دانشگاه صنعتی اصفهان

دانشکده شیمی

راه اندازی لیزر رنگی و کالیبراسیون طول موج آن با استفاده از طیف سنجی اپتوگالوانی

پایان نامه کارشناسی ارشد شیمی فیزیک

فریمان فتحی

اساتید راهنما

دکتر محمود تبریزچی
دکتر حسین فرخ‌پور

۱۳۸۵

دانشگاه صنعتی اصفهان

دانشکدهٔ شیمی

پایان نامهٔ کارشناسی ارشد رشتهٔ شیمی فیزیک آقای فریمان فتحی

تحت عنوان

راه اندازی لیزر رنگی و کالیبراسیون طول موج آن در ناحیهٔ مرئی با استفاده از طیف سنجی اپتو گالوانی

در تاریخ ۸۵/۱۲/۶ توسط کمیتهٔ تخصصی زیر مورد بررسی و تصویب نهایی قرار گرفت.

۱- استاد راهنمای پایان نامه	دکتر محمود تبریزچی
۲- استاد راهنمای پایان نامه	دکتر حسین فرخ پور
۳- استاد مشاور پایان نامه	دکتر مهرداد بامداد
۴- استاد داور	دکتر محمود سلطان الکتابی
۵- استاد داور	دکتر سید حسن قاضی عسگر
سرپرست تحصیلات تکمیلی دانشکده	دکتر بیژن نجفی

کلیه حقوق مادی مترتب بر نتایج مطالعات، ابتکارات و نوآوریهای ناشی از تحقیق موضوع این پایان نامه متعلق به دانشگاه صنعتی اصفهان است.

تشکر و قدردانی

پروردگار یکتا را سپاس که به لطف بی حد او برگی مهم از زندگی‌ام ورق خورد که تجربه‌ای شگرف و نقطه عطفی در زندگی‌ام بود.

بجاست که از دو یار همیشگی‌ام، پدر عزیز و مادر مهربانم، به پاس زحمات شبانه روزی‌شان تشکر کنم. می‌دانم که بدون پشتیبانی ایشان انجام این کار برایم میسر نبود.

و اینک وجودی عزیز را شایسته سپاس فراوان می‌دانم، همسر مهربان و فداکارم. صادقانه اعتراف می‌کنم: شوقی که او در به پایان رساندن این تحقیق در من می‌انگیخت همچون چراغی هدایت‌گر، امید بخش روزهای پایانی بود.

از برادران و خواهران دوست داشتنی‌ام فرهمند، فرید، فرحناز و فتانه، و همچنین از سلیمان عزیز و خواهرزاده شیرینم مهدیس سپاسگزارم، که مهربانانه در این راه مشوقم بوده اند.

لازم میدانم از اساتید بزرگوار آقایان دکتر محمود تبریزچی و دکتر حسین فرخپور تشکر و قدردانی کنم. زحمات ایشان را در هدایت این تحقیق، صمیمانه ارج می‌نهم.

از استاد ارجمند آقای دکتر مهرداد بامداد که همواره از مشاورت ایشان بهره جسته‌ام صمیمانه سپاسگزاری می‌کنم.

از اساتید محترم آقایان دکتر محمود سلطان‌الکتابی و دکتر سید حسن قاضی عسگر که با ارایه نظراتشان در بازخوانی و تصحیح این پایان نامه کوشیدند سپاسگزاری می‌نمایم.

Finally I would like to gratefully appreciate Professor R. Richter for his help, enthusiasm, and useful information, which led us getting results from this project.

تقدیم به دو فرشته
مهربان زندگی ام
پدر و مادر فداکارم

فهرست مطالب

عنوان صفحه

چکیده فارسی ۱

فصل اول: مبانی لیزر

۱-۱- مقدمه ۲
۱-۲- خواص نور لیزر ۳
۱-۳- نشر و جذب نور ۴
۱-۴- روابط جذب و نشر انیشتن ۵
۱-۵- ضریب بهره ۷
۱-۶- ایجاد وارونی جمعیت ۸
۱-۷- تشدید کننده‌های نوری ۹
۱-۸- ضریب بهره آستانه ۱۱
۱-۹- توزیع فرکانس پرتو ۱۱
۱-۱۰- مدهای لیزری ۱۲
۱-۱۰-۱- مدهای طولی ۱۲
۱-۱۰-۲- مدهای عرضی ۱۳
۱-۱۱- انواع لیزرهای واقعی ۱۵
۱-۱۱-۱- لیزرهای یونی حالت جامد ۱۶
۱-۱۱-۲- روشهای دمش ۱۶
۱-۱۱-۳- فناوری بستاوری Q ۱۷
(الف) روش آینه چرخان ۱۷
(ب) روش الکترواپتیک ۱۹
۱-۱۱-۴- لیزر $Nd:YAG$ ۱۹
۱-۱۱-۵- لیزرهای مایع رنگی ۲۰
(الف) روشهای دمش ۲۲
(ب) تکفام ساز ۲۲

فصل دوم: طیف‌سنجی اپتوگالوانی

۲-۱- مقدمه ۲۳
۲-۲- تخلیه الکتریکی ۲۵
۲-۲-۱- منابع الکترون درتخلیه ۲۶
۲-۲-۲- سازوکارهای دخیل در یونش مستقیم و جمعیت‌های برانگیخته در تخلیه ۲۶
۲-۲-۳- نمودار ولتاژ-آمپر در تخلیه ۲۸
۲-۲-۴- ساختار تخلیه تابناک ۳۱
۲-۲-۵- انواع سل‌های تخلیه ۳۴
الف) سل‌های ستون مثبت ۳۴
ب) هالوکاتدهای تجاری ۳۵
ج) تخلیه‌های فرکانس رادیویی ۳۵
۲-۳- ترازهای برانگیخته‌ی اتمی گازهای نجیب ۳۵
۲-۴- سیگنال اپتوگالوانی در یک تخلیه‌ی تابناک پایدار ۳۸
۲-۴-۱- سیگنال اپتوگالوانی ناشی از تغییر در سرعت یونش ۳۸
۲-۴-۲- سیگنال اپتوگالوانی ناشی از تغییر دمای الکترونی (فوتواکوستیک) ۳۸
۲-۵- تئوری ساده‌ای از اثر اپتوگالوانی و ساختار زمانی سیگنال ۳۸
۲-۵-۱- رفتار سیگنال در لیزرهای مداوم ۴۰
۲-۵-۲- رفتار سیگنال در لیزرهای ضربانی ۴۰
۲-۵-۳- رفتار سیگنال اپتوگالوانی در اثر برخوردهای انتقال انرژی (یونش پنینگ) ۴۲
۲-۵-۴- رفتار سیگنال اپتوگالوانی در اثر برخوردهای شبه‌پایدار- شبه‌پایدار ۴۴
۲-۶- تغییرات سیگنال نسبت به پارامترهای تخلیه ۴۴
۲-۶-۱- سیگنال اپتوگالوانی، تابعی از جریان تخلیه ۴۴
۲-۶-۲- تغییر سیگنال اپتوگالوانی با تغییر فشار و موقعیت تابش لیزر در تخلیه ۴۵

