

طیف نمایی زیر دوپلری

حبيب تجلی و سهراب احمدی

مرکز پژوهشی فیزیک کاربردی و تحقیقات ستاره‌شناسی، دانشگاه تبریز

(دریافت مقاله: ۷۸/۱۱/۲۲ پذیرش مقاله: ۷۸/۱۲/۵)

چکیده

در این مقاله، ابتدا به مهمترین تکنیکهایی که بزای کاهش یا حذف پهناور دوپلری به کار گرفته شده و توسعه روش‌های طیف نمایی لیزری بدون پهن شدگی دوپلری انجامیده است، اشاره می‌شود. سپس "طیف نمایی زیر دوپلری در سلولهای نازک‌گازی" به عنوان روشی جدید در طیف نمایی با قدرت تفکیک بالا معرفی می‌شود.

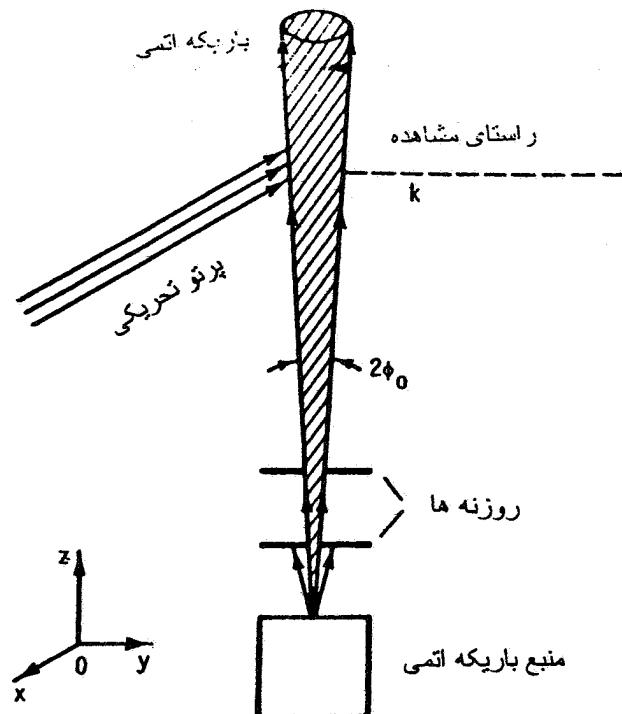
۱. مقدمه

یک اتم به تنها بی در نظر گرفته شود، تنها عامل تعزیض خطوط جذبی و گسلی بین ترازهای انرژی آنها، پهن شدگی طبیعی است که یک فرایند ذاتی بوده و ناشی از محدود بودن طول عمر ترازهای است. اما وقتی مجموعه‌ای از اتمها یا مولکولها (حتی موقعی که چگالی آنها در یک گاز بسیار کم است) مورد بررسی قرار می‌گیرد، حرکت گرمایی اتمها براساس پدیده دوپلر سبب پهن شدگی گذارهای بین ترازهای انرژی خواهد شد.

اگر اتم تحریک شده‌ای با سرعت $(V_x, V_y, V_z) = V$ نسبت به ناظر ساکن در نظر گرفته شود (شکل ۱)، بسامد ω مربوط به گذار بین دو تراز انرژی از این اتم برای ناظر ساکن یک جایه‌جایی به صورت زیر خواهد داشت،

$$\omega = \omega_0 + K \cdot V \quad (1)$$

یکی از اهداف اصلی طیف نمایی، افزایش قدرت تفکیک یا به عبارت دیگر افزایش حساسیت در مطالعه پدیده‌های اتفاقی در اتمها و مولکولهای است. در این راستا از یک طرف سعی بر کاهش پهناور علامت است، که این امر به مقدار زیادی با کشف لیزرها و امروزه با تولید لیزرهای با دوام کمتر از فرمتوثانیه (10^{-15} sec) حل شده است، از طرف دیگر سعی شده است که تمام اثرهای مختلف کننده اتمها (مولکولها) که منجر به پهن شدگی یا جایه‌جایی ترازها می‌شوند، حذف یا پیدا کردن شناخت خوبی از عوامل آنها تصحیحات مناسبی در مورد آنها اعمال شود. می‌دانیم که حرکت گرمایی اتمها (مولکولها) یکی از بزرگترین اثرهای مختلف کننده می‌باشد. این اختلال در طیف نمایی، تحت عنوان پهن شدگی دوپلری مطرح می‌شود. بدین معنی که اگر

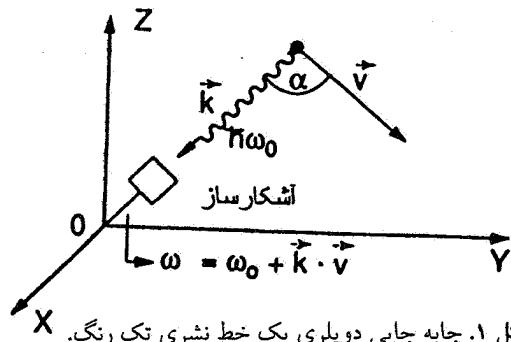


شکل ۲. طرحواره مشاهده خط طیفی یک باریکه اتمی.

اتمها (Ox) تحریک شد. فلوئورسانس ناشی از تحریک، در راستای محور Oy مورد آشکار سازی قرار گرفت و آثار کاهش پهن شدگی دوپلری مشاهده گردید. در این روش کاهش پهن شدگی دوپلری بستگی به درجه همجهتی اتمها و پرتو نوری دارد. عامل اصلی تعریض دوپلری باقی مانده، ناشی از واگرایی پرتو اتمی (2ϕ) بوده و مقدار آن توسط رابطه زیر داده می شود،

$$(3) \quad \Delta\omega_D = \frac{u}{c} \cdot \phi \cdot \Delta\omega_D$$

با استفاده از این روش آزمایش‌هایی برای مشاهده جذب نور، به وسیله اتمها پتانسیم و سایر عناصر گزارش شده است [۲]. سهم تعریض مربوط به همجهتی باریکه نوردمش را می توان با انتخاب باریکه الکترونی به جای نور، از بین برد [۳]. مسلم است که آشکار سازی جذب و نشر با پهنهای کوچک پرتوهای اتمی نیاز به دستگاههایی با قدرت تفکیک بالا دارد. عموماً برای این منظور از اتالون فابری پرو استفاده می شود، که اطلاعات



شکل ۱. جابه جایی دوپلری یک خط نشري تک رنگ.

با توجه به اینکه در تعادل ترمودینامیکی، اتمها یک گاز از توزیع ماکسولی سرعت تبعیت می کنند، این امر سبب پهن شدگی در گذار مربوط به اندازه

$$(2) \quad \delta\omega_D = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8KT\ln 2}{m}}$$

خواهد شد. که در آن K ثابت بولتزمن، T دمای مطلق و m جرم ذره می باشد.

در این مقاله، ابتدا به مهمترین تکنیکهایی که برای کاهش یا حذف پهنهای دیزری به کار گرفته شده و به توسعه روشهای طیف نمایی لیزری بدون پهن شدگی دوپلری انجامیده است، اشاره می شود. سپس "طیف نمایی زیر دوپلری در سلولهای نازک گازی" به عنوان روشی جدید در طیف نمایی با قدرت تفکیک بالا معرفی می شود.

۱. روش باریکه اتمی و مولکولی

در این روش با تابش عمودی نور بر روی باریکه‌ای از اتمها (مولکولهای) موازی شده، جذب و گسیل با پهنهای بسیار کم به دست می آید. در سال ۱۹۲۸ دوبرترزف و ترنین باریکه‌ای از اتمها سدیم را برای از بین بردن پهن شدگی دوپلری و مطالعه ساختار فوق ریز خطوط تشیدیدی به کار برداشت [۱]. در این کار تجربی با استفاده از دو روزنه، یک پرتو اتمی با واگرایی زاویه‌ای کوچک 2ϕ ایجاد شد (شکل ۲). این پرتو اتمی که در امتداد محور Oz انتشار می یافتد، توسط پرتو نوری یک لامپ سدیم، که به طور خوبی همجهت شده بود، در راستای عمود بر انتشار

پهن شدگی دوپلری است. تابش دمشی تشدیدی، همه اتمها با سرعتهای ممکن را تحریک می‌کند. لذا بسامد تشدید مغناطیسی اتمهای متحرك به اندازه بسیار کوچکی به صورت زیر جایه‌جا شده و باعث تعریض دوپلری خط تشدید مغناطیسی می‌شود،

$$\Omega_D = \frac{V}{C} \cdot \delta \quad (4)$$

اما این مقدار در مقایسه با تعریض دوپلری برای یک گذار نوری، بسیار کوچک است [۱۳]. لازم به ذکر است که اگر پویش آزاد اتمها کوتاه‌تر از طول موج تابش کهموج λ باشد، در این صورت پهن شدگی دوپلری تشدید مغناطیسی محظوظ خواهد شد [۱۴].

تا قبل از کشف لیزرهای این روش محدود به ترازهایی از اتمها می‌شد که می‌توانستند در تشدید با تابشهای نوری موجود باشند. با کشف لیزرهای قابل تنظیم به طور عملی می‌توان هر تراز اتمی یا مولکولی را تحریک کرد [۱۵]. این روش یک روش بسیار قدرتمند برای اندازه‌گیری دقیق ممان دوقطبیهای الکتریکی یا مغناطیسی، ضرایب لانده و شکافتگیهای ریز یا فوق ریز در اتمها و مولکولها می‌باشد [۱۶ و ۱۷].

۳. طیف نمایی تقاطع ترازی

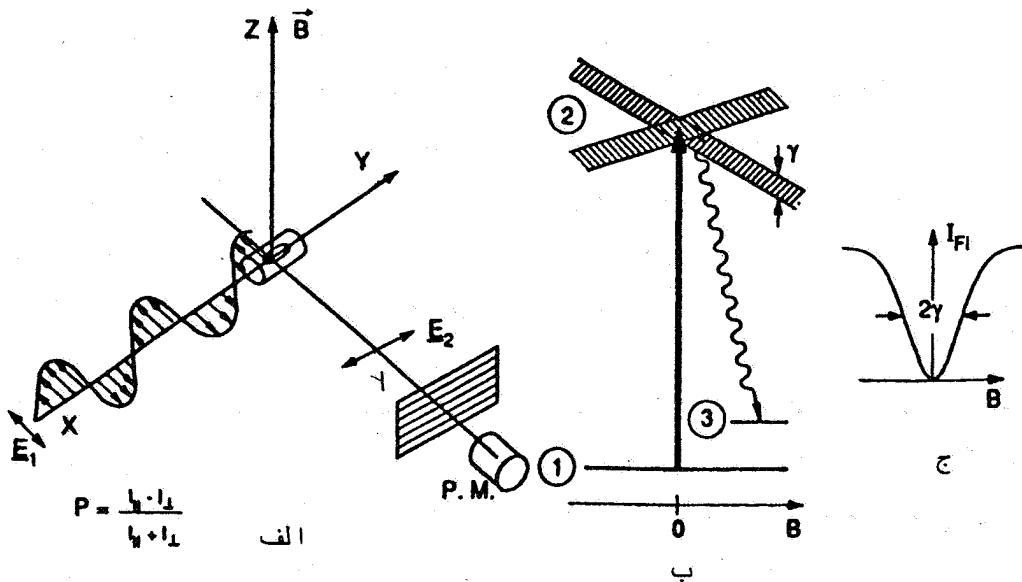
در سال ۱۹۲۳ هانلی نشان داد که اگر در اثر اعمال میدان الکتریکی یا مغناطیسی خارجی به یک دستگاه اتمی ترازهای ریز یا فوق ریز اتمها یکدیگر را قطع کنند، در اثر تداخل حالات اتمی، تغییراتی در توزیع فضایی شدت و مشخصات قطبش نور فلوئورسانسی حاصل خواهد شد [۱۸].

در سال ۱۹۵۹ کولقر و همکارانش اثر تقاطع تراز را به منظور مطالعه ساختار حالت‌های اتمی برانگیخته، که توسط پهن شدگی دوپلری استثمار شده بود، به کار گرفته و در نتیجه روش جدیدی را در طیف نمایی، به نام طیف نمایی تقاطع ترازی، به وجود آوردند [۱۹]. آرایش نوعی برای طیف نمایی تقاطع ترازها در

بیشتر در مورد این روش را می‌توان در مرجع [۴] به دست آورد. روش فوق در طیف نمایی کهموج توسط بازووف و پروخروف [۵] و جوردن و همکارانش [۶] مورد مطالعه قرار گرفته است. قابلیت این روش با کشف لیزرهای با پهنای کم و قابل تنظیم به عنوان منابع تحریک به طور فوق العاده‌ای افزایش یافته. زیرا که پهنای خط تابش لیزری را می‌توان به سادگی به یک مقدار کمتر از پهنای خطی پرتو اتمی، 5 fm ، رساند. در این حالت نیازی به استفاده از وسایل با قدرت تفکیک بالا نظری اتالون فابری پرو وجود ندارد. اولین کار تجربی در این مورد بر روی پرتو مولکولی ید (I) در سال ۱۹۶۸ توسط ایزوکیل و ویس انجام گرفت [۷]. سپس از این روش برای مطالعه ساختار فوق ریز در مولکولهای چند اتمی و در نواحی مختلف طیف الکترو-مغناطیسی استفاده شد [۱۲-۸]. با این روش می‌توان به پهنای دوپلری زیر 50 KHZ دست یافت.

