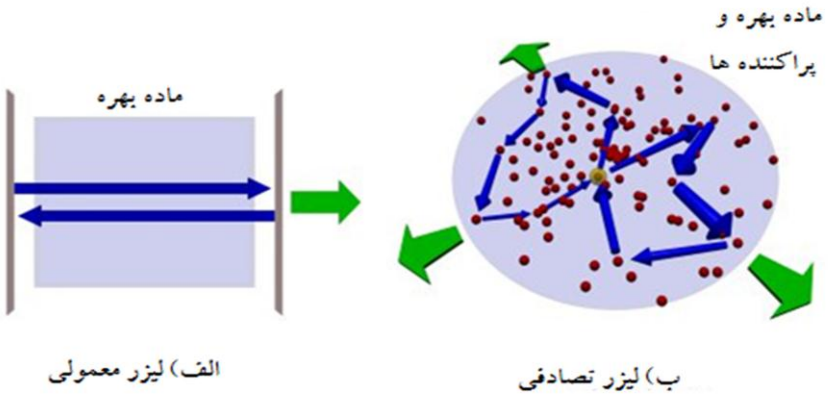
مقدمه

۱-۱- لیزرهای تصادفی[۱] :

توسعه‌های اخیر در شاخه میکرو و نانوفوتونیک نشان داده است که امکان استفاده از بی نظمی در مواد فوتونیکی برای ایجاد ساختارهای مفید اپتیکی وجود دارد. یک نمونه از آن "لیزرهای تصادفی" هستند، که عمل پس‌خوراند در آنها ازطریق ساختارهای بی نظم مثل پودرها و شیشه‌های منفذدار بدست می‌آید. مزیت اصلی لیزرهای تصادفی نسبت به لیزرهای معمولی این است که تولید آنها تکنولوژی ساده و ارزانی را نیاز دارد و موادی که ساختار بی‌نظم را به وجود می‌آورند، به راحتی ساخته می‌شوند.

اخیراً محققان تلاش برای درک کامل روند فیزیکی پیچیده‌ای که در سیستمهای بی‌نظم تقویت‌شده اتفاق می‌افتد را آغاز کرده‌اند [۱].

پس‌خوراند لیزرهای تصادفی برخلاف لیزرهای معمولی بوسیله پخش‌شدگی‌های متعدد که توسط ذرات ریزی که به طور تصادفی در محیط فعال پراکنده شده‌اند، بوجود می‌آید.



شکل (۱-۱) : مقایسه سیستم‌های لیزر معمولی و لیزر تصادفی

[۱] Random lasers

پخش‌شدگی متعدد ناشی از تصادفی‌بودن، فقط در مواد طبیعی اتفاق نمی‌افتد. این اثر می‌تواند در مواد فوتونیکی مثل کریستال‌های فوتونیکی هم وجود داشته باشد. در این مواد پخش‌شدگی متعدد همیشه به عنوان یک ویژگی ناخواسته ناشی از خواص ساختاری این مواد است. در حال حاضر مشخص شده است که اجتناب از این خاصیت نیاز به یک روند پیچیده صنعتی دارد [۲]. بنابراین استفاده از خاصیت پخش‌شدگی متعدد به عنوان یک قابلیت مفید در مواد فوتونیکی دیدگاه جدیدی را به روی محققان باز کرده است.

تئوری لیزرهای تصادفی، اولین بار در سال ۱۹۶۸ میلادی توسط لیتوخوف[۱] گزارش شده است [۳]. ایشان در مورد پخش نور با بهره به صورت تئوری بحث کرد و نتیجه گرفت که بهره کل و اتلاف به طور خطی به ترتیب به حجم ماده و سطح کل وابسته است. بنابراین درحجم‌های بزرگ‌تر از یک حجم بحرانی، بهره از اتلاف بیشتر می‌شود و شدت سریعاً افزایش می‌یابد.

اخیراً نتایج تجربی بعضی از پیش‌بینی‌های لیتوخوف را تایید کرده است. لواندی[۲] روشی ارائه داد که در آن به پخش‌شدگی متعدد با بهره دست یافت. او در الگوی خود میکروذرات را در رنگ لیزر (یک محلول از مولکول‌های ارگانیک که می‌توانند نور را در طول موج‌های قابل مشاهده تقویت کنند) معلق کرد [۴]. مزیت این روش این است که با تغییر غلظت ذرات، پراکندگی به آسانی تغییر می‌کند.

مطالعات تئوری روی آمار فوتونها در نور تولیدشده لیزرهای تصادفی انجام و مشاهده شده است که آمار فوتونهای لیزرتصادفی ازجنبه‌های مختلف شبیه به لیزرهای معمولی است [۵و۶].

فلورسکو[۳] و جان [۴] درجه همدوسی مرتبه دوم، که میزان نوسانات شدت است را محاسبه کردند. توزیع موقت فوتونها از یک منبع آشفته به صورت "دسته‌ای" است که به عنوان آمار بوز- انشتین [۵] نامیده می‌شود. این در تضاد با آمار پواسونی[۶] که مربوط به حالت همدوس لیزر است می‌باشد، که در این حالت فوتونها به طور مساوی در زمان پخش می‌شوند. آنها پیش‌بینی کردند که لیزر تصادفی نیز شبیه لیزر معمولی، در بالای آستانه آمار پواسونی بروز می‌کند [۷].

---

[۱] Letokhov
[۲] Lawandy
[۳] Florescu
[۴] John
[۵] Bose–Einstein Statistics
[۶] Poissonian Statistics

هرچند مدل ساده شده پخش با بهره لیتوخوف کاربردهای زیادی داشت، اما بعضی جنبه‌های مهم مانند اثرات تداخلی پرتوهای نوری در آن در نظر گرفته نشده بود. تداخل در روند پراکندگی متعدد، ساختار مدهای لیزر تصادفی را تعیین می‌کند .

۱-۲- اثرات غیرخطی در لیزرهای تصادفی

در دهه گذشته روند اپتیک غیرخطی در مواد بی‌نظم مورد توجه خاص بوده و مشاهده شده است که غیر خطی بودن اپتیکی می‌تواند انتقال نور در مواد بی‌نظم را بهتر کند. مطالعات اخیر نشان داده است که افزودن بهره به ماده بی‌نظم و تقویت آن توسط یک پمپ خارجی منجر به ایجاد نور لیزر در ویژه مدهایی با طول عمر بالا می‌شود. با افزایش شدت پمپ خارجی به سیستم، اثرات غیرخطی بروز می-کند. این اثرات غیرخطی می‌تواند ویژه مدهای سیستم بی‌نظم را بهتر کند و همچنین عرض پالس نور لیزر ایجاد شده را کاهش دهد. در لیزرهای تصادفی به دلیل ایجاد محدودیت فضایی مدهای لیزر در شدت بالای لیزر، اثرات غیرخطی چشمگیر است [۸].

در این پایان‌نامه به بررسی اثر غیرخطی کر بر جایگزیدگی در کاواک فابری-پرو تصادفی پرداخته می‌شود. در فصل دوم مفاهیم اساسی لیزرهای تصادفی به طور کامل مرور شده است. در فصل سوم اپتیک غیرخطی و اثر غیرخطی کر شرح داده می‌شود و همچنین اثرات غیرخطی در لیزرهای تصادفی مورد بررسی قرار می‌گیرد و در فصل چهارم اثر غیرخطی کر در سیستم تصادفی شبیه سازی می‌شود . محیط مورد بررسی یک محیط یک بعدی است که از Nلایه تشکیل می‌شود. به منظور معرفی تصادفی بودن محیط، ضریب عبور و ضریب بازگشت از هر لایه عددی تصادفی در نظر گرفته می‌شود. جایگزیدگی نور در سیستم بدون وارد کردن اثر غیرخطی محاسبه می‌شود و سپس با وارد کردن اثر غیرخطی کر به محیط، اثرات ایجاد شده بررسی خواهد شد. در انتها جمع‌بندی نتایج این پایان نامه در فصل پنجم ارائه شده است.

فصل دوم

لیزرهای تصادفی

۲-۱- تئوری پراکندگی نور و ایجاد نور لیزر در سیستم‌های تصادفی

۲-۱-۱- پراکندگی نور

در برهم‌کنش تابش با ماده، تابش ورودی در داخل ماده بردار پلاریزاسیون الکتریکی ایجاد می‌کند و مقداری انرژی جذب محیط می‌شود. این بردار پلاریزاسیون، موج الکترومغناطیسی خروجی را ایجاد می‌کند. به عبارت دیگر به واسطه‌ی برخورد بین نور و ماده، جهت انتشار نور تغییر می‌کند. به این پدیده پراکندگی نور گفته می‌شود.

پراکندگی نور در زندگی روزمره ما نقش حیاتی دارد که بدون این پدیده حتی نمی‌توانیم دنیای اطرافمان را مشاهده کنیم. معادلات حاکم بر رفتار نور، معادلات ماکسول می‌باشند.

$$\nabla.\vec{E} = 0 \qquad (۱-۲)$$

$$\nabla.\vec{H} = 0 \qquad (۲-۲)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}) \qquad (۳-۲)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon\varepsilon_0(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \qquad (۴-۲)$$

که $\vec{E}$ و $\vec{H}$ به ترتیب میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی می‌باشند و ε ثابت دی‌الکتریک است.

۲-۱-۲- پراکندگی متعدد نور

وقتی تعداد زیادی پراکننده در سیستم وجود داشته باشد، هر پراکننده فقط تحت‌تأثیر میدان فرودی و میدان پراکنده‌شده از خود نیست، بلکه تحت‌تأثیر میدان‌های پراکنده شده از همه پراکننده‌ها در سیستم می‌باشد. در این حالت، با پیدا کردن جواب‌های معادلات ماکسول که تمام شرایط مرزی در مرز هر کدام از پراکننده‌ها در آن صدق می‌کند، می‌توان مسئله را حل کرد. تعداد این معادلات با افزایش تعداد پراکننده‌ها به طور خطی افزایش می‌یابد و برای یک سیستم تصادفی شامل تعداد زیادی پخش‌کننده، که در زندگی روزمره به طور مکرر با آن مواجه می‌شویم، پیدا کردن حل دقیق مسئله کار سختی است. از طرفی، در خیلی از موارد نیازی به دانستن جزئیات میدان الکترومغناطیس درون سیستم نداریم بلکه فقط رفتار انتقال نور مثل انعکاس

یا انتقال نور از سیستم تصادفی‌مان مورد نیاز است. این رفتار با معرفی برخی پارامترهای آماری در سیستم‌های تصادفی مشخص می‌شود که در ادامه به طور مختصر شرح داده خواهد شد.

۲-۱-۳- مقیاس‌های مشخصه طول در پراکندگی نور

یک فرض ساده اما مهم در نظر می‌گیریم: پدیده "پراکندگی مستقل". یعنی تعداد پراکننده‌ها در سیستم تصادفی کم است که نور ورودی قبل از خارج شدن از سیستم فقط یک بار توسط هر پراکننده، پراکنده می‌شود [۹]. به عبارت دیگر، میدان پراکنده‌شده کل، مجموع همه میدان‌های پراکنده شده از هر پراکننده است. زمانی که پراکننده‌ها به طور تصادفی در سیستم توزیع شوند، رابطه‌ی فازی بین میدان‌های پراکنده شده هم تصادفی می‌شود. سطح مقطع پراکندگی این سیستم، مجموع سطح مقطع‌های پراکندگی σ_s از هر کدام از پراکننده‌ها می‌باشد.

حال مقیاس مهم "مسیر آزاد میانگین" را معرفی می‌کنیم. مسیر آزاد میانگین، یک مقیاس مشخصه طول است که روند پراکندگی را توصیف می‌کند. به عنوان نمونه "مسیر آزاد میانگین پراکندگی[۱] l_s"، به عنوان فاصله میانگین بین دو پدیده پراکندگی متوالی مشخص می‌شود. برای یک سیستم تصادفی تشکیل شده از پراکننده‌های (تک پراکننده) با چگالی ρ، مسیر آزاد میانگین پراکندگی با رابطه:

$$l_s = \frac{1}{\rho \sigma_s} \qquad (۵-۲)$$

مشخص می‌شود که σ_s سطح مقطع پراکندگی هر پراکننده است.

مشخصه مسیر آزاد میانگین مهم دیگر، "مسیر آزاد میانگین انتقال[۲] l_t" است، که به عنوان فاصله‌ی میانگین بعد از اینکه مومنتوم (یا جهت حرکت) موج ورودی تصادفی می‌شود، تعریف می‌شود و با l_s به این صورت رابطه دارد:

$$l_t = \frac{l_s}{1-\langle \cos\theta \rangle} = \frac{1}{\rho \sigma_s (1-\langle \cos\theta \rangle)} \qquad (۶-۲)$$

[۱] Scattering Mean Free Path
[۲] Transport Mean Free Path

θ زاویه بین مسیر منحرف‌شده و مسیر اصلی حرکت است. به دلیل وجود جمله $\langle\cos\theta\rangle$ مقدار l_t بزرگ‌تر یا مساوی مقدار l_s می‌باشد. هنگامی l_t با l_s مساوی می‌شود که پراکندگی همسانگرد است، یعنی پراکندگی جهت ترجیحی خاصی ندارد و هیچ حافظه‌ای از پدیده‌ی پراکندگی قبلی‌اش وجود ندارد.

مقیاس مشخصه‌ی طول مربوطه برای جذب، "مسیر آزاد میانگین غیر کشسان[۱] l_i" است که به عنوان طول رفت و آمدی است که شدت نور در این فاصله با فاکتور $1/e$ (به دلیل جذب پراکننده‌ها) ، کاهش می‌یابد.

دو مقیاس طول وابسته، سایز سیستم L و طول موج نور λ می‌باشد. معمولاً در مسائل پراکندگی متعدد $L >> \lambda$ می‌باشد. با مقایسه‌ی l_t با L و λ، می‌توان سیستم تصادفی را به رژیم‌های مختلف طبقه‌بندی نمود:

۱) $l_t >> L$: این سیستم به طور اپتیکی نازک است و برهم‌کنش کمی با نور دارد، در این مورد سیستم ممکن است در "رژیم پرتابه‌ای[۲]" قرار گیرد. در این حالت، فوتون‌ها قبل از اینکه جهت حرکتشان تصادفی شود از سیستم خارج می‌شوند.

۲) $\lambda << l_t << L$: انتشار نور در چنین سیستمی در "رژیم پخشی[۳] " قرار می‌گیرد. در این مورد انتشار نور مثل حرکت تصادفی[۴] فوتون‌ها در طول سیستم با طول گام مساوی با مسیر آزاد میانگین پراکندگی در نظر گرفته می‌شود.

۳) $l_t < \lambda$: در این مورد سیستم در "رژیم جایگزیدگی[۵] " قرار می‌گیرد. در این سیستم برهم‌کنش نور با پراکننده‌ها داخل یک طول موج انتشار نور صورت می‌گیرد.

در مورد سوم، رفتار انتقالی نور به طور کامل عوض می‌شود. به این پدیده "جایگزینی نور" گفته می‌شود که همتای اپتیکی "جایگزیدگی اندرسون[۶]" برای الکترون‌هاست. جایگزیدگی اندرسون زمانی اتفاق می‌افتد که الکترون‌ها در یک ساختار فلزی نامنظم به دام بیافتند و بنابراین فلز از رسانا به عایق تبدیل می‌شود. به این الکترون‌ها "الکترون‌های جایگزیده‌ی اندرسون" گفته

---

[۱] Inelastic Mean Free Path
[۲] Ballistic Regime
[۳] Scattering Regime
[۴] Random Walking
[۵] Localized Regime
[۶] Anderson Localized

می‌شود. این موقعیت به این دلیل "جایگزیده" است که چگالی زیادی از پراکننده‌ها (الکترون‌ها، اسپین‌ها و...) وجود دارند که سبب می‌شود الکترون‌های آزاد یک الگوی حلقه‌ی منفرد را دنبال کنند. برای بهتر درک کردن این موضوع، می‌توان فوتون‌هایی را تصور کرد که میان یک ماده با نانو ذرات پراکننده پراکنده شده‌اند. اگر معیار[۱]: $kl \leq 1$ ، که سرعت فوتون را با عدد موج k و طول مسیر آزاد میانگین را با l توصیف می‌کند، برقرار باشد احتمال آن وجود دارد که فوتون‌ها در ماده، مثل الکترون‌های به دام افتاده در جایگزیدگی اندرسون، به دام بیفتند. وقتی که فوتون‌ها به دام بیفتند، ممکن است پراکننده‌ها همانند یک کاواک نوری عمل کنند. به دلیل تداخل، انتشار آزاد امواج و بنابراین پراکندگی متعدد در این حالت متوقف می‌شود. این پدیده می‌تواند باعث شکل‌گیری مدهای تصادفی با فرکانس‌های نزدیک به هم با یک دامنه تخریب کلی شود. میزان گستردگی فضایی میانگین این مدهای جایگزیده، یک مقیاس طول که "طول جایگزیدگی ξ" نامیده می‌شود را تعیین می‌کند. این طول را می‌توان با رابطه زیر محاسبه کرد:

$$\xi^{-1} = -\frac{d\langle \ln T \rangle}{dL} \qquad (۷-۲)$$

که وابسته به ضریب انتقال T از یک آنسامبل از سیستم‌های تصادفی با طول‌های مختلف ξ^{-1} می‌باشد.

جایگزیدگی به دلیل معیار $kl \leq 1$ فقط می‌تواند در مواد اپتیکی پراکنده کننده قوی اتفاق بیفتد.

در رژیم پخشی، انتشار امواج الکترومغناطیس با کمک حرکت تصادفی فوتون‌ها، مدل‌سازی می‌شود و به دلیل اینکه، احتمال کمی وجود دارد که نور پراکنده شده به حجم همدوس شروع راه برگردد، از تداخل چشم‌پوشی می‌شود. انتشار فوتون را می‌توان با معادله‌ی پخش برای چگالی تعداد فوتون‌ها $n(\vec{r},t)$ توصیف کرد:

$$\frac{\partial n(\vec{r},t)}{\partial t} = D\nabla^2 n(\vec{r},t) - \frac{\vec{v}}{l_i} n(\vec{r},t) \qquad (۸-۲)$$

که $D = l_t v/3$ ضریب پخشی و v سرعت انتقال نور داخل ماده است. این‌جا مسأله بدون هیچ جمله منبعی در نظر گرفته شده است. در حالت کلی نیاز است که یک جمله منبع به سمت راست معادله اضافه شود.

[۱] Ioffe-Regel Criterion

معادله پخش (۲–۸) یک معادله دیفرانسیل جزئی مرتبه دوم است و برای حل آن باید ابتدا شرایط مرزی را تعیین کنیم. به عنوان مثال، یک نمونه تخت با ضخامت L در نظر می‌گیریم. برای حالت $L >> l_t$ حداکثر چگالی فوتون پخش‌شده، n'، به واسطه‌ی یک پرتو با شار فوتون j_{in} ، که معمولاً روی این سطح در $x = 0$ تابیده می‌شود، داخل یک مسیر آزاد میانگین کوچک از سطح اتفاق می‌افتد و n' با کمک تئوری انتقال به این صورت محاسبه می‌شود : $n' = \frac{5 j_{in}}{v}$

با اعمال شرایط مرزی $n(0) = n'$ و $n(L) = 0$، جواب حالت پایدار معادله (۲–۸) به این صورت می‌باشد:

$$n(\vec{x}) = \frac{n' \sinh[\alpha(L - \vec{x})]}{\sinh(\alpha L)} \qquad (۹–۲)$$

که $\alpha = (\frac{D l_i}{v})^{-1/2}$ است.

چگالی جریان فوتون با رابطه:

$$j(\vec{x}, t) = -D \frac{\partial n(\vec{x}, t)}{\partial x} \qquad (۱۰–۲)$$

داده می‌شود و بنابراین چگالی جریان در سطح خروجی:

$$j(L) = \frac{n' \sinh(\alpha D)}{\sinh(\alpha L)} \qquad (۱۱–۲)$$

می‌باشد.

انتقال نرمالیزه شده با رابطه‌ی :

$$T(L) = j(L) \Big/ j_{in} \qquad (۱۲–۲)$$

داده می‌شود و می‌تواند به صورت :

$$T(L) = \frac{10 \alpha D / v}{e^{\alpha L} - e^{-\alpha L}} \qquad (۱۳–۲)$$

نوشته شود. دو مورد خاص را بررسی می‌کنیم:

۱) $\alpha L << 1$ در این صورت $\leftarrow$ $T(L) = 5D \Big/ vL$

۲) $\alpha L >> 1$ در این صورت $\leftarrow$ $T(L) = \frac{10\alpha D}{v} e^{-\alpha L}$

با استفاده از رابطه $D = l_t v/3$ در مورد اول می‌توان نوشت:

$$T(L) = 5l_t/3L \qquad (۱۴-۲)$$

فاصله‌ی میانگین بین نقاط شروع و پایان از یک انتقال فوتون در زمان t، $\sqrt{Dt}$ می‌باشد، که طول این مسیر vt است و بنابراین طول جذب پخشی L_a (میانگین RMS از l_i)که عمق نفوذ در یک ماده متعدد پراکننده‌ی جذبی را توصیف می‌کند، به صورت:

$$\sqrt{Dt_a} = \sqrt{vl_t/3 \times l_i/v} = \sqrt{\frac{l_t l_i}{3}} \qquad (۱۵-۲)$$

می‌باشد. با ترکیب دو رابطه $\alpha = 1/L_a$ و $\alpha L << 1$ به وضوح می‌بینیم که سایز سیستم (L) خیلی کوچک‌تر از طول جذب پخشی L_a می‌باشد. در این شرایط، جذب می‌تواند نادیده گرفته شود و انتقال کلی پخش متناسب با $T \propto l_t/L$ است.

برای مورد دوم که $L >> L_a$ است، نمی‌توان جذب را نادیده گرفت. در واقع برای یک سیستم بزرگ، به دلیل جذب، انتقال با افزایش سایز سیستم (L) کاهش می‌یابد.

به طور خلاصه، در این قسمت، سه مقیاس طول مهم را در سیستم متعدد پراکنده کننده نور معرفی کردیم: مسیر آزاد میانگین پراکندگی l_s، مسیر آزاد میانگین انتقال l_t و طول جذب پخشی L_a. با مقایسه طول‌موج λ و l_t و سایز سیستم L، رژیم پخشی را معرفی کردیم و نور متعدد پراکنده شده در این رژیم را با معادله پخشی (۲-۸) توصیف کرده و رابطه‌ی مهم بین انتقال کل و l_t را به صورت $T \propto l_t/L$ به دست آورده شد. قدرت پراکندگی یک سیستم تصادفی را می‌توان با l_t و یا ضریب پخشی D توصیف کرد. هر چه l_t کوچک‌تر باشد، یعنی سیستم پراکنده کننده قوی‌تری است.

یک نکته که باید مورد توجه قرار گیرد این است که تقریب‌های "پراکندگی مستقل" فقط می‌توانند با غلظت کم پراکننده‌ها در سیستم توجیه شوند. چون وقتی غلظت پراکننده‌ها در سیستم زیاد می‌شود، سطح مقطع‌های پراکندگی شروع به همپوشانی خواهند کرد و پراکندگی کل، کاهش خواهد یافت. به طور خاص معادله‌ی (۲-۵) و (۲-۶) فقط برای غلظت کم پراکننده‌ها با کسر پراکنندگی $f \leq$ ۰/۱ برقرار هستند. برای غلظت‌های بیشتر ۰/۶ $\leq f \leq$ ۰/۱، سطح مقطع

پراکندگی σ_s باید به $\sigma_s \to \sigma_s(1-f)$ تبدیل شود، وقتی که $f \geq ۰/۶$ باشد پارامتر پیچیده‌تری باید استفاده شود.

۲-۱-٤- ایجاد نور لیزر در سیستم‌های متعدد پراکنده کننده

در یک سیستم تصادفی با تعداد زیادی پراکنده کننده، نوسان شدید ثابت دی الکتریک، نور را به طور متعدد پراکنده می‌کند و زمان حضور فوتون‌ها در این سیستم به طور شگفت‌انگیزی افزایش می‌یابد. همان‌طور که در بخش قبل بررسی شد، وقتی که $\lambda << l_t << L$ باشد، فوتون‌ها به رژیم پخشی می‌روند و احتمال کمی برای روی‌دادن پدیده‌های پراکندگی تکراری وجود دارد. با افزایش قدرت پراکندگی، l_t کاهش می‌یابد و پراکندگی در مسیرهای تکراری مکرراً اتفاق می‌افتد. سرانجام وقتی که $kl_t \to 1$ پخش کاملاً متوقف می‌شود و جایگزیدگی فوتون به دلیل تداخل بین همه امواج پراکنده شده تکراری به وجود می‌آید. به عبارت دیگر، مدهای جایگزیده‌ای شکل می‌گیرند که تابع موج آن‌ها به طور فضایی دچار تباهی می‌شود. با ورود بهره به این سیستم، این مدهای جایگزیده وقتی که تباهی‌شان به وسیله‌ی تقویت جبران شود، می‌توانند شروع به تولید نور لیزر کنند. به این پدیده، ایجاد نور لیزر در سیستم‌های تصادفی گفته می‌شود.

۲-۲- لیزرهای تصادفی

به منظور یک مقایسه بین سیستم‌های لیزر تصادفی با لیزر معمولی، ابتدا به طور خلاصه اصول فیزیکی لیزرهای معمولی را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

کلمه "LASER" از حروف اول عبارت:

"Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation"

یعنی" تقویت نور توسط گسیل القایی تابش"، گرفته شده است.

سیستم لیزر معمولی شامل دو قسمت است: یک نوسان‌کننده که بازخورد اپتیکی نور را فراهم می‌کند و یک تقویت‌کننده که باعث تقویت نور به طور همدوس می‌شود. نوسان‌کننده و تقویت‌کننده می توانند جدا از هم باشند یا درون یک کاواک تشدیدگر ادغام شوند. تقویت به