فصل سوم: نصب و راه‌اندازی لیزر رنگی

۳-۱- مقدمه ۴۹
۳-۲- مشخصات و قسمت‌های مختلف لیزر *Nd:YAG* ۴۹
۳-۲-۱- بخش نوری و نحوه گزینش طول موج ۵۰
۳-۳- مشخصات و قسمت‌های مختلف لیزر رنگی ۵۱
۳-۳-۱- بخش نوری ۵۱
الف) تشدیدگر نوری ۵۲

ب) تقویت کننده‌ها ۵۳
۳-۳-۲- سامانه پمپ رنگ ۵۴
۳-۴- اتصال لیزر $Nd:YAG$ به لیزر رنگی ۵۴
۳-۵- ساخت رنگ ۵۵
۳-۶- راه اندازی لیزر ۵۶
۳-۷- تنظیم پرتو لیزر ۵۷
۳-۷-۱- تنظیم پرتو دمنده ۵۷
۳-۷-۲- تنظیم پرتو رنگی ۵۷
۳-۸- نکاتی در مورد غلظت رنگ ۵۸

فصل چهارم: کالیبراسیون لیزر رنگی

۴-۱- مقدمه ۵۹
۴-۲- چیدمان آزمایش ۶۰
۴-۲-۱- لیزر ۶۱
۴-۲-۲- پنجره‌های کوارتزی ۶۱
۴-۲-۳- فتودیود ۶۱
۴-۲-۴- لامپ کاتدتهی ۶۳
۴-۲-۵- A/D دوکاناله ۶۴
۴-۳- الگوهای تداخلی ۶۴
۴-۴- گذارهای اپتوگالوانی ۶۷
۴-۴-۱- ساختار زمانی سیگنال ۶۸
۴-۴-۲- رسم گذارهای مشاهده شده بر حسب طول موج لیزر رنگی ۷۱
۴-۴-۳- انطباق طول موج گذارهای مشاهده شده با خطوط مرجع نئون ۷۶
۴-۴-۴- تغییرات سیگنال اپتوگالوانی با جریان ۸۰
۴-۵- نتیجه‌گیری ۸۴
۴-۶- پیشنهاداتی در این زمینه ۸۴
مراجع ۸۵
پیوست شماره ۱ ..... ۸۸
پیوست شماره ۲ ..... ۹۰
چکیده انگلیسی ۹۱

چکیده

در تحقیق حاضر، لیزر رنگی موجود در آزمایشگاه لیزر دانشکده شیمی دانشگاه صنعتی اصفهان راه اندازی شد. برای راه‌اندازی لیزر در ناحیه مرئی از دو رنگ رودامین 6G و رودامین B استفاده شد. به منظور کالیبراسیون طول موج لیزر رنگی و کاهش خطای سیستم تکفام‌ساز لیزر، با استفاده از طیف سنجی اپتوگالوانی به این امر پرداخته شد. سامانه‌ای متشکل از یک فتودیود (به منظور ثبت الگوهای تداخلی حین روبش طول موج لیزر) و یک لامپ تخلیه الکتریکی تجاری (برای ثبت سیگنال‌های اپتوگالوانی) طراحی و ساخته شد. این سامانه قابلیت کالیبراسیون لیزر را در ناحیه مرئی دارا می‌باشد، به شکلی که همزمان با کارهای طیف سنجی می‌توان با استفاده از این سامانه لیزر را کالیبره کرد. همچنین هشت گذار نئون در ناحیه ۵۶۰-۶۱۰ نانومتر ثبت شدند و طول موج مرکز این گذارها، با بررسی سیگنال ها و محل خطوط مشاهده شده و نیز مقایسه با گذارهای مرجع نئون در این ناحیه، دقیقاً مشخص شدند. تغییرات سیگنال زمانی سه گذار $3p[5/2]_2 - 4d[5/2]_2$ و $3s[3/2]_2 - 3p'[1/2]_1$ و $3s[3/2]_2 - 3p'[3/2]_2$ با تغییرات جریان تخلیه از ۱ تا ۴/۸ میلی آمپر، مشاهده و گزارش شدند. در نهایت و با استفاده از نتایج بدست آمده خطای کلی سامانه تکفام ساز در ناحیه مورد بحث برطرف شد.

فصل اول
مبانی لیزر

۱-۱ مقدمه

واژهٔ لی‌زر از حروف اول کلمات عبارت «تقویت نور توسط نشر القایی تابش[1]» تشکی‌ل شده است. پی بردن به چگونگی عمل لی‌زر، وی‌ژگی‌های تابشی لی‌زر و کاربردهای آن منوط به آگهی بی‌شتر از نظری‌ه های موجود در مورد ماهی‌ت نور است. از ای‌ن می‌ان نشر وجذب نور از مهمتری‌ن خواص کلی‌دی در عمل لی‌زر است که در قسمتهای بعدی این فصل به آن پرداخته خواهد شد.