۲. روش تشدید دوگانه رادیو اپتیکی

اگر یک دستگاه اتمی دو ترازی با تکانهای زاویه‌ای کل $J=0, J=1$ و اختلاف بسامد ω در یک میدان مغناطیسی خارجی یکنواخت، B قرار داده شود، تراز $J=1$ به زیرترازهای $J=\pm m$ شکافت می‌شود. حال اگر این دستگاه تحت تابش یک میدان نوری قطبیده خطی با بسامد ω قرار گیرد، فقط گذار $m=0$ تحریک می‌شود. فلوئورسانس حاصل از این تحریک نیز قطبیده خطی با پهن شدگی دوپلری خواهد بود. در این حالت اعمال یک میدان مغناطیسی رادیوفرانسی (RF) دیگر به صورت $B_1 = B_0 \cos(\Omega t)$ در امتداد عمود بر B سبب گذارهایی بین زیر ترازهای زمین خواهد شد. اگر میدان RF به حد کافی قوی باشد اتمها در یک برهمنی همدوسی از هر دو تابع موج زمین خواهند بود. بنابراین تجمع زیرترازهای مغناطیسی $m=\pm 1$ منجر به فلوئورسانسی با مؤلفه‌های قطبش σ^\pm می‌شود. مزیت اصلی تشدید دوگانه رادیو اپتیکی، در عدم وابستگی آن به



شکل ۳. طیف نمایی تقاطع ترازی (الف) آرایش تجربی،
ب) طرحواره ترازها، ج) علامت هانلی.

معدودی از اتمها (مولکولها) را که گذاری در مطابقت با خطوط گسیلی این منابع داشتند، مورد مطالعه قرار دهند [۲۰]. دمشن نوری با لیزرها قابل تنظیم و یا با یکنی از خطوط لیزرها با بسامد ثابت، به طور گستردگی امکان کاربرد طیف نمایی تقاطع ترازی را به منظور تحقیق مولکولها و اتمهای پیچیده، افزایش داده است. به دلیل شدت بالای لیزرها، چگالی تجمع ترازهای تحریکی بسیار افزایش یافته و منجر به یک نسبت علامت به نویه بالایی می شود [۲۱-۲۳]. بعلاوه، وجود لیزرها سبب شده که نوع جدیدی از طیف نمایی تقاطع ترازها، بنام طیف نمایی تقاطع ترازی القایی نیز به وجود آید. در این روش، تشدید تقاطع ترازی خود را به صورت تغییری در جذب یک موج تکرنگ با شدت بالا نشان می دهد. طول موج این لیزر به گذار مولکولی که ترازهای جذبی آن تحت تأثیر میدانهای خارجی تلاقي کرده اند تنظیم می شود [۲۴-۲۶].

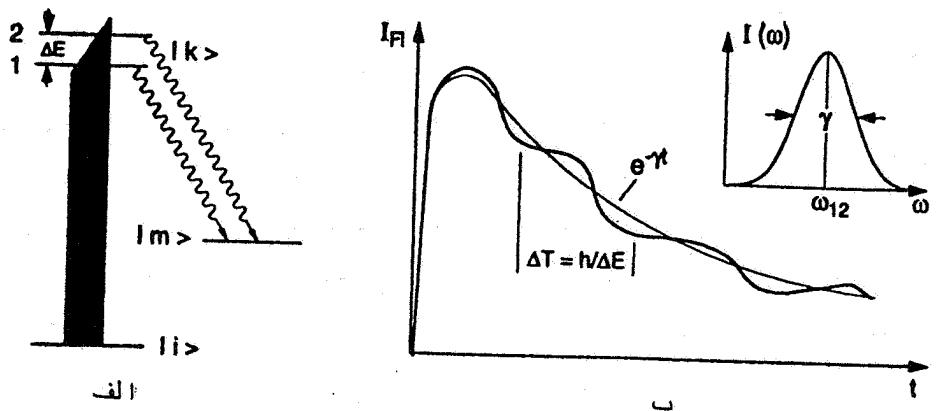
طیف نمایی تقاطع ترازی با لیزر مزایای تجربی مخصوص به خود می باشد. در مقایسه با سایر روش‌های آزاد - دوپلری، این روش نسبتاً ساده بوده و در آن نه تنها نیاز به لیزرها تک مدل نمی باشد، بلکه پایداری بسامد خروجی لیزر

شکل ۳ نشان داده شده است.

اتمهای (مولکولها) در میدان مغناطیسی همگن ($B_z = B = 0$) به وسیله موج نوری قطبیده خطی، که به گذار $1 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ میزان شده است، تحریک می شوند. سپس فلوئوزسانس، $J_{Fl}(B)$ از تراز تحریک $1 \rightarrow 2$ در راستای محور z از پشت واکاونده خطی بر حسب تابعی از میدان مغناطیسی مشاهده می شود.

حد تفکیک در این روش از طریق پهنهای طبیعی ترازهای متقطع محدود می شود و بستگی به حرکت گرمایی اتمها نخواهد داشت. در این روش، بر عکس پدیده تشدید رادیو اپتیکی دوگانه، نیازی به میدان رادیو فرکانسی خارجی نمی باشد. در نتیجه در طیف نمایی تقاطع ترازی، جایه جایی و پهن شدگی تراز ناشی از میدان ظاهر نخواهد شد.

همان طوری که ملاحظه شد طیف نمایی تقاطع ترازی حتی قبل از کشف لیزرها نیز در فیزیک اتمی مورد استفاده قرار گرفته بود. اما این روش محدود به گذارهای تشدیدی اتمهایی می شد که می توانستند از طریق تابش قوی لامپهای تخلیه کاتد توخالی یا کهلموج تامین شوند. به این ترتیب توانسته بودند فقط تعداد



شکل ۴. (الف) طرحواره ترازی مشخص کننده تحریک همدوس ترازهای $|1\rangle$ و $|2\rangle$ با یک تپ کوتاه، (ب) زنشهای کوانتومی مشاهده شده در واهلشن فلوئورسانس دو تراز تحریک شده به طور همدوس، (ج) طیف تبدیل فوریه شکل ب $I(\omega)$

بلافاصله پس از تحریک، اتم شروع به گسیل خودبخودی نموده و به تراز نهایی $|m\rangle$ بر می‌گردد. گسیل حاصل از دو تراز $|k\rangle$ و $|l\rangle$ به صورت علامت وابسته به زمان نشان داده شده در شکل ۴ خواهد بود. این شکل، واہلشی نمایی به صورت $\exp(-\gamma t)$ به همراه مدولاسیونی با سامد $E_1 - E_2 = \frac{\hbar\omega}{2\pi}$ را نشان می‌دهد، که این بسامد به اختلاف انرژی دو تراز تحریک شده به طور همدوس، بستگی دارد. این مدولاسیون به نام "زنش کوانتومی" نامیده می‌شود، زیرا از طریق تداخل توابع موج وابسته به زمان دو تراز تحریک شده همدوس ایجاد شده است [۲۷].

تعابیر فیزیکی زنش کوانتومی براین حقیقت استوار است که وقتی اتم فوتونی را گسیل می‌کند، امکان تشخیص بین گذارهای $|1\rangle$ به $|f\rangle$ و $|2\rangle$ به $|f\rangle$ از هم دیگر وجود ندارد. به عنوان یک قاعده کلی در مکانیک کوانتومی دامنه دو فرایند غیرقابل تشخیص از هم برابر است با مجموع دامنه‌های تک تک آنها و بنابراین شدت مشاهده شده برابر با محدود این جمع می‌باشد. تبدیل فوریه علامت وابسته به زمان مشاهده شده در شکل ۴ طیف آزاد دوپلری $I(\omega)$ را به وجود می‌آورد. از روی این شکل می‌توان اختلاف انرژی ΔE و پهناهی γ دو تراز را، حتی وقتی که از پهناهی دوپلری گسیل آشکارسازی شده کوچکتر باشد، تعیین کرد. بنابراین طیف نمایی زنش کوانتومی تفکیک آزاد از دوپلری را میسر می‌سازد.

نیز مورد نیاز نیست. همچنین آزمایش می‌تواند در سلولهای ساده بخار با هزینه‌های متوسطی انجام گیرد.

۴. طیف نمایی زنش کوانتومی

طیف نمایی زنش کوانتومی، نه تنها نمایش زیبایی از اصول اساسی مکانیک کوانتومی می‌باشد، بلکه یک روش بسیار قوی نیز در طیف نمایی اتمی و مولکولی ارائه می‌دهد. در واقع این روش یک مثال بسیار خوب از پدیده تداخل کوانتومی است، که آن را می‌توان از طریق "نظریه کوانتومی اندازه‌گیری" مورد بررسی قرار داد.

برای معرفی این پدیده، اتمی با ترازهای انرژی نشان داده شده در شکل ۴ را در نظر می‌گیریم. اگر یک لیزر پالسی با دوام $\frac{\hbar}{E_1 - E_2} \leq \Delta t = t = 0$ اتم را از تراز پایه $|i\rangle$ به طور همزمان به ترازهای با اختلاف انرژی خیلی کوچک $\Delta E = E_1 - E_2$ تحریک کند، تابع موج حالت "برهمنی" در زمان $t = 0$ به صورت زیر خواهد بود،

$$\Psi(t=0) = \sum C_k \Psi_k(0) = C_1 \Psi_1(0) + C_2 \Psi_2(0) \quad (5)$$

که ترکیب خطی از توابع موج $\Psi_k(k=1,2)$ حالات غیرمختله $|k\rangle$ است.

برای مشخص کردن تابع موج $(t)\psi$ نیاز به چهار پارامتر یعنی قسمتهای حقیقی و موهومی $a(t)$ و $b(t)$ می‌باشد. چون فاز $(t)\psi$ به تنها بی مفهوم فیزیکی ندارد، لذا ما فقط به سه پارامتر مستقل نیاز داریم که عبارتند از مقادیر $a(t)$ و $b(t)$ و فاز تسبی α . از طرف دیگر ما می‌توانیم سه تابع حقیقی $(t)\psi = a(t) + b(t)e^{i\alpha}$ را طوری بنویسیم که مؤلفه‌های یک بردار در یک فضای ریاضی با مختصات (a, b) باشند.

$$r_1 = ab^* + a^*b \quad (7)$$

$$r_2 = i(ab^* - a^*b)$$

$$r_3 = aa^* - bb^*$$

$$|r|^2 = (|a|^2 + |b|^2)^2 = \int \Psi \Psi^* d\nu \quad \text{به طوری که } |r| = \sqrt{|a|^2 + |b|^2} \quad \text{است.}$$

بنابراین بر طبق تعریف ماتریس چگالی داریم:

$$r_1 = 2\operatorname{Re}(r_{21}) \quad (8)$$

$$r_2 = 2\operatorname{Im}(r_{21})$$

$$r_3 = r_{22} - r_{11}$$

که در آن $r_{11} = r_{22}$ به ترتیب جمعیت تراز $<11>$ و $<22>$ بوده و r_{12} نشان دهنده همدوسی بین دو تراز $<11>$ و $<22>$ است. می‌توان نشان داد که بردار حالت ψ از معادله ساده زیر تبعیت می‌کند،

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \Omega \times \mathbf{r} \quad (9)$$

که بردار $\Omega = \begin{cases} D_{12}, A_0, \Delta\omega \\ 0, 0, 0 \end{cases}$ رقص نوری نامیده می‌شود و در آن D_{12} دو قطبی گذار، A_0 دامنه موج نوری $\omega = \omega_{12}$ نامیزانی بسامد میدان نوری از بسامد گذار تشیدیدی است. گسترش زمانی τ توصیف کننده وابستگی زمانی قطبش دستگاه اتمی است.

اثر زنش کوانتمی به طور تجربی در سال ۱۹۶۳ به وسیله الکساندروف مشاهده شد [۲۸]. سپس طیف نمایی زنش کوانتمی برای بررسی ساختار ریز و یا فوق ریز و جابه‌جاگی لمب برخی از اتمهای خنثی و یونها به کار برده شد [۲۹ و ۳۰]. زنشهای کوانتمی را نه تنها در شدت فلوئورسانسی بلکه در شدت عبوری باریکه لیزری از داخل یک نمونه جذبی می‌توان مشاهده کرد [۳۱ و ۳۲].

تفکیک طیفی طیف تبدیل یافته فوریه به پهنهای باند لیزرها یا پهنهای دوپلری گذارهای جذبی محدود نمی‌شود بلکه فقط به پهنهای همگن ترازها محدود می‌شود. جزئیات تجربی و مفاهیم نظری بیشتر در این مورد را می‌توان در مقالات مروری زیادی ملاحظه کرد [۳۳-۳۵].

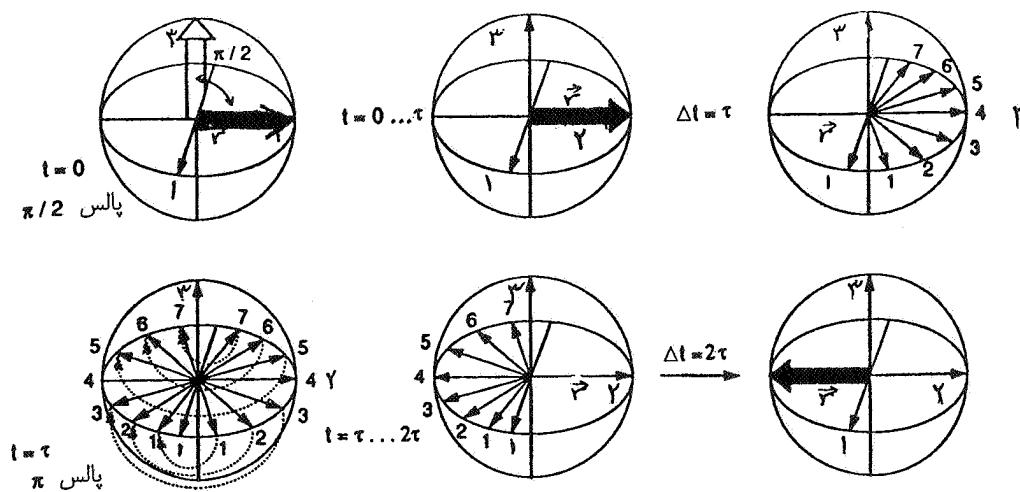
۵. طیف نمایی پژواک فوتونی

ظهور مستقیم اثرات همدوسی نوری، پدیده پژواک فوتون است. این اثر برای اولین بار در تشدید مغناطیسی هسته مشاهده و بررسی شد [۳۶]. سپس به طور تجربی در گذارهای نوری مشاهده گردید [۳۷].

