٤٢٥٢٧

۱۳۸۱ /۷/ ۱۰

دانشگاه تهران

دانشکده علوم

اندازه گیری جمعیت نسبی ترازهای شبه پایدار اتم گادولینیوم در لامپ کاتد حفره ای با روش فلورسانس القائی

نگارش: سید حسن نبوی

اساتید راهنما: دکتر عطاء ا... کوهیان و دکتر بابک خدادوست

پایان نامه برای دریافت درجه کارشناسی ارشد

فیزیک
۴۲۵۲۷

خرداد - ۱۳۸۱

الف /۲۹

بسمه تعالی

جمهوری اسلامی ایران

دانشگاه تهران

شماره : .....

تاریخ : .....

پیوست. .....

اداره تحصیلات تکمیلی دانشگاه

احتراماً باطلاع می رساند که جلسه دفاع ازپایان دوره کارشناسی ارشد آقای سید حسن نبوی

تحت عنوا ن :" **اندازه گیری جمعیت نسبی ترازهای شبه پایدار اتم گادولینیوم در لامپ کاتدحفره ای با روش فلورسانس القائی** "

درتاریخ ۸۱/۴/۲۴ در محل دانشکده علوم دانشگاه تهران برگزار گردید.

هیات داوران براساس کیفیت رساله ، استماع دفاعیه و نحوه پاسخ به سوالات ، رساله ایشان را برای دریافت درجه کارشناسی ارشد در رشته *فیزیک* معادل با شش واحد با نمره ۱۸/۱۵ با درجه عالی مورد تایید قرار دارد.

هیات داوران

سمت	نام و نام خانوادگی	مرتبه دانشگاهی ـ دانشگاه	امضاء
۱. استاد راهنما	آقای دکتر عطاءاله کوهیان	دانشیار ـ دانشگاه تهران	
۲. استاد راهنما	آقای دکتر بابک خدا دوست	استادیار ـ سازمان انرژی اتمی	
۳. استاد داور خارجی	آقای دکتر عطاءالمک قربانزاده	استادیلر ـ دانشگاه صنعتی شریف	
۴. استاد داور داخلی	آقای دکتر فرزین آقامیر	استادیار ـ دانشگاه تهران	

دکتر محمد تقی توسلی

سرپرست تحصیلات تکمیلی فیزیک

دکتر عزت اله ارضی

مدیر گروه آموزشی فیزیک

دکتر حسن ابراهیم زاده

رئیس دانشکده علوم

سپاس و قدر دانی

سپاس و تشکر فراوان خداوند متعال را که توفیق تحقیق و ارائهٔ آ ن را اعطـا نمـود.ایـن توفیـق جـز بـا مساعدت و راهنمائی اساتید ارجمند و صبر و بردباری ایشان میسر نبود.لذا لازم اسـت کـه از اسـاتید محـترم، آقای دکتر بابک خدادوست و آقای دکتر عطاء الله کوهیان که راهنمـائی پایـان نامـه را بـه عـهده داشـتند و صبورانه در تمام مراحل مرا یاری نمودند، و آ قای دکتر محمد حسین مهدیه که مشاور اینجانب در این تحقیق بوده اند و کمکهای خود را در تمام مراحل نظری و تجربی پایان نامه دریغ ننموده اند و دوست گرامی، آقـای امیر عنبرانی که مرا در تدوین پایان نامه یاری رساندند و همینطور نسبت به تمام افرادی که هر یک به نوعی در شکل گیری و تکمیل این پایان نامه، راهنما و مشاور بنده بوده اند، نهایت تشکر و قدردانی خویش را ابـراز می نمایم.

سید حسن نبوی

تقدیم

دوستت دارم ، برای بخشی از وجودم که تو شکوفایش می کنی.

دوستت دارم ، چون یاریم می کنی، که از تخته پاره های زندگی معبدی در خور بنا نهم.

کمك می کنی، که کار روزانه ام، نه یك سر شکستگی، بلکه ترنم ترانه ای باشد.

تقدیم به همسر مهربانم

چکیده:

این پژوهش به اندازه گیری جمعیت نسبی ترازهای شبه پایدار اتم گادولینیم در لامپ کاتد حفره ای و با روش فلورسانس القائی (LIF) می پردازد. علاوه بر بررسی نظری اصول طیف سنجی در بازهٔ امواج مرئی، نظریهٔ جذب و فلورسانس فوتون به روش LIF مورد مطالعه قرار گرفته است. همچنین در این پژوهش مطالعهٔ کاملی روی طیف نشری لامپ کاتد حفره ای حاوی اتم Gd صورت گرفته است.

روش LIF بر پایهٔ جذب فوتونهای نور لیزر و تحریک اتمها از ترازهای پائین تر به ترازهای تحریکی و سپس آشکارسازی و اندازه گیری فوتونهای فروافتی از ترازهای تحریکی به ترازهای پائین تر، گذاشته شده است. البته آشکارسازی سیگنالهای LIF خود به چند روش تقسیم می شود به عنوان مثال آشکارسازی فوتونهای تشدیدی و یا فوتونهای غیر تشدیدی که در این پژوهش از روش آشکارسازی فوتونهای غیر تشدیدی برای اندازه گیری سیگنال LIF استفاده شده است.

در آزمایشگاه برای تحریک اتمها از لیزر رنگ حلقوی که بوسیلهٔ لیزر آرگون - یون پمپ شده است استفاده کرده ایم. این لیزر قابلیت تولید طول موجهای مختلف و همچنین جاروب آنها به اندازهٔ ۳۰GHZ را دارد. در نهایت با آشکارسازی فوتونهای فروافتی از ترازهای تحریکی برای گذارهای مختلف توانستیم برای اولین بار در ایران جمعیت نسبی ترازهای شبه پایدار اتم گادولینیوم را به روش فلورسانس القائی (LIF) اندازه گیری کنیم. ترازهائی که جمعیت نسبی آنها اندازه گیری شده است عبارتند از تراز Cm^{-1} ۵۳۳ و تراز پایه یعنی $0Cm^{-1}$. و در نهایت دیدیم که جمعیت تراز شبه پایدار Cm^{-1} ۵۳۳ تقریباً دو برابر جمعیت تراز پایه است که با تابع توزیع بولتزمن در تطابق است.

مقدمه.....۱

فصل اول:تئوری برهمکنش نور با اتم.....۳

مدهای میدان.....٤
تابش حرارتی و قوانین پلانک.....۷
معادله آهنگ، جذب، گسیل خود به خود و القائی.....۹
فوتون سنجی.....۱۳
طیف گسیلی و طیف جذبی پیوسته و گسسته.....۱۵
شدت گذار.....۱۹

فصل دوم:پهن شدگی خطوط طیفی.....۲۰

پهنای طبیعی خط.....۲۲
پهنای دوپلری.....۲٤
پهن شدگی برخوردی.....۲٦

فصل سوم:فلورسانس القائی.....۲۸

روش LIF در بررسی طیف اتمها.....۳۰
فلورسانس از طریق برخورد.....۳۲

فصل چهارم:معرفی وسائل مورد استفاده.....۳۵

مشخصات لامپ تخلیهٔ کاتد حفره ای (HCDT).....۳۷
تخلیهٔ تابشی.....۳۷
اثر کاتد حفره ای.....٤۰
توزیع فضائی تخلیه تابشی.....٤۱
فرآیند تبخیر و تحریکو.....٤۲
دمای کاتد در تخلیهٔ کاتد حفره ای.....٤۵
فرآیند تحریک.....٤۹
عنصر گادولینیم (Gd) ۵۵
خصوصیات فیزیکی و الکتریکی.....۵٦
خصوصیات اتمی و حرارتی.....۵۷

انتخاب لیزر.....۵۸

فصل پنجم:اندازه گیری جمعیت نسبی ترازها و نتایج.....۶۱

بدست آوردن طیف لامپ Gd ۶۳

اندازه گیری جمعیت نسبی ترازهای اتم Gd در لامپ کاتد حفره ای.....۷۳
تحلیل آزمایش و

نتایج.....۷۹

فهرست مراجع.....۸۵

پیوست الف.....۸۶

پیوست ب.....۹۰

مقدمه:

از همان ابتدا که دانشمندان پی به ساختار اتمی بردند بر آن شدند که حقایق بیشتری از اتم ها و خصوصیات آن را دریابند. این که گفته شود هر اتم از یک هسته و چند الکترون تشکیل شده و این الکترونها به دور هسته در حال گردش هستند کافی نیست. بلکه چگونگی قرار گرفتن الکترونها به دور هسته، چگونگی اندرکنشهای موجود میان الکترونها و هسته و دیگر پارامترهای اتمی باید شناخته می شدند. که البته طی سالیان متمادی، تحقیقات، محاسبات و اندازه گیریهای مختلف بر روی اتمهای گوناگون صورت پذیرفته است.

با پیدایش لیزر در قرن گذشته، شاهد تحولی شگفت انگیز در عرصهٔ مطالعه بر روی ساختار اتمی بودیم. ساخت لیزرهای قابل تنظیم و تک فام با پایداری توانی و فرکانسی بسیار بالا از طرفی و ابداع روشهای گوناگون در علم طیف نگاری و طیف سنجی از طرف دیگر، دانشمندان و محققان را به سوی روشهای دقیقتر و ساده تر هدایت کرد. در طیف سنجی لیزری که اساس آن بر پایهٔ تحریک محیط مورد بررسی بوسیلهٔ لیزر و مطالعه بر روی طیف نشری و جذبی محیط، قبل و بعداز اندرکنش کنش با لیزر است، می توان هر گونهٔ اطلاعات که لازم است از یک اتم داشته باشیم را بدست آوریم. به عنوان مثال، پهنای خطوط طیفی، طول عمر ترازها، سطح مقطع برخورد بین اتمها و فوتون و جمعیت ترازهای اتمی و مولکولی و ... از جمله پارامترهائی هستند که می توان از طریق روشهای تجربی موجود در طیف سنجی لیزری مورد مطالعه قرار گیرند.

شایان ذکر است که روشهای مختلف و حتی محیطهای مورد بررسی مختلف باعث تنوع فراوان در این اندازه گیریها شده است. استفاده از روش فلورسانس القائی، جذب فوتونی، یونیزاسیون فوتونی و ... و استفاده از محیطهای گازی مختلف مانند بیم اتمی و لامپهای کاتد حفره ای، این تنوع را باعث شده اند. که از میان آنها، استفاده از لامپهای کاتد حفره ای و بهره گیری از روش فلورسانس القائی، کار را برای محقق در بعضی اندازه گیریها ساده تر خواهد کرد. لامپ کاتد حفره ای از جمله محیطهائی است که بدلیل فرآیندهای مختلفی که در آن رخ می دهد، ویژگیهای خاصی پیدا می کند. برخوردهای اتم با اتم، اتم با الکترون، اتم با دیواره های لامپ، فوتون با اتم و برخورد خود یونها با یکدیگر باعث فرآیندهای بسیار پیچیده درون لامپ می شود. یکی از این پیچیدگیها را می توان در جمعیت ترازهای اتمی به خوبی مشاهده کرد.