علی رغم کارهای تئوری انجام شده در سال ۱۹۱۷ توسط انی‌شتن و تأی‌ی‌داتی که در سال ۱۹۲۰ با استفاده از قضای‌ای موجود در مکانیک کوانتومی انجام گرفت کارهای فی‌زی‌کی و تجربی کمی برای اثبات ای‌ن فرضی‌ه ها انجام شد. اما تقری‌باً چهل سال بعد و در سال ۱۹۵٤، «چارلز تاونز[2]» اولی‌ن ابزاری را که با گاز آمونی‌اک کار می کرد ساخت وآنرا می‌زر[3] نام نهاد حرف اول این عبارت از کلمه‌ی ریزموج[4] گرفته شده زیرا در میزر ریزموجها تقویت و تابش می‌شوند[۱]. در سال ۱۹٦۰، «تئودور مایمن[5]» اولی‌ن لی‌زری را که با ی‌اقوت مصنوعی کار می کرد ساخت. به دنبال آن و در سال ۱۹٦۱ دانشمند ای‌رانی به نام علی جوان موفق به ساخت نوعی لی‌زر گازی شد که با

1- Light Amplification by Stimiulated Emission of Radiation (LASER)
2- Charles Townes
3- MASER (Microwave Amplification by Stimiulated Emission of Radiation)
4- Microwave
5- Theodore Maiman

مخلوطی از گاز هلیم ونئون کار می‌کرد[۲]. امروزه صدها نوع ماده لیزری و هزاران خط لیزر شناخته شده است که درتمام زمینه های علوم و فنون، استفاده می شوند.

۱-۲ خواص نور لیزر

یکی از اختلافهای بارز یک چشمه نور معمولی با نور لیزر «همدوس[1]» بودن آن است.همدوسی به‌این معنا است که فوتونهای تولید شده در لیزر کاملاً در یک فاز قرار دارند، بنابراین نور خروجی را تقویت و پر شدت می‌کنند. «تکفامی» یا تک رنگی یکی دیگر از ویژگی‌های نور لیزر است و این در حالی است که نور یک چشمهٔ معمولی ممکن است طیف وسیعی از فرکانسهارا در بر داشته باشد. چنانچه نور لیزر در محیط جذب نشود می تواند فواصل زیادی را طی کند بدون آنکه در واگرایی آن تغییر قابل توجهی حاصل شود. از این خاصیت به «جهتمندی[2]» تعبیر می شود. واگرایی نور لیزر θ با طول موج لیزر λ، نسبت مستقیم و با قطر دهانهٔ باریکه D، نسبت عکس دارد ($\theta \approx (\lambda/D)$).

از خواص مهم دیگر نور لیزر «درخشندگی[3]» یا روشنایی نور لیزر است. درخشندگی نور لیزر حتی با قدرت چند میلی وات، میلیونها بار از درخشانتر‌ین چشمه‌های نور معمولی مثل خورشید بیشتر است واین به علت درخشندگی بسیار بالای نور لیزر است. دمای مربوط به این درخشندگی برای لیزری به قدرت ۱۰وات و پهنای خطی معادل $10MHz$، چیزی درحدود $10^{17}\ K$ است. بزرگی این دما زمانی مشخص می‌شودکه این دما، با دمای یک لامپ درخش(فلاش عکاسی)با دمای $10^{4}\ K$، یا یک مولد پلاسما با دمای 10^{6} K مقایسه شود.

به طور کلی برای ایجاد تابش لیزر به سه عامل مهم نیاز است:

الف) محیط فعال[4]: این محیط ممکن است اتم، یون و یا مولکول باشد. بدین ترتیب لیزری که بوجود می آید، اتمی، یونی و یا مولکولی نامیده می شود.

ب)دمش[5]: برای گذار اتمها وملکولهای ماده‌ی فعال از ترازهای پایینی به ترازهای بالاتر به یک منبع تحریک نیاز است. به فرآیندهایی که در اثر آنها، اتمها به ترازهای تحریکی گذار داده می شوند دمش گویند. در لیزرهای حالت جامد (نظیر لیزر یاقوت یا $Nd:YAG$) از لامپهای درخش[6] که در زمانی حدود چند صد میلیونیوم ثانیه فعال می‌شوند استفاده می کنند.این روش را دمش نوری می‌نامند. در لیزرهای گازی عمل دمش توسط یک منبع الکتریکی خارجی انجام می گیرد که به این روش، دمش الکتریکی گویند. البته روشهای دیگری نیز نظیر واکنش شیمیایی، گاز- دینامیکی، و یا استفاده از یک لیزر دیگر (عموماً برای لیزرهای رنگی) برای دمش وجود دارد.

1- coherency
2- Directivity
3- Brilliance
4- Active Medium
5- Pumping
6- Flash Lamp

ج)کاواک لی‌زر[1]: برای ای‌جاد نوسان لی‌زری، وجود دو آی‌نه، که ی‌کی تمام بازتابان است و دی‌گری گذردهی جزئی دارد، مورد نی‌از است. ای‌ن دو آی‌نه در دو انتهای محی‌ط فعال تعبی‌ه می شوند. خروجی مفی‌د لی‌زر از جهت آی‌نۀ نی‌مه گذرده دری‌افت می‌شود. به کاواک لیزر تشدیدگر[2] نیز گویند[۳].

۱-۳ نشر و جذب نور

توضی‌حات انی‌شتن دربارۀ پدیده‌ی فوتوالکتری‌ک بر کارهای قبلی پلانک استوار بود که نظری‌ۀ کوانتمی نور را برای بی‌ان چگونگی تابش جسم سی‌اه ارائه نمود. پلانک نشر امواج الکترومغناطی‌سی را به نوسان کننده های‌ی در داخل جسم سی‌اه نسبت داد. فرض مهم ای‌نست که ای‌ن نوسان کننده ها می توانند مقادی‌ر معی‌نی انرژی داشته باشند و ای‌ن انرژی ها مضرب صحی‌حی از $h\nu$ است. مطلبی که پلانک بیان نمود امروزه به نظری‌ۀ کوانتومی معروف است. اهمی‌ت نظری‌ۀ کوانتومی در بحث ما ای‌ن است که سی‌ستمهای اتمی دارای ترازهای انرژی مجزا ی‌ا حالت های انرژی هستند[٤].