اساس تجربی این پدیده، اعمال دو تپ نوری کوتاه و با شدت بالا به مجموعه‌ای از اتمهای (مولکولهای) در جذب تشدیدی با بسامد نور و به دنبال آن مشاهده یک تپ تابشی می‌باشد. این تپ نسبت به تپ تحریکی دوم دارای یک تأخیر زمانی برابر با فاصله زمانی دو تپ تحریکی است.

برای بررسی نظری این پدیده باید رفتار زمانی تابع موج اتمی را مورد مطالعه قرار داد. عموماً در مسائل فیزیکی که در آنها فرایندهای برخورده قابل صرف نظر کردن هستند، مثلاً در انتشار تپهای فوق کوتاه قوی (رقص نوری^۱، پژواک فوتون^۲، شفافیت خود القائی^۳، رفتار زمانی تابع موج اتمی رامی) می‌توان با حرکت یک بردار مجازی نشان داد. در یک دستگاه دو ترازی، تابع موج دستگاه به شکل زیر است،

$$\psi(t) = a(t)u_a + b(t)u_b \quad (6)$$



شکل ۵. گسترش زمانی بردار \vec{I} و مشاهده ایجاد پژواک فوتونی در زمان $2\tau = t$ بعد از اعمال تپ $\pi/2$ و تپ π در $t = \tau$

کاتورهای توزیع یافته‌اند. بنابراین فازهای N دو قطبی نوسان کننده بعد از اعمال تپ $\frac{\pi}{2}$ در زمان $= 0$ ، با آهنگهای متفاوت گسترش زمانی پیدامی کنند. لذا بعد از زمان $\tau < T_2$ ، که در مقایسه با زمان واهلش فازی، T_2 ، زیاد است، فازها دوباره توزیع کاتورهای می‌یابند.

حال اگر یک تپ لیزری دوم، که دارای شدت و دوام تپ متناسبی برای معکوس کردن فاز قطبش القایی است (در زمان $\tau = t$ در دستگاه اعمال شود. این تپ منجر به معکوس کردن گسترش فازی هر یک از دو قطبیها می‌گردد. این بدان معنی است که بعد از زمان $\tau = 2\tau$ تمام دو قطبی‌ها دوباره هم فازی‌اند. اتمهای تحریک شده هم‌مقاز، یک علامت ابر تابش^۱ در زمان $\tau = 2\tau$ کسیل می‌کنند که به پژواک فوتونی معروف است.

در حالت ایده‌آل، دامنه علامت پژواک فوتونی $(2\tau)N_2$ برابر بزرگتر از فلوئورسانس ناهمدوس (که در تمام زمانهای $0 < t < 2\tau$ گسیل می‌گردد) است، که در آن $(2\tau)N_2$ چگالی تعداد اتمهای تحریک شده در $\tau = 2\tau$ می‌باشد.

با توجه به اینکه اتمهای با سرعتهای متفاوت دارای بسامدهای جابه‌جا شده دوپلری کاتورهای هستند، واهلشهای فازی بین زمانهای $0 < t = 2\tau$ به طور ناهمگن انجام می‌گرد. اما این

در شکل ۵ بردار \vec{I} در مختصات (۳ و ۲ و ۱) نشان داده شده که محور ۳ نشان دهنده اختلاف جمعیت $\Delta N = N_1 - N_2$ می‌باشد. برای زمانهای $0 < t < \tau$ قبل از اعمال تپ، تمام اتمها در حالت پایه‌شان هستند که در آنجا به طور کاتورهای جهت‌گیری کرده‌اند (بدین معنی که $a_1 = a_2 = 0$ است).

در $t = \tau$ یک تپ نوری طوری اعمال می‌شود که دستگاه را به حالت ۲ می‌برد. برای مورد خاصی از شدت تپ و دوام آن، τ در انتهای تپ دمشی $= 0$ می‌توان به تجمع یکسانی در ترازها $(N_1 = N_2 \Rightarrow \Delta N(t = 0) = 0)$ دست یافت. این بدین معنی است که احتمالهای a_1 و a_2 برای یافتن دستگاه در تراز i از $0 = 1$ و $1 = 2$ قبل از اعمال تپ به $\frac{1}{2} = 1$ و $\frac{1}{2} = 1$ بعد از اعمال تپ تغییر می‌یابد (یعنی $a_1(t = 0) = 0$ است).

چون، چنین تپی فاز دامنهای احتمال (t) را به اندازه $\frac{\pi}{2}$ تغییر می‌دهد، بنابراین تپ $\frac{\pi}{2}$ نامیده می‌شود. در $t = 0$ تمام دو قطبی‌ای اتمی تحریک شده، به طور هم‌فاز نوسان می‌کنند که منجر به یک قطبش ماکروسکوپی می‌گردد، که فرض کردیم در راستای ۲ قرار گیرد. بخارط پهنانی $\Delta E_2 > \Delta E_1 \rightarrow 1 > 1 > 1$ (بهنای دوپلری در نمونه‌های گازی) بسامدهای $\omega_{12} = \frac{E_1 - E_2}{\hbar}$ گذارهای اتمی N دو قطبی در بازه $\Delta\omega$ به طور

$$W_{21}(V) = \frac{G}{2} \frac{\Gamma^2}{(\Omega - \vec{K} \cdot \vec{V})^2 + \Gamma^2(1+G)} \quad (10)$$

که در آن $\omega - \omega_0 = \omega$ نامیزانی بسامد موج رونده (ω) از بسامد گذار (ω_0) است $G = \frac{P_{12}E}{\hbar\Gamma}$ پارامتر اشباع، P مؤلفه ماتریسی دو قطبی گذار Γ و Γ نصف پهنهای تعریض همگن می‌باشد.

احتمال انتقال ذره به تراز بالا توسط پارامتر اشباع G و نامیزانی $P_{12}E$ سرعت ذرات از سرعت تشدید مشخص می‌شود. مقدار $\frac{\hbar\Gamma}{\omega}$ نامیزان گذار ذره بین ترازها در واحد زمان بوده و بدین پهن شدگی توان خط طیفی نامیده می‌شود. پهنهای تعریض توان با رابطه ساده $\Delta\omega = 2\Gamma(1+G)^{1/2}$ داده می‌شود.

تحریک گروه خاصی از ذرات با سرعت حرکت معینی، توزیع تعادلی سرعت ذرات را به هم می‌زند (شکل ۶.الف). در توزیع سرعت ذرات در تراز پایین ((v)₁) کاهشی در تعداد ذراتی که شرط تشدید را برآورده می‌کنند به صورت زیر به وجود می‌آید،

$$n_1(\vec{v}) = n_1^*(\vec{v}) - W_{21}(\vec{v})(n_1^*(\vec{v}) - n_2^*(\vec{v})) \quad (11)$$

در رابطه فوق $n_1^*(\vec{v})$ و $n_2^*(\vec{v})$ به ترتیب توزیعهای اولیه ذرات در ترازهای پایین و بالا می‌باشند. بر عکس در توزیع سرعت ذرات در تراز بالا یک افزایش تعداد ذرات با سرعتهای تشدید به وجود می‌آید.

$$n_2(\vec{v}) = n_2^*(\vec{v}) - W_{21}(\vec{v})(n_1^*(\vec{v}) - n_2^*(\vec{v})) \quad (12)$$

این تغییرات در توزیع تعداد ذرات، به صورت یک برآمدگی در توزیع ذرات تراز بالا و یک فرورفتگی در توزیع ذرات تراز پایین ظاهر می‌شود (شکل ۶-الف) که به آن فرورفتگی بنت ۲ گفته می‌شود [۴۲]. این فرورفتگی و برآمدگی در سرعت ذراتی ظاهر خواهد شد که از رابطه زیر تعیت می‌کنند،

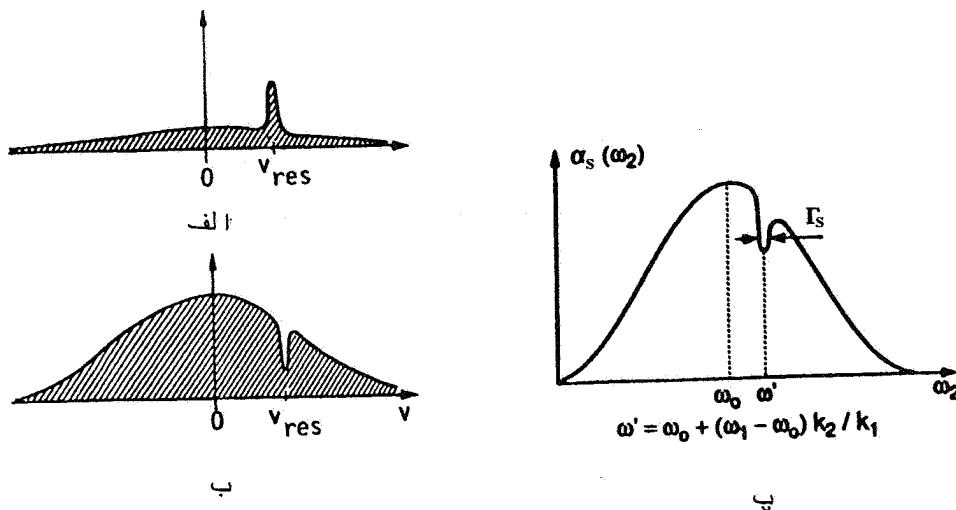
$$v = v_{res} = \frac{\omega - \omega_0}{\omega} k \quad (13)$$

عمق فرورفتگی و ارتفاع برآمدگی از طریق پارامتر اشباع G

واهلهای فازی ناهمگن نمی‌توانند به طور کامل مانع از بازگشت فازهای اولیه به وسیله تپ π شوند. اگر سرعت تک اتم در بازه زمانی τ تغییر نکند، گسترش فازی متفاوت هر اتم بین $t=0$ و $t=\tau$ به وسیله تپ π دقیقاً برگردانده می‌شود. بدین ترتیب حتی در حضور پهن شدگی ناهمگن خط طیفی، فرایندهای واهلهای همگن (قسمت همگن پهن شدگی) می‌تواند با روش پژواک فوتونی اندازه‌گیری شود. بنابراین، این روش اجازه طیف نمایی آزاد - دوپلری را به ما می‌دهد. کاربرد این روش در گازها با تابش تپهای لیزر CO_2 به نمونه‌های SF_6 آغاز شد [۳۸]. بررسیهای جزیی تر در مورد پژواک فوتونی را می‌توان در مراجع [۴۱-۴۹] یافت.

۶. طیف نمایی اشباع

اندر کنش یک موج لیزری در بسامد V را با مجموعه‌ای از اتمها (مولکولها) که خط جذبی آنها پهن شدگی دوپلری دارد، در نظر می‌گیریم. با فرض اینکه بسامد موج به طور دقیق منطبق بر مرکز خط دوپلری، V باشد، چنین موجی فقط می‌تواند با اتمهایی (مولکولهایی) که تقریباً عمود بر امتداد انتشار موج حرکت می‌کنند، اندر کنش کند. بنابراین، وقتی پهن شدگی خط طیفی ناهمگن باشد، موج نوری فقط با ذراتی که در حال تشدید با آن می‌باشند، اندر کنش خواهد کرد (تعدادی از ذرات که با میدان اندر کنش می‌کنند، بستگی به نسبت پهنهای همگن به پهنهای دوپلری دارد). پس یک نور تکرنگ با واگرایی کوچک، یعنی با همدوسى زمانی و فضایی بالا، می‌تواند در یک گذار پهن شده دوپلری، فقط با تعداد اندکی از اتمها (مولکولها) اندر کنش کند. بنابراین، این میدان می‌تواند حالت تعداد کمی از ذرات را تغییر داده و آنها را از بقیه ذرات جدا سازد. حال اگر شدت میدان تابشی به حد کافی بالا باشد، می‌تواند تعداد قابل ملاحظه‌ای از ذرات را تحریک نماید. با فرض برابری ثابت‌های واهلهای دو تراز گذار، احتمال کل گذار تحریکی ذرات با سرعت V ، W_{21} تحت تأثیر موج رونده $Ecos(\omega t - K \cdot r)$ برابر است با،



شکل ۶. توزیع مؤلفه Z سرعت ذرات (الف) در تراز بالاگذر و (ب) در تراز پایین گذر و

(پ) فرورفتگی ایجاد شده در طیف جذب پهن شده دوپلری ($\alpha(\omega)$)

$$E = E_0 \cos(\omega t + \phi - kr) + E_0 \cos(\omega t + \phi + kr) \quad (15)$$

$$= E_0 \cos(\omega t + \phi) \cos(kr)$$

که در آن $E_0 = 2E$ دامنه موج ایستا می‌باشد. این میدان می‌تواند با دو گروه از اتمها که سرعتشان در شرط تشدید زیر صدق می‌کند، اندرکنش کند،

$$(\omega - \omega_0)^2 \pm k^2 v^2 = 0 \quad (16)$$

در توزیع سرعت، و روی منحنی دوپلر، این گروه به طور متقابن در دو طرف مرکز قرار می‌گیرند. اگر نامیزانی $\Omega = \omega - \omega_0$ بزرگتر از پهنهای تشدید Γ_B باشد، هر دو موج رونده یک فرورفتگی مستقل ایجاد می‌کنند (شکل ۷).

پهنا و عمق هر فرورفتگی به ترتیب از روابط $P_{12} E_0 / \hbar$ و $1/(1+G)^{1/2}$ به دست می‌آید.

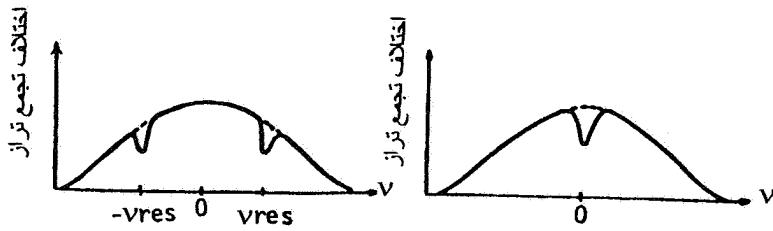
اگر بسامد لیزر به مرکز خط دوپلری ($\omega - \omega_0 \leq \Gamma_B$) تنظیم شود، فرورفتگیها شروع به هم پوشانی کرده و یک گروه خاص از اتمها با هر دو موج رونده، اندرکنش می‌کنند. به فرورفتگی ایجاد شده در مرکز خط دوپلری، فرورفتگی لمب λ گویند [۴۳].

تعیین می‌شود. همچنین پهنهای آنها برابر با پهنهای تعریض توانی همگن 2Γ ، که آن نیز با G مشخص می‌شود، است.

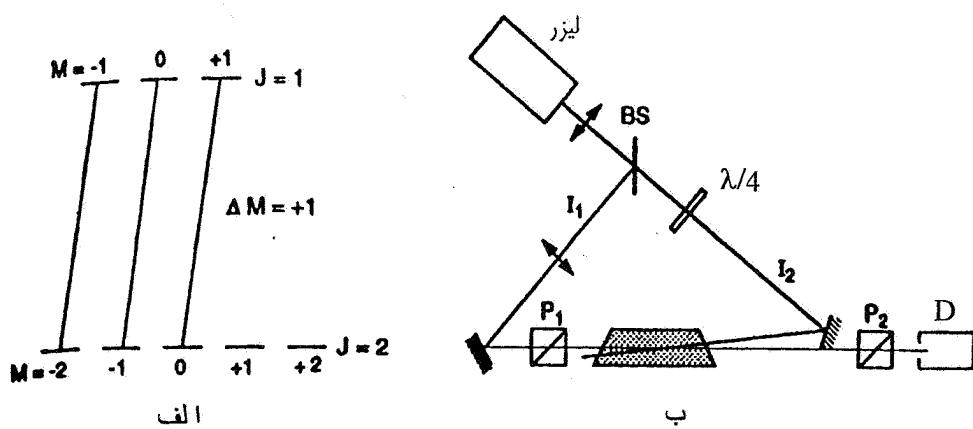
به طور تجربی، فرورفتگی بنت می‌تواند به وسیله دو لیزر آشکارسازی شود. ابتدا یک لیزر دمش قوى در بسامد ω_0 ، و با بردار موج k_1 به دستگاه تابیده می‌شود و این لیزر فرورفتگی در سرعتهای $V_z \pm \Delta V_z$ توزیع سرعتها به وجود می‌آورد، که در آن $\Delta V_z = \frac{\omega_0 - \omega_1}{k_1 K_1}$ و $V_z = \frac{\omega_0 - \omega_1}{k_1 K_1}$ می‌باشد. به دنبال آن یک لیزر کاوشی با بردار موج k_2 و بسامد ω قابل تنظیم از دستگاه عبور می‌کند. این لیزر باید به حد کافی ضعیف باشد، تا اشباع اضافی به وجود نیاورد. در این صورت ضریب جذب برای لیزر کاوشی به صورت زیر خواهد بود (شکل ۶. ب).

$$\alpha(\omega_1, \omega) = \alpha^\circ(\omega) \left[1 - \frac{G}{\sqrt{1+G}} \frac{\Gamma^2}{(\omega - \omega_1)^2 + \Gamma_s^2} \right] \quad (14)$$

که در آن $\alpha^\circ(\omega)$ ضریب جذب غیراشباع می‌باشد. حال به جای امواج دمش و کاوش از یک موج ایستا استفاده می‌کنیم. این موج می‌تواند حاصل از تداخل یک موج با انعکاسی از یک آینه باشد. بنابراین آن را می‌توان به صورت ترکیبی از دو موج منتشره در خلاف جهت هم درنظر گرفت.



شکل ۷. منحنیهای توزیع سرعت (فرورفتگی لمب).

شکل ۸. طیف نمایی قطبی. (الف) طرحواره ترازی برای گذار شاخه P. (ب) آرایش تجربی
شکافنده نور؛ P_1 و P_2 قطبند خطی؛ BS آشکارساز.

کاوشی در اثر اعمال یک موج دمتشی استوار است. موج دمتشی، به خاطر دمتش نوری، باعث تغییر ضریب شکست n و ضریب جذب α محیط می‌گردد که آن نیز موجب تغییر در حالت قطبیش باریکه کاوشی می‌شود. این طیف نمایی دارای مزایای زیادی نسبت به طیف نمایی مرسوم اشباع می‌باشد [۵۴].

برای فهم ساده این پدیده، شکل ۸ را در نظر می‌گیریم. خروجی یک لیزر قابل تنظیم تک رنگ به دو باریکه، ضعیف کاوشی باشد I_1 و یک باریکه قوی دمتشی باشد I_2 ، تقسیم می‌شود. باریکه کاوشی از یک قطبند خطی P_1 نمونه موردنظر و یک قطبند خطی P_2 که بر P_1 عمود است، عبور می‌کند. در غیاب لیزر دمتشی، نمونه همگن بوه و آشکارساز D در پشت P_2 فقط علامت کوچکی را دریافت می‌کند که ناشی از عبور جزئی از P_2 می‌باشد. این علامت دارای مقدار بسیار کمی

کشف طیف نمایی اشباع به اولین آزمایش مطالعه پدیده‌های فیزیکی مربوط به اندرکنش تابش لیزری با محیط فعال بر می‌گردد، که در اولین لیزر گازی ساخت جوان و همکارانش مورد مطالعه قرار گرفت [۴۴]. به دنبال این مطالعات، بنت و لمب آن را تکمیل کرده و گسترش دادند. بعداً روش اشباع به طور گسترده در مطالعات تجربی مورد استفاده قرار گرفت [۴۹-۵۰]. همچنین به خاطر حد تفکیک بالا، این روش در طیف نمایی مدولاسیون زیر دوپلری مولکولها در فشار پایین و برای پایدارسازی لیزرهای به طور گسترده‌ای به کار گرفته شد [۵۳-۵۰].

۷. طیف نمایی قطبی

اساس این طیف نمایی بر مشاهده تغییرات حالت قطبیش موج

کاوشی تحت تأثیر موج دمشی قرار نمی‌گیرد. حال اگر بسامد لیزر، ω_1 در داخل پهنهای خط همگن، ω_2 به بسامد گذار مولکولی، ω_3 تنظیم شود، هر دو موج به وسیله مولکولهای یکسانی جذب شده و موج کاوشی دو شکستی حاصل از توزیع ناهمسانگرد M مولکولهای جذبی را تجربه می‌کند. فقط در این حالت است که صفحه قطبش موج کاوشی به اندازه θ دوران کرده و آشکارساز D یک علامت آزاد - دوپلری را، زمانی که بسامد لیزر، ω_1 به بسامد مرکز خط جذبی مولکولی میزان شود، دریافت می‌کند. مقدار (دامنه) این علامت بستگی به شدت باریکه دمش و سطح مقطع جذب نمونه دارد. طیف نمایی قطبشی به طور گسترهای برای اندازه‌گیری طیف با قدرت تفکیک بالای اتمها و مولکولها به کار رفته است [۵۵-۵۹].

۸. طیف نمایی دو یا چند فوتونی

یکی دیگر از روش‌های از بین بردن پهن شدگی دوپلری، استفاده از جذب همزمان دو یا چند فوتون توسط اتمها (مولکولها) می‌باشد. جذب دو فوتونی را می‌توان به وسیله یک فرایند دو مرحله‌ای از یک تراز اولیه i_1 از طریق تراز مجازی k_1 به یک تراز نهایی f_1 شرح داد (شکل ۹). این تراز مجازی تصوری را می‌توان ترکیب خطی توابع حالت تمام ترازهای حقیقی k_1 واقع بین دو تراز i_1 و f_1 دانست که از طریق دو قطبی الکتریکی به ترازهای i_1 و f_1 ارتباط می‌یابند. بنابراین دامنه احتمال برای گذاری از i_1 به k_1 توسط جمع دامنه‌های احتمال تمامی گذارهای مجاز i_1 به k_1 با نامیزانهای ω_{ik} نشان داده می‌شود. این موضوع برای گذار k_1 به f_1 نیز صادق است.

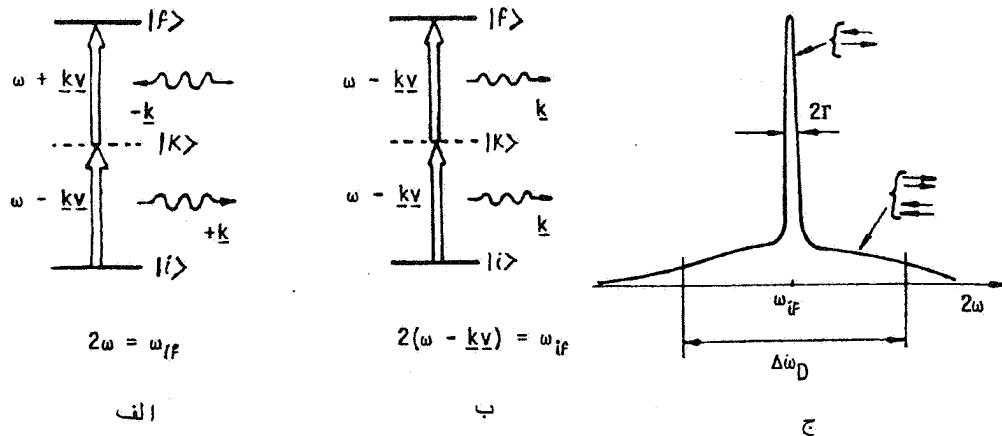
اگر اتمی (مولکولی) که با سرعت V حرکت می‌کند، تحت تابش دو موج نوری با بسامدهای ω_1 و ω_2 و بردارهای موج k_1 و k_2 قرار گیرد، احتمال برای جذب دو فوتونی بین تراز پایه i_1 و تراز تحریکی E_f به شکل زیر است،

در حدود $I_1 = I_2 = 10^{-7}$ است. باریکه دمشی بعد از گذر از یک تیغه چارک موج که ایجاد یک قطبش دایروی می‌کند، در خلاف جهت انتشار باریکه کاوشی به نمونه تابیده می‌شود. اگر بسامد موج دمشی نسبت به بسامد گذار $(J^I, M^I) \rightarrow (J^II, M^II)$ تنظیم شود، مولکولها در تراز پایین (J^II, M^II) می‌توانند موج دمشی را جذب کنند. عدد کوانتوسی M که تصویر J در راستای انتشار نور را نشان می‌دهد، باید از قاعده گزینش $\Delta M = \pm 1$ تبعیت کند. لذا برای نور قطبیده دایروی راستگرد، $M^+ = M^II + 1$ فقط گذار $M^- = M^II - 1$ مجاز است.

به خاطر اثر اشباع، زیرترازهای تیهگن M تراز دورانی J به طور نسبی و یا کامل جمعیت زدایی می‌شوند. میزان این جمعیت زدایی به شدت موج دمشی J ، به سطح مقطع جذب، ممکن است تراز (J^II, M^II) را باز تجمع کنند، بستگی دارد. بنابراین فرایند دمش باعث به وجود آمدن یک اشباع نامساوی و به تبع آن یک تجمع غیریکنواخت در زیر ترازهای M می‌شود. این اثر معادل یک توزیع ناهمسانگرد برای جهتگیری بردار ممان زاویه‌ای J می‌باشد. چنین نمونه ناهمسانگردی برای باریکه کاوشی، که به طور خطی قطبیده است، دو شکستی شده و باعث چرخش صفحه قطبش آن می‌شود (این پدیده شبیه اثر فاراده است). می‌دانیم فقط مولکولهایی که با موج دمشی تک رنگ اندر کنش می‌کنند، دارای چنین جهتگیری ناهمسانگردی هستند و همان طور که در بخش‌های قبل اشاره شد فقط زیر گروهی از مولکولها که در شرط زیر صدق می‌کنند، می‌توانند با موج دمش اندر کنش نمایند،

$$V_z \pm \Delta V_z = \frac{(\omega_1 - \omega_2)}{k} \pm \frac{\gamma}{k} \quad (17)$$

که در آن ΔV_z از طریق پهنهای خط همگن $\gamma = \delta\omega$ تعیین می‌شود. برای $\omega_1 \neq \omega_2$ ، موج کاوشی که در راستای مخالف از نمونه عبور می‌کند با گروه متفاوتی از مولکولها در بازه سرعت $V_z \pm \Delta V_z = \frac{-(\omega_1 - \omega_2 \pm \delta\omega)}{k}$ اندر کنش می‌کند. بنابراین موج



شکل ۹. تشدید باریک دو فوتونی در موج ایستا. (الف) حذف جایه جایی دوپلری به وسیله جذب همزمان دو فوتون از امواجی که در خلاف جهت هم منتشر می‌شوند. (ب) وجود جایه جایی دوپلری وقتی دو فوتون همجهت جذب شوند. (ج) نمودار تشدید باریک در جذب دو فوتونی.

که در آن $L(X)$ یک تابع توزیع لورنتزی می‌باشد.
جمله اول رابطه فوق، شکل خطی جذب دو فوتونی آزاد -
دوپلری برای یک اتم (مولکول) را نشان می‌دهد. جملات دوم
و سوم به ترتیب مربوط به جذب دو فوتونی از هر یک از موجها
می‌باشد. این جملات به طور آشکار شکل خطی پهن شده
دوپلری را در جذب دو فوتونی نشان می‌دهند. رابطه فوق را
می‌توان با فرض $E_1 = E_2 = E$ و $e_1 = e_2 = e$ به صورت ساده
زیر درآورد:

$$W_{if} = (\frac{2\hbar^4 \Gamma}{\Gamma})^{-1} E_1^2 E_2^2 \left| \sum_k \frac{R_{ik} \cdot e \cdot R_{kf} \cdot e}{\omega_{ki} - \omega} \right|^2 \quad (20)$$

$$\times \left[4L \left(\frac{\omega_0 - 2\omega}{\Gamma} \right) + 2L \left(\frac{\omega_0 - 2\omega \pm 2kv}{\Gamma} \right) \right]$$

پس از متوسط گیری روی سرعتها، شکل خطی جذب دو
فوتونی را می‌توان به شکل زیر نشان داد،

$$\alpha^{(2)}(\omega) = (N_i^0 - N_f^0) \frac{\sqrt{\pi} E^4}{\gamma \hbar kv} \left| \sum_k \frac{R_{ik} \cdot e \cdot R_{if} \cdot e}{\omega_{ki} - \omega} \right|^2 \quad (21)$$

$$\times \left\{ \exp \left(- \left[\frac{\omega_0 - 2\omega}{\gamma kv} \right]^2 \right) + \frac{\gamma kv}{\sqrt{\pi} \Gamma} L \left(\frac{\omega_0 - 2\omega}{\Gamma} \right) \right\}$$

شکل خطی جذب دو فوتونی برای یک موج ایستا در شکل ۹
نشان داده شده است. این شکل ترکیبی از یک زمینه پهن شده

$$W_{if} = (\frac{2\hbar^4 \Gamma}{\Gamma})^{-1} E_1^2 E_2^2 \frac{\Gamma^2}{[\omega_{if} + (k_1 + k_2) \cdot v - \omega_1 - \omega_2]^2 + \Gamma^2} \times \left| \sum_k \left(\frac{R_{ik} \cdot e_1 \cdot R_{kf} \cdot e_2}{\omega_{ki} - k_1 \cdot v - \omega_1} + \frac{R_{ik} \cdot e_2 \cdot R_{kf} \cdot e_1}{\omega_{ki} - k_2 \cdot v - \omega_2} \right) \right|^2 \quad (18)$$

که در آن E_1 و E_2 دامنه‌های امواج نوری، e_1 و e_2 بردارهای
واحد قطبی امواج، R_{ik} و R_{kf} به ترتیب مؤلفه‌های ماتریس
گذارهای $|ki\rangle \rightarrow |ki\rangle$ و $|f\rangle \rightarrow |f\rangle$ و Γ نیم پهنه‌ای همگن
گذار $|if\rangle \rightarrow |if\rangle$ می‌باشند. برای حالت خاصی که دو موج
در خلاف جهت هم و با بسامدهای یکسان در نظر گرفته شود،
رابطه فوق به صورت زیر در می‌آید،

$$W_{if} = (\frac{2\hbar^4 \Gamma}{\Gamma})^{-1} E_1^2 E_2^2 L \left(\frac{\omega_0 - 2\omega}{\Gamma} \right)^2 \times \left| \sum_k \frac{R_{ik} \cdot e_1 \cdot R_{kf} \cdot e_2 + R_{ik} \cdot e_2 \cdot R_{kf} \cdot e_1}{\omega_{ki} - \omega} \right|^2 + (\frac{2\hbar^4 \Gamma}{\Gamma})^{-1} E_1^2 L \left(\frac{\omega_0 - 2\omega + 2kv}{\Gamma} \right)^2 \times \left| \sum_k \frac{R_{ik} \cdot e_1 \cdot R_{kf} \cdot e_1}{\omega_{ki} - \omega} \right|^2 + (\frac{2\hbar^4 \Gamma}{\Gamma})^{-1} E_2^2 L \left(\frac{\omega_0 - 2\omega - 2kv}{\Gamma} \right)^2 \times \left| \frac{R_{ik} \cdot e_2 \cdot R_{kf} \cdot e_2}{\omega_{ki} - \omega} \right|^2 \quad (19)$$

در سال ۱۹۳۱ انجام شد [۶۲]، در حالی که تحقق تجربی این فرایند با کشف منابع نوری باشدت بالا (لیزر) ممکن گردید [۶۳-۶۴] و به دنبال آن کارهای تجربی متعددی در طیف نمایی دو فوتونی آزاد از دوپلری با استفاده از لیزرهای رزینه پیوسته کار و لیزرهای دیودی انجام گرفت [۶۵-۶۹].

بحث فوق می‌تواند برای جذب چند فوتونی نیز تعمیم یابد. وقتی که اتم (مولکول) متحرک به طور همزمان تحت تابش چندین موج تخت با بردارهای موج \vec{k}_i ، قرار گیرد و از هر موج یک فوتون جذب شود، جایی دوپلری کلی برای $\sum_i k_i v_i = \sum_i k_i$ صفر خواهد [۷۰-۷۲].

۹. تله اندازی جمعیت همدوس

همان طوری که می‌دانیم بررسیهای طیف نمایی اتمها (مولکولها) براساس اندرکنش تابش نزدیک به تشدید با نمونه‌ها، پایه‌ریزی شده است. استفاده از منابع تابشی قابل تنظیم پیوسته کار با شدت بالا و حساسیت خیلی بالا، این امکان را فراهم می‌سازد که ترازهای اتمی و مولکولی به دقت تعیین شوند. گرچه توجه متخصصین طیف نمایی برای مدتی طولانی به دستگاه‌های دو ترازی معطوف بود، امکان تابش دهی همزمان نمونه‌ها با چندین میدان الکترومغناطیسی سبب ایجاد گذارهای چندفوتونی و پدیده‌های غیرخطی شده است. در مقایسه با دستگاه دو ترازی، دستگاه سه ترازی وقتی با میدانهای تابشی اندرکنش می‌کند، آرایشی را به وجود می‌آورد که در آن پدیده‌های غیرخطی به طور چشمگیری هم از طریق امکان به کارگیری آرایشهای لیزری مختلف و هم از لحاظ مقدار غیرخطی بودن، تقویت می‌شود.

گسترش منابع لیزری قابل تنظیم و تک رنگ، سبب مطالعات طیف نمایی با قدرت تفکیک بالایی در انواع مختلف در دستگاه‌های سه ترازی شده است.

در بین پدیده‌های غیرخطی وابسته به دستگاه‌های اتمی سه ترازی، به کارگیری تابش دو میدان پیوسته سبب به وجود آمدن برهمنی همدوس حالات در اتمها شده و منجر به پایداری

دوپلری و یک شکل لورنتزی باریک با نیم پهنهای $\Gamma = \left(\frac{\gamma_{if}}{2} + \gamma_i \right)$ است، که در آن نسبت شدت تشدید باریک دو فوتونی به زمینه دوپلری پیوسته، برابر با $4kv/\sqrt{\pi}$ می‌باشد.

قواعد گزینش برای گذارهای دو فوتونی، این اجازه را به ما می‌دهند که با انتخاب نوع گذار و قطبش امواج نوری e_1 و e_2 ، زمینه پهن شدگی دوپلری را به طور کامل حذف کنیم. به طور مثال در گذار دو فوتونی بین دو حالت از یک اتم، با توجه به صفر بودن مممان زاویه‌ای مداری حالت ابتدایی و نهایی ($L_1 = L_2 = 0$)، $\Delta M_L = q_1 + q_2$ نیز مساوی صفر خواهد شد. اگر امواج نوری دارای قطبش دایروی یکسان باشند، در این صورت $\Delta M_L = q_1 + q_2 = 0$ بوده و تمام گذارهای دو فوتونی ممنوع خواهد بود. اما اگر یکی از امواج دارای قطبش دایروی راستگرد و دیگری چپگرد باشد، $q_1 + q_2 = 0$ بوده و جذب دو فوتونی اتفاق خواهد افتاد. بنابراین جذب دو فوتونی در گذار $S \rightarrow S$ فقط وقتی اتفاق می‌افتد که از هر کدام از دو موج، که در خلاف جهت هم منتشر می‌شوند و دارای قطبش‌های دایری‌ای متفاوت می‌باشند، به طور همزمان یک فوتون جذب شود و به این ترتیب زمینه دوپلری از بین خواهد رفت [۶۰].

شایان ذکر است که اگر چه دامنه احتمال جذب دو فوتونی در مقایسه با جذب تک فوتونی بسیار کوچک است، اما علامت آزاد از دوپلری دو فوتونی می‌تواند از علائم اشیاع عاری از دوپلر، بیشتر باشد. زیرا که در جذب دو فوتونی تمام اتمها (مولکولها) صرف نظر از سرعت‌شان، می‌توانند اشتراک داشته باشند و این در حالی است که در طیف نمایی اشیاع فقط زیر گروه خاصی از مولکولها که در محدوده سرعت $\Delta v_z = \pm \frac{\gamma_{if}}{k}$ قرار دارند، شرکت می‌کنند. برای $180^\circ = 0^\circ$ این گروه فقط حدود یک درصد از کل مولکولها را تشکیل می‌دهد. بزرگترین مزیت جذب دو فوتونی این است که از طریق آن می‌توان به حالاتی از مولکولها دست یافت که به وسیله جذب تک فوتون غیرممکن است [۶۱].

اولین بررسی نظری فرایندهای دو فوتونی توسط گوپرت - میر

است [۷۶]. اخیراً نیز با استفاده از CPT، انتخاب سرعتهای مولکولی در زیر حد پس زنی مورد بررسی قرار گرفته است [۷۹و۷۷].

برای تحلیل نظری مسئله، دستگاه ساده سه ترازی شکل ۱۰، که با دو موج نوری با بسامدهای ω_m ($m=1, 2$) اندرکش می‌کند را درنظر می‌گیریم.

وقتی شرایط یکسان تشدید برای گذارهای $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ و $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ برقرار شود، یعنی برای برآمد نامیزانی بسامد $\omega_m - \omega_{2m}$ موج نوری از بسامدهای گذارهای مربوط شرط زیر صدق کند،

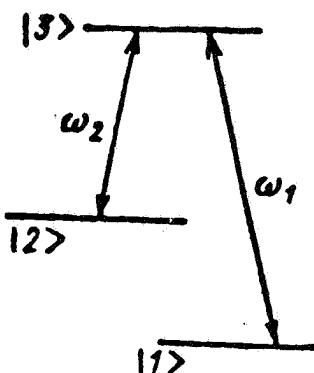
$$\Omega = \Omega_1 - \Omega_2 = (\omega_{31} - \omega_{32}) + (\omega_{11} - \omega_{22}) = 0 \quad (22)$$

احتمال یافتن اتم در تراز بالای $|3\rangle$ به سمت صفر میل می‌کند. بنابراین تحت شرایط فوق، یک دستگاه Λ را نمی‌توان به تراز $|3\rangle$ تحریک تمود و لذا امکان جذب یا گسیل فوتون تشدیدی وجود ندارد و در این حالت تمام جمعیت دستگاه در بین ترازهای پایینتر توزیع می‌شود. علت این امر، تداخل بین کانالهای تحریک در دستگاه‌های چند ترازی می‌باشد.

علاوه بر شرط فوق، گیراندازی همدوس جمعیت فقط برای شدتهای معینی از امواج نوری امکان پذیر است. به طور مثال در دستگاه Λ (شکل ۱۰) شدت، I ، لازم برای به وجود آمدن این پدیده به صورت زیر است،

$$I = \frac{I_s \Gamma}{\gamma_e} \quad (23)$$

که در آن، I_s شدت اشباع گذار نوری، γ_e آهنگ واهلش تراز بالا و آهنگ واهلش بین ترازهای پایینتر $|1\rangle$ و $|2\rangle$ می‌باشند. معمولاً برای گذارهای نوری اتمها و مولکولها از ترازهای پایه به تراز تحریکی، $|3\rangle$ است. واهلش Γ (بین ترازهای پایین $|1\rangle$ و $|2\rangle$) می‌تواند به وسیله پهن شدگی گذار یا برخوردهای اتمی ایجاد شود. باید توجه داشت که برای مشاهده پدیده



شکل ۱۰. دستگاه سه ترازی Λ

جذب اتمها از میدان تابشی می‌شود. این پدیده بنام "گیراندازی جمعیت همدوس" (CPT)^۱ نام‌گذاری شده، تا در برگیرنده برهمنهی همدوس حالات اتمی و پایداری تجمع باشد. گیراندازی جمعیت همدوس، همچنین می‌تواند به عنوان دمش دستگاه اتمی به یک حالت خاص، برهمنهی همدوس حالات اتمی، که یک حالت غیرجذبی است، مطرح شود.

این پدیده برای اولین بار توسط آلتزا و همکارانش در سال ۱۹۷۶ به صورت کاوشی در گسیل فلوئورسانسی اتمهای سدیم (به شکل یک دستگاه سه ترازی که از دو تراز پایه و یک تراز تحریکی تشکیل شده است) تحریک شده با دمش لیزری مشاهده شد [۷۳]. همزمان با کار تجربی آلتزا و همکارانش، آریمندو و اریولز و همچنین گری و ایتلی واستروود به طور مستقل و نظری دمش و گیراندازی توسط دومیدان لیزری تشدیدی با دو گذار کوپل شده برای یک دستگاه سه ترازی آبشاری را بررسی کردند [۷۴و۷۵].

گیراندازی جمعیت همدوس به صورت مقالات مروری متعددی انتشار یافته است. اولین مقاله مروری در این مورد توسط دالتون و نایت در سال ۱۹۸۳ ارائه شد، سپس یوو و ابرلی در سال ۱۹۸۵ یک تحلیل نظری بسیار مهمی از پدیده را مطرح کردند. مقاله مروری دیگری در سال ۱۹۸۷ توسط آریمندو، کارهای تجربی انجام گرفته تا آن زمان را جمع‌بندی کرد. مقالات مروری نسبتاً جدیدی در این مورد توسط آفاف و همکارانش در سال ۱۹۹۳ و آریمندو در سال ۱۹۹۶ ارائه شده

الف) باریکه‌های نوری موازی و همجهت فرض می‌کنیم که بردارهای موج نور موازی یکدیگر و هم همجهت باشند. در این حالت رابطه ۲۷ به صورت زیر در می‌آید،

$$\Omega_1 - \Omega_2 - (k_1 - k_2)v = 0 \quad (28)$$

که در آن $k_1 - k_2 = q$ است. در یک دستگاه سه ترازی Δ ، اگر اندازه بردارهای موج برابر باشند، $q = 0$ بوده و رابطه (۲۸) به شرط (۲۲) منجر می‌شود. از طرف دیگر اگر q مقدار بزرگی داشته باشد پدیده CPT فقط برای آن دسته از ذرات اتفاق می‌افتد که مؤلفه سرعت آنها در شرط زیر صدق کند،

$$v = \frac{\Omega_1 - \Omega_2}{q} \quad (29)$$

ب) باریکه‌های نوری موازی و در خلاف جهت هم در این حالت با توجه به اینکه $k_2 - k_1 = 0$ می‌باشد، لذا رابطه ۲۷ به صورت زیر در می‌آید،

$$\Omega_1 - \Omega_2 - (k_1 + k_2)v = 0 \quad (30)$$

این بدان معنی است که جمعیت تراز بالا برای سرعتهای خاصی از ذرات تخلیه خواهد شد.

نمود غیرمنتظره پدیده CPT منجر به کاربردهای بسیار مهمی نظیر، طیف نمایی با قدرت تفکیک فوق العاده بالا، متروولوزی، انتخاب ذرات اتمی آهسته (سرماشیش لیزری) و لیزرهای بدون وارونی جمعیت می‌شود. در این مقاله براساس اهداف موردنظر فقط طیف نمایی با قدرت تفکیک بالا را بر پایه CPT تشیدی مورد بررسی قرار می‌دهیم. این تشیدی زمانی اتفاق می‌افتد که دستگاه‌های اتمی سه ترازی تحت تابش با دو موج نوری تک رنگ قرار گیرند (شکل ۱۰). شکل ۱۱ نشان‌دهنده وابستگی نوعی تجمع تراز بالای Δ در یک دستگاه Δ به بسامد یکی از میدانهاست، در حالیکه بسامد میدان دیگر ثابت نگه داشته شده است.

در این شکل فورفتگی با پهنای Δ مشخصه ناحیه CPT است

CPT برقراری هر دو شرط فوق به طور همزمان الزامی است.

در فرمولبندی ماتریس چگالی برای دستگاه سه ترازی Δ با شرط CPT ($\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$) و برای زمانهای اندرکنش Γ^{-1} و γ^{-1} می‌توان رابطه‌ای به شکل زیر برای تجمع تراز بالای Δ به دست آورد.

$$\rho_{33} = \left[\frac{\Gamma}{\gamma} \right] \frac{g^2}{2g^2 + 2\Gamma + \left(\frac{\Gamma\Omega}{\gamma} \right)} \quad (24)$$

همان طوری که از رابطه بالا برمی‌آید، تجمع تراز بالا به طور

بارزی به روابط بین Γ, γ و g بستگی دارد، لذا حالات زیر را

درنظر می‌گیریم:

الف) برای

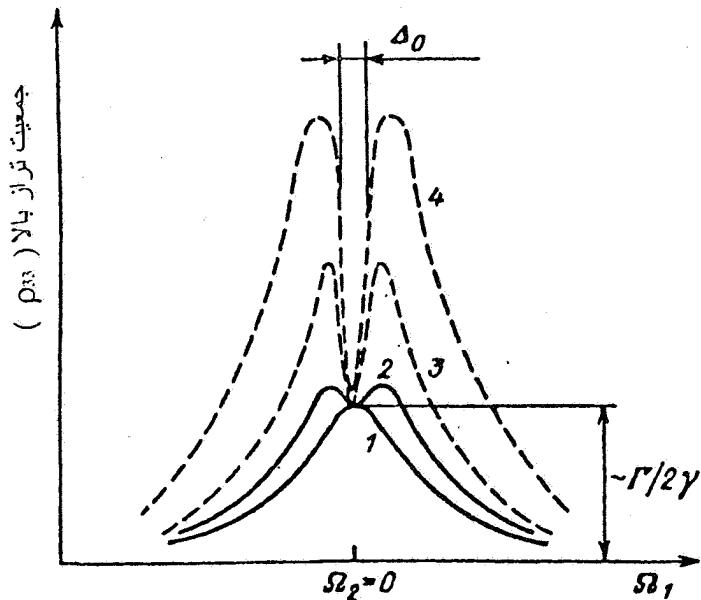
$$\rho_{33} = \frac{g^2}{\gamma^2 + \Omega^2}, \quad g^2 < \gamma\Gamma \left(1 + \frac{\Omega^2}{\gamma^2} \right) \quad (25)$$

$$\rho_{33} = \frac{\Gamma}{2\gamma}, \quad g^2 > \gamma\Gamma \left(1 + \frac{\Omega^2}{\gamma^2} \right) \quad (26)$$

در حالت (ب) تجمع تراز بالا بستگی به شدت نور تابشی نداشته و فقط توسط ثابت‌های واهلش دستگاه تعریف می‌شود. ملاحظه می‌شود که این حالت یک پدیده غیرخطی (مشابه با اشباع در دستگاه‌های دوترازی) در چنین دستگاهی است. در ضمن چون $\Gamma > \gamma$ است در نتیجه $\rho_{33} < 1$ می‌باشد (در دستگاه‌های اتمی نوعی $\gamma = 10^{-4}$ می‌باشد). این در حالی است که در حالت (الف) جمعیت تراز بالا تابع خطی از شدت میدان است. تا اینجا بررسی پدیده CPT محدود به اندرکنش نور با اتمهای ساکن بود. اگر حرکت اتمها در نظر گرفته شود، شرط CPT به صورت زیر در می‌آید،

$$\Omega_1 - k_1 v = \Omega_2 - k_2 v \quad (27)$$

با توجه به رابطه فوق مشخص می‌شود که ظهور CPT به طور بارزی به راستای بردارهای موج k_1 و k_2 امواج نوری و سرعت اتمها، V ، بستگی دارد. در این قسمت دو آرایش اساسی، که از لحاظ تجربی حائز اهمیت هستند، را درنظر می‌گیریم.



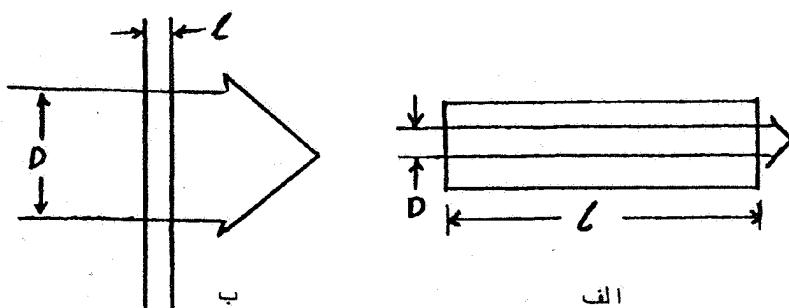
شکل ۱۱. وابستگی تجمع تراز بالا در دستگاه Δ به بسامد یکی از میدانها؛ Ω وقتی که بسامد میدان دیگر؛ Ω_2 ثابت ($\Omega_1 = \Omega_2$) است. منحنی ۱ شرط ۲۳ صادق نبوده و فرورفتگی CPT وجود ندارد. منحنی های ۲-۴ شرط ۲۳ صادق بوده و با افزایش شدت عمق فرورفتگی نیز افزایش می یابد.

$$\text{که در آن شرط } \Omega = \Omega_2 = \Omega_1 \text{ به خوبی برقرار شده است. پهنهای} \\ \text{این فرورفتگی به وسیله رابطه زیر داده می شود:} \quad (۳۱)$$

$$\text{که در آن } \frac{E_d}{\gamma} = g \text{ بسامد رابی، } E \text{ دامنه میدان نوری و } d \text{ مؤلفه} \\ \text{ماتریس دو قطبی گذارند. جالب توجه است که براساس رابطه} \\ \text{فوق اگر } \gamma < \Gamma, g \text{ انتخاب شوند، پهنهای } \Delta \text{ می تواند خیلی} \\ \text{کوچکتر از پهنهای طبیعی، } \gamma, \text{ گذار نوری باشد. با وجود} \\ \text{این باید شدت نور طوری انتخاب شود که شرط (۲۲) برقرار} \\ \text{بماند. همچنین عمق فرورفتگی با کاهش شدت، کاهش می یابد.} \\ \text{تشدیدهای فوق باریک به دست آمده از این روش، می تواند در} \\ \text{طیف نمایی اتمی و مولکولی و همچنین به منظور پایدارسازی} \\ \text{بسامد، مورد استفاده قرار می گیرد.} \quad (۳۲)$$

که در آن γ نیم پهنهای همگن طبیعی تراز، $\frac{1}{\sqrt{v}} = \tau$ زمان پرواز
(گذر) اتمها در میان دو دیوار سلول به طول ۱ و ۷ مؤلفه های
سرعت در راستای بردار موج نوری فرودی (که عمود بر
دیوارهای سلول است) می باشند. بنابراین جمله دوم، $\frac{1}{\tau(v)}$
فرواخت در اثر برخورد با دیوارهای سلول است. در سلولهای
معمولی عموماً قطر باریکه لیزری به طور قابل ملاحظه ای از
طول سلول گازی کوچکتر است (شکل ۱۲. الف) بنابراین اغلب
پژوهشگران زمان واهلش اتمها (یا مولکولها) را که زمان پرواز
آنها در طول سلول حاصل می شود در نظر نمی گیرند. ولی چنین
واهلشها ای در یک سلول نازک گاز رقیق که طول آن به طور قابل
ملاحظه ای از قطر باریکه لیزری کوچکتر است (شکل ۱۲. ب)
با اهمیت بوده و می تواند سبب اثرات اپتیکی غیرمنتظره ای
شود. این اثرات برای اولین بار در سال ۱۹۹۲ توسط آزاد چنگیز
اسماعیل اوف به طور نظری پیش بینی شده است [۸۰].
مطالعات وی نشان داد که محدودیت، در حرکت ذره در امتداد
انتشار موج به وسیله دیوارهای سلول، منجر به تشدیدهای زیر

۱۰. طیف نمایی لیزری زیر دوبلری در سلولهای نازک گازی
اساس این طیف نمایی به کارگیری پدیده های اپتیکی غیرخطی
در سلولهای نازک گازی است. در سلولهای گازی آهنگ فروافت
مؤثر در یک تراز مورد مطالعه عبارت است از

شکل ۱۲. طرح سلولهای گازی (الف) سلوی معمولی $D < L$ (ب) سلوی نازک $D > L$

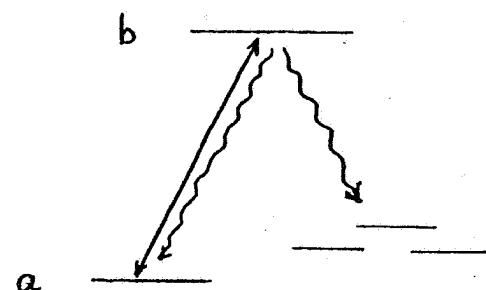
$$\varepsilon = 2e\sqrt{I} \cos(\omega t - k_z) \quad (۳۳)$$

که در آن، ε بردار قطبش واحد، I شدت، k بردار موج و ω بسامد موج فرودی است که به بسامد مرکزی گذار دو قطبی الکتریکی a و b نزدیک می‌باشد. این گذار بین زیرتراز (از تراز پایه) و تراز برانگیخته b رخ می‌دهد. همچنین فرض می‌کنیم تراز b می‌تواند نه تنها به زیرتراز a بلکه به دیگر ترازهای با طول عمر بلند، که با نور فرودی اندکش نمی‌کنند، فروافت تابشی بکند (شکل ۱۳).

چنین وضعیتی مثلاً در بخارهای فلزات قلیایی که دارای ساختار فوق ریز در تراز پایه (شامل دو زیر تراز با انرژی متفاوت) هستند در فشارهای $p \leq 10^{-6}$ torr تحقق می‌یابد [۸۸]. شدت موج دمش را به حد کافی ضعیف در نظر می‌گیریم تا بتوان از جمعیت تراز برانگیخته b در مقایسه با جمعیت تراز پایه صرف نظر کرد. باید در نظر داشت که کسری از جمعیت اتمی که از تراز a به دیگر ترازهای با طول عمر بلند (به علت فروافت تابشی تراز b) منتقل می‌شوند ممکن است قابل توجه باشد [۸۹].