به طور معمول می دانیم که توزیع جمعیت اتمها در ترازهای انرژی باید از توزیع ماکسول ـ بولتزمن تبعیت کند. اما با توجه به فرآیندهای پیچیدهٔ پر و خالی شدن ترازها که به دلیل برخوردهای فوق صورت می گیرد، مشاهده خواهیم کرد که در لامپهای کاتد حفره ای این توزیع رعایت نخواهد شد. از آنجا که قبل از انجام هر آزمایشی باید از محیط مورد بررسی اطلاعات اولیه را داشته باشیم لذا اطلاع داشتن از جمعیت ترازها در آن محیط که یکی از مهمترین پارامترها در طیف سنجی لیزری می باشد، ضروری است. به عنوان نمونه در جداسازی ایزوتوپها از طریق یونش فوتونی (AVLIS) و همچنین در مطالعهٔ جو ستارگان و فضای بین آنها اطلاع از جمعیت ترازهای اتمی امری ضروری است. که ما در این پایان نامه به آن پرداخته ایم. به این معنی که جمعیت نسبی ترازهای شبه پایدار را در لامپ کاتد حفره ای عنصر گادولینیم اندازه گیری کرده ایم.

فصل اول

تئوری بر همگنش نور با اتم

در طیف نگاری لیزری، قبل از وارد شدن به مراحل تجربی باید فرآیندهائی را که احتمال وقوع آنها وجود دارد به صورت کامل بررسی کرد. در بحث طیف نگاری لیزری آنچه که از اهمیت فوق العاده ای برخورد است بررسی برهم کنش نور با محیط مادی است.

در این فصل به بررسی جذب و گسیل یک موج الکترومغناطیسی در برهم کنش با یک محیط مادی خصوصاً در برهم کنش با یک محیط گازی پرداخته و سپس معادلات آهنگ در برهمکنش نور با اتم شرح داده خواهد شد. در ادامه نیز به بررسی چگالی توان طیفی و شدت و توان تابشی پرداخته خواهد شد.

فرض کنید محیطی مکعبی شکل با ابعاد L و دمای T در اختیار داریم. دیواره های این مکعب قادرند امواج الکترومغناطیسی را جذب و گسیل کنند. در تعادل حرارتی، برای تمام فرکانسها، توان جذب شده با توان گسیل شدهٔ $P_e(\omega)$ برابر خواهد بود. میدانهای تابشی $\vec{E}$ که در محیط قرار دارند را می توان به صورت برهم نهی امواج تخت با دامنهٔ $\vec{A}_p$ و بردار موج $\vec{K}_p$ و بسامد زاویه ای ω_p دانست:[۱]

$$\vec{E} = \sum_{p} A_p \exp\left[i(\omega_p t - \vec{K}_p . \vec{r})\right] + C.C \qquad (۱-۱)$$

برای هر بردار موج $\vec{K} = (K_1, K_2, K_3)$، ممکن است هشت ترکیب مختلف با یکدیگر تداخل کنند، $\vec{K} = (\pm K_1, \pm K_2, \pm K_3)$ و شرایط مرزی ایجاب می کند که

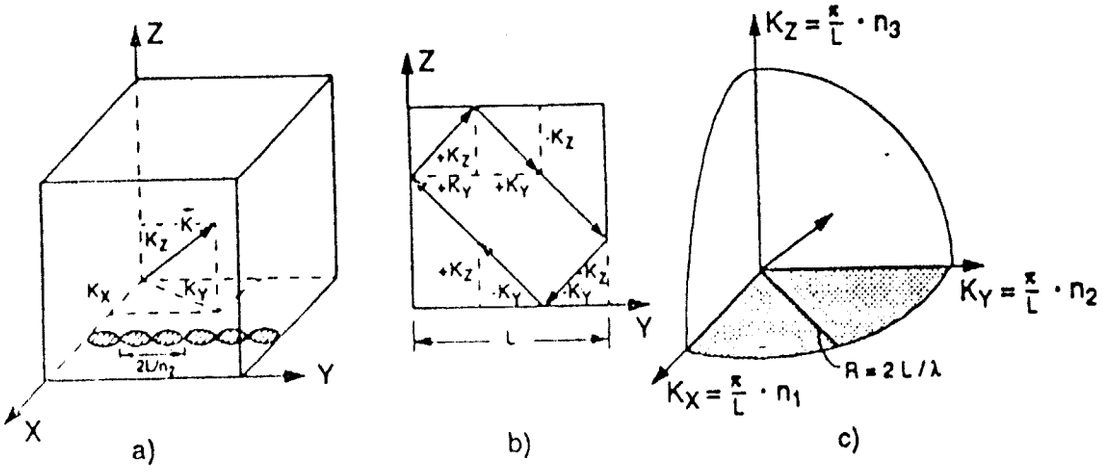
$$\vec{K} = \frac{\pi}{L}(n_1, n_2, n_3) \qquad (۲-۱)$$

که n_1, n_2, n_3 اعداد مثبت هستند. طول این بردار عبارت است از:

$$|\vec{K}| = \frac{\pi}{L}\sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \qquad (۳-۱)$$

که می توان آنها را برحسب طول موج، $\lambda = \frac{2\pi}{|\vec{K}|}$ یا بسامد، $\omega = c|\vec{K}|$ باز نویسی کرد.

$$L = \frac{\lambda}{2}\sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \qquad \text{یا} \qquad \omega = \frac{\pi c}{L}\sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \qquad (۱-۴)$$



شکل ۱-۱: مدهای میدان گسیلی در محیط (a) موج ایستا در یک محیط مکعبی (b) برهم نهی بردارهای $\vec{K}$ ی ممکن برای درست کردن امواج ایستا، که در یک سیستم مختصات دو بعدی نمایش داده شده است (c) نمایشی از محاسبهٔ بیشترین تعداد مدها در فضای اندازه حرکت. [۱]

این امواج ایستا مدهای محیط نامیده می شوند. شکل (۱-۱). از آنجائی که بردار دامنهٔ موج $\vec{A}$ برای یک موج $\vec{E}$ همیشه عمود بر بردار موج $\vec{K}$ می باشد، می توان آن را به صورت مجموع دو بردار عمود برهم a_1 و a_2 با بردارهای یکهٔ $\hat{e}_2, \hat{e}_1$ دانست.

$$\vec{A} = a_1\hat{e}_1 + a_2\hat{e}_2 \qquad (\hat{a}_1.\hat{e} = \delta_{12}; \hat{e}_1, \hat{e}_2 \perp \vec{K}) \qquad (۱-۵)$$

که مقادیر مختلف a_1 و a_2 قطبش موج ایستا را مشخص می کنند. در حقیقت هر مد که در محیط وجود دارد به صورت ترکیب خطی دو بردار قطبیدهٔ خطی عمود بر هم می باشد یا به عبارتی هر (n_1, n_2, n_3) بیانگر دو مد در محیط می باشد.

حال می خواهیم ببینیم امکان وجود چه تعداد مد با فرکانس $\omega \langle \omega_m$ در محیط است. به دلیل شرط مرزی رابطهٔ (۱-۲) این تعداد برابر است با تعداد همهٔ سه تائی های (n_1, n_2, n_3) یا به عبارتی

$$c^2 K^2 = \omega^2 \leq \omega_m^2$$

در یک سیستم با مختصات (n_1, n_2, n_3) $(\frac{\pi}{L})$ (شکل۱ C -۱) هر سه تائی (n_1, n_2, n_3) بیانگر یک نقطه در شبکهٔ سه بعدی با ثابت شبکهٔ $(\frac{\pi}{L})$ می باشد. در این سیستم رابطهٔ (۱-۴) همهٔ فرکانسهای ممکن در یک کره با شعاع $\frac{\omega}{c}$ را معرفی می کند. اگر این شعاع در مقایسه با $(\frac{\pi}{L})$ بزرگتر باشد، یعنی $2L \rangle \rangle \lambda_m$ تعداد نقاط شبکهٔ (n_1, n_2, n_3) با فرض $\omega^2 \leq \omega_m^2$، به طور تقریبی برابر است با $\frac{1}{8}$ حجم یک کره که در شکل (۱C-۱) نشان داده شده است. بنابراین با توجه به دو حالت قطبیدهٔ ممکن برای هر مد، تعداد مدهایی که با بسامدهای بین $\omega = 0$ و $\omega = \omega_m$ در یک محیط مکعبی با حجم L^3 نوسان می کنند $(L \rangle \rangle \lambda)$ برابر است با:

$$N(\omega_m) = 2 \frac{1}{8} \frac{4\pi}{3} (\frac{L\omega_m}{\pi c})^3 = \frac{1}{3} \frac{L^3 \omega_m^3}{\pi^2 c^3} \qquad (۱-۶)$$

$\frac{N}{L^3}$ بیانگر تعداد مدها در واحد حجم است. اغلب مقدار $n(\omega)d\omega$ یعنی تعداد مدی که در واحد حجم در بسامد اصلی و در محدودهٔ $d\omega$ وجود دارد جالب توجه است، مثلاً در محدودهٔ پهن شدگی یک خط طیفی، شدت مدهای طیفی، $n(\omega)$ را می توان دقیقاً از رابطهٔ (۱-۶) با دیفرانسیل گیری از $\frac{N(\omega)}{L^3}$ برحسب ω بدست آورد. با فرض اینکه $N(\omega)$ تابعی پیوسته از ω است، آنگاه:

$$n(\omega)d\omega = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega \qquad (۱-۷a)$$

در طیف نگاری، اغلب از بسامد، $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ ، به جای بسامد زاویه ای ω استفاده می شود. لذا تعداد مدها در واحد حجم در محدودهٔ بسامدی $d\nu$ عبارت می شود از:

$$n(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}d\nu \qquad (\text{۷b-۱})$$

(۱-۱) تابش حرارتی و قوانین پلانک[۱]:

در ترمودینامیک کلاسیک هر درجهٔ آزادی یک سیستم که در تعادل حرارتی است دارای انرژی $\frac{KT}{2}$ می باشد. در حالی که نوسانگرهای کلاسیکی، دارای انرژی جنبشی معادل با انرژی پتانسیل و برابر با KT می باشند که در آن K ثابت بولتزمن و T دمای گاز می باشد. اگر این مفهوم کلاسیکی را برای امواج الکترومغناطیس که در بخش قبل به آن اشاره شد بکار گیریم هر مد به صورت یک نوسانگر کلاسیکی با انرژی KT مشخص می شود و مطابق با رابطهٔ (۱-۷b) چگالی انرژی طیفی میدان تابشی عبارت خواهد شد:

$$\rho(\nu)d\nu = n(\nu)KT d\nu = \frac{8\pi\nu^2 K}{c^3}T d\nu \qquad (\text{۱-۸})$$

این رابطه معروف به قانون ریلی ـ جونز[۲] می باشد که با نتایج آزمایشگاهی در بسامدهای پائین همخوانی دارد. اما در بسامدهای بالا با تجربه وفق ندارد.

ماکس پلانگ در سال ۱۹۰۰ اظهارداشت، هر مد میدان تابشی، فقط انرژیهائی را جذب یا گسیل می کند که به اندازهٔ $q h\nu$ باشند و q هم عدد صحیحی است که در کمترین مقدار انرژی یعنی $h\nu$ ضرب می شود و به این بستهٔ انرژی $h\nu$ ، فوتون گفته شد. ثابت پلانک h نیز از طریق آزمایش قابل اندازه گیری است. بنابراین یک مد با q فوتون، انرژی $q h\nu$ را دارا خواهد بود.

در تعادل حرارتی، انرژی توزیع شده بین مدهای مختلف را می توان با توزیع ماکسول ـ بولتزمن[۳] توصیف کرد. بنابراین مقدار $p(q)$ که بیانگر احتمال داشتن انرژی $qh\nu$ توسط یک مد می باشد، عبارت است از:

۱- Plank

۲- Rayleigh-Jeans

۳- Maxwell-Boltzmann