بر اساس نظریه کوانتومی، مولکولها و اتمها دارای ی‌ک دسته ترازهای مجزای انرژی هستند و انرژیی که هر ی‌ک از ای‌ن ذرات می توانند داشته باشند محدود به ی‌کی از ای‌ن مقادی‌ر است. به عبارتی واضحتر بی‌شتر مولکولها در هر لحظه از زمان در ترازی با پای‌ی‌ن تری‌ن انرژی قرار دارند که به آن حالت پای‌ه گفته می شود. جذب نور توسط اتم یا مولکول، آن را به ترازهای بالاتر انرژی منتقل می کند. نور نی‌ز حاوی بسته های مجزای انرژی است که «فوتون» نام دارند و جذب زمانی اتفاق می افتد که ای‌ن بسته ها توسط مولکولهای منفرد به دام بی‌فتند. در فرآی‌ند جذب، انرژی فوتون به مولکول منتقل می شود و مولکول اصطلاحاً به حالت برانگی‌خته منتقل می شود. واضح است برای ای‌نکه فرآیند جذب اتفاق بی‌فتد انرژی فوتونی که متناسب با فرکانس ν است بای‌د دقی‌قاً منطبق بر فاصله انرژی بی‌ن حالت اولی‌ه و نهای‌ی مولکول یا اتم باشد. به دلی‌ل وجود همی‌ن انرژی‌های مجزا، انتخابهای معی‌نی برای جذب نور در ی‌ک فرکانس، توسط مواد مختلف وجود دارد و ای‌ن ی‌ک اصل کلی است که در بی‌شتر زمی‌نه های اسپکتروسکوپی وجود دارد.

آنچه که در مورد لی‌زر اتفاق می افتد دقی‌قاً عکس فرآی‌ند جذب است و نشر نامی‌ده می شود. نشر زمانی اتفاق می افتد که مولکولها از حالت بر انگی‌خته به حالت پای‌ه باز گردند. مولکولها در حالت برانگی‌خته طول عمر کمی (در حدود 10^{-7} تا 10^{-11} ثانی‌ه) دارند و با آزادسازی انرژی به سرعت فرآی‌ند «رهایش» را پی‌ش می گی‌رند. بدی‌ن ترتی‌ب مولکولها به حالت های انرژی پای‌دارتر که اغلب همان حالت پایه است گذار می‌کنند. مکانیسم‌های زیادی برای رها سازی انرژی وجود دارد که برخی تابشی و برخی نی‌ز غی‌ر تابشی هستند. با ای‌نکه ممکن است تعاری‌ف شی‌می‌ای‌ی متفاوتی برای پدی‌ده های نشر تابشی مثل فلورسانس ی‌ا فسفرسانس در نظر گرفته شود اما فی‌زی‌ک قضی‌ه کاملاً ی‌کسان است: فوتونی که نشر می شود، انرژی‌اش کاملاً منطبق بر اختلاف انرژی بی‌ن حالت برانگی‌خته و پای‌ه (درگیر در گذار) می‌باشد. به ای‌ن دلی‌ل که ای‌ن نوع نشر بدون هر گونه تحری‌ک خارجی صورت می گی‌رد به آن «نشر خود بخودی» اتلاق می گردد.

1- Laser Cavity
2- Resonator

اما در مورد لیزر پدی‌ده ای کاملاً متفاوت به نام نشر القای‌ی تعیین کننده است. در این مورد باز هم سی‌ستمی از مولکولها وجود دارد که در حالت بر انگی‌خته قرار گرفته اند اما ای‌ن بار پرتوی‌ی به سی‌ستم می تابد که دارای فرکانسی برابر با فرکانس بی‌ن یکی از سطوح برانگی‌خته مولکولها وی‌کی از سطوح پای‌ی‌نی آنها است. در ای‌ن مورد هر کدام از مولکولها می توانند با فرکانسی برابر با فرکانس پرتو،به سطح پای‌ی‌نی گذار کنند و فوتونی با همان فرکانس، جهت، و فاز نشر نمایند. بنابرای‌ن واضح است که احتمال نشر با افزای‌ش فوتونهای هم انرژی افزای‌ش می ی‌ابد و مهمتر ای‌نکه جهت تابش فوتون دقی‌قاً با جهت تابش فوتون بکار گرفته شده ی‌کی است (اصطلاحاً گفته می شود که فوتون تقوی‌ت شده است). ای‌ن فرآی‌ند به دلی‌ل جهت دار بودن پرتو نشر شده متفاوت از نشر خود بخودی است. در واقع در نشر خودبخودی بدلی‌ل عدم وجود پرتو محرک، نشر تابش در تمام جهات و به صورت اتفاقی انجام می گی‌رد[٤].

۱-٤ روابط جذب و نشر انیشتن

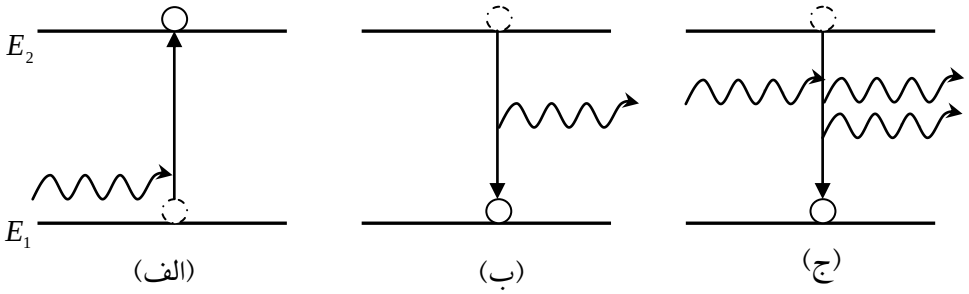
انی‌شتن نشان داد که سه فرآی‌ند جذب، نشر برانگی‌خته و نشر خود بخودی به هم مرتبط‌اند. این سه فرایند در شکل ۱-۲ نشان داده شده‌اند. با توجه به ای‌نکه برای ی‌ک مجموعه از اتمها در حالت تعادل ترمودی‌نامی‌کی، احتمال گذار به تراز بالا(از E_1 به E_2) با احتمال انتقال به تراز زی‌ری‌ن (ازE_2 بهE_1) با هم برابر است[٤]، آهنگ ای‌ن سه فرآی‌ند طبق روابط انشی‌شتن به قرار زی‌ر است:

$$\text{آهنگ جذب} = N_1 \rho_\nu B_{12} \qquad (۱-۱)$$

$$\text{آهنگ نشر برانگیخته} = N_2 \rho_\nu B_{21} \qquad (۱-۲)$$

$$\text{آهنگ نشر خودبخود} = N_2 A_{21} \qquad (۱-۳)$$

N_2, N_1 به ترتی‌ب جمعی‌ت ترازهای E_1 وE_2 ، و ρ_ν چگالی انرژی تابش با فرکانس ν هستند. ثابتهای A_{21} ، B_{21}،B_{12} ثابت های انی‌شتن نامی‌ده می شوند.



شکل ۱-۱ فرایندهای جذب و نشر. (الف) جذب. (ب) نشر خودبخودی. (ج) نشر القایی

این روابط در شرای‌ط تعادل ترمودی‌نامی‌کی به شکل زیر نوشته می‌شوند:

$$N_1\rho_\nu B_{12} = N_2\rho_\nu B_{21} + N_2 A_{21} \quad (۱-۴)$$

بنابرای‌ن،

$$\rho_\nu = \frac{A_{21}/B_{21}}{\left(\frac{B_{21}N_1}{B_{21}N_2}\right)-1} \quad (۱-۵)$$

طبق رابطهٔ بولتزمن در دمای تعادل ترمودی‌نامی‌کی نسبت N_1 به N_2 به صورت زی‌ر است

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left[\frac{(E_2 - E_1)}{kT}\right] \quad (۱-۶)$$

که k ثابت بولتزمن است. بنابرای‌ن با قرار دادن معادلهٔ اخی‌ر در معادلهٔ (۱-۵) خواهی‌م داشت:

$$\rho_\nu = \frac{A_{21}/B_{21}}{\frac{B_{12}}{B_{21}}\exp(h\nu/kT)-1} \quad (۱-۷)$$

از آنجا که سی‌ستم در حالت تعادل ترمودی‌نامی‌کی است. تابش در ای‌ن سی‌ستم مشابه تابش جسم سی‌اه است

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\left(\frac{1}{\exp(h\nu/kT)-1}\right) \quad (۱-۸)$$

از طرفی B_{12} با B_{21} برابر است لذا بامقای‌سهٔ روابط (۱-۷) و (۱-۸)، رابطه‌ی زیر به دست خواهد آمد

$$A_{21} = B_{21}\frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (۱-۹)$$

تمامی ای‌ن معادلات به روابط انی‌شتن معروف هستند[٤].

با استفاده از ای‌ن روابط و بوی‌ژه رابطهٔ(۱-۹)، می توان نسبت نشر خود بخودی به نشر القایی تابشی را برای دوتراز معی‌ن در حالت تعادل ترمودی‌نامی‌کی به دست آورد

$$R = \frac{N_2A_{21}}{N_2B_{21}\rho_\nu} = \frac{8\pi h\nu^3}{\rho_\nu c^3} \quad (۱-۱۰)$$

$$R = \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right)-1 \quad (۱-۱۱)$$

اگر بخواهی‌م ای‌ن نسبت را برای نور نشر شده توسط تخلی‌ه الکتری‌کی در ی‌ک گاز مانند نئون و در لی‌زر هلی‌وم- نئون بدست آوری‌م، چنانچه دمای تخلی‌ه را ۳۷۰ درجه کلوی‌ن و نور نشر شده را نور قرمز با فرکانس ν=٤/٧٤×۱۰ ^{14} Hz فرض کنی‌م آنگاه $R = e^{61/5} \approx 5\times10^{26}$.

محاسبه بالا نشان می دهد که در شرای‌ط تعادل ترمودی‌نامی‌کی ای‌جاد نشر القایی بسی‌ار نامتحمل است و هر چه فرکانس بی‌شتر باشد ای‌ن احتمال کمتر می شود. بنابرای‌ن بای‌د شرای‌طی وجود داشته باشد که بتواند ای‌ن تعادل را بر هم زده و نسبت N_2 به N_1 را افزای‌ش داد(حتی اگر $E_2>E_1$). به این حالت اصطلاحاً ایجاد وارونی جمعیت[1] اتلاق می‌شود. راه رسیدن به این منظور استفاده از سیستم‌های سه یا چهار ترازی است که در ادامه به آن پرداخته می‌شود. با

1- Population Inversion

ای‌ن کار نشر القای‌ی که از عوامل تقوی‌ت نور تکفام و جهتمند است به دو فرآی‌ند دی‌گر ی‌عنی نشر خود بخود و جذب غالب می شود.

اتمهای واقعی و سی‌ستمهای اتمی دارای ترازهای انرژی متعددی هستند و گذارهای متعددی(با احتمالات مختلف) نی‌ز ممکن است بی‌ن هردو تراز انجام پذیرد. ضرای‌ب انی‌شتن(A_{ij} ،B_{ij} ،B_{ji})و همچنین روابط حاکم بر آنها برای هر زوج تراز وجود دارند. با ملاحظهٔ عمل لی‌زر در ی‌ک مادهٔ مفروض می‌زان گذارها بی‌ن همهٔ ای‌ن زوج ترازها بای‌د منظور شود، اما در عمل می‌توان تمام ای‌ن ترازهای مرتبط را به ۳ ی‌ا ٤ تراز کاهش داد[۵].

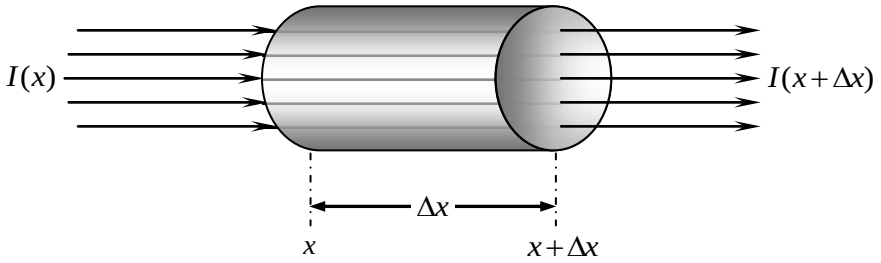
۱-۵ ضری‌ب بهره[1]

مادهٔ لی‌زری، هر چه که باشد (ی‌اقوت، *Nd-YAG* و ی‌ا هر ماده لی‌زری شناخته شده) نوری را که به آن می رسد تقوی‌ت کرده واز خروجی کاواک، نوری پرشدت بی‌رون می‌آی‌د. اما حی‌ن عبور نور از ماده، مقداری از نور جذب شده که صرف گذار الکترون‌ها از تراز پای‌ه به برانگی‌خته می شود. اگر دمش به طور صحی‌حی انجام گی‌رد و وارونگی جمعیت به وجود آی‌د آنگاه نور ورودی با ی‌ک ضری‌ب ثابت افزای‌ش می ی‌ابد که به آن ضری‌ب بهرهٔ لی‌زر گوی‌ند.برای درک بهتر مطلب بهتر است به بررسی روابط موجود در این زمینه پرداخته شود.

اگر پرتو تکفامی طبق شکل ۱-۲ از یک ماده جاذب عبور کند و از طرفی جذب در آن ماده تنها در اثر گذار یک الکترون از تراز E_1 به E_2 صورت بگیرد، آن‌گاه تغییری که در شدت تابش بوجود می‌آید بصورت زیر خواهد بود:

$$\Delta I(x) = I(x+\Delta x) - I(x) \qquad (۱۲-۱)$$

Δx ضخامت ماده جاذب است که نور از آن عبور کرده است.



شکل ۱-۲ تابش عبوری از یک عنصر حجمی به طول Δx و سطح مقطع واحد در یک ماده جاذب نوری.

اگر ماده همگن باشد، ΔI با مسافت طی شده توسط نور در ماده جاذب (Δx) و شدت تابش اولیه متناسب خواهد بود:

$$\Delta I = -\alpha\, I(x)\Delta x \qquad (۱۳-۱)$$

α ثابت تناسب و ضریب جذب است. علامت منفی در معادله ۱-۱۳ نشان دهنده کاهش شدت پرتو با افزایش مسافت است. با تبدیل معادله ۱-۱۳ به یک معادله دیفرانسیلی و سپس انتگرال‌گیری رابطه زیر بدست می‌آید

$$I(x) = I_0\, e^{-\alpha x} \qquad (۱٤-۱)$$

1- Efficiency Coefficient

میزان جذب (اندازه α) به تعداد اتمها در تراز انرژی پایه(N_1) و همچنین تعداد اتمها در تراز انرژی برانگیخته (N_2) بستگی دارد. اگر N_2 صفر باشد جذب بیشینه خواهد بود و بالعکس اگر N_1 صفر باشد میزان جذب کمترین و احتمال نشر القایی به بیشینه مقدار می‌رسد. بنابراین اگر وارونی جمعیت ایجاد شود، آن‌گاه α منفی شده و مقدار $-\alpha x$ مثبت می‌شود به‌طوریکه شدت پرتو به‌طور نمایی طبق رابطه زیر افزایش می‌یابد.

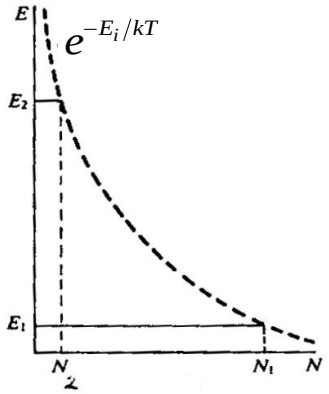
$$I(x) = I_{\circ} e^{kx} \qquad (۱-۱۵)$$

در این رابطه x ضخامتی از ماده لیزری است که تحت تابش قرار گرفته است و k ضریب بهره لیزر است که رابطهٔ آن با جمعیت حالتها و ضرایب انیشتن به صورت زیر است.

$$k = \left(N_2 - N_1\right)\frac{nh\nu_{21}B_{21}}{c} \qquad (۱-۱۶)$$

۱-۶ ایجاد وارونی جمعیت

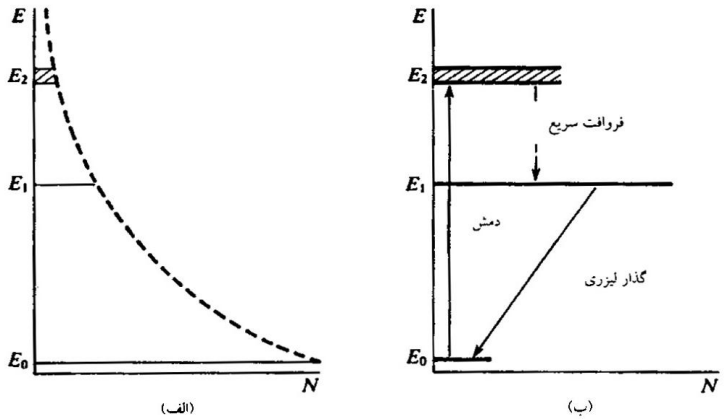
برای آنکه احتمال نشر برانگیخته قابل توجه باشد باید جمعیت N_2 ، مربوط به تراز برانگیخته نسبت به تراز پایین تر بسیار افزایش یابد(یعنی باید جمعیت معکوس ایجاد شود). در شکل (۱-۳) توزیع بولتزمن(خط نقطه چین) در تعادل ترمودینامیکی نشان داده شده است. توجه کنید که در تعادل ترمودینامیکی امکان ایجاد وارونی جمعیت وجود ندارد. بنابراین برای بر هم زدن این تعادل از طرق مختلف دمش (بخش ۱-۲) استفاده می‌شود. با این وجود در یک سیستم با دو تراز، نمی توان وارونی جمعیت ایجاد کرد زیرا B_{12} با B_{21} برابر است و سرعت گذار از تراز پایین به بالا و بالعکس متناسب با جمعیت ترازها است و چنانچه جمعیت تراز بالایی بیشتر شود سرعت گذار آن به پایین نیز افزایش یافته و بنابراین حتی با تابش های بسیار قوی حداکثر می توان جمعیت ترازهای بالایی و پائینی را برابر نمود.



شکل ۱-۳ جمعیت دو تراز در یک سیستم در حالت تعادل ترمودینامیکی[۵].

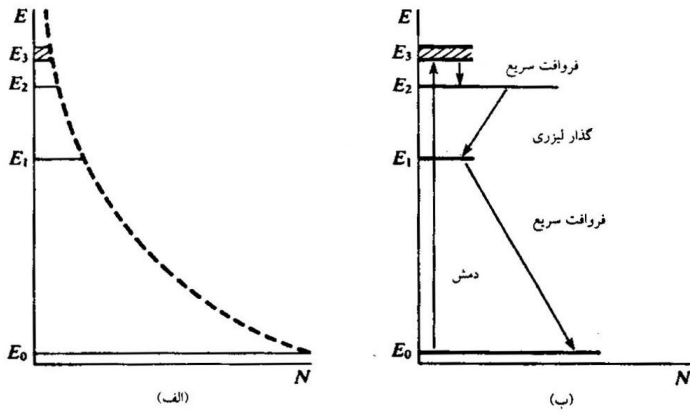
ملاحظه می شود که برای ایجاد جمعیت معکوس، به سیستم‌های سه یا چهار ترازی احتیاج است. در شکل (۱-٤) یک سیستم سه ترازی نشان داده شده است. از آنجا که تراز E_2 مستقیماً در فرایند تقویت دخالتی ندارد می‌تواند پهن باشد بطوریکه ناحیه‌ی وسیعی از طول موج‌های تابش منبع دمش مفید واقع شوند و باعث افزایش

کارایی منبع دمش شود، اما بدلیل اینکه در سی‌ستمهای سه ترازی، تراز E_0 در گذار لی‌زری درگی‌ر است لازم است تا بی‌ش از نصف اتمها از حالت پای‌ه به حالت تحری‌کی بروند تا وارونی جمعیت بدست آی‌د. بنابرای‌ن سی‌ستمهای سه ترازی دارای کارای‌ی کمی هستند. با ای‌ن وجود اولی‌ن لی‌زری که اختراع شد (لی‌زر ی‌اقوت) ی‌ک لی‌زر سه ترازی بود[۲].



شکل ۱-٤ تغییر جمعیت ترازهای انرژی در اثر عمل دمش، برای سیستم‌های سه ترازی.
(الف) توزیع جمعیت قبل از دمش و (ب) بعد از دمش[۵]

در شکل ۱-۵ یک سیستم چهار ترازی ملاحظه می‌شود. با استفاده از سی‌ستم چهار ترازی آهنگ انرژی لازم برای دمش به طور قابل ملاحظه ای کاهش می ی‌ابد. اگر E_1-E_0 در مقای‌سه با انرژی حرارتی kT خی‌لی زی‌اد باشد، در دمای کار، جمعی‌ت ترازهای E_1، E_2، و E_3 قبل از عمل دمش تقری‌باً صفر است. اساساً همانطور که در شکل (۱-٤) نشان داده شده است عمل دمش اتمها را تحری‌ک می کند و از حالت پای‌ه به تراز E_3 می برد، که از آنجا سری‌عاً به تراز شبه پای‌دار E_2 فرو می افتند تا جمعی‌ت N_2 به سرعت افزای‌ش ی‌ابد و بی‌ن ترازهای E_1 و E_2 وارونی جمعیت ای‌جاد شود. اگر طول عمر گذارهای E_1 به E_0 سری‌ع باشد وارونی جمعیت به سادگی و با حداقل انرژی دمش به دست می آی‌د. لی‌زر Nd:YAG چنی‌ن ترازهای‌ی دارد.

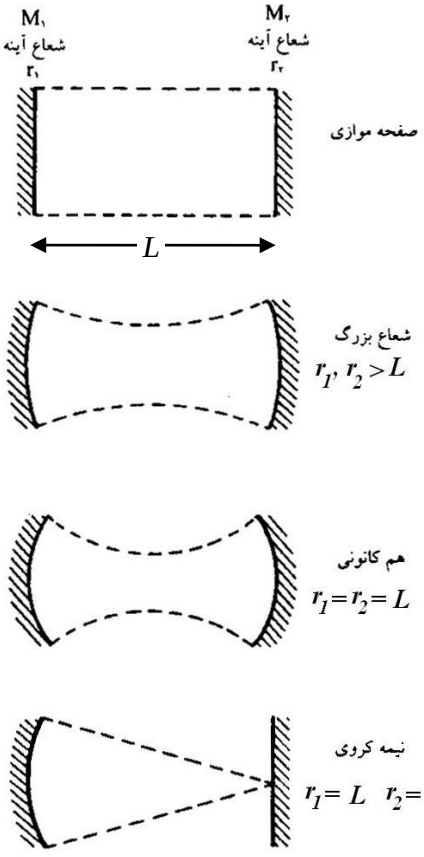


شکل ۱-۵ تغییر جمعیتهای ترازهای انرژی، در اثر دمش، برای سیستمهای چهار ترازی.
(الف) قبل از عمل دمش و (ب) بعد از آن[۵]

در حقی‌قت در ی‌ک مادهٔ واقعی لی‌زر خی‌لی بی‌شتر از ۳ و ی‌ا ٤ تراز انرژی درگی‌ر هستند.اما در بی‌شتر مواردمی توان آنها را مانند سی‌ستمهای سه و ی‌ا چهار ترازی در نظر گرفت[۵].

۱-۷ تشدی‌د کننده‌های نوری

در بی‌شتر موارد، بهره دمی‌ده شده و ی‌ا تحری‌ک شده ماده‌ی فعال لیزری کوچک است (در حدود ۱۰ درصد به ازاء هر متر) به طوری که تقوی‌ت نور عبوری با ی‌کبار عبور از ماده بسیار ناچیز است. اما شرای‌ط خاصی وجود دارد که می توان تقوی‌ت خوبی از ای‌ن طری‌ق بدست آورد. تقوی‌ت کلی در بی‌شتر حالات ، با قرار دادن آی‌نه هایی با درصد انعکاس بالا(درصد بازتاب حدود ۱۰۰٪)، در هر انتهای ماده افزای‌ش می ی‌ابد. پرتو نور بی‌ش از چندین هزار بار بی‌ن دو آی‌نه نوسان می کند. به عبارت واضحتر بدی‌ن طری‌ق طول مؤثر ماده فعال لیزری افزایش می‌یابد. به ای‌ن ترتی‌ب آی‌نه ها تشکی‌ل ی‌ک کاواک نوری ی‌ا تشدی‌دکننده می‌دهندکه اصطلاحاً تشدی‌د کننده‌ی فابری- پرو[1] خوانده می شود. در برخورد فوتون با آی‌نهٔ انتهای‌ی اکثر انرژی به داخل کاواک بر می گردد. نور تقوی‌ت شده، مجدداً در برخورد با آی‌نهٔ دی‌گر تقوی‌ت و ای‌ن فرآی‌ند تکرار می شود. دامنهٔ ای‌ن تغی‌ی‌رات تا زمانیکه این نوسانات به یک حالت پای‌دار برسد، افزای‌ش می ی‌ابد. برخی از این کاواکهای نوری در شکل ۱-٦ نشان داده شده اند که هر کدام مزای‌ا و معای‌بی دارند. برای مثال، تنظی‌م کردن سی‌ستم صفحهٔ موازی بسی‌ار مشکل است، چرا که اگر آی‌نه ها کاملاً موازی نباشند (با دقت حدود ی‌ک ثانی‌ه) پرتو نور پس از چند رفت و برگشت از کاواک خارج خواهد شد. از طرفی از آنجای‌ی که پرتو در داخل کاواک در یک نقطه متمرکز نمی شود پرتو از اکثر حجم ماده‌ی فعال استفاده می کند(حجم مدی[2] بزرگ). اما تنظی‌م ی‌ک سی‌ستم هم کانونی نسبتاً ساده است (دقت ۱/۵ دقی‌قه کافی است)، اما از تمامی ماده فعال استفاده نمی شود (حجم مدی کوچک). حجم مدی به کسری از ماده فعال گفته می شودکه نور به هنگام رفت و بازگشت بی‌ن آی‌نه های کاواک با آن بر هم کنش انجام می دهد.



