

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

189.29 - 2.21173



دانشگاه اصفهان
دانشکده علوم
گروه فیزیک

پایان نامه‌ی کارشناسی ارشد رشته‌ی فیزیک گرایش ماده‌ی چگال

محاسبه‌ی ضریب چسبندگی ابرشاره‌ی گاز فرمی با تکانه زاویه‌ای مداری $l=1$

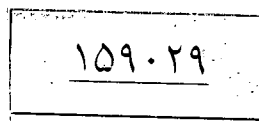
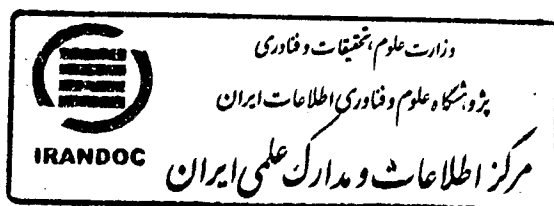
استاد راهنما:

دکتر محمدعلی شاهزمانیان

پژوهشگر:

سودابه نصیری مقدم

مهر ماه ۱۳۸۹



۱۳۹۰/۳/۱۸

کلیه‌ی حقوق مادی مترتب بر نتایج مطالعات،
ابتکارات و نوآوری‌های ناشی از تحقیق موضوع این
پایان‌نامه متعلق به دانشگاه اصفهان است.

شبه نگارش پایان نامه
رعایت شده است
تحصیلات تکمیلی دانشگاه اصفهان



دانشگاه اصفهان

دانشکده فیزیک

گروه فیزیک

پایان نامه‌ی کارشناسی ارشد رشته‌ی فیزیک گرایش ماده‌ی چگال خانم

سودابه نصیری مقدم تحت عنوان

محاسبه‌ی ضریب چسبندگی ابرشاره‌ی گاز فرمی با تکانه زاویه‌ای مداری $l=1$

در تاریخ ۱۳۸۹/۷/۲۰ توسط هیأت داوران زیر بررسی و با درجه‌ی عالی به تصویب نهایی رسید.

امضا
امضا
امضا

با مرتبه‌ی علمی استاد

دکتر محمدعلی شاهزمانیان

۱- استاد راهنمای پایان نامه

با مرتبه‌ی علمی استادیار

دکتر غلامرضا راشدی

۲- استاد داور داخل گروه

با مرتبه‌ی علمی استادیار

دکتر حسن ربانی

۳- استاد داور خارج از گروه

امضای مدیر گروه



چکیده

چگالش بوز- اینشتین مولکولی را می‌توان در مولکول‌هایی با تقید ضعیف که از دو اتم فرمیونی تشکیل شده‌اند، ایجاد کرد. چگالش مولکولی زمانی رخ می‌دهد که طول پراکندگی مثبت باشد و این متناظر با برهم‌کنش دافعه میان ذرات است. اگر برهم‌کنش جاذبه باشد، اتم‌ها همان‌گونه که الکترون‌ها در فلزات ابررسانا یا اتم‌های مایع هلیوم سه در ابرشاره‌ی هلیوم سه جفت‌های کوپر را تشکیل می‌دهند، جفت می‌شوند.

گازهای فرمیونی اتم‌های فراسرد مانند ${}^6\text{Li}$ و ${}^{40}\text{K}$ می‌توانند به حالت ابرشارگی بروند. زمانی که آزمایش‌های متعددی بر روی تشدیدهای فشیخ پراکندگی موج - s تمرکز یافته بودند، تشدیدهایی با تکانه زاویه‌ای مداری غیر صفر نیز مشاهده شدند و آزمایش‌هایی نیز وجود مولکول‌های موج - p را در گاز فرمی ${}^6\text{Li}$ گزارش کردند. در یک گاز فرمی گیراندازی شده متشکل از اتم‌های ${}^6\text{Li}$ و ${}^{40}\text{K}$ ، قدرت برهم‌کنش میان اتم‌ها با اعمال یک میدان مغناطیسی متغیر قابل تنظیم است. یکی از خواص جالب گازهای فرمی گیراندازی شده‌ی فراسرد، در ناحیه BCS چسبندگی برشی است. در این پایان‌نامه به محاسبه‌ی ضریب چسبندگی ابرشاره‌ی گاز فرمی موج - p در دماهای پایین با استفاده از یک مدل پتانسیل تعمیم یافته که در واقع تعمیم پتانسیل نوزیرز و اشمیت - رینک نامیده می‌شود خواهیم پرداخت.

در محاسبه‌ی ضریب چسبندگی برشی، از تقریب معادله‌ی بولتزمن استفاده کرده و برهم‌کنش مؤثر میان شبه‌ذرات در حالت ابرشارگی را بررسی می‌کنیم. سپس احتمال‌های گذار فرآیندهای ممکن را در دماهای پایین به دست می‌آوریم. چون در یک ابرشاره تعداد شبه‌ذرات پایسته نیست، پس احتمال رخ دادن فرآیندهایی مانند فرآیند واپاشی که در آن یک شبه‌ذره به سه شبه‌ذره تبدیل می‌شود و نیز فرآیند به هم آمیختگی که در آن سه شبه‌ذره به هم می‌آمیزند تا یک شبه‌ذره تشکیل شود، نیز وجود دارد، در حالی که در یک گاز فرمی عادی در دماهای پایین فقط فرآیندهای دوتایی رخ می‌دهند. احتمال‌های گذار را برحسب تعمیم مدل پتانسیل استفاده شده توسط نوزیرز و اشمیت - رینک به دست می‌آوریم. لازم است ذکر کنیم که این مدل پتانسیل مستقل از زوایای بین تکانه‌های شبه‌ذرات است. سپس از روش سایکس و بروکر بهره گرفته و به محاسبه‌ی مولفه‌های چسبندگی برشی می‌پردازیم.

پس از محاسبه‌ی مولفه‌های چسبندگی برشی به این نتایج می‌رسیم که η_{xx} ، η_{yy} و η_{zz} متناسب با T^{-2} و η_{xz} ،

η_{yz} و η_{zz} به ترتیب متناسب با T^{-4} و T^{-6} هستند.

کلید واژه‌ها: چسبندگی برشی، ابرشاره‌ی گاز فرمی، حالت موج - p ، تکانه زاویه‌ای مداری

فهرست مطالب

صفحه

عنوان

فصل اول: نگاهی اجمالی بر ابرشارگی

۱.....	مقدمه
۲.....	۱-۱ چگالش بوز- اینشتین
۳.....	۱-۱-۱ چگالش بوز- اینشتین در ابرهای اتمی
۵.....	۲-۱ اتم‌های فراسرد
۵.....	۱-۲-۱ به دام‌اندازی و سردسازی اتم‌ها
۶.....	۳-۱ دام مغناطو - اپتیکی
۷.....	۴-۱ سرمایه‌ش تبخیری
۸.....	۵-۱ ویژگی‌های هلیوم
۹.....	۱-۵-۱ کاربرد هلیوم
۱۰.....	۲-۵-۱ هلیوم جامد و مایع
۱۱.....	۳-۵-۱ خواص هلیوم سه و چهار و فازهای مختلف آن
۱۱.....	۴-۵-۱ هلیوم چهار
۱۱.....	۵-۵-۱ هلیوم سه
۱۲.....	۶-۵-۱ ابرشارگی در مایع ^3He
۱۴.....	۶-۱ گازهای فرمیونی
۱۵.....	۱-۶-۱ برانگیختگی‌های اولیه‌ی یک گاز فرمی نابرم‌کنشی
۱۷.....	۷-۱ تعریف شبه‌ذرات و شبه‌حفره‌ها
۱۹.....	۸-۱ انرژی شبه‌ذرات
۲۰.....	۹-۱ نظریه‌ی لاندائو
۲۴.....	۱۰-۱ خواص ترازمندی
۲۶.....	۱۱-۱ خواص ناترازمندی
۲۶.....	۱-۱۱-۱ انرژی و برهم‌کنش شبه‌ذرات
۲۷.....	۲-۱۱-۱ معادله‌ی جنبشی
۲۸.....	۳-۱۱-۱ انتگرال برخوردی
۲۹.....	۱۲-۱ پتانسیل نوزبریز و اشمیت - رینک

۳۱..... خلاصه‌ی فصل

فصل دوم: نظریه‌ی تعمیم یافته‌ی BCS

۳۲..... مقدمه

۳۳..... ۱-۲ برهم‌کنش الکترون - شبکه

۳۳..... ۲-۲ برهم‌کنش الکترون - شبکه - الکترون

۳۳..... ۳-۲ تشکیل جفت‌های کوپر

۳۴..... ۴-۲ پایداری تکانه در برهم‌کنش الکترون - شبکه - الکترون

۳۵..... ۵-۲ تابع موج دو الکترون بدون برهم‌کنش و دو الکترون با برهم‌کنش

۳۵..... ۶-۲ فرضیه‌ی میکروسکوپی برای حالت ابررسانایی کوپر در صفر مطلق

۳۷..... ۷-۲ تابع موج فضایی دو ذره با برهم‌کنش $V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$

۳۸..... ۸-۲ تابع موج فضایی یک جفت کوپر

۳۹..... ۹-۲ تابع موج تعمیم یافته‌ی BCS

۴۲..... ۱۰-۲ برهم‌کنش دو الکترون در تشکیل جفت کوپر

۴۴..... ۱۱-۲ گاف انرژی به ازای حالت‌های l فرد

۴۵..... ۱۲-۲ گاف انرژی به ازای حالت‌های l زوج

۴۷..... خلاصه‌ی فصل

فصل سوم: اتم‌های فراسرد

۴۸..... مقدمه

۴۹..... ۱-۳ بوزون‌ها و فرمیون‌ها

۵۱..... ۲-۳ تاریخچه‌ی کوتاهی از BEC

۵۲..... ۱-۲-۳ مطالعات اولیه‌ی BEC

۵۲..... ۳-۳ چگالش بوز - اینشتین

۵۴..... ۴-۳ تعاریف ممکن پارامتر نظم

۵۴..... ۵-۳ سرعت ابرشاره

۵۵..... ۶-۳ گازهای اتمی رقیق

۵۶..... ۷-۳ گازهای کوانتومی فرمیونی

۵۷..... ۸-۳ گازهای کوانتومی بوزونی

۵۸	۹-۳ ابرشاره‌های فرمیونی فراسرد
۵۹	۱۰-۳ برهم‌کنش مؤثر
۶۰	۱۱-۳ تشدید فشاخ
۶۱	۱۲-۳ عبور BEC-BCS
۶۳	۱۳-۳ روش‌های سردسازی
۶۴	۱-۱۳-۳ کندکننده‌ی زمین
۶۵	۲-۱۳-۳ دام مغناطی - اپتیکی
۶۶	۳-۱۳-۳ سرمایش تبخیری
۶۷	۴-۱۳-۳ سرمایش سمپاتیکی
۶۸	۱۴-۳ مطالبی در مورد ^{40}K و ^6Li
۶۹	۱۵-۳ پتانسیل نوزیرز و اشمیت - رینک
۷۱	خلاصه‌ی فصل و نتیجه‌گیری
فصل چهارم: محاسبه‌ی احتمال‌های گذار	
۷۲	مقدمه
۷۲	۱-۴ انتگرال برخوردی
۷۶	۲-۴ محاسبه‌ی احتمال‌های گذار
۸۲	خلاصه‌ی فصل و نتیجه‌گیری
فصل پنجم: محاسبه‌ی چسبندگی برشی ابرشاره‌ی گاز فرمی موج p - با استفاده از روش سایکس و بروکر	
۸۳	مقدمه
۸۴	۱-۵ معادله‌ی بولتزمن
۸۶	۲-۵ انتگرال برخوردی
۹۰	۳-۵ حل معادلات انتگرالی
۹۲	۱-۳-۵ معادلات انتگرالی ناهمگن: توابع زوج
۹۴	۲-۳-۵ معادلات انتگرالی ناهمگن: توابع فرد
۹۶	۴-۵ چسبندگی برشی

۵-۵ چسبندگی برشی ابرشاره‌ی گاز فرمی با تکانه زاویه‌ای مداری $l=1$ در دماهای پایین با استفاده از روش
سایکس و بروکر..... ۹۹

نتیجه‌گیری..... ۱۰۵

پیوست الف..... ۱۰۷

پیوست ب..... ۱۰۸

منابع و مآخذ..... ۱۱۰

فهرست شکل‌ها

صفحه	عنوان
۶	شکل ۱-۱- طرح آزمایشی برای سردسازی و به دام‌اندازی اتم‌های قلیایی
۷	شکل ۲-۱- دام مغناطو - اپتیکی
۸	شکل ۳-۱- سرمایه‌ش تبخیری
۱۰	شکل ۴-۱- انرژی هلیوم مایع
۱۵	شکل ۵-۱- توزیع حالت پایه‌ی شبه‌ذرات
۲۹	شکل ۶-۱- فرآیند دوتایی در زمان t
۳۴	شکل ۱-۲- نمودار برهم‌کنش الکترون - الکترون از طریق فونون
۳۷	شکل ۲-۲- دو پوسته به شعاع p_F
۵۱	شکل ۱-۳- گازهای فرمی و بوزی کلاسیکی
۵۷	شکل ۲-۳- آمار فرمی - دیراک
۶۱	شکل ۳-۳- تصویر تشدید پراکندگی فشاخ
۶۲	شکل ۴-۳- چگونگی تغییر طول پراکندگی موج - δ با میدان مغناطیسی
۶۳	شکل ۵-۳- مقایسه بین ابرشاره‌های مبنی بر BCS و BEC
۶۶	شکل ۶-۳- نمایی از دام مغناطو - اپتیکی
۶۷	شکل ۷-۳- اصل سرمایه‌ش تبخیری
۶۸	شکل ۸-۳- اصل سرمایه‌ش سمپاتیکی
۷۳	شکل ۱-۴- فرآیند برخورد دوتایی در زمان t
۷۴	شکل ۲-۴- هندسه‌ی برخورد
۷۴	شکل ۳-۴- رسم تکرانه‌ها به صورت ساده‌تر

فصل اول

نگاهی اجمالی بر ابرشارگی

مقدمه

برای بررسی ابرشارگی، دانستن کلیاتی راجع به آن ضروری است. برای این منظور ابتدا به طور مختصر به بحث راجع به روش‌های سردسازی که لازمه‌ی رخ دادن پدیده‌ی ابرشارگی است و توصیف فازهای مختلف ابرشاره‌ی هلیوم می‌پردازیم. سپس درباره‌ی شاره عادی صحبت می‌کنیم که برای این کار از نظریه‌ی لاندائو استفاده خواهیم کرد. آن‌گاه یکی از خواص ترازمندی مایع عادی، یعنی آنتروپی را مورد بررسی قرار می‌دهیم. با توجه به این که خواص ترابری مانند چسبندگی برشی در حالت ناترازمندی دستگاہ ظاهر می‌شوند، به بررسی خواص ناترازمندی شاره می‌پردازیم. سپس معادله‌ی جنبشی لاندائو را با در نظر گرفتن برخوردهای شبه ذرات، در دو حالت کلاسیکی و کوانتومی به دست می‌آوریم. از آن‌جا که انتگرال برخوردی در محاسبه‌ی چسبندگی برشی، اهمیت بسیار دارد، در این فصل به تعریف و توضیح آن خواهیم پرداخت.

۱-۱ چگالش بوز- اینشتین

چگالش بوز- اینشتین (BEC) در گازهای اتمی رقیق، اولین بار در سال ۱۹۹۵ میلادی به طور تجربی در روییدیم [۱]، سدیم [۲]، و لیتیم [۳]، مشاهده شد، که فرصت خوبی را برای بررسی پدیده‌های کوانتومی در یک مقیاس میکروسکوپی فراهم کرد. این دستگاه‌ها متفاوت از گازها، مایعات و جامدات معمولی هستند. چگالی ذرات در مرکز ابر اتمی در حالت چگالش بوز- اینشتین $10^{15} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ است. در حالی که چگالی مولکول-های هوا در دمای اتاق و فشار اتمسفر 10^{19} cm^{-3} است، در مایعات و جامدات نیز چگالی اتم‌ها از مرتبه‌ی 10^{22} cm^{-3} است و چگالی نوکلئون‌ها در هسته‌ی اتم‌ها حدود 10^{38} cm^{-3} است. برای مشاهده‌ی پدیده‌های کوانتومی، در چنین دستگاه‌هایی با چگالی - کم، دما باید از مرتبه‌ی 10^{-5} K یا کم‌تر باشد. این دما می‌تواند با دماهایی که در آن‌ها، پدیده‌های کوانتومی در جامدات و مایعات رخ می‌دهند، مقایسه شود. در جامدات، اثرهای کوانتومی برای الکترون‌های فلزات، زیر دمای فرمی که در حدود $10^4 - 10^5 \text{ K}$ است و برای فونون‌ها، زیر دمای دمای که از مرتبه‌ی 10^2 K است، مشاهده می‌شوند. برای مایعات هلیوم، دمای مورد نیاز برای مشاهده‌ی پدیده‌های کوانتومی از مرتبه‌ی 1 K است.

مسیری که در سال ۱۹۹۵ میلادی به اولین تشخیص چگالش بوز- اینشتین در گازهای رقیق منجر شد، از روش‌های نیرومندی بهره می‌گرفت که در یک چهارم قرن گذشته برای سردسازی اتم‌های فلزات قلیایی با استفاده از لیزر توسعه یافته بودند. چون سردسازی لیزری به تنهایی نمی‌توانست چگالی‌های به اندازه‌ی کافی زیاد و دماهای پایین را برای چگالش فراهم کند، بنابراین مرحله‌ی دیگری به نام سرمایش تبخیری نیز دنبال شد که در آن، اتم‌های پر انرژی‌تر، از دام می‌رفتند و بنابراین اتم‌های باقی مانده، سرد می‌شدند.

یک نکته‌ی مهم در چگالش بوز- اینشتین این است، که همه‌ی اتم‌ها، حالت کوانتومی یکسانی را اشغال می‌کنند. اگر چه گازها رقیق هستند ولی برهم‌کنش‌ها نقش مهمی را ایفا می‌کنند، چون دماها آن قدر پایین هستند، که باعث می‌شوند تا پدیده‌های جمعی مربوط به آن‌ها در جامدات، مایعات کوانتومی و هسته‌ها مشاهده گردند.

به علاوه، برهم‌کنش‌های بین اتم‌ها، یا با استفاده از انواع اتمی مختلف، یا برای انواعی که در تشدید فشاخ هستند، با تغییر قدرت میدان مغناطیسی یا الکتریکی به کار رفته می‌توانند تغییر کنند.

در نهایت، فرآیندهای برخوردی واقعی، نقش کمی را ایفا می‌کنند و بنابراین، این دستگاه‌ها برای مطالعات پدیده‌های تداخلی و اپتیک اتمی، ایده‌آل هستند. پیش‌بینی نظری چگالش بوز-اینشتین به ۷۵ سال پیش برمی‌گردد.

پس از گاز بوز روی آمار فوتون‌ها، اینشتین یک گاز از بوزون‌های سنگین و نابره‌م‌کنشی را بررسی کرد و نتیجه گرفت که زیر دمای معینی، کسر محدودی از تعداد کل ذرات، حالت تک ذره‌ای با کم‌ترین انرژی را اشغال می‌کنند که این حالت را چگالش بوز-اینشتین می‌نامند.

۱-۱-۱ چگالش بوز-اینشتین در ابرهای اتمی

بوزون‌ها ذراتی با اسپین صحیح هستند. تابع موج برای دستگاهی از بوزون‌های یکسان تحت تعویض هر دو ذره‌ای متقارن است. در حالی که فرمیون‌ها اسپین نیم صحیح فرد و توابع موج پادمقارن دارند. مرتبه‌ی بزرگی که برای دمای گذار به حالت بوز-اینشتین چگالیده تخمین زده شده را می‌توان به دست آورد. برای یک گاز یکنواخت از ذرات آزاد، کمیت‌های مناسب، جرم ذره m ، چگالی تعداد n و ثابت پلانک $h = 2\pi\hbar$ هستند. تنها انرژی که می‌تواند از \hbar و n و m تشکیل شود به صورت $\hbar^2 n^2/m$ است.

با تقسیم این انرژی بر ثابت بولتزمن k_B ، می‌توانیم تخمینی از دمای گذار T_c را به دست آوریم

$$T_c = C \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{mk_B} \quad (1-1)$$

که C یک فاکتور عددی است و تقریباً مساوی با 3.3 است.

زمانی که (1-1) برای جرم و چگالی مایع ^4He در فشار بخار اشباع شده محاسبه شود، دمای گذار، تقریباً 3.13K به دست می‌آید، که این دما، نزدیک دمایی است که زیر آن دما پدیده ابرشارگی مشاهده می‌شود و نقطه‌ی لاندا نامیده می‌شود ($T_\lambda = 2.17\text{K}$ در فشار بخار اشباع شده).

یک راه هم‌ارز برای این که، دمای گذار را به چگالی ذره ربط بