

دانشگاه زنجان  
دانشکده علوم - گروه فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

عنوان :

یک شبکه مغناطیسی دایمی برای اتم های فوق سرد و چگاله

های بوز- اینشتین

امیر محمدی

استاد راهنما: دکتر سعید قنبری

استاد مشاور: دکتر محمد محمودی

شهریور ماه ۱۳۸۹

تقدیم به

پدرم

مادر عزیزم

همسر مهربانم

و

برادر و خواهر دوست داشتنی ام

## قدردانی و تشکر

سپاس خداوندی را است که در آفرینش شگرف خود انسان را از عدم پدید آورد و مقام نیکو به او عنایت کرد و بزرگترین آفریده خود عقل را برای او پسندید و چراغ هدایتش ساخت. بزرگترین عبادتها را کسب علم و دانش قرار داد و یاد خود را در دل دانشمندان به ارمغان گذاشت. سپاس خداوندی را سزاست که سلامتی فکر و نعمت عافیت بخشید و از خطاهای بسیار در گذشت.

دشواری های تعلیم و تربیت و غم از دست رفتن عزیزان و جفاهای روزگار نتوانست در آرزوی دیرین کودکی که قصد داشت روزی در راه های دانش قدم بگذارد، رخنه ای بی افکند زیرا می دانست حکمت و زش باد در آزمایش ریشه هاست و نه در رقصیدن انبوه برگ و شاخه ها.

خداوند را سپاس می گزارم که در راه رسیدن به مقصود از وجود اساتید محترم، از جمله محضر استاد خردمند و با اخلاقم، جناب آقای دکتر سعید قنبری بهره مند شدم. استادم با حوصله فراوان و روی گشاده هیچ یک از سوالات مرا بی پاسخ نگذاشتند و تشویق و حمایت های موثرشان انگیزه ادامه راه و شوق رسیدن به قله ها را در من افزون کرد. از ایشان به دلیل آنچه مرا از درس، اخلاق و زندگی آموخت، صمیمانه قدردانی می کنم. و از مادرم به خاطر همه زحماتش در طول زندگانییم و فداکاری ها و حمایت هایش که توانایی جبران آنها را ندارم، از همسرم به دلیل اعتماد، بردباری و کمک های بی دریغ و تشویق ها و مهربانی های فراوانش به من، از برادرم به دلیل دلگرمی ها، همکاری صمیمانه اش در کارها و تبادل نظرات موثر و مشاوره هایش و سرانجام از خواهر کوچولوی دوست داشتنی ام برای همه پشت گرمی ها، گذشت، یاری ها و رفتار پرمهرش صمیمانه سپاسگزاری می کنم.

در ضمن لازم می دانم از دوست عزیزم، آقای مهندس فرهود آهنی برای گفتار صمیمانه و مفید علمی در باره ایده اولیه این پایان نامه و از آقای عارف پریز به دلیل همکاری، تبادل نظر در نگارش مطالب این رساله و مقاله های مرتبط کمال تشکر را بنمایم.

## چکیده

ما در این پایان نامه، به معرفی ساختارهای جدیدی از آهنرباهای مغناطیسی دایمی باساختار ساده به منظور ایجاد یک میکروتله ی مغناطیسی سه بعدی تا پیکربندی پیچیده تری از بره ها در شبکه ای از میکروتله های مغناطیسی دوبعدی و سه بعدی برای به دام اندازی اتم های فوق سرد و چگاله های بوز- اینشتین پرداخته ایم. بسامد، عمق میکروتله ها، فاصله ی سطوح انرژی و تاثیر میدان مغناطیسی خارجی روی پارامتر های تله ها بررسی گردیده است. نگهداری اتم های فوق سرد و چگاله های بوز- اینشتین بدون نیاز به میدان خارجی، افزایش دمای بحرانی در تشکیل چگاله به حدود ۱۰ میکروکلوین و راحتی در ساخت نسبت به ساختار های پیشین به ترتیب از ویژگی های این ساختار های ساده است که مورد بررسی قرار گرفته اند.

## فهرست

چکیده ..... ۶

### فصل اول

- ۱-۱ ساختار اتمی ..... ۱۰
- ۲-۱ اثر زیمان ..... ۱۳
- ۱-۲-۱ کند کننده زیمان ..... ۱۸
- ۲-۲-۱ بطری مغناطیسی وتله های ایوف - پریچارد ..... ۱۹
- ۳-۱ سردسازی تبخیری ..... ۲۲
- ۴-۱ تراشه های اتمی ..... ۲۳

### فصل دوم

- ۱-۲ تراشه های اتمی از رساناهای حامل جریان الکتریکی ..... ۲۷
- ۲-۲ تراشه های اتمی از مواد مغناطیده ..... ۳۲
- ۱-۲-۲ میکرو تله مغناطیسی L شکل ..... ۳۴
- ۲-۲-۲ میکرو تله U شکل ..... ۳۶
- ۳-۲-۲ میکرو تله مغناطیسی H شکل ..... ۳۹
- ۳-۲ سرد سازی تبخیری مستقیم ..... ۴۱
- ۴-۲ چاه پتانسیل دوگانه ناشی از تله های دایمی ..... ۴۶

## فصل سوم

۱-۳ آرایه یک بعدی از میکروتله های دوبعدی ..... ۵۳

۲-۳ آرایه های دو بعدی از میکروتله های سه بعدی ..... ۶۲

## فصل چهارم

خلاصه و نتیجه گیری ..... ۶۸

مراجع ..... ۷۲

## فصل اول

### مقدمه

دست یابی به چگاله بوز- اینشتین در سال ۱۹۹۵ میلادی توسط واینمن و همکارانش<sup>۱</sup> [۱] توانست به سرعت موضوع اتم های فوق سرد و گازهای کوانتومی را در صدر تحقیقات دانشمندان قرار دهد. نظریه ی چگاله بوز - اینشتین<sup>۲</sup> (۱۹۲۰. م) حاصل یک همکاری علمی مابین بوز، یک دانشمند هندی الاصل، و آلبرت اینشتین، دانشمند سرشناس آلمانی بود. در واقع اینشتین با استفاده از نظریه بوز پیش بینی کرد که اتم هایی که در دماهای معمولی در تراز های مختلف انرژی خود توزیع شده اند، در دماهای بسیار پایین، کسر زیادی از آنها به طور بزرگ مقیاس به کمترین تراز انرژی خود سقوط خواهند کرد و به این ترتیب چگاله ای تشکیل خواهد شد که آن را ابر اتم<sup>۳</sup> نیز می نامند [۲].

اثبات یا رد این نظریه بیش از نیم قرن به طول انجامید چرا که یافتن ابزاری برای رساندن گاز های کوانتومی به دماهای بسیار پایین (در حدود یک هزارم یک میلیونم کلوین) به فناوری بالای نیاز داشت. با ارایه نظریه ی نگه داری و سرد سازی به توسط نور لیزر که توسط فلیپس و همکارانش<sup>۴</sup> در ۱۹۹۳ میلادی صورت پذیرفت، گام بسیار بزرگی در جهت ایجاد چگاله بوز-اینشتین برداشته شد.

از آنجا که هر اتمی تنها با فرکانس خاصی از نور لیزر برانگیخته می شود، از اینرو لازمه سرد سازی، زدن فوتون های با فرکانس درست به اتم هایی است که در حال حرکت هستند. این اتم ها با برانگیخته شدن، بازگشت به حالت پایه و تابش فوتون در جهت های تصادفی، در خلاف جهت فوتون های دریافتی کند می شوند. دشوار

<sup>۱</sup> Cornell and Wieman

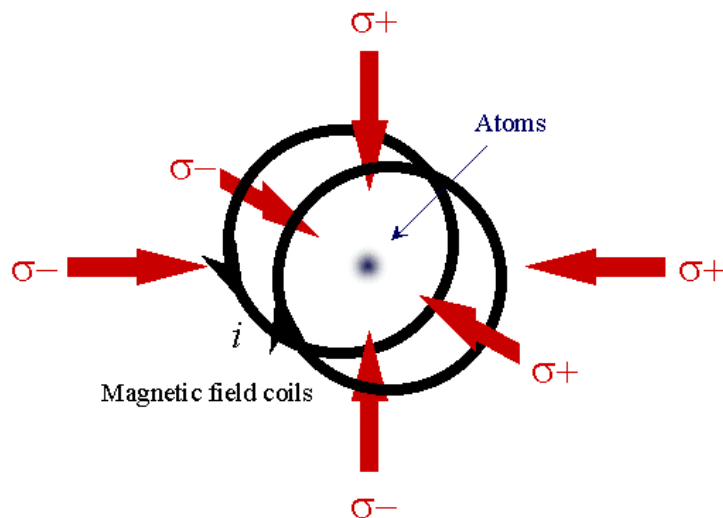
<sup>۲</sup> Bose-Einstein Condensate

<sup>۳</sup> Super Atom

<sup>۴</sup> Philips



ترین چالش در سرد سازی لیزری این بود که چگونه اتم هایی که به سمت اشعه لیزر حرکت می کنند را کند کنیم بدون اینکه موجب افزایش سرعت اتم هایی شویم که هم جهت با فوتون های تابشی حرکت می کنند. این موضوع با در نظر گرفتن این که نور لیزر با حرکت اتم ها دچار جابجایی دوپلری می شود برطرف گردید [۳].



شکل ۱. یک تله نوری-مغناطیسی متشکل از پرتو های لیزر با قطبش مخالف در جهت های روبه هم و پیچیده هلمهولتز به منظور ایجاد گرادیان میدان مغناطیسی در فضا

## ۱-۱ ساختار اتمی

از آنجا که اسپین کل یک ذره بوزونی عددی صحیح است، بوزون هایی که از فرمیونها ساخته می شوند، باید تعداد زوجی داشته باشند. بوزون یا فرمیون بودن یک اتم را می توان از روی نوترونهای این اتم ها،  $N$ ، تحقیق کرد. اگر  $N$  زوج باشد، اتم مورد نظر بوزون و اگر  $N$  فرد باشد، فرمیون است. اتم های قلیایی دارای عدد اتمی  $Z$  فرد هستند پس برای بوزون بودن آنها باید عدد جرمی  $A$  نیز فرد باشد،  $A=Z+N$ .  
حالت پایه اتمهای قلیایی ساده است چون تمام الکترونهای آنها به جز یک الکترون در یک پوسته بسته قرار دارند و الکترون باقی مانده در حالت  $S$  یک پوسته بزرگتر است. جدول شماره یک، عدد اتمی  $Z$ ، عدد نوترونی  $N$

، اسپین هسته و دوقطبی مغناطیسی آن را برای برخی ایزوتوپهای قلیایی نشان می دهد [۴].

جدول شماره یک. عدد اتمی  $Z$ ، عدد نوترونی  $N$ ، اسپین هسته  $I$ .

دو قطبی مغناطیسی هسته  $\mu$  (برحسب یکای مگنتون هسته ای  $\mu_N = eh/4\pi m_p$ )

و شکافتگی فوق ریز  $\nu_{hf} = \Delta E_{hf}/h$  برای هیدروژن و برخی از ایزوتوپهای

قلیایی. برای کامل بودن، دو ایزوتوپ فرمیونی  ${}^6\text{Li}$  و  ${}^{40}\text{K}$  نیز آورده شده است [۴]

Isotope	$Z$	$N$	$I$	$\mu/\mu_N$	$\nu_{hf}$ (MHz)
${}^1\text{H}$	1	0	1/2	2.793	1420
${}^6\text{Li}$	3	3	1	0.822	228
${}^7\text{Li}$	3	4	3/2	3.256	804
${}^{23}\text{Na}$	11	12	3/2	2.218	1772
${}^{39}\text{K}$	19	20	3/2	0.391	462
${}^{40}\text{K}$	19	21	4	-1.298	-1286
${}^{41}\text{K}$	19	22	3/2	0.215	254
${}^{85}\text{Rb}$	37	48	5/2	1.353	3036
${}^{87}\text{Rb}$	37	50	3/2	2.751	6835
${}^{133}\text{Cs}$	55	78	7/2	2.579	9193

در این اتمها، از آنجا که هیچ میدان مغناطیسی به خاطر حرکت مداری الکترون روی اسپین هسته وجود ندارد،

جفت شدگی اسپینهای هسته و الکترون فقط ناشی از میدان مغناطیسی تولید شده توسط اسپین الکترون است.

در این حالت، جفت شدگی اسپین الکترون  $S=1/2$  و اسپین هسته،  $I$ ، باعث به وجود آمدن دو مقدار

برای عدد اسپینی کل اتم یا همان  $F$  می شود. به دلیل وجود برهم کنش فوق ریز بین الکترون و

هسته، دو مقدار موجود برای اسپین اتم بدون تبهگنی از یکدیگر متمایز هستند. هامیلتونی برای اتم در غیاب

میدان مغناطیسی خارجی بصورت زیر است [۴]:

$$H_{hf} = \mathbf{A}\mathbf{I} + \mathbf{J}$$

که در آن  $A$  مقداری ثابت و  $\mathbf{J}$  و  $\mathbf{I}$  به ترتیب عملگر اندازه حرکت زاویه ای کل الکترون و عملگر اسپین هسته می باشند. جمله  $\mathbf{I}+\mathbf{J}$  در هامیلتونی به صورت زیر است :

$$\mathbf{I}\cdot\mathbf{J} = \frac{1}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (۱-۱)$$

اتمهای قلیایی دارای اندازه حرکت مداری صفر هستند، یعنی  $L=0$  و در نتیجه  $J=S=1/2$ . بنابراین مقدار انرژی  $\epsilon_1$  و  $\epsilon_2$  را بدست می آوریم :

$$\begin{cases} \epsilon_1 = A\hat{L}\cdot\hat{J} = \frac{1}{2}[(I + \frac{3}{2})(I + \frac{1}{2}) - I^2 - I - \frac{3}{4}] = A\frac{1}{2}I & , \quad F = I + \frac{1}{2} \\ \epsilon_2 = A\hat{L}\cdot\hat{J} = \frac{1}{2}[(I - \frac{1}{2})(I + \frac{1}{2}) - I^2 - I - \frac{3}{4}] = -A\frac{1}{2}(I + 1) & , \quad F = I - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (۲-۱)$$

اختلاف انرژی مابین دو تراز انرژی برای اسپین کل  $F$ ، از رابطه بالا، به آسانی بدست می آید.

$$\Delta E_{hf} = \epsilon_1 - \epsilon_2 = A \left[ \frac{I}{2} + \frac{1}{2}(I + 1) \right] = \left( I + \frac{1}{2} \right) A \quad (۳-۱)$$

بانظریه اختلال انرژی از مرتبه اول که مربوط به برهم کنش بین الکترون ها است داریم:

$$\Delta E_{hf} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{16\pi}{3} \mu_B \mu \frac{(I + \frac{1}{2})}{I} |\psi(0)|^2 \quad (۴-۱)$$

که در آن  $\mu_B$  مگنتون بوهر است<sup>۵</sup>.  $\mu$  از مرتبه گشتاور مغناطیسی هسته یا  $\mu_N$  است که نسبت جرم الکترون به جرم هسته در مگنتون بوهر است. تابع موج رابطه (۴-۱) همان تابع موج الکترون در لایه ظرفیت  $S$  است.

برای مثالی که اغلب مورد استفاده قرار می گیرد، اتمهای قلیایی با اسپین هسته  $I=3/2$  و در حالت پایه  $I=1/2$  که می تواند منجر به اسپین کل،  $F$ ، برابر با ۱ یا ۲ باشد، مقدار  $I.J$  به ترتیب مقادیر  $5/4$ ،  $3/4$  را به خود اختصاص می دهد.

## ۱-۲ اثر زیمان<sup>۶</sup>

هامیلتونی استفاده شده در بخش قبل، بر اساس برهم کنش فوق ریز اتم و در غیاب یک میدان مغناطیسی قدرتمند خارجی در مقایسه با میدان مغناطیسی ناشی از حرکت الکترونها به دور هسته، مورد بررسی قرار گرفت. اگر یک میدان مغناطیسی خارجی به اتم اثر کند، باید به هامیلتونی، یک جمله ناشی از برهم کنش الکترون و هسته با این میدان مغناطیسی خارجی نیز افزوده شود. براساس همه موارد موجود، این جمله برهم کنش به صورت خطی به مساله افزوده می شود. اگر فرض شود میدان مغناطیسی در راستای محور  $Z$  باشد، هامیلتونی جدید به فرم رابطه زیر خواهد بود:

$$H_{\text{spin}} = A I.J + C I_z + D I_z, \quad C = g \mu_B B, \quad D = -\mu I B \quad (5-1)$$

در این رابطه، فرض بخش قبل در مورد قرار داشتن اتم در حالت پایه خود لحاظ گردیده است. محاسبه ضرایب  $D$  و  $C$  به ما می گوید که چون نسبت  $C/D$  تقریباً برابر است با  $M_p/M_e$ ، از تاثیر میدان مغناطیسی خارجی روی هسته اتم و دگرگونی ترازهای انرژی هسته می توان چشم پوشی کرد. ضریب لانده برای الکترون در رابطه بالا برابر ۲ در نظر گرفته می شود.

به دلیل ساختار راحت اتم های قلیایی همانند  $Rb$ ، آنها را برای بررسی اثر میدان مغناطیسی خارجی روی ترازهای انرژی اتم مورد بررسی قرار می دهیم. همان طور که پیشتر اشاره شد، هسته بیشتر بوزون های قلیایی

دارای اسپین  $3/2$  هستند. برای بدست آمدن ترازهای این اتم ها با حضور میدان خارجی، باید  $\mathbf{H}_{spin}$  را در پایه های  $|m_I, m_J\rangle$  قطری کرد که در آن  $m_I$  و  $m_J$ ، همه ی مقادیر ممکن اسپین مداری کل و هسته هستند:

$$m_I = 3/2, 1/2, -1/2, -3/2 \quad \text{و} \quad m_J = 1/2, -1/2$$

با استفاده از عملگرهای نردبانی، برهم کنش فوق ریز را می توان این گونه تعریف کرد:

$$\begin{cases} \hat{I} \cdot \hat{J} = I_z J_z + \frac{1}{2} [I_+ J_- + I_- J_+] \\ I_{\pm} = I_x \pm i I_y, \quad J_{\pm} = J_x \pm i J_y \end{cases} \quad (6-1)$$

همیلتونی  $\mathbf{H}_{spin}$  مولفه ی Z اندازه حرکت زاویه ای  $F_z$  را پایسته نگه می دارد. بنابر این فقط با حالتیایی جفت می شوند که  $m_I \pm m_J$  همان مقدار را داشته باشد. پس افزایش (کاهش)  $m_J$  با عدد یک باید همراه کاهش (افزایش)  $m_I$  با عدد یک باشد به گونه ای که جمع این دو همواره ثابت بماند. انرژی حالتی  $|3/2, 1/2\rangle$ ،  $|3/2, -1/2\rangle$ ،  $|-1/2, -3/2\rangle$  را از آنجا که با بقیه حالتها ترکیب نمی شوند، می توان به آسانی محاسبه کرد:

$$\begin{cases} E(3/2, 1/2) = \frac{3}{4}A + \frac{1}{2}C + \frac{3}{2}D, \quad H_{spin} |3/2, 1/2\rangle \\ E(-3/2, -1/2) = \frac{3}{4}A - \frac{1}{2}C - \frac{3}{2}D, \quad H_{spin} |-3/2, -1/2\rangle \end{cases} \quad (7-1)$$

اما برای حالتیایی که مولفه ی Z اندازه حرکت زاویه ای کل ثابت می ماند، حالتیایی که با هم ترکیب می شوند همانند  $|m_J, 1/2\rangle$  و  $|m_I - 1, 1/2\rangle$  هستند. بنابراین برای حالتی  $m_I + m_J = 1$  داریم:

$$\begin{pmatrix} \langle \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} | H_{spin} | \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \rangle & \langle \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} | H_{spin} | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle \\ \langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} | H_{spin} | \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \rangle & \langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} | H_{spin} | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle \end{pmatrix}$$

که خواهیم داشت:

$$\langle \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} | H_{spin} | \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \rangle = -\frac{3}{4}A - \frac{1}{2}C + \frac{3}{4}D$$

$$\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} | H_{spin} | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle = \frac{1}{4}A + \frac{1}{2}C + \frac{1}{2}D$$

9

$$\langle \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} | H_{spin} | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle = \langle \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} | A[I_z J_z + \frac{1}{2}(I_- J_+ + I_+ J_-)] + C J_z + D I_z | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle = \frac{\sqrt{3}}{2}A$$

که در محاسبه ی آنها از رابطه ی زیر استفاده شده است،

$$\begin{cases} J_- | m_I, m_J \rangle = \sqrt{(J - m_J + 1)(J + m_J)} | m_I, m_J - 1 \rangle \\ I_+ | m_I, m_J \rangle = \sqrt{(I + m_I + 1)(I - m_I)} | m_I + 1, m_J \rangle \end{cases}$$

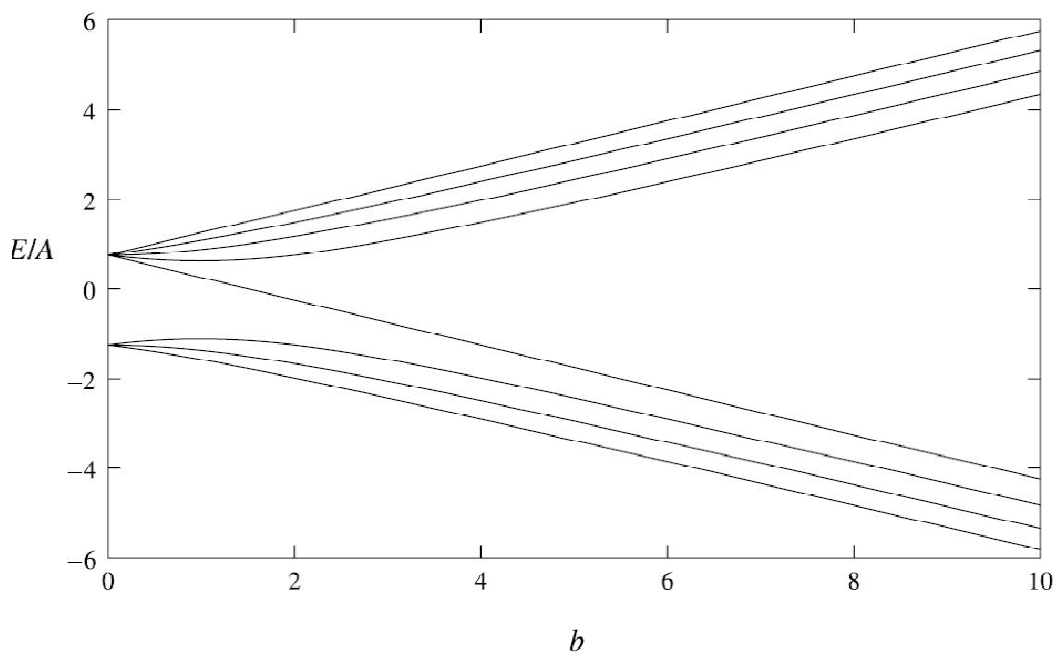
با قطری کردن ماتریس زیر :

$$\begin{pmatrix} -\frac{3}{4}A - \frac{1}{2}C + \frac{3}{4}D & \frac{\sqrt{3}}{2}A \\ \frac{\sqrt{3}}{2}A & \frac{1}{4}A + \frac{1}{2}C + \frac{1}{2}D \end{pmatrix}$$

می توان ویژه انرژی ها را به صورت زیر بدست آورد:

$$E = -\frac{A}{4} + D \pm \sqrt{\frac{3}{4}A^2 + \frac{1}{4}(A + C - D)^2} \quad (\lambda-1)$$

برای حالت  $M_I + M_J = -1$  نیز ماتریس زیر کمک خواهد کرد :



شکل ۲. انرژی ترازهای فوق ریز یک اتم قلیایی.  $b=C/A$  و برابر با

$4\mu_B B / \Delta E_{hf}$  می باشد که بدون بعد است.

$$\begin{pmatrix} -\frac{1}{4}A + \frac{1}{2}C - \frac{1}{2}D & A \\ A & -\frac{1}{4}A - \frac{1}{2}C + \frac{1}{2}D \end{pmatrix}$$

که با قطری کردن آن ویژه انرژی های زیر بدست می آید.

$$E = -\frac{A}{4} \pm \sqrt{A^2 + \frac{1}{4}(C - D)^2} \quad (9-1)$$

برای حالت  $m_I + m_J = 0$  نیز داریم :

$$E = A\left[-\frac{1}{4} \pm \sqrt{1 + \frac{b^2}{4}}\right]$$

اگر  $g=2$  و  $D=0$  در نظر گرفته شود، کمیت میدان مغناطیسی بدون بعدی به نام  $b$  به وجود می آید که به صورت زیر می توان آنرا نوشت :

$$b = \frac{C}{A} = \frac{(2I + 1)\mu_B B}{\Delta E_{hf}}$$

و برای حالت های  $m_I + m_J = \pm 1$ ، رابطه های ۸-۱ و ۹-۱ را می توانیم این گونه بنویسیم:

$$E = A\left[-\frac{1}{4} \pm \sqrt{\frac{3}{4} + \frac{1}{4}(1 + b)^2}\right] \quad , \quad E = A\left[-\frac{1}{4} \pm \sqrt{\frac{3}{4} + \frac{1}{4}(1 - b)^2}\right]$$

در میدانهای قوی که در آن سهم ضریب  $C$  خیلی بیشتر است، سهم  $CJ_z$  در هامیلتونی مهم است و ویژه مقادیر،  $\pm\mu_B$  هستند. تا مرتبه ی اول میدان مغناطیسی می توان انرژی را به صورت زیر نوشت :

$$E(F, m_F) = E(F) + m_F g_F \mu_B B \quad (10-1)$$

چرا که در اغلب آزمایشات، میدان مغناطیسی نسبتاً "کوچک" است و انرژیهای زیرمان در مقایسه با انرژی های حالت های فوق ریز کوچکترند. در رابطه ی بالا  $g_F$  یا فاکتور لانده را می توان به صورت زیر تعریف کرد [۴]:



$$g_F = \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}$$

با تقریبهایی که برای بدست آوردن رابطه انرژی  $(10-1)$ ، بدست آورده شد، و با توجه به اینکه  $E(F, m_F)$  به صورت خطی با میدان تغییر میکند، برای حالت  $F = I + 1/2$ ، اسپین الکترون موازی با جهت اسپین کل و ضریب  $g_f$  منفی خواهد بود. در این حالت اتم دارای بیشترین انرژی درون میدان مغناطیسی است. برای حالت  $F = I - 1/2$ ، اسپین الکترون در خلاف جهت اسپین کل است و حالت  $m_F = -F$  دارای بیشترین انرژی است.

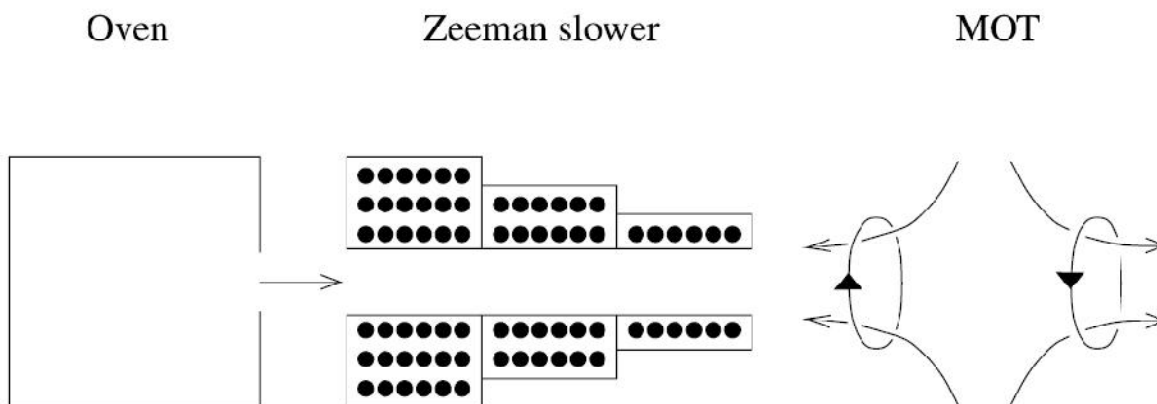
### ۱-۲-۱ کند کننده زیمان

همان طور که در مقدمه بحث شد، نور لیزر و میدان های مغناطیسی از ابزار های مهم خنک سازی هستند. از سامانه هایی که با استفاده از اثر میدان مغناطیسی به خنک شدن اتم ها و به دام اندازی آنها کمک به سزایی می کند، کند کننده زیمانی<sup>۷</sup> است. باریکه ای از اتمها، مثلاً<sup>۸</sup> اتمهای قلیایی خاکی مانند سدیم از کوره ای که دمای در حدود ۶۰۰ کلوین دارد خارج می شوند. این اتمها به درون کند کننده هدایت می شوند در حالی که سرعتی معادل با ۸۰۰ متر بر ثانیه دارند. این سامانه دارای ساختاری ساده و کارآمد است به گونه ای که در شکل ۳ نشان داده شده است. اتم ها از یک استوانه ی طویل که اطراف آن سیم پیچی صورت گرفته عبور می کنند، به دلیل تفاوت در چگالی دور سیم ها در طول مسیر، گرادیانی از میدان مغناطیسی به وجود می آید. در این حالت پرتوهای لیزری که بسامد آنها زیر فرکانس گذار اتمی تنظیم شده اند، در جهت مخالف حرکت اتمها به آنها تابانده می شوند که نیروی ناشی از فشار تابشی برخورد فوتونها با اتم ها باعث کاهش سرعت آنها می شود. اتم هایی که از این کندکننده بیرون می آیند سرعتی معادل با ۳۰ متر بر ثانیه دارند که معادل دمای ۱ کلوین است. این اتمها را می توان به راحتی در تله های مغناطیسی - اپتیکی یا MOT<sup>۸</sup> به دام انداخت .

<sup>۷</sup> Zeeman slower  
<sup>۸</sup> Magneto-Optical Trap

دمای اتمهای موجود در تله های MOT حدود ۱۰۰ میکرو کلوین است. این دما برای رسیدن به چگاله ی بوز- اینشتین کافی نیست و از اینرو دانشمندان روش دیگری را برای مرحله آخر کار با عنوان سردسازی تبخیری برای خارج کردن ذرات پر انرژی ابداع کرده اند که در فصل آتی به آن پرداخته ایم.

در تله های MOT، میدان مغناطیسی سبب جابجایی تراز های انرژی اتم ها می شود و این کار برای جمع کردن اتم ها در مرکز تله ضروری است چرا که اتم های در حال حرکت، با توجه به مسافت شان از تله دچار جابجایی های مختلف در ترازهای انرژی خود می شوند و در نتیجه متناسب با فاصله خود فوتون ها را جذب یا آنها را از خود عبور می دهند و در نتیجه ضمن کاهش سرعت خود، به مرکز تله کشیده شده و در آنجا به دام افتاده



شکل ۳. کند کننده زیمان بین چشمه و تله نوری- اپتیکی

و خنک می شوند [۴]. این تله که در شکل ۱، ساختار آن نشان داده شده است یک تله نوری - مغناطیسی<sup>۹</sup> است.

## ۲-۲-۱ بطری مغناطیسی وتله های ایوف - پریچارد

میدان مغناطیسی با مقدار کمینه غیر صفر توسط دو پیچه هلمهولتز<sup>۱۰</sup> با جریان مشخص و هم جهت ساخته می شود اما می توان یک میدان مغناطیسی چهار قطبی ساده را توسط همین پیچه ها اما با جریان های مخالف نیز ایجاد کرد. فیزیکدانانی است که سعی در به دام اندازی اتمهای فوق سرد دارند باید میدان در فاصله بین دو پیچه را تغییر دهند. اگر محور تقارن را در راستای Z در نظر بگیریم و فاصله از محور را با  $\rho$  نمایش دهیم، و حلقه های جریان را حول محور بگیریم، متوجه می شویم میدان دارای تقارن سمتی و مستقل از  $\phi$  است. از آنجا که در نزدیکی مبدا هیچ منبع ایجاد کننده میدان وجود ندارد، میدان مغناطیسی از واگرایی پتانسیل نرده ای به دست می آید. بسط پتانسیل نسبت به هماهنگهای کروی  $Y_{l,m}$  شامل جمله های فرد است. به خاطر تقارن سمتی، پتانسیل تابعی از فاصله از مبدا است و داریم:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \Rightarrow \nabla^2 \varphi = 0 \Rightarrow \varphi = \sum_l A_l r^l P_l(z/r)$$

اگر در نزدیکی های مبدا پتانسیل را حساب کنیم و دو جمله از بسط را نگه داشته و از بقیه آن صرف نظر کنیم، خواهیم داشت:

$$\varphi = A_1 P_1(\cos \theta) + A_3 r^3 P_3(\cos \theta) = A_1 z + A_3 \left( z^3 - \frac{3}{2} z \rho^2 \right)$$

که در آن  $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$  است. مولفه های میدان برابر خواهند بود با:

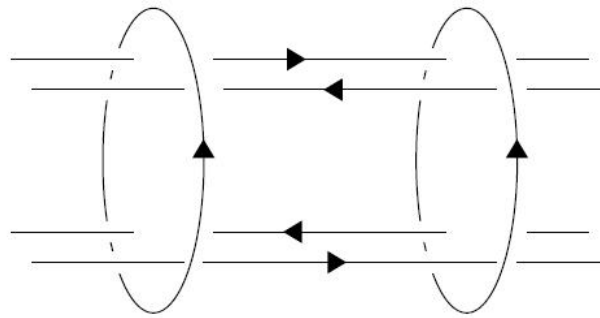
$$B_z = -A_1 - 3A_3 \left( z^2 - \frac{1}{2} \rho^2 \right), \quad B_\rho = 3A_3 z \rho, \quad B_\phi = 0$$

اگر  $A_1$  و  $A_3$  هم علامت باشند، آنگاه میدان با افزایش اندازه Z، افزایش می یابد که آن را در فیزیک پلاسما، بطری مغناطیسی می گویند. اما چیزی که به کار فیزیکدانان برای به دام اندازی اتم ها می آید وجود یک

---

<sup>۱۰</sup> Helmholtz

کمینه موضعی از میدان مغناطیسی در فضا است که در بطری مغناطیسی نیست. یعنی برای ذرات خنثی در جهت عمود، هم باید افزایش شار وجود داشته باشد. در اینجا ایوف روش جدیدی را پیشنهاد کرد (شکل ۴) [۵]. در روش ایوف یک جریان به بطری مغناطیسی اضافه میشود و این جریان ناوردایی چرخش حول محور تقارن را می شکند.



شکل ۴. تله ایوف - پریچارد که با افزودن سیم های حامل جریان ایجاد می شود

اگر جریان این میله های موازی را با هم برابر بگیریم، پتانسیل را می توان به این صورت نوشت:

$$\Phi = \frac{\rho^4}{2} (c e^{2i\varphi} + c^* e^{-2i\varphi})$$

که در آن C یک ثابت مربوط به جریان میله و هندسه آن است. اگر زاویه سمتی را صفر در نظر بگیریم تا به نقطه بین دو رسانا برسیم، پتانسیل به دلیل تقارن متناسب با  $x^2 - y^2$  است و مولفه های میدان برای میله های تازه افزوده شده به صورت  $B_x = -cy$ ،  $B_y = cx$  و  $B_z = 0$  هستند که صفر بودن میدان در راستای Z به دلیل بی نهایت بودن طول میله ها نسبت به قطر آنها است. اگر این میدان را به میدان پیچه ها اضافه کنیم خواهیم داشت :

$$B = A_1 + 3 A_3 (z^2 - \frac{1}{2} \rho^2) + \frac{c^2}{2A_1} \rho^2$$