

طیف نمایی زیر دوپلری

حبیب 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 برای کاهش یا حذف پهنای 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.

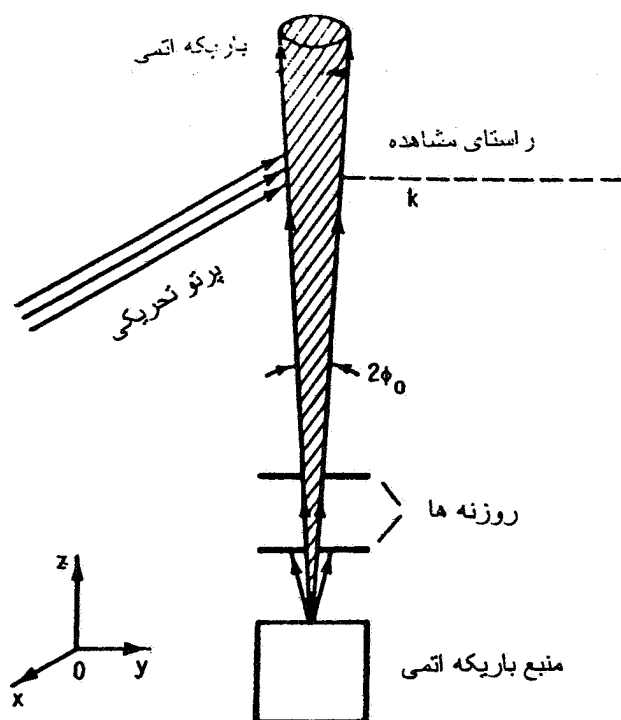
۱. مقدمه

یک اتم به تنهایی در نظر گرفته شود، تنها عامل تعریض خطوط جذبی و گسیلی بین ترازهای انرژی آنها، پهن شدگی طبیعی است که یک فرایند ذاتی بوده و ناشی از محدود بودن طول عمر ترازهاست. 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 $V = (V_x, V_y, V_z)$ 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 جابه‌جایی 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 مولکولهاست. در این راستا از یک طرف سعی بر کاهش پهنای علامت است، که این امر به مقدار زیادی با کشف لیزرها و امروزه با تولید لیزرهای با دوام کمتر از فمتوثانیه (10^{-15} Sec) حل شده است، از طرف دیگر سعی شده است که تمام اثرهای مختل کننده اتمها (مولکولها) که منجر به پهن شدگی یا جابه‌جایی ترازها می‌شوند، حذف یا با پیدا کردن شناخت خوبی از عوامل آنها تصحیحات مناسبی در مورد آنها اعمال شود. می‌دانیم که حرکت گرمایی اتمها (مولکولها) یکی از بزرگترین اثرهای مختل کننده می‌باشد. این اختلال در طیف نمایی، تحت عنوان پهن شدگی دوپلری مطرح می‌شود. بدین معنی که اگر



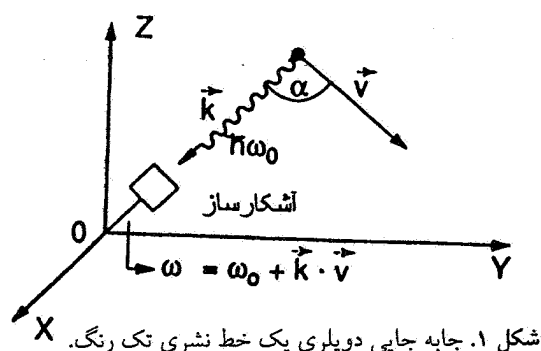
شکل ۲. طرحواره مشاهده خط طیفی یک باریکه اتمی.

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 ($2\phi_0$) بوده و مقدار آن توسط رابطه زیر داده می شود،

$$\delta\omega = 2\phi_0 \left(\frac{v}{c} \right) \omega \cong \phi_0 \Delta\omega_D \quad (3)$$

با استفاده از این روش آزمایشهایی برای مشاهده جذب نور، به وسیله اتمهای پتاسیم 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 آشکارسازی جذب و نشر با پهنای کوچک پرتوهای اتمی نیاز به دستگاههایی با قدرت تفکیک بالا دارد. معمولاً برای این منظور از اتالون فابری پرو استفاده می شود، که اطلاعات



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

$$\delta\omega_D = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{\lambda K T \ln 2}{m}} \quad (2)$$

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 پهنای دوپلری 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 باریکه ای از اتمهای (مولکولهای) موازی شده، جذب و گسیل با پهنای بسیار کم به دست می آید. در سال ۱۹۲۸ دوبرتلف و ترین باریکه ای از اتمهای سدیم را برای از بین بردن پهن شدگی دوپلری و مطالعه ساختار فوق ریز خطوط تشدید به کار بردند [۱]. در این کار تجربی با استفاده از دو روزنه، یک پرتو اتمی با واگرایی زاویه ای کوچک $2\phi_0$ ایجاد شد (شکل ۲). این پرتو اتمی که در امتداد محور OZ انتشار می یافت، توسط پرتو نوری یک لامپ سدیم، که به طور خوبی همجهت شده بود، در راستای عمود بر انتشار

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

$$\delta\Omega_D = \frac{V}{c}\Omega \quad (4)$$

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 محو خواهد شد [۱۴].

تا قبل از کشف لیزرها 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 دو قطبیهای الکتریکی یا مغناطیسی، ضرایب لانده و شکافتگیهای ریز یا فوق ریز در اتمها و مولکولها می‌باشد [۱۶ و ۱۷].

۳. طیف نمایی تقاطع تراز

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].

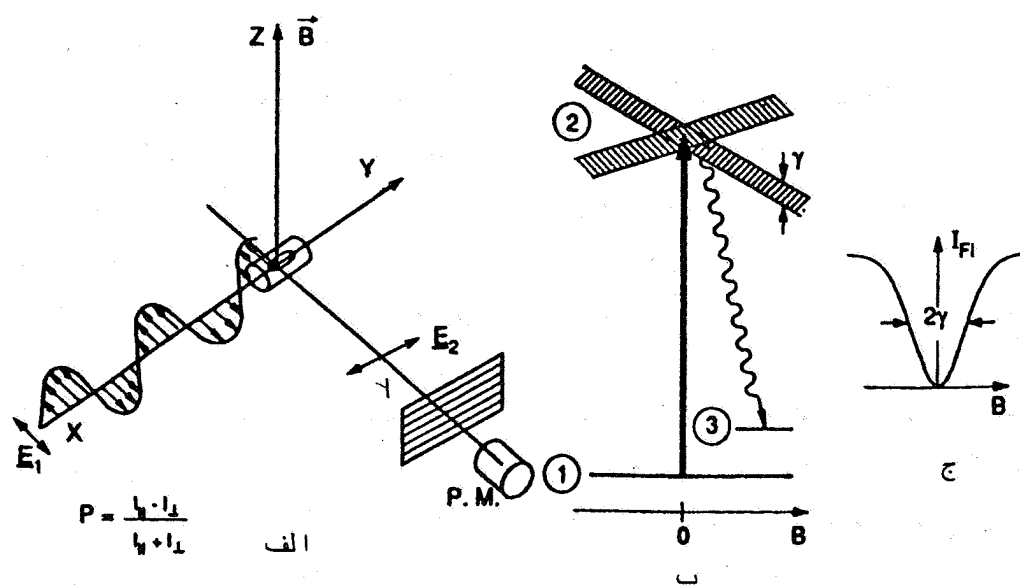
در سال ۱۹۵۹ کولترو و همکارانش اثر تقاطع تراز را به منظور مطالعه ساختار حالت‌های اتمی برانگیخته، که توسط پهن شدگی دوپلری استتار شده بود، به کار گرفته و در نتیجه روش جدیدی را در طیف نمایی، به نام طیف نمایی تقاطع تراز، به وجود آوردند [۱۹]. آرایش نوعی برای طیف نمایی تقاطع ترازها در

بیشتر در مورد این روش را می‌توان در مرجع [۴] به دست آورد. روش فوق در طیف نمایی کهموج توسط بازوف 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 یافت. زیرا که پهنای خط تابش لیزری را می‌توان به سادگی به یک مقدار کمتر از پهنای خطی پرتو اتمی، $\delta\omega$ ، رساند. در این حالت نیازی به استفاده از وسایل با قدرت تفکیک بالا نظیر اتالون فابری پرو وجود ندارد. اولین کار تجربی در این مورد بر روی پرتو مولکولی ید (I_2) 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 الکترومغناطیسی استفاده شد [۸-۱۲]. با این روش می‌توان به پهنای دوپلری زیر ۵۰۰ KHZ دست یافت.