دمش اپتیکی فوق نسبت به مؤلفه سرعت اتمی در امتداد انتشار نور گزینشی خواهد بود، زیرا موج فرودی (با بسامد ω) با اتمهایی که سرعت آنها در شرط زیر صدق می‌کند اندکش مؤثرتری انجام می‌دهد،

$$|\nu - \frac{(\omega - \omega_0)}{k}| \leq \gamma \quad (۳۴)$$



شکل ۱۳. طرحواره ترازها.

دوپلری می‌شود که بستگی به بسامد نور جذب شده دارد [۸۷-۸۰].

یک سری از روش‌های آشکارسازی ساختار زیر دوپلری خطوط ظیفی ذرات (اتمهای، مولکولها، یونها) در محیط گازی در بخش‌های قبل معرفی شدند. اکثر روش‌های فوق حداقل از دو موج نوری استفاده می‌کردند (مثلاً طیف نمایی اشعاع و طیف نمای دو فوتونی). حال می‌خواهیم نشان بدیم که محدودیت در حرکت ذره در امتداد انتشار موج تکفام توسط دیوارهای سلوی، تحت شرایط معین، منجر به تشیدهای زیر دوپلری در طیف جذبی موج فرودی شده و این تشیدهای فقط توسط یک موج تکفام القا و ثبت می‌شوند. برای این منظور فرض می‌کنیم که اتمهای گازی بین دو دیوار سلوی یک بعدی (شکل ۱۲. ب) قرار گرفته باشند و گاز داخل سلوی به حد کافی رقیق باشد، به طوری که بخورد اتمهای گازی قابل چشم‌پوشی شوند. فرض می‌کنیم موج تخت تکفام زیر به طور قائم بر دیوارهای سلوی فرود آید،

ظهور اثرات غیرخطی در زمانهای پرواز بزرگ یعنی در حد $\omega \rightarrow \infty$ ساختارهای زیر دوپلری به صورت یک فرورفتگی در طیف جذبی موج فرودی ظاهر خواهد شد که از کاهش جمعیت تراز a ناشی می‌شود.

حال فرض اساسی زیر را به عنوان شرط مرزی می‌پذیریم. سرعتهای اتمی و جمعیت ترازهای کوانتمی در اثر برخورد اتمها با دیوارهای سلول به توزیع تعادلی می‌رسند. فرض معقول فوق که در پیش‌بینیهای نظری اسماعیل اوف مورد استفاده قرار گرفته است [۸۰-۸۶]، با تقریب خوبی به طور تجربی مورد تأیید قرار گرفته [۹۰] و اغلب پژوهشگران نیز از آن استفاده می‌کنند [۹۲-۹۶].

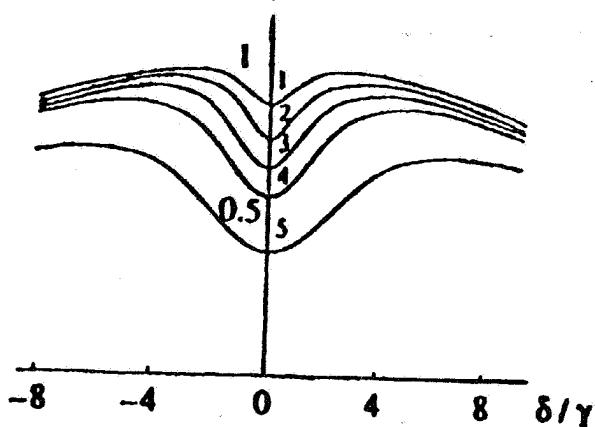
با محاسبه قطبش محیط گازی با استفاده از مجموعه معادلات ماتریس چگالی [۹۷] می‌توان ضریب جذب موج فرودی، را تحت شرایط ویژه به صورت زیر به دست آورد [۸۰].

$$\alpha = \frac{4\pi\omega \cdot k l \cdot e \cdot d}{s \hbar \gamma^3 c} \int_0^\infty F(v) \{ \underbrace{-\exp[-R(v)] - \exp[R(-v)]} \} v dv \quad (35)$$

که در آن، $R(v) = \frac{s \gamma^3}{2} + \frac{(\delta - kv)}{\hbar \gamma^2}$ و $\delta = \delta_{\text{نامیزانی}}$ بسامد و d گشتاور دو قطبی گذار $b \Leftrightarrow a$ و N_a چگالی اتمها در حالت a در غیاب موج است. $F(v)$ تابع توزیع ماکسولی سرعت اتمی v است. پارامتر بدون بعد s توسط شدت موج تعیین می‌شود،

$$s = \frac{I \cdot (e \cdot d)}{\hbar \gamma^2} \cdot (k l) \quad (36)$$

که در آن $I < w_{ba}$ احتمال فروافت تابشی از تراز b به a است. می‌توان نشان داد که در $\omega = \omega_c$ کسری از اتمها که دارای سرعت $v \leq v_c$ بوده و تراز a را ترک می‌کنند، دارای اهمیت اساسی هستند. در مورد مشخصه‌های طیف تمایی گذارهای $p_{1/2}^{1/2}$ و $s_{1/2}^{1/2}$ اتمهای قلیایی در سلولی به طول $l = 1 \text{ mm}$ پارامتر $s = 1 \text{ mm}$ خواهد بود، به شرطی که $W \text{ cm}^{-2} \approx 10^{-6} \text{ A}$ باشد. شکل ۱۴ بستگی ضریب



شکل ۱۴. ضریب جذب α به صورت تابعی از نامیزانی δ به ازای $s = 1$ ، $w = 0$ ؛ $\gamma = 0$ ؛ $\delta = 0$ (منحنی ۱)؛ $\delta = 0.5$ (منحنی ۲)؛ $\delta = 1$ (منحنی ۳)؛ $\delta = 2$ (منحنی ۴) و $\delta = 5$ (منحنی ۵).

که در آن $k = \frac{\omega}{c}$ و γ نیم پهنه‌ای همگن گذار تشیدیدی $b \Leftrightarrow a$ باشد.

دمش اپتیکی ذرات وقتی مؤثر خواهد بود که $w \geq 1$ باشد [۹۰-۹۱]، یعنی $w \geq 1$ که در آن w آهنگ دمش جمعیت از تراز a است. عمل دمش از طریق برانگیختگی اتمها و سپس فروافت تابشی آنها به زیر ترازهای دیگر با طول عمر بلند صورت گرفته و سبب توزیع مجدد جمعیت بین حالت‌های کوانتمی با طول عمر بلند می‌گردد. لذا زمان پرواز در سلول گازی را می‌توان به منظور ایجاد توزیع غیرتعادلی در سرعت ذرات برای حالت‌های کوانتمی با طول عمر بلند در ناحیه سرعتهای کاملاً کوچک به کار برد. تحت شرایط ویژه‌ای، توزیع غیرتعادلی فوق تشیدیدهای زیر دوپلری را در طیف جذبی (پاشندگی) موج فرودی و نیز در فلوئورسانس القائی ایجاد می‌کند. در ضمن، دمش اپتیکی از تراز a به دیگر ترازهای با طول عمر بلند با افزایش زمان پرواز اتمها در میان دیوارهای سلول، $\tau = \frac{1}{w}$ افزایش می‌یابد. به عبارت دیگر واهلش جمعیت تراز a بنا به رابطه (۳۲) به طور عمدی به وسیله τ تعیین می‌شود. بنابراین، زمانهای پرواز (گذر) خیلی بزرگ می‌توانند مشخصه مهمی برای ذرات محسوب شوند، به طوری که به علت تقویت و تشیدید

چرخه‌ای در سلولهای نازک‌اند [۹۱].

بررسی نظری دینامیک جذب تابش تکفام در سلولهای نازک گازی، امکان توسعه روش‌های جدیدی در طیف نمایی زیر دوپلری با قدرت تفکیک زمانی بالا را فراهم ساخته است [۹۸و۹۹]. با مطالعه تغییرات هماهنگ و تپی آهنگ دمنش، پدیده‌های نوری غیرخطی جدیدی مشاهده شده است که از طریق گذر ذرات بین دو دیواره سلول حاصل می‌شوند. در این حالت مشخصه زمانی واهلش جذب موج را می‌توان به طور مستقیم از نامیزانی بسامد از مراکز خطوط طیفی پهنه شده دوپلری به دست آورد. بنا بر این عکس روش‌های متداول طیف نمایی با تفکیک زمانی، در لین روش می‌توان مراکز خطوط طیفی پهنه شده دوپلری اتمها را از طریق دینامیک جذب تابش با بسامد ثابت تعیین کرد.

پدیده‌های مگنتو اپتیکی غیرخطی نیز در سلول نازک گازی به طور نظری مورد بررسی قرار گرفته است [۸۷]. این پدیده‌ها به وسیله یک موج نوری تفکام تخت رونده با قطبش اولیه خطی، از طریق یک گذار غیرچرخه‌ای تشیدیدی $b \leftrightarrow a$ با پهنه شدگی دوپلری میان تراز با طول عمر بلند a و تراز برانگیخته b به ترتیب با تکانه‌های زاویه‌ای $J_a = 1$ و $J_b = 0$ ، ایجاد می‌شوند. مطالعات صورت گرفته به ازای حالت‌های مختلف میدان مغناطیسی طولی و عرضی، بیان کننده وجود تشیدیدهای مگنتو اپتیکی زیر دوپلری در سلول نازک است. این تشیدیدها از طریق دمش اپتیکی حاصل و در مشخصه‌های قطبشی موج به صورت بستگی زاویه چرخش Ψ ، بیضی گونگی ϵ و شدت میدان در راستای عمود بر قطبش اولیه I به نامیزانی δ و شکافتگی زین Ω ظاهر می‌شوند. قابل توجه است که تشیدیدهای غیرخطی فوق به ازای مقادیر به حد کافی کوچک ku $\ll \Omega$ ، که در آن ظهور اثرات مگنتو اپتیکی خطی قابل چشم‌پوشی است، رخ می‌دهند. این تشیدیدها با افزایش شدت نور، تقویت شده و ساختار آنها به طور عمدی به مقدار و سمتگیری میدان

جذب α را به نامیزانی δ نشان می‌دهد [۸۰].

ملاحظه می‌شود که منحنی پهنه شده دوپلری با نیم پهنهای ku در حوالی $\delta = 0$ دارای یک فرورفتگی تشیدیدی است. به ازای پارامترهای کوچک $I \ll ku$ پهنهای تشیدید بدون دوپلری به وسیله پهنهای همگن خط طیفی، $\epsilon \ll 1$ مشخص می‌شود. دامنه و پهنهای این تشیدید با افزایش شدت موج به علت تشیدید دمث اتمها از حالت a افزایش می‌یابد. بدیهی است که تشیدیدهای آزاد - دوپلری مورد نظر را نه تنها در جذب موج، بلکه در فلورسانس محیط گازی نیز می‌توان مشاهده نمود.

بعلاوه، تحت شرایط مشابه، تشیدیدهای آزاد - دوپلری پاشندگی می‌تواند به علت توزیع مجدد جمعیتها و همدوشی زیر ترازهای زیمنی تراز پایه ذراتی با سرعت پایین 7 براثر القای نوری حاصل شود [۸۰]. باید توجه کرد که برخلاف روش‌های شناخته شده طیف نمایی غیرخطی، تشیدیدهای زیر دوپلری مورد مطالعه فقط به وسیله یک موج تکفام فرودی القا و ثبت می‌شوند. ساختار تشیدیدهای فوق، اساساً به نسبت طول سلول به قطر باریکه لیزری، D/L بستگی دارد. به طوری که کمینه پهنهای یک تشیدید زیر دوپلری در سلول نازک به وسیله $ku(I/D) \geq \Gamma$ تعیین می‌شود [۸۰]. که در آن نیم پهنهای ku شدگی دوپلری است که معمولاً حداقل دو مرتبه مقداری بزرگتر از نیم پهنهای همگن گذار اپتیکی اتمی (مولکولی) است. بنا بر این برای ثبت تشیدیدهای با پهنهای کوچک $\epsilon \ll 1$ ، اعمال یک محدودیت کاملاً جدی به طول سلول ضروری $10^{-2} \leq D/L \leq 1$ است. یکی از نقاط قوت سلولهای نازک را می‌توان از مثال زیر فهمید. معمولاً علامتهای آمیزه چهار موج تبهگن^۱ (DFWM) در گذارهای غیرچرخه‌ای در بخار فلزات قلایی، به علت تخلیه جمعیت در اثر دمش اپتیکی، مشاهده نمی‌شود. ب. ای و همکارانش در سال ۱۹۹۴ نشان دادند که وقتی بخارهای اتمی در سلولهای نازک قرار گیرند، برخوردهای مکرر اتم - دیوار به آثار حاصل از دمش اپتیکی غلبه کرده و علامتهای قابل توجه (DFWM) در گذارهای غیرچرخه‌ای مشاهده می‌شود.

این علامتها قابل مقایسه با علامتهای مشاهده شده در گذارهای

بخار اتم سزیم در فشار 10^{-4} torr که متناظر با $10^{12} \frac{\text{atom}}{\text{cm}^3}$ است، پر می‌شوند. تابش تکفام لیزر نیمه رسانای پیوسته کار با طول موج $825\text{nm} = \lambda$ و شدت 1mW/cm^2 خود طیفی D_2 سزیم را تشدید می‌کند. ساختار تشدیدهای به دست آمده در یک طیف نمایی تراگسیلی به خوبی با نظریه‌های ارائه شده توصیف می‌شود.

یک نکته قابل توجه این است که گزینش سرعت انجام گرفته در طیف نمایی لیزری در سلولهای نازک را می‌توان به اختیار (در درون حد پهن شدگی ناشی از زمان گذرا عرضی از قطر معین باریکه لیزری) باریک نمود. در آزمایش‌های معینی که با شدتهاي μW cm² ۱۰۰-۱۰۰ انجام گرفته است بر طبق استاندارد در مورد خط D₂ سزیم ($I_s = 2\pi \times 5 \text{ MHz}$) $\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2} = 10$ گزینش سرعت $1/\text{s}$ برای سلول $10\mu\text{m}$ حاصل می‌شود. چنین گزینش سرعتی که متناظر با دمای مؤثر در گستره زیر میلی کلوین است از گزینش سرعت به دست آمده از طریق طیف نمایی اشباع در گذار مشابه (که به وسیله k تعريف می‌شود، یعنی $v = kT/m$) خیلی سرعتهای 5m/s وابسته به دمای مؤثر 200 mK است.

مغناطیسی پستگی دارند.

با توجه به اهمیت دستگاه‌های سه ترازی در فرایند دمش نوری،
اندرکنش امواج تکرنگ دمشی و کاوشی با دستگاه سه ترازی ۸
و آبشاری از سلولهای نازک مورد مطالعه قرار گرفته است
[۱۰۰ و ۱۰۱]. در این مطالعات نشان داده شده است که زمان گذر
امتها در میان دیوارهای سلول، که به واهلش گذر می‌انجامد،
تأثیر زیادی در فرایندهای تحریک دوفوتونی و دمش نوری
دارد. در نتیجه، ویژگیهای غیرمنتظره‌ای در ساختار زیر دوپلری
در طیف جذبی موج کاوشی قابل آشکارسازی است که از آن
می‌توان در طیف نمایی با قدرت تفکیک فوق العاده بالا و در
پایدارسازی پسامد لیزر در سلولهای نازک گازی استفاده کرد.

پیش‌بینیهای نظری در باره تشیدهای زیر دوپلری در سلول نازک گازی در آزمایش‌های تجربی در آزمایشگاه فیزیک لیزر دانشگاه پاریس فرانسه آشکارسازی و تأیید شده است [۹۰ و ۹۶]. در کار تجربی فوق سلولهای با طولهای $10\text{ }\mu\text{m}$ میکرومتر در شکلهای $1000 \times 100, 200, 50, 100$ ساخته شده‌اند. بنابراین شرط هندسی لازم $\frac{1}{D} \leq 10^{-2}$ به منظور ثبت تشیدهای زیر دوپلری به ازای قطرهای معمولی باریکه لیزری $D \leq 1\text{ mm}$ و $1\text{ mm} \leq L$ تحقق یافته است. این سلولها با

مراجع

- Spectroscopy, ed. by K. Shimoda, Topics in Applied Physics, Vol. 13 (Springer, Berlin, Heidelberg 1976).

 10. J B Atkinson, J Becker, W Demtroder; *Chem. Phys. Lett.* **87**, 128 (1982).
 11. H Bovensmann, H Knochel, E Ticmann; *Mod. Phys.* **73**, 813 (1991).
 12. G Scoles(ed.); *Atomic and Molecular Beam Method*. Vols. I, II, Oxford Uni. Press, New York (1988, 1992).
 13. R H Dike; *Phys. Rev.* **89**, 472 (1953).
 14. L N Novikov, V G Pokazanov, G V Skrotzki; *Uspekhi Fiz. Nauk.* **101**, 273 (1970).
 15. K Shimoda; in Laser Spectroscopy, Topics in Applied Physics, Vol. 2, ed. by H Walther (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York
 1. L N Dobrotzov, A N Terenin; *Naturwiss* **16**, 656 (1928).
 2. D Jackson, H Kuhn; *Proc. Roy. Soc. London* A154, 679 (1936).
 3. K W Meissner, K F Luft; *Ann. Phys.* **28**, 657 (1937).
 4. R W Stanley; *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 350 (1966).
 5. N G Basov, A M Prokhrov; *Zh. Ekspri Tear-Fiz.* **27**, 431 (1954) .
 6. J P Gordan, H J Zeigev, C H Townes; *Phys. Rev.* **95**, 282 (1954).
 7. S Ezekiel, R Weiss; *Phys. Rev. Lett.* **20**, 91 (1968).
 8. W Demtroder, F Paech, R Schmiedle; *Chem. Phys. Lett.* **26**, 381 (1974).
 9. P Jacquinot; in High-Resolution Laser

38. S R Hartman; in *Lasers and Light, Readings from Scientific American* (Freeman San Francisco 1969).
39. I D Abella; *Progress in Optics* 7, 140 (North Holland, Amsterdam 1969).
40. R G Brewer; *Phys. Today* 30, 50 (May 1977).
41. L S Vasilenko, N. Y. Rubtsova; *Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.* 53, No. 12, 54 (1989).
42. W Bennet, Jr. ; *Phys. Rev.* 126, 580 (1962).
43. W E Lamb, Jr. ; *Phys. Rew.* 134A, 1429 (1964).
44. A Javan, W R Bennet, Jr. , D R Herriott; *Phys. Rev. Letters* 6, 106 (1961).
45. P H Lee, M L Skolnick; *Appl. Phys. Letters* 10, 303 (1967).
46. V N Lisitsyn, V P Chbbotayev, Zh. Eksper; I. Teor. Fiz. 54, 419 (1968).
47. R L Barger, J L Hall; *Phys. Rev. Letters* 22, 4 (1969).
48. M S Sorem, A L Schawlow; *Opt. Commun.* 5, 148 (1972).
49. H Gerhardt, E Matthias, F Schneider, A Timmermann; *Z. Phys.* A288, 327 (1978).
50. R S Lowe, H Gerhardt, W Dillenschneider, R F. Curl, Jr. , F. K. Tittel; *J. Chem. Phys.* 70, 42 (1979).
51. L A Bloomfield, B Couillard, Ph. Dabkiewicz, H. Gerhardt, T. W. Hansch; *Opt. Commun.* 42, 247 (1982).
52. Ch Salomon, D Hills, J L Hall; *J. Opt. Soc.* B5, 1576 (1988).
53. Ch Hertzier, H J Foth; *Chem. Phys. Lett.* 166, 551 (1990).
54. C Wieman, T W Hansch; *Phys. Rev. Lett.* 36, 1170 (1976).
55. V Stert, R Fischer; *Appl. Phys.* 17, 151 (1978).
56. H Gerhardt, T Huble, J. Neukammer, D. J. West; *Opt. Commun.* 26, 58 (1978).
57. M Raab, G Honing, R. Castell, W Demtroder; *Phys. Lett.* 66, 307 (1979).
58. M Raab, G Honing, W Demtroder; *J. Chem. Phys.* 76, 4370 (1982).
59. W Ernst; *Opt. Commun.* 44, 159 (1983).
60. B Cagnac, G Grynberg, F. Biraben; *J. Phys. (Paris)* 34, 56 (1973).
61. B. Dick, G. Hohlneicher; *J. Chem. Phys.* 70, 1976).
16. A E DeMarchi(ed.); *Frequency Standards and Metrology* (Springer, Berlin, Heidelberg 1989).
17. W J Childs; *J. Opt. Soc. Am.* B9, 191 (1992).
18. W Hanle, Z. *Physik* 30, 93 (1924).
19. F D Colegrove, P A Franken, R R Lewis, R H Sands; *Phys. Rev. Lett.* 3, 420 (1959).
20. R N Zare; *J. Chem. Phys.* 45, 4510 (1966).
21. F Bylicki, H G Weber, H Zscheeg, M Arnold; *J. Chem. Phys.* 80, 1791 (1984).
22. G von Oppen; *Commen. At. Mol. Phys.* 15, 87 (1984).
23. J Bengtsson, J. Larsson, S. Svanberg, C. G. Wahlstrom; *Phys. Rev.* A41, 233 (1990).
24. J S Levine, P.Boncyk, A Javan; *Phys. Rev. Lett.* 22, 267 (1969).
25. C Cohen-Tannoudji; *Commen. At. Mol. Phys.* 1, 150 (1970).
26. W Jastrzebski, M Kolwas; *J. Phys.* B17, L855 (1984).
27. W Demtroder, Laser Spectroscopy; (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1996).
28. E B Alexandrov; *Opt. Spectrose.* 14, 233 (1963).
29. J. S. Deech, R. Luypaert, G. W. Series; *J. Phys.* B8, 1406 (1975).
30. H J Andra; in *Atomic Physics 4*, ed. by G. Zu Patlitz, E W Weber, A Winnacker (Plenum, New York 1975).
31. W Lange, J Mlynek; *Phys. Rev. Lett.* 40, 1373 (1978).
32. J Mlynek, W Lange; *Opt. Commun.* 30, 337 (1979).
33. S Haroche, in *High-Resolution Laser Spectroscopy*, ed. by K. Shimoda, *Topics in Applied Physics* Vol. 13 (Springer, Berlin, Heidelberg 1976).
34. J N Dodd, G W Series; in *Progress in Atomic Spectroscopy* ed. by W. Hanle, H. Kleinpoppen (Plenum, New York 1978).
35. H Bitto, J R Huber; *Opt. Commu.* 80, 184 (1990).
36. E L Hahn; *Phys. Rev.* 80, 580 (1950).
37. N A Kurnit, I. D. Abela, S. R. Hartman; *Phys. Rev. Lett.* 13, 567 (1964).

83. A Ch Izmailov; *Opt. Spectrosc.*, **75**, 395 (1993).
84. A Ch Izmailov; *Opt. Spectrosc.* , **81**, 1 (1996).
85. A Ch Izmailov; *Opt. Spectrosc.* , **80**, 365 (1996).
86. H Tajalli, M Kalafi, A Ch Izmailov; *Laser Physics*, **7**, 1194 (1997).
87. H Tajalli, S Ahmadi, A Ch Izmailov; *Laser Physics*, **8**, 6 (1998).
88. A A Radtsig, B M Smirnov; Reference Data on Atoms, Molecules and Ions (New York: Springer 1985).
89. W Happer; *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169 (1972).
90. S Briaudeau, D Bloch , M Ducloy; *Europhys. Lett.*, **35**, 337 (1996).
91. B Ai, D S Glassner; *Appl. Phys. Lett.* **64**, 951 (1994).
92. B Ai, D S Glassner, R J Knize; *Phys. Rev. A*, **50**, 3345 (1994).
93. G Nienhuis, F Schuller, M. Ducloy; *Phys. Rev. A* **38**, 5197 (1994).
94. B Zambon, G Nienhuis; *Opt. Commun.* **143**, 308 (1997).
95. S Briaudeau, et. al. ; *Phys. Rev. A* **57**, 169 (1998).
96. S Briaudeau, D Bloch , M Ducloy, *Phys. Rev. A*, **59**, 5 (1999).
97. B G Rautian, A. M. Shalagin; Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy (Amsterdam:Elsevier 1990).
98. H Tajalli, M Kalafi, A. Namdar, A. Ch. Izmailov; *Laser Physics* **8**, 508 (1998).
99. H Tajalli, M Kalafi, A. Namdar, A. Ch. Izmailov; *Proceeding of XVI International Conference on Coherent and Nonlinear Optics MOSCOW, RUSSIA* (29 June - 3 July 1998).
100. A Namdar, H Tajalli, M Kalafi and A Ch Izmailov; *Laser Physics* **9**, 467(1999).
101. M Kalafi, H Tajalli, A Namdar and A Ch Izmailov, *Laser Physics*, **10**, 2(2000).
- 5427 (1979).
62. M Goppert-Mayer; *Ann. Physik* **9**, 273 (1931).
63. W Kaiser, C G Garret; *Phys. Rev. Lett.* **7**, 229 (1961).
64. J J Hopfield, J. M. Worlock, Park; *Phys. Rev. Lett.* **11**, 414 (1963).
65. T W Hansch, K. Harvey, G. Meisel, A. L. Shawlow; *Opt. Commun.* **11**, 50 (1974).
66. S A Lee, J.Helmcke, J L Hall, P. Stoicheff; *Opt. Lett.* **3**, 141 (1978).
67. R Beigang, M Lucke; *Phys. Rev.* **A27**, 587 (1983).
68. H Sieber, E Riedle, J H Neusser; *J. Chem. Phys.* **89**, 4620 (1988).
69. M Weitz, F Schmidt-Kaler, T W Hansch; *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1120 (1992).
70. V S Lethokov; *At. Mol. Phys.* **8**, 39 (1978).
71. E M Alonso, A. L. Peuriot, V. B. Slezak; *Appl. Phys.* **B40**, 39 (1986).
72. V I Lengyel, M I Haylak; *Adv. At. Mol. Phys.* **27**, 245 (1990).
73. G Alzetta, A Gozzini, L Moi, G Orriols; *Nuovo Cimento* **B36**, 5 (1976).
74. E Arimondo, G Orriols; *Lett. Nuovo Cimento* **17**, 333 (1976).
75. H R Gray, R M Whitley, C R Stroud Jr. ; *Opt. Lett.* **3**, 218 (1978).
76. E Wolf (ed.); *Progress in Optics*, **35**, (1996) and Ref. thier in.
77. M Mahmoudi, H Tajalli, A Ch Izmailov; *Laser Physics*, **8**, 921-924 (1998).
78. A Ch Izmailov, M Mahmoudi and H Tajalli; *Optics and Spectroscopy*, **89**, 5, 667 (1999).
79. A Ch Izmailov, M Mahmoudi, H Tajalli; Accepted for Publication in *Opt. Commun.*
80. A Ch Izmailov; *Laser Physics*, **2**, 762 (1992).
81. A Ch Izmailov; *Opt. Spectrosc.* , **74**, 25 (1993).
82. A Ch Izmailov; *Laser Physics*, **3**, 507 (1993).