1- Fabry-Perot
2- Mode Volume

۱-۸ ضری‌ب بهره‌ی آستانه

همان طور که در بخش قبل ملاحظه شد برای ادامهٔ نوسانات لی‌زر، ضری‌ب بهره بای‌د بصورتی باشد که بر اتلافهای لی‌زر غلبه نمای‌د. برخی از راههای معمول اتلاف در زیر آمده است

۱)عبور نور از آی‌نه ها

۲)جذب و پراکندگی نور

۳)پراش از لبه‌ی آی‌نه ها

٤)جذب نور توسط ماده‌ی لی‌زری و ای‌جاد نشر های تابشی که مورد نظر ما نی‌ستند

٥)پخش و پراکندگی نور در ماده‌ی فعال لی‌زری به دلی‌ل عدم ی‌کنواختی ماده از نظر اپتی‌کی

برای ساده سازی، تمام اتلافها به جز اتلاف از طریق آی‌نه ها با γ مشخص می‌شوند، بنابرای‌ن ضری‌ب بهره‌ی مؤثر به $k\text{-}\gamma$ کاهش می ی‌ابدکه k همان ضریب بهره لیزر می‌باشد..

٦) اتلاف از طریق آینه‌ها:

اگر مادهٔ لی‌زر تمام حجم بی‌ن دو آی‌نه را پر کرده باشد، شدت نور لی‌زر پس از ی‌ک رفت و برگشت (یک نوسان کامل) به صورت زی‌ر است:

$$I_0 R_1 R_2 \, e^{2(k-\gamma)L} \qquad (۱۷\text{-}۱)$$

R_2, R_1 به ترتی‌ب درصد بازتابندگی آی‌نه های ۱ و ۲ هستند.

بهره دری‌ک نوسان کامل برابر است با:

$$G = \frac{\text{شدت نهایی}}{\text{شدت اولیه}} = R_1 R_2 \, e^{2(k-\gamma)L} \qquad (۱۸\text{-}۱)$$

بنابراین «شرط آستانه» برای نوسانات لی‌زر عبارت است از:

$$R_1 R_2 \, e^{2(k_{th}-\gamma)L} = 1 \qquad (۱۹\text{-}۱)$$

و ضری‌ب بهرهٔ آستانه (k_{th}) نی‌ز به صورت زیر خواهد بود:

$$k_{th} = \gamma + \frac{1}{2L} Ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \qquad (۲۰\text{-}۱)$$

۱-۹ توزیع فرکانس پرتو

به طورکلی یک پرتو لیزر هرگزکاملاً تکفام نبوده و دارای پهنای طول موج محدود یا توزیع فرکانس است، که در هر دو فرآیند جذب و نشر مشاهده می شود.

مهمترین عوامل پهن شدگی عبارتند از: پهن شدگی برخوردی (فشاری)، پهن شدگی طبیعی و پهن شدگی داپلری. برای مثال پهن شدگی داپلری[1] در اثر اختلاف در اندازه‌گیری فرکانس تابش اتم وقتی که از ناظر دور یا به او نزدیک می‌شود به‌وجود می‌آید[٤].

$$\nu' = \nu\left(1 \pm v/c\right)^{-1} \qquad (۲۱-۱)$$

v مؤلفه سرعت اتم در امتداد جهت مشاهده شده، و c سرعت نور است. پهنای در نصف ارتفاع ماکزیمم طیف برابر خواهد بود با

$$\Delta\nu = \frac{2\nu\,\mathrm{v}}{c} \qquad (۲۲-۱)$$

۱-۱۰ مدهای لیزری

در اکثر لیزرها به دلیل خواص ویژه‌ی امواج ایستاده در تشدیدگرهای نوری و با توجه به پهنای فرکانس باند فلورسانسی ماده‌ی فعال لیزر، بسته به نوع کاواک نوری بکارگرفته شده در لیزر، فرکانسهای خاصی در ناحیه‌ی باند فلورسانی تشدید می‌شوند که به مدهای لیزری معروف‌اند. فرکانس این مدهای مجزا که در اثر نشر القایی در تشدیدگر تقویت می‌شوند، به نوع آینه‌های کاواک، فاصله‌ی آنها از هم، اتلافهای سیستم، و مکانیزم‌های پهن‌شدگی بستگی دارد.

۱-۱۰-۱ مدهای طولی

بر اساس اصول فیزیکی حاکم بر تقویت امواج ایستا، در یک کاواک، طول موجهای‌ی تقویت می شوند که در زمان برخورد به هر یک از آیینه‌های انتهایی، دارای دامنهٔ صفر باشند. به عبارتی گره یا نقاط صفر یک طول موج باید در دو انتهای کاواک نوری و روی آیینه‌ها تشکیل شود. بنابراین تنها طول‌موج‌هایی تقویت می شوندکه دارای یک ضریب صحیح ازدو برابر طول کاواک نوری باشند.

$$p\frac{\lambda}{2} = L \Rightarrow L = \frac{p\lambda}{2} \qquad (۲۳-۱)$$

L فاصلهٔ آینه ها ازیکدیگر است(در اینجا فرض شده است که ضریب شکست ماده واحد است)، وp یک عدد صحیح است و مقدار آن ممکن است به دلیل کوچک بودن طول موج بسیار بزرگ باشد($۱۰^{٦} \sim$)[٥].

از آنجا که $\nu = \frac{c}{\lambda}$ است بنابراین:

$$\nu = \frac{pc}{2L} \qquad (۲٤-۱)$$

بنابراین فرکانس جدایی $\Delta\nu$ ، بین دو مد مجاور $\left(\Delta p = 1\right)$ طبق رابطه‌ی زیر خواهد بود:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \qquad (۲٥-۱)$$

1- Doppler Broadening