۲. روش تشدید دوگانه رادیو ایتیکی

اگر یک دستگاه اتمی دو تراز با تکانه‌های 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 $m=0, \pm 1$ شکافته می‌شود. حال اگر این دستگاه تحت تابش یک میدان نوری قطبیده خطی با بسامد ω قرار گیرد، فقط گذار $\Delta m=0$ تحریک می‌شود. فلوئورسانس حاصل از این تحریک نیز قطبیده خطی با پهن شدگی دوپلری خواهد بود. در این حالت اعمال یک میدان مغناطیسی رادیو فرکانسی (RF) دیگر به صورت $B_1 = B_0 \cos(\Omega t)$ در امتداد عمود بر B_0 ، سبب گذارهایی بین زیر ترازهای زمین خواهد شد. اگر میدان RF به حد کافی قوی باشد اتمها در یک برهمتهی همدوسی از هر دو تابع موج زمین خواهند بود. بنابراین تجمع زیرترازهای مغناطیسی $m=\pm 1$ منجر به فلوئورسانسی با مؤلفه‌های قطبش $\sigma^\pm$ می‌شود.

مزیت اصلی تشدید دوگانه رادیو ایتیکی، در عدم وابستگی آن به



شکل ۳. طیف نمایی تقاطع ترازای 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]. دمش نوری با لیزرهای قابل تنظیم و یا با یکی از خطوط لیزرهای با بسامد ثابت، به طور گسترده‌ای امکان کاربرد طیف نمایی تقاطع ترازای 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 نوبه بالایی می‌شود [۲۱-۲۳]. بعلاوه، وجود لیزرها سبب شده که نوع جدیدی از طیف نمایی تقاطع ترازها، بنام طیف نمایی تقاطع ترازای القایی نیز به وجود آید. در این روش، تشدید تقاطع ترازای خود را به صورت تغییری در جذب یک موج تکرنگ با شدت بالا نشان می‌دهد. طول موج این لیزر به گذار مولکولی که ترازهای جذبی آن تحت تأثیر میدانهای خارجی تلاقی کرده‌اند تنظیم می‌شود [۲۴-۲۶].

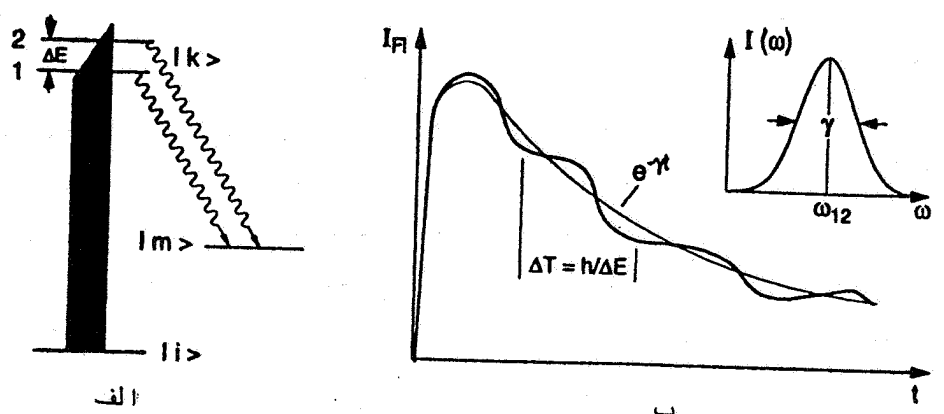
طیف نمایی تقاطع ترازای با لیزر دارای مزایای تجربی مخصوص به خود می‌باشد. در مقایسه با سایر روشهای آزاد - دوپلری، این روش نسبتاً ساده بوده و در آن نه تنها نیاز به لیزرهای تک مدی نمی‌باشد، بلکه پایداری بسامد خروجی لیزر

شکل ۳ نشان داده شده است.

اتمها (مولکولها) در میدان مغناطیسی همگن $B = \{0, 0, B_z\}$ به وسیله موج نوری قطبیده خطی، که به گذار $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ میزان شده است، تحریک می‌شوند. سپس فلوئورسانس، $I_{FI}(B)$ گسیلی از تراز تحریک $|2\rangle$ در راستای محور Y از پشت واکافنده خطی برحسب تابعی از میدان مغناطیسی مشاهده می‌شود.

حد تفکیک در این روش از طریق پهنای طبیعی ترازهای متقاطع محدود می‌شود و بستگی به حرکت گرمایی اتمها نخواهد داشت. در این روش، برعکس پدیده تشدید رادیو ایتیکی دوگانه، نیازی به میدان رادیو فرکانسی خارجی نمی‌باشد. در نتیجه در طیف نمایی تقاطع ترازای، جابه‌جایی و پهن شدگی تراز ناشی از میدان ظاهر نخواهد شد.

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



شکل ۴. الف) طرحواره ترازهای مشخص کننده تحریک همدوس ترازهای $|1\rangle$ و $|2\rangle$ با یک تب کوتاه، ب) زنشهای کوانتومی مشاهده شده در واهلش فلئورسانس 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 $|m\rangle$ برمی گردد. گسیل حاصل از دو تراز $|k\rangle$ به صورت علامت وابسته به زمان نشان داده شده در شکل ۴ خواهد بود. این شکل، واهلشی نمایی به صورت $\exp(-\gamma t)$ به همراه مدولاسیونی با بسامد $\omega_{21} = \frac{E_1 - E_2}{\hbar}$ را نشان می دهد، که این بسامد به اختلاف انرژی دو تراز تحریک شده به طور همدوس، بستگی دارد. این مدولاسیون به نام "زنش کوانتومی" نامیده می شود، زیرا از طریق تداخل توابع موج وابسته به زمان دو تراز تحریک شده همدوس ایجاد شده است [۲۷].

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

نیز مورد نیاز نیست. همچنین آزمایش می تواند در سلولهای ساده بخار با هزینه های متوسطی انجام گیرد.

۴. طیف نمایی زنش کوانتومی

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

برای معرفی این پدیده، اتمی با ترازهای انرژی نشان داده شده در شکل ۴ را در نظر می گیریم. اگر یک لیزر پالسی با دوام $\Delta t \leq \frac{\hbar}{E_1 - E_2}$ در لحظه $t=0$ 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 "برهمنهی $|1\rangle + |2\rangle$ " 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 $\psi(t)$ نیاز به چهار پارامتر یعنی قسمتهای حقیقی و موهومی $a(t)$ و $b(t)$ می باشد. چون فاز $\psi(t)$ به تنهایی مفهوم فیزیکی ندارد، لذا ما فقط به سه پارامتر مستقل نیاز داریم که عبارتند از مقادیر $a(t)$ و $b(t)$ و فاز نسبی آنها. از طرف دیگر ما می توانیم سه تابع حقیقی (r_1, r_2, r_3) از a و b را طوری بنا کنیم که مؤلفه های یک بردار در یک فضای ریاضی با مختصات $(1, 2, 3)$ باشند.

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

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

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

به طوری که $\int |\Psi|^2 d\nu = 1$ به طوری که $|r|^2 = (|a|^2 + |b|^2)^2 = \int \Psi \Psi^* d\nu = 1$ است.

بنابراین بر طبق تعریف ماتریس چگالی داریم:

$$r_1 = 2\text{Re}(\rho_{11}) \quad (8)$$

$$r_2 = 2\text{Im}(\rho_{11})$$

$$r_3 = \rho_{22} - \rho_{11}$$

که در آن ρ_{11} و ρ_{22} به ترتیب جمعیت تراز $|1\rangle$ و $|2\rangle$ بوده و ρ_{12} نشان دهنده همبستگی بین دو تراز $|1\rangle$ و $|2\rangle$ است. می توان نشان داد که بردار حالت r از معادله ساده زیر تبعیت می کند،

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

که بردار $\Omega = \left\{ \frac{D_{12}}{2\hbar}, A_0, \Delta\omega \right\}$ رقص نوری نامیده می شود و در آن D_{12} دو قطبی گذار، A_0 دامنه موج نوری $\Delta\omega = \omega_{12} - \omega$ نامیزانی بسامد میدان نوری از بسامد گذار تشدید است. گسترش زمانی r توصیف کننده وابستگی زمانی قطبش دستگاه اتمی است.

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

تفکیک طیفی طیف تبدیل یافته فوریه به پهنای باند لیزرها یا پهنای دوپلری گذارهای جذبی محدود نمی شود بلکه فقط به پهنای همگن ترازها محدود می شود. جزییات تجربی و مفاهیم نظری بیشتر در این مورد را می توان 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 مجموعه ای از اتمهای (مولکولهای) در جذب تشدید با بسامد نور و به دنبال آن مشاهده یک تپ تابشی می باشد. این تپ نسبت به تپ تحریکی دوم دارای یک تأخیر زمانی برابر با فاصله زمانی دو تپ تحریکی است.

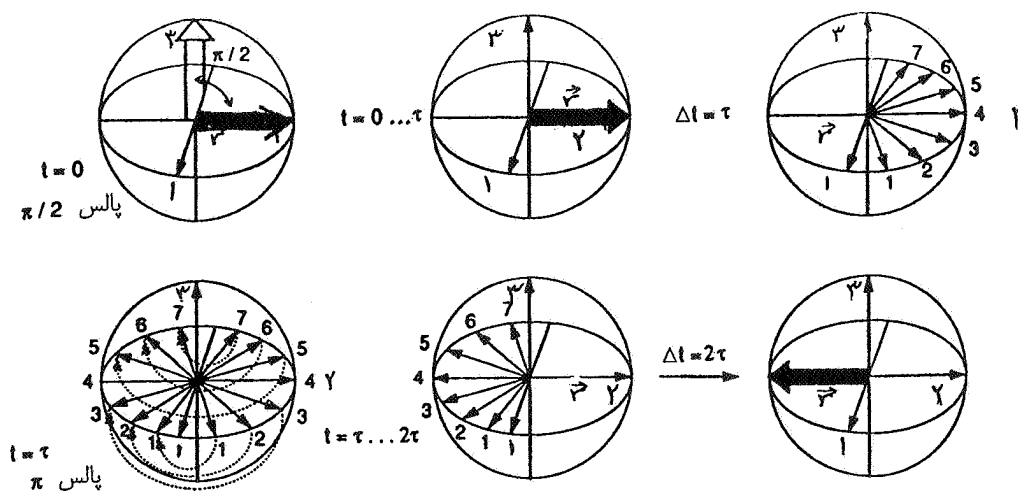
برای بررسی نظری این پدیده باید رفتار زمانی تابع موج اتمی را مورد مطالعه قرار داد. عموماً در مسائل فیزیکی که در آنها فرایندهای برخوردی قابل صرف نظر کردن هستند، مثلاً در انتشار تپهای فوق کوتاه قوی (رقص نوری^۱، پژواک فوتون^۲، شفافیت خود القائی^۳، رفتار زمانی تابع موج اتمی را می توان با حرکت یک بردار مجازی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

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

1- Optical Nutation

2- Photon Echo

3- Self Induced-Transparency



شکل ۵. گسترش زمانی بردار I و مشاهده ایجاد پژواک فوتونی در زمان $t = 2\tau$ 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 $t=0$ ، با آهنگهای متفاوت گسترش زمانی پیدامی‌کنند. لذا بعد از زمان $T_p > \tau$ ، که در مقایسه با زمان واهلش فازی، T_p ، زیاد است، فازها دوباره توزیع کاتوره‌ای می‌یابند.

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

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

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

در شکل ۵ بردار I در مختصات (۱ و ۲ و ۳) نشان داده شده که محور ۳ نشان دهنده اختلاف جمعیت $\Delta N = N_1 - N_2$ می‌باشد. برای زمانهای $t \leq -\tau$ قبل از اعمال تپ، تمام اتمها در حالت پایه‌شان هستند که در آنجا به طور کاتوره‌ای جهت‌گیری کرده‌اند (بدین معنی که $r_1 = r_2 = 0$ 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 $t=0$ ، می‌توان به تجمع یکسانی در ترازها $(N_1 = N_2 \Rightarrow \Delta N(t=0) = 0)$ دست یافت. این بدین معنی است که احتمالات $|a_i|^2$ برای یافتن دستگاه در تراز $|i\rangle$ از $|a_1|^2 = 0$ و $|a_2|^2 = 1$ قبل از اعمال تپ به $|a_1|^2 = |a_2|^2 = \frac{1}{2}$ بعد از اعمال تپ تغییر می‌یابد (یعنی $r_p(t=0) = 0$ است).

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

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

که در آن $\Omega = \omega - \omega_0$ نامیزانی بسامد موج رنده (ω) از بسامد گذار Γ_0 ، $G = \left(\frac{P_{12}E}{\hbar\Gamma} \right)^2$ پارامتر اشباع، P_{12} مؤلفه ماتریسی دو قطبی گذار Γ و Γ نصف پهنای تعریض همگن می باشد.

احتمال انتقال ذره به تراز بالا توسط پارامتر اشباع G و نامیزانی سرعت ذرات از سرعت تشدید مشخص می شود. مقدار $\frac{P_{12}E}{\hbar}$ میزان گذار ذره بین ترازها در واحد زمان بوده و به نام پهن شدگی توان^۱ خط طیفی نامیده می شود. پهنای تعریض توان با رابطه ساده $\Delta\omega = \gamma\Gamma(1+G)^{1/2}$ داده می شود.

تحریک گروه خاصی از ذرات با سرعت حرکت معینی، توزیع تعادلی سرعت ذرات را به هم می زند (شکل ۶.الف). در توزیع سرعت ذرات در تراز پایین ($n_1(v)$) کاهشی در تعداد ذراتی که شرط تشدید را برآورده می کنند به صورت زیر به وجود می آید،

$$n_1(\tilde{v}) = n_1^0(\tilde{v}) - W_{21}(\tilde{v}) (n_1^0(\tilde{v}) - n_2^0(\tilde{v})) \quad (11)$$

در رابطه فوق $n_1^0(\tilde{v})$ و $n_2^0(\tilde{v})$ به ترتیب توزیعهای اولیه ذرات در ترازهای پایین و بالا می باشند. برعکس در توزیع سرعت ذرات در تراز بالا یک افزایش تعداد ذرات با سرعتهای تشدید به وجود می آید.

$$n_2(\tilde{v}) = n_2^0(\tilde{v}) - W_{21}(\tilde{v}) (n_1^0(\tilde{v}) - n_2^0(\tilde{v})) \quad (12)$$

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

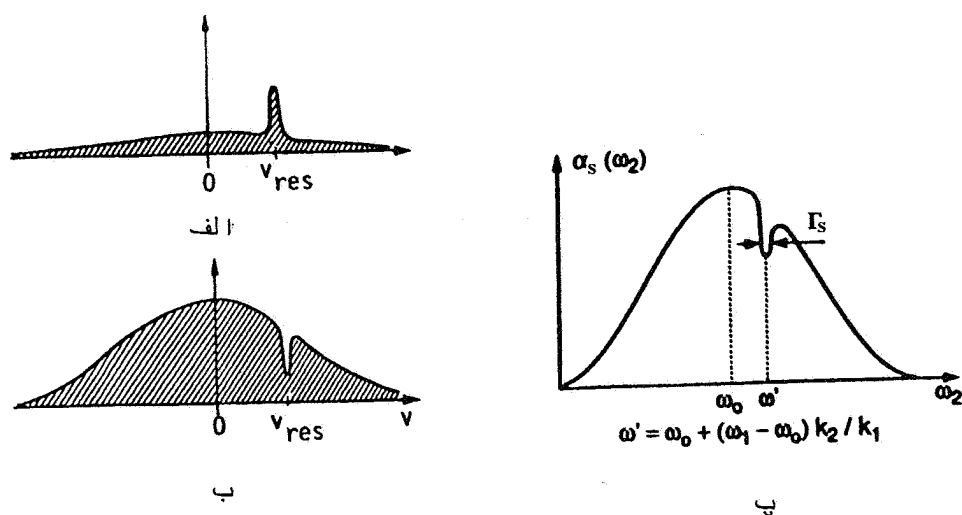
$$v = v_{res} = \frac{\omega - \omega_0}{\omega} k \quad (13)$$

عمق فرورفتگی و ارتفاع برآمدگی از طریق پارامتر اشباع G

واهلشهای فازی ناهمگن نمی توانند به طور کامل مانع از بازگشت فازهای اولیه به وسیله تب π شوند. اگر سرعت تک اتم در بازه زمانی $t = \tau$ به وسیله تب π دقیقاً برگردانده می شود. بدین ترتیب حتی در حضور پهن شدگی ناهمگن خط طیفی، فرایندهای واهلش همگن (قسمت همگن پهن شدگی) می تواند با روش پژواک فوتونی اندازه گیری شود. بنابراین، این روش اجازه طیف نمایی آزاد - دوپلری را به ما می دهد. کاربرد این روش در گازها با تابش تپهای لیزر Co_2 به نمونه های SF_6 آغاز شد [۳۸]. بررسیهای جزئی تر در مورد پژواک فوتونی را می توان در مراجع [۳۹-۴۱] یافت.

۶. طیف نمایی اشباع

اندر کنش یک موج لیزری در بسامد ν را با مجموعه ای از اتمها (مولکولها) که خط جذبی آنها پهن شدگی دوپلری دارد، در نظر می گیریم. با فرض اینکه بسامد موج به طور دقیق منطبق بر مرکز خط دوپلری، ν_0 باشد، چنین موجی فقط می تواند با اتمهایی (مولکولهایی) که تقریباً عمود بر امتداد انتشار موج حرکت می کنند، اندر کنش کند. بنابراین، وقتی پهن شدگی خط طیفی ناهمگن باشد، موج نوری فقط با ذراتی که در حال تشدید با آن می باشند، اندر کنش خواهد کرد (تعدادی از ذرات که با میدان اندر کنش می کنند، بستگی به نسبت پهنای همگن به پهنای دوپلری دارد). پس یک نور تکرنگ با واگرایی کوچک، یعنی با همدوسی زمانی و فضایی بالا، می تواند در یک گذار پهن شده دوپلری، فقط با تعداد اندکی از اتمها (مولکولها) اندر کنش کند. بنابراین، این میدان می تواند 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، می تواند تعداد قابل ملاحظه ای از ذرات را تحریک نماید. با فرض برابری ثابتهای واهلش برای دو تراز گذار، احتمال کل گذار تحریکی ذرات با سرعت V ، W_{21} ، تحت تأثیر موج رنده $E \cos(\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r})$ به تراز تحریک، 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 $\alpha(\omega)$

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

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

که در آن $E_s = 2E_0$ دامنه موج ایستا می باشد. این میدان می تواند با دو گروه از اتمها که سرعتشان در شرط تشدید زیر صدق می کند، اندر کنش کند،

$$\omega - \omega_0 \pm kv = 0 \quad (16)$$

در توزیع سرعت، و روی منحنی دوپلر، این گروه به طور متقارن در دو طرف مرکز قرار می گیرند. اگر نامیزانی $\Omega = \omega - \omega_0$ بزرگتر از پهنای تشدی Γ_B باشد، هر دو موج رونده یک فرورفتگی مستقل ایجاد می کنند (شکل ۷).

پهنای و عمق هر فرورفتگی به ترتیب از روابط $\Gamma(1+G)^{1/2}$ و $\frac{P_{12}E_0}{\hbar}$ به دست می آید.

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، اندر کنش می کنند. به فرورفتگی ایجاد شده در مرکز خط دوپلری، فرورفتگی لمب^۱ گویند [۴۳].

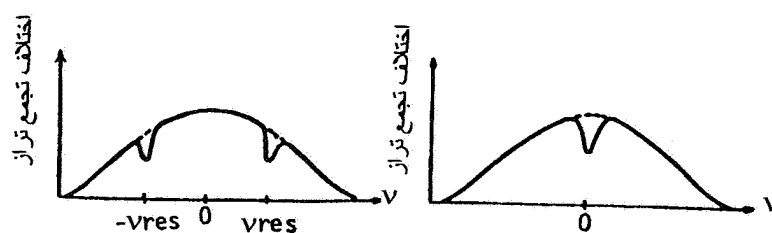
تعیین می شود. همچنین پهنای آنها برابر با پهنای تعریض توانی همگن Γ ، که آن نیز با G مشخص می شود، است.

به طور تجربی، فرورفتگی بنت می تواند به وسیله دو لیزر آشکارسازی شود. ابتدا یک لیزر دمش قوی در بسامد ω_0 و با بردار موج k_1 به دستگاه تابیده می شود و این لیزر فرورفتگی در سرعتهای $V_z \pm \Delta V_z$ توزیع سرعتها به وجود می آورد، که در آن $V_z = \frac{\omega_0 - \omega_1}{K_1}$ و $\Delta V_z = \frac{\Gamma}{k_1}$ می باشد. به دنبال آن یک لیزر کاوشی با بردار موج k_2 و بسامد ω قابل تنظیم از دستگاه عبور می کند. 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).

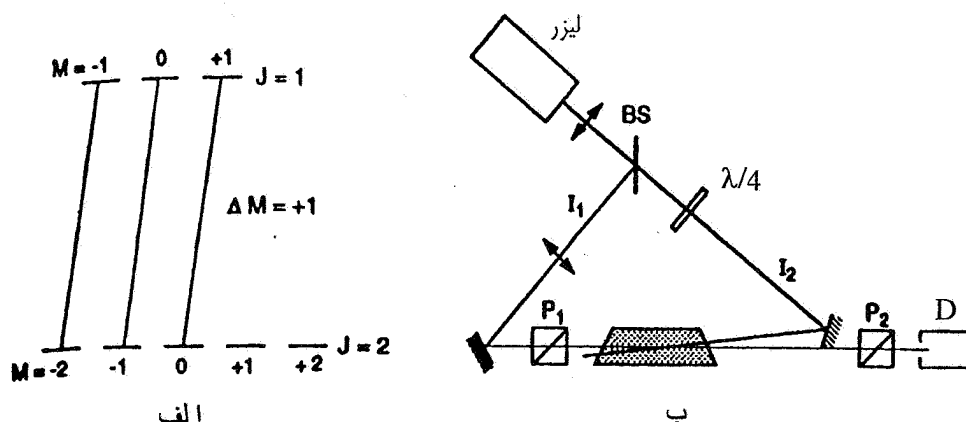
$$\alpha(\omega_1, \omega) = \alpha^*(\omega) \left[1 - \frac{G}{\sqrt{1+G}} \frac{\Gamma^2}{(\omega - \omega_1)^2 + \Gamma_s^2} \right] \quad (14)$$

که در آن $\alpha^*(\omega)$ ضریب جذب غیراشباع می باشد.

حال به جای امواج دمش و کاوش از یک موج ایستا استفاده می کنیم. این موج می تواند حاصل از تداخل یک موج با انعکاسش از یک آینه باشد. بنابراین آن را می توان به صورت ترکیبی از دو موج منتهی در خلاف جهت هم در نظر گرفت.



شکل ۷. منحنیهای توزیع سرعت (فرورفتگی لمب).



شکل ۸. طیف نمایشی قطبشی. (الف) طرحواره تراز برای گذار شاخه P. (ب) آرایش تجربی (BS شکافنده نور؛ P_1 و P_2 قطبنده خطی؛ D آشکارساز).

کاوشی در اثر اعمال یک موج دمشی استوار است. موج دمشی، به خاطر دمش نوری، باعث تغییر ضریب شکست n و ضریب جذب α محیط می‌گردد که آن نیز موجب تغییر در حالت قطبش باریکه کاوشی می‌شود. این طیف نمایشی دارای مزایای زیادی نسبت به طیف نمایشی 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 با شدت I_1 و یک باریکه قوی دمشی با شدت I_2 ، تقسیم می‌شود. باریکه کاوشی از یک قطبنده خطی P_1 ، نمونه مورد نظر و یک قطبنده خطی P_2 که بر P_1 عمود است، عبور می‌کند. در غیاب لیزر دمشی، 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 نمایشی 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 [۴۵-۴۹]. همچنین به خاطر حد تفکیک بالا، این روش در طیف نمایشی مدولاسیون زیر دوپلری مولکولها در فشار پایین و برای پایدارسازی لیزرها به طور گسترده‌ای به کار گرفته شد [۵۰-۵۳].

۷. طیف نمایشی قطبشی

اساس این طیف نمایشی بر مشاهده تغییرات حالت قطبش موج

کاوشی تحت تأثیر موج دمشی قرار نمی‌گیرد. حال اگر بسامد لیزر، ω در داخل پهنای خط همگن، ω_0 به بسامد گذار مولکولی، ω 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 $\delta\theta$ دوران کرده و آشکارساز D یک علامت آزاد - دوپلری را، زمانی که بسامد لیزر، ω 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 گسترده‌ای 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 $|i\rangle$ از طریق تراز مجازی $|k\rangle$ به یک تراز نهایی $|f\rangle$ شرح داد (شکل ۹). این تراز مجازی تصویری را می‌توان ترکیب خطی توابع حالت تمام ترازهای حقیقی $|k\rangle$ واقع بین دو تراز $|i\rangle$ و $|f\rangle$ دانست که از طریق دو قطبی الکتریکی به ترازهای $|i\rangle$ و $|f\rangle$ ارتباط می‌یابند. بنابراین دامنه احتمال برای گذاری از $|i\rangle$ به $|k\rangle$ توسط جمع دامنه‌های احتمال تمامی گذارهای مجاز $|i\rangle$ به $|k\rangle$ با نامیزانیهای $\omega_{ik} - \omega$ نشان داده می‌شود. این موضوع برای گذار $|k\rangle$ به $|f\rangle$ نیز صادق است.

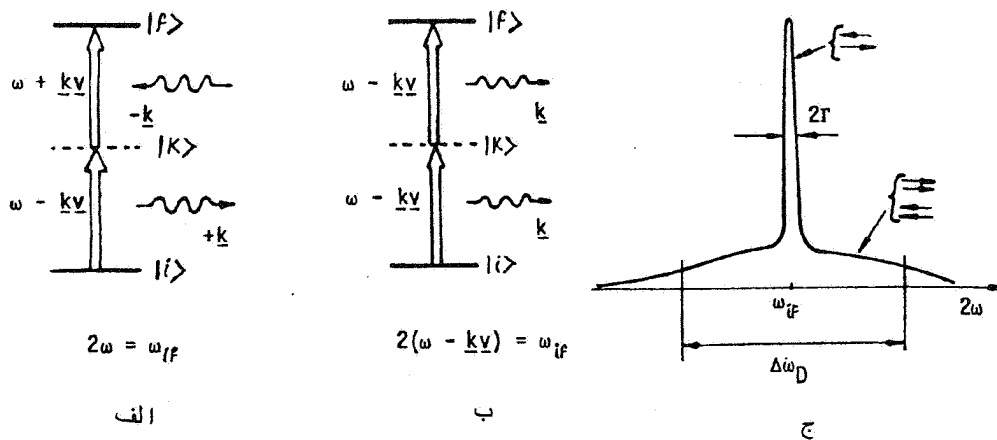
اگر اتمی (مولکولی) که با سرعت V حرکت می‌کند، تحت تابش دو موج نوری با بسامدهای ω_1 و ω_2 و بردارهای موج k_1 و k_2 قرار گیرد، احتمال w_{if} برای جذب دو فوتونی بین تراز پایه E_i و تراز تحریکی E_f به شکل زیر است،

در حدود 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 $(J', M') \rightarrow (J'', M'')$ تنظیم شود، مولکولها در تراز پایین (J'', M'') می‌توانند موج دمشی را جذب کنند. عدد کوانتومی M که تصویر J در راستای انتشار نور را نشان می‌دهد، باید از قاعده گزینش $\pm 1, 0$ $\Delta M =$ تبعیت کند. لذا برای نور قطبیده دایروی راستگرد، ω^+ فقط گذار $M = M'' + 1 \rightarrow M''$ مجاز است.

به خاطر اثر اشباع، زیرترازهای تبهگن M'' تراز دورانی J'' به طور نسبی و یا کامل جمعیت زدایی می‌شوند. میزان این جمعیت زدایی به شدت موج دمشی، I_d ، به سطح مقطع جذب، $\sigma(J'', M'') \rightarrow \delta(J', M')$ و به فرایندهای واهلش احتمالی، که ممکن است تراز (J'', M'') 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 اندرکنش 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 اندرکنش نمایند،

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

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



شکل ۹. تشدید باریک دو فوتونی در موج ایستا. (الف) حذف جابه جایی دوپلری به وسیله جذب همزمان دو فوتون از امواجی که در خلاف جهت هم منتشر می شوند. (ب) وجود جابه 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 می باشد. جمله اول رابطه فوق، شکل خطی جذب دو فوتونی آزاد - دوپلری برای یک اتم (مولکول) را نشان می دهد. جملات دوم و سوم به ترتیب مربوط به جذب دو فوتونی از هریک از موجها می باشد. این جملات به طور آشکار شکل خطی پهن شده دوپلری را در جذب دو فوتونی نشان می دهند. رابطه فوق را می توان با فرض $e_1 = e_2 = e$ و $E_1 = E_2 = E$ به صورت ساده زیر درآورد،

$$W_{if} = (\gamma \hbar^2 \Gamma)^{-1} E^2 \left| \sum_k \frac{R_{ik} \cdot e \cdot R_{kf} \cdot e}{\omega_{ki} - \omega} \right|^2 \times \left[\gamma L \left(\frac{\omega_* - \gamma \omega}{\Gamma} \right) + \gamma L \left(\frac{\omega_* - \gamma \omega \pm \gamma kv}{\Gamma} \right) \right] \quad (20)$$

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

$$\alpha^{(2)}(\omega) = (N_i^0 - N_f^0) \frac{\sqrt{\pi} E^2}{\gamma \hbar^2 kv} \left| \sum_k \frac{R_{ik} \cdot e \cdot R_{kf} \cdot e}{\omega_{ki} - \omega} \right|^2 \times \left\{ \exp \left[- \left[\frac{\omega_* - \gamma \omega}{\gamma kv} \right]^2 \right] + \frac{\gamma kv}{\sqrt{\pi} \Gamma} L \left(\frac{\omega_* - \gamma \omega}{\Gamma} \right) \right\} \quad (21)$$

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

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

که در آن E_1 و E_2 دامنه های امواج نوری، e_1 و e_2 بردارهای واحد قطبش امواج، R_{kf} و R_{ik} به ترتیب مؤلفه های ماتریس گذارهای $|i\rangle \rightarrow |k\rangle$ و $|k\rangle \rightarrow |f\rangle$ و $|k\rangle \rightarrow |i\rangle$ نیم پهنای همگن گذار $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ می باشند. برای حالت خاصی که دو موج در خلاف جهت هم و با بسامدهای یکسان در نظر گرفته شود، رابطه فوق به صورت زیر در می آید،

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

در سال ۱۹۳۱ انجام شد [۶۲]، در حالی که تحقق تجربی این فرایند با کشف منابع نوری با شدت بالا (لیزر) ممکن گردید [۶۳ و 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 می تواند برای جذب چند فوتونی نیز تعمیم یابد. وقتی که اتم (مولکول) متحرک به طور همزمان تحت تابش چندین موج تخت با بردارهای موج k_i قرار گیرد و از هر موج یک فوتون جذب شود، جابه جایی دوپلری کلی $\sum_i k_i v_i$ برای $\sum_i k_i = 0$ صفر خواهد [۷۰-۷۲].

۹. تله اندازی جمعیت همدوس

همان طوری که می دانیم بررسیهای طیف نمایی اتمها (مولکولها) براساس اندرکنش تابش نزدیک به تشدید با نمونه ها، پایه ریزی شده است. استفاده از منابع تابشی قابل تنظیم پیوسته کار با شدت بالا و حساسیت خیلی بالا، این امکان را فراهم می سازد که ترازهای اتمی و مولکولی به دقت تعیین شوند. گرچه توجه متخصصین طیف نمایی برای مدتی طولانی به دستگاه های دو ترازوی معطوف بود، امکان تابش دهی همزمان نمونه ها با چندین میدان الکترومغناطیسی سبب ایجاد گذارهای چندفوتونی و پدیده های غیرخطی شده است. در مقایسه با دستگاه دو ترازوی، دستگاه سه ترازوی وقتی با میدانهای تابشی اندرکنش می کند، آرایشی را به وجود می آورد که در آن پدیده های غیرخطی به طور چشمگیری هم از طریق امکان به کارگیری آرایشهای لیزری مختلف و هم از لحاظ مقدار غیر خطی بودن، تقویت می شود.

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

در بین پدیده های غیرخطی وابسته به دستگاه های اتمی سه ترازوی، به کارگیری تابش دو میدان پیوسته سبب به وجود آمدن برهمتهی همدوس حالات در اتمها شده و منجر به پایداری

دوپلری و یک شکل لورنتزی باریک با نیم پهنای $\Gamma = \left(\frac{\gamma_{if}}{\gamma} \right) = \gamma_i + \gamma_f$ است، که در آن نسبت شدت تشدید باریک دو فوتونی به زمینه دوپلری پیوسته، برابر با $\frac{2k\nu}{\sqrt{\pi}\Gamma}$ می باشد.

قواعد گزینش برای گذارهای دو فوتونی، این اجازه را به ما می دهند 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 ممان زاویه ای مدارای حالت ابتدایی و نهایی $(L_1 = L_2 = 0)$ نیز مساوی صفر خواهد شد. اگر امواج نوری دارای قطبش دایروی یکسان باشند، در این صورت $2 = |q_1 + q_2|$ $(\Delta M_L = q_1 + q_2)$ بوده و تمام گذارهای دو فوتونی ممنوع خواهند 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 می افتد که از هر کدام از دو موج، که در خلاف جهت هم منتشر می شوند و دارای قطبشهای دایره ای متفاوت می باشند، 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 می تواند از علائم اشباع عاری از دوپلر، بیشتر باشد. زیرا که در جذب دو فوتونی تمام اتمها (مولکولها) صرف نظر از سرعتشان، می توانند اشتراک داشته باشند و این در حالی است که در طیف نمایی اشباع فقط زیر گروه خاصی از مولکولها که در محدوده سرعت $\Delta v_z = \pm \frac{\gamma_{if}}{k}$ قرار دارند، شرکت می کنند. برای $\Delta \omega_D = 0.1\%$ این گروه فقط حدود یک درصد از کل مولکولها را تشکیل می دهد. بزرگترین مزیت جذب دو فوتونی این است که از طریق آن می توان 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 [۷۷ و ۷۹].

برای تحلیل نظری مسأله، دستگاه ساده سه ترازى شکل ۱۰، که با دو موج نوری با بسامدهای ω_m ($m=1,2$) اندرکنش می‌کند را در نظر می‌گیریم.

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

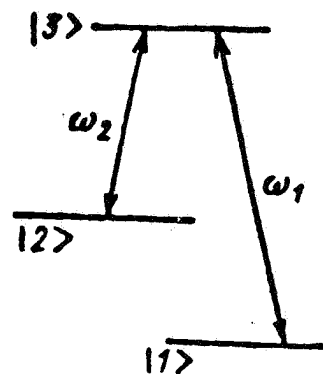
$$\Omega = \Omega_1 - \Omega_2 = -(\omega_{31} - \omega_{32}) + (\omega_1 - \omega_2) = 0 \quad (22)$$

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 نمود و لذا امکان جذب یا گسیل فوتون تشدیدى وجود ندارد و در این حالت تمام جمعیت دستگاه در بین ترازهای پایتتر توزیع می‌شود. علت این امر، تداخل بین کانالهای تحریک در دستگاه‌های چند ترازى 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، Γ آهنگ واهلش بین ترازهای پایتتر $|1\rangle$ و $|2\rangle$ می‌باشند. معمولاً برای گذارهای نوری اتمها و مولکولها از ترازهای پایه به تراز تحریکی، $\gamma_e < \Gamma$ است. واهلش Γ (بین ترازهای پایین $|1\rangle$ و $|2\rangle$) می‌تواند به وسیله پهن شدگی گذار یا برخوردی اتمی ایجاد شود. باید توجه داشت که برای مشاهده پدیده



شکل ۱۰. دستگاه سه ترازى Λ .

جذب اتمها از میدان تابشی می‌شود. این پدیده بنام "گیراندازی جمعیت هم‌دوس" (CPT) نام گذاری شده، تا در برگرنده 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 آلزتا و همکارانش در سال ۱۹۷۶ به صورت کاهشی در گسیل فلوئورسانسی اتمهای سدیم (به شکل یک دستگاه سه ترازى که از دو تراز پایه و یک تراز تحریکی تشکیل شده است) تحریک شده با دمش لیزری مشاهده شد [۷۳]. همزمان با کار تجربی آلزتا و همکارانش، آریمندو و اریولز و همچنین گری و ایتلی و استرود به طور مستقل و نظری دمش و گیراندازی توسط دومیدان لیزری تشدیدى با دو گذار کوپل شده برای یک دستگاه سه ترازى آبشاری را بررسی کردند [۷۴ و ۷۵].

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 آقاپف و همکارانش در سال ۱۹۹۳ و آریمندو و در سال ۱۹۹۶ ارائه شده

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

در فرمولبندی ماتریس چگالی برای دستگاه سه تراز Λ با شرط CPT ($\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$) و برای زمانهای اندرکنش Γ^{-1} و $\gamma^{-1} > t$ می توان رابطه ای به شکل زیر برای تجمع تراز بالای $|3\rangle$ به دست آورد.

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

همان طوری که از رابطه بالا برمی آید، تجمع تراز بالا به طور بارزی به روابط بین Ω, γ, Γ و g بستگی دارد، لذا حالات زیر را در نظر می گیریم:

(الف) برای

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

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

در حالت (ب) تجمع تراز بالا بستگی به شدت نور تابشی نداشته و فقط توسط ثابتهای واهلش دستگاه تعریف می شود. ملاحظه می شود که این حالت یک پدیده غیرخطی (مشابه با اشباع در دستگاه های دوترازی) در چنین دستگاهی است. در ضمن چون $\gamma > \Gamma$ است در نتیجه $\rho_{33} < 1$ می باشد (در دستگاه های اتمی نوعی $10^{-4} \rho_{33} \approx 1$ است). 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 می آید،

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

با توجه به رابطه فوق مشخص می شود 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 حایز اهمیت هستند، را در نظر می گیریم.

(الف) باریکه های نوری موازی و همجهت

فرض می کنیم که بردارهای موج نور موازی یکدیگر و هم همجهت باشند. در این حالت رابطه ۲۷ به صورت زیر در می آید،

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

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

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

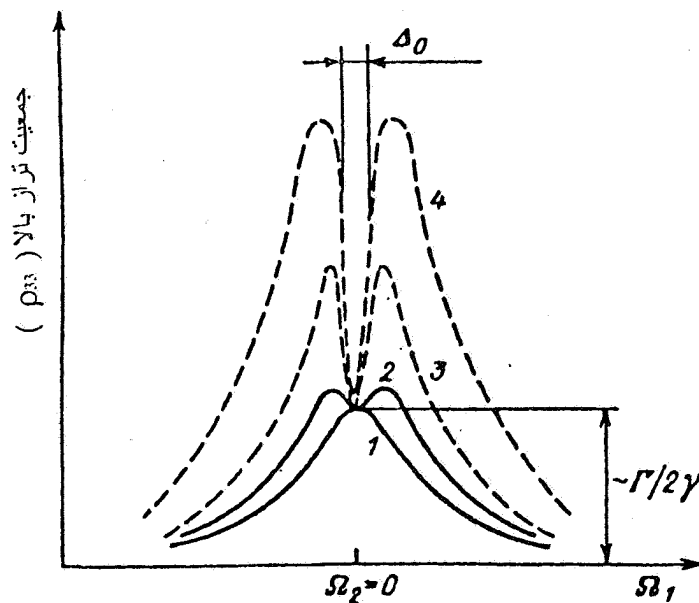
(ب) باریکه های نوری موازی و در خلاف جهت هم
در این حالت با توجه به اینکه $k_1 = -k_2$ می باشد، لذا رابطه ۲۷ به صورت زیر در می آید،

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

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

نمود غیر منتظره پدیده CPT منجر به کاربردهای بسیار مهمی نظیر، طیف نمایی با قدرت تفکیک فوق العاده بالا، مترولوژی، انتخاب ذرات اتمی آهسته (سرمایش لیزری) و لیزرهای بدون وارونی جمعیت می شود. در این مقاله براساس اهداف موردنظر فقط طیف نمایی با قدرت تفکیک بالا را بر پایه تشدید مورد بررسی قرار می دهیم. این تشدید زمانی اتفاق می افتد که دستگاه های اتمی سه تراز تحت تابش با دو موج نوری تک رنگ قرار گیرند (شکل ۱۰). شکل ۱۱ نشان دهنده وابستگی نوعی تجمع تراز بالای $|3\rangle$ در یک دستگاه Λ به بسامد یکی از میدانهاست، در حالیکه بسامد میدان دیگر ثابت نگه داشته شده است.

در این شکل فرورفتگی با پهنای Δ مشخصه ناحیه CPT است



شکل ۱۱. وابستگی تجمع تراز بالا در دستگاه Λ به بسامد یکی از میدانها؛ ω_1 وقتی که بسامد میدان دیگر؛ ω_2 ثابت ($\Omega_2 = 0$) است. منحنی ۱ شرط ۲۳ صادق نبوده و فرورفتگی CPT وجود ندارد. منحنی‌های ۲-۴ شرط ۲۳ صادق بوده و با افزایش شدت عمق فرورفتگی نیز افزایش می‌یابد.

$$\gamma_{\text{eff}} = \gamma + \frac{1}{\tau(v)} \quad (32)$$

که در آن γ نیم پهنای همگن طبیعی تراز، $\tau = \frac{1}{|v|}$ زمان پرواز (گذر) اتمها در میان دو دیوار سلول به طول l و v مؤلفه‌های سرعت در راستای بردار موج نوری فرودی (که عمود بر دیوارهای سلول است) می‌باشند. بنابراین جمله دوم، $\frac{1}{\tau(v)}$ فروافت در اثر برخورد با دیوارهای سلول است. در سلولهای معمولی عموماً قطر باریکه لیزری به طور قابل ملاحظه‌ای 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 می‌شود در نظر نمی‌گیرند. ولی چنین واهلشهایی در یک سلول نازک گاز رقیق که طول آن به طور قابل ملاحظه‌ای از قطر باریکه لیزری کوچکتر است (شکل ۱۲، ب) با اهمیت بوده و می‌تواند سبب اثرات اپتیکی غیرمنتظره‌ای شود. این اثرات برای اولین بار در سال ۱۹۹۲ توسط آزاد چنگیز اسماعیل اوف به طور نظری پیش‌بینی شده است [۸۰]. مطالعات وی نشان داد که محدودیت، در حرکت ذره در امتداد انتشار موج به وسیله دیوارهای سلول، منجر به تشدیدهای زیر

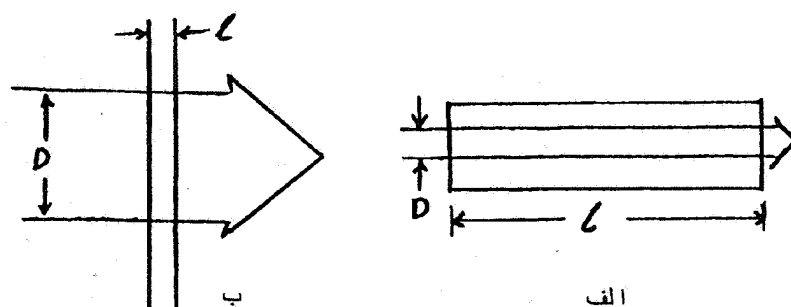
که در آن شرط $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$ به خوبی برقرار شده است. پهنای این فرورفتگی به وسیله رابطه زیر داده می‌شود:

$$\Delta_0 \approx \Gamma + \frac{g^2}{\gamma} \quad (31)$$

که در آن $g = \frac{E_0 d}{\hbar}$ بسامد رابی، E_0 دامنه میدان نوری و d مؤلفه ماتریس دو قطبی گذارند. جالب توجه است که براساس رابطه فوق اگر $\Gamma < \gamma$ انتخاب شوند، پهنای Δ_0 می‌تواند خیلی کوچکتر از پهنای طبیعی، γ ، گذار نوری باشد. با وجود این باید شدت نور طوری انتخاب شود که شرط (۲۲) برقرار بماند. همچنین عمق فرورفتگی با کاهش شدت، کاهش می‌یابد. تشدیدهای فوق باریک به دست آمده از این روش، می‌تواند در طیف‌نمایی اتمی و مولکولی و همچنین به منظور پایدارسازی بسامد، مورد استفاده قرار می‌گیرد.

۱۰. طیف‌نمایی لیزری زیر دوپلری در سلولهای نازک‌گازی

اساس این طیف‌نمایی به کارگیری پدیده‌های اپتیکی غیرخطی در سلولهای نازک‌گازی است. در سلولهای گازی آهنگ فروافت مؤثر در یک تراز مورد مطالعه عبارت است از



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

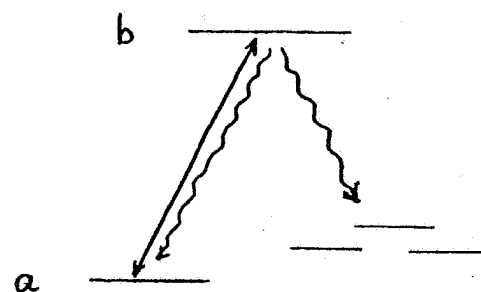
$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_0} \sqrt{I} \cos(\omega t - k_z) \quad (33)$$

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 $a \leftrightarrow b$ ، ω_0 ، نزدیک می‌باشد. این گذار بین زیرتراز a (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 اندرکنش 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 10^{-6} torr $p \leq$ 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 صرف‌نظر 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 اندرکنش مؤثرتری انجام می‌دهد،

$$|v - \frac{(\omega - \omega_0)}{k}| \leq \frac{\gamma}{k} \quad (34)$$



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

ظهور اثرات غیرخطی در زمانهای پرواز بزرگ یعنی در حد $\omega \rightarrow \omega_0$. ساختارهای زیر دوپلری به صورت یک فرورفتگی در طیف جذبی موج فرودی ظاهر خواهد شد که از کاهش جمعیت تراز a ناشی می شود.

حال فرض اساسی زیر را به عنوان شرط مرزی می پذیریم. سرعتهای اتمی و جمعیت ترازهای کوانتومی در اثر برخورد اتمها با دیوارهای سلول به توزیع تعادلی می رسند. فرض معقول فوق که در پیش بینیهایی 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 می کنند [۹۲-۹۶].

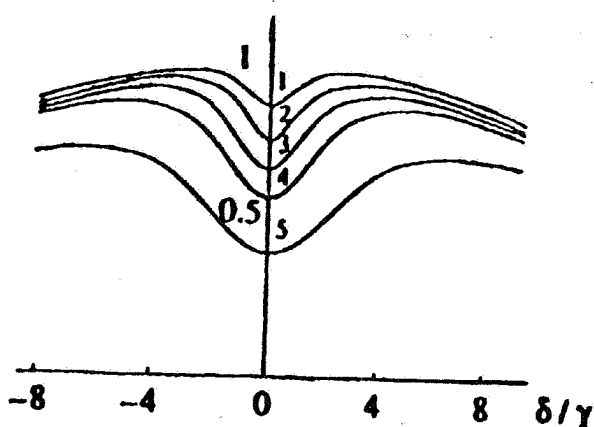
با محاسبه قطبش محیط گازی با استفاده از مجموعه معادلات ماتریس چگالی [۹۷] می توان ضریب جذب موج فرودی، را تحت شرایط ویژه به صورت زیر به دست آورد [۸۰].

$$\alpha = \frac{4\pi\omega_0 k l |e.d|^2 N_a}{s \hbar \gamma^2 c} \int_0^\infty F(v) \{ -\exp[-R(v)] - \exp[R(-v)] \} v dv \quad (35)$$

که در آن، $R(v) = \frac{s \gamma^2}{[v^2 + (\delta - kv)^2] k v}$ و $\delta = (\omega - \omega_0)$ نامیزانی بسامد و d گشتاور دو قطبی گذار $a \leftrightarrow b$ 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 می شود،

$$s = 2(1 - w_{ba}) \frac{I |e.d|^2}{\hbar^2 \gamma^2} (kl) \quad (36)$$

که در آن $w_{ba} < 1$ احتمال فروافت تابشی از تراز b به a است. می توان نشان داد که در $\omega = \omega_0$ کسری از اتمها که دارای سرعت $|v| \leq \frac{\gamma}{k}$ بوده و تراز a را ترک می کنند، دارای اهمیت اساسی هستند. در مورد مشخصه های طیف نمای گذارهای $s_{1/2}^2 - p_{3/2}^2$ و $s_{1/2}^2 - p_{1/2}^2$ اتمهای قلیایی در سلولی به طول $l = 1 \text{ mm}$ پارامتر $s = 1$ خواهد بود، به شرطی که $W_{cm}^{-2} = 10^{-5} - 10^{-6}$ باشد. شکل ۱۴ بستگی ضریب



شکل ۱۴. ضریب جذب α به صورت تابعی از نامیزانی δ به ازای $\gamma = 0.5 \text{ ku}$ ؛ $s = 0.5$ (منحنی ۱)؛ $s = 0.5$ (منحنی ۲)؛ $s = 1$ (منحنی ۳)؛ $s = 2$ (منحنی ۴) و $s = 6$ (منحنی ۵).

که در آن $k = \frac{\omega}{c}$ و γ نیم پهنای همگن گذار تشدید $a \leftrightarrow b$ می باشد.

دمش اپتیکی ذرات وقتی مؤثر خواهد بود که $w \geq 1$ باشد [۹۰ و ۹۱]، یعنی $|v| \geq |w|$ 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 حالت های کوانتومی با طول عمر بلند می گردد. لذا اثر زمان پرواز در سلول گازی را می توان به منظور ایجاد توزیع غیر تعادلی در سرعت ذرات برای حالت های کوانتومی با طول عمر بلند در ناحیه سرعت های کاملاً کوچک به کار برد. تحت شرایط ویژه ای، توزیع غیر تعادلی فوق تشدیدهای زیر دوپلری را در طیف جذبی (پاشندگی) موج فرودی و نیز در فلوئورسانس القائی ایجاد می کند. در ضمن، دمش اپتیکی از تراز a به دیگر ترازهای با طول عمر بلند با افزایش زمان پرواز اتمها در میان دیوارهای سلول، $\tau = \frac{1}{\gamma}$ ، افزایش می یابد. به عبارت دیگر واهلش جمعیت تراز a بنا به رابطه (۳۲) به طور عمده به وسیله τ تعیین می شود. بنابراین، زمانهای پرواز (گذر) خیلی بزرگ می توانند مشخصه مهمی برای ذرات محسوب شوند، به طوری که به علت تقویت و تشدید

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

ملاحظه می‌شود که منحنی پهن شده دوپلری با نیم پهنای ku در حوالی $\delta = 0$ دارای یک فرو رفتگی تشدید است. به ازای پارامترهای کوچک $ku \leq 1$ پهنای تشدید بدون دوپلری به وسیله پهنای همگن خط طیفی، 2γ مشخص می‌شود. دامنه و پهنای این تشدید با افزایش شدت موج به علت تشدید دمش اتمها از حالت a افزایش می‌یابد. بدیهی است که تشدیدهای آزاد - دوپلری مورد نظر را نه تنها در جذب موج، بلکه در فلوئورسانس محیط گازی نیز می‌توان مشاهده نمود.

بعلاوه، تحت شرایط مشابه، تشدیدهای آزاد - دوپلری پاشندگی می‌تواند به علت توزیع مجدد جمعیتها و همدوسی زیر ترازهای زیرین پایه ذراتی با سرعت پایین v بر اثر القای نوری حاصل شود [۸۰]. باید توجه کرد که برخلاف روشهای شناخته شده طیف نمایی غیرخطی، تشدیدهای زیر دوپلری مورد مطالعه فقط به وسیله یک موج تکفام فرودی القا و ثبت می‌شوند. ساختار تشدیدهای فوق، اساساً به نسبت طول سلول به قطر باریکه لیزری، d/D ، بستگی دارد. به طوری که کمینه پهنای یک تشدید زیر دوپلری در سلول نازک به وسیله $\Gamma \geq ku(l/D)$ تعیین می‌شود [۸۰]. که در آن ku نیم پهنای پهن شدگی دوپلری است که معمولاً حداقل دو مرتبه مقداری بزرگتر از نیم پهنای همگن گذار اپتیکی اتمی (مولکولی) است. بنابراین برای ثبت تشدیدهای با پهنای کوچک $\Gamma \leq \gamma$ ، اعمال یک محدودیت کاملاً جدی به طول سلول ضروری است $l/D \leq 10^{-2}$. 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 قلیایی، 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

چرخه‌ای در سلولهای نازک اند [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 [۹۸ و ۹۹]. با مطالعه تغییرات هماهنگ و تپی آهنگ دمش، 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 پهن شده دوپلری به دست آورد. بنابراین عکس روشهای متداول طیف نمایی با تفکیک زمانی، در این روش می‌توان مراکز خطوط طیفی پهن 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 تکفام تخت رونده با قطبش اولیه خطی، از طریق یک گذار غیرچرخه‌ای تشدید $b \leftrightarrow a$ با پهن شدگی دوپلری میان تراز با طول عمر بلند a و تراز برانگیخته b به ترتیب با تکانه‌های زاویه‌ای $J_a = 0$ و $J_b = 1$ ، ایجاد می‌شوند. مطالعات صورت گرفته به ازای حالت‌های مختلف میدان مغناطیسی طولی و عرضی، بیان کننده وجود تشدیدهای مگنتو اپتیکی زیر دوپلری در سلول نازک است. این تشدیدها 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 $I_{\perp}$ به نامیزانی δ و شکافتگی زمین Ω ظاهر می‌شوند. قابل توجه است که تشدیدهای غیرخطی فوق به ازای مقادیر به حد کافی کوچک $ku \ll |\delta|$ و $ku \ll \Omega$ ، که در آن ظهور اثرات مگنتو اپتیکی خطی قابل چشم پوشی است، رخ می‌دهند. این تشدیدها با افزایش شدت نور، تقویت شده و ساختار آنها به طور عمده به مقدار و سمتگیری میدان

مغناطیسی بستگی دارند.

با توجه به اهمیت دستگاه‌های سه ترازی در فرایند دمش نوری، اندرکنش امواج تکرنگ دمشی و کاوشی با دستگاه سه ترازی Λ و آبشاری از سلولهای نازک مورد مطالعه قرار گرفته است [۱۰۱ و ۱۰۰]. در این مطالعات نشان داده شده است که زمان گذر اتمها 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 فوق‌العاده بالا و در پایدارسازی بسامد لیزر در سلولهای نازک گازی استفاده کرد. پیش‌بینیهای نظری در باره تشدیدهای زیر دوپلری در سلول نازک گازی در آزمایشهای تجربی در آزمایشگاه فیزیک لیزر دانشگاه پاریس فرانسه آشکارسازی و تأیید شده است [۹۶ و ۹۰]. در کار تجربی فوق سلولهایی با طولهای ۱۰ تا ۱۰۰۰ میکرومتر در شکلهای $1 = 10, 20, 50, 100, 1000 \mu\text{m}$ ساخته شده‌اند. بنابراین شرط هندسی لازم $\frac{1}{D} \leq 10^{-2}$ به منظور ثبت تشدیدهای زیر دوپلری به ازای قطرهای معمولی باریکه لیزری $1 \text{ mm} \leq D \leq 1 \text{ mm}$ تحقق یافته است. این سلولها با

بخار اتم سزیم در فشار $10^{-4} - 10^{-5} \text{ torr}$ که متناظر با $10^{12} \frac{\text{atom}}{\text{cm}^3}$ است، پر می‌شوند. تابش تکفام لیزر نیمه رسانای پیوسته کار با طول موج $\lambda = 825 \text{ nm}$ و شدت $1 - 10 \text{ mW/cm}^2$ خط طیفی D_2 سزیم را تشدید می‌کند. ساختار تشدیدهای به دست آمده در یک طیف نمایی تراگسلی 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 گذر عرضی از قطر معین باریکه لیزری) باریک نمود. در آزمایشهای معینی که با شدتهای $10 - 100 \frac{\mu\text{W}}{\text{cm}^2}$ انجام گرفته است بر طبق استاندارد در مورد خط D_2 سزیم ($I_s = 10 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}, \gamma = 2\pi \times 5 \text{ MHz}$) گزینش سرعت $1 - 10 \text{ m/s}$ برای سلول $10 \mu\text{m}$ حاصل می‌شود. چنین گزینش سرعتی که متناظر با دمای مؤثر در گستره زیر میلی کلون است از گزینش سرعت به دست آمده از طریق طیف نمایی اشباع در گذار مشابه (که به وسیله $k |v| < 5$ تعریف می‌شود، یعنی سرعتهای $v < 5 \text{ m/s}$ وابسته به دمای مؤثر 200 mK) خیلی دقیقتر است [۹۰].

مراجع

- Spectroscopy, ed. by K. Shimoda, Topics in Applied Physics, Vol. 13 (Springer, Berlin, Heidelberg 1976).
- J B Atkinson, J Becker, W Demtroder; *Chem. Phys. Lett.* **87**, 128 (1982).
- H Bovensmann, H Knochel, E Ticmann; *Mod. Phys.* **73**, 813 (1991).
- G Scoles(ed.); *Atomic and Molecular Beam Method.* Vols. I, II, Oxford Uni. Press, New York (1988, 1992).
- R H Dike; *Phys. Rev.* **89**, 472 (1953).
- L N Novikov, V G Pokazanev, G V Skrotzki; *Uspekhi Fiz. Nauk.* **101**, 273 (1970).
- K Shimoda; in Laser Spectroscopy, Topics in Applied Physics, Vol. 2, ed. by H Walther (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York
- L N Dobrotzov, A N Terenin; *Naturwiss* **16**, 656 (1928).
- D Jackson, H Kuhn; *Proc. Roy. Soc. London* **A154**, 679 (1936).
- K W Meissner, K F Luft; *Ann. Phys.* **28**, 657 (1937).
- R W Stanley; *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 350 (1966).
- N G Basov, A M Prokhrov; *Zh. Ekspi Tear-Fiz* **27**, 431 (1954).
- J P Gordan, H J Zeigev, C H Townes; *Phys. Rev.* **95**, 282 (1954).
- S Ezekiel, R Weiss; *Phys. Rev. Lett.* **20**, 91 (1968).
- W Demtroder, F Paech, R Schmiedle; *Chem. Phys. Lett.* **26**, 381 (1974).
- P Jacqninot; in High-Resulotion 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. Rev.* 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 Chibotayev, 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 Hertzler, 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; *Commun. 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. Bonczyk, A Javan; *Phys. Rev. Lett.* 22, 267 (1969).
25. C Cohen-Tannoudji; *Commun. 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. Spectrosc.* 14, 233 (1963).
29. J. S. Deech, R. Luybaert, 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. Commun.* 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. A* **27**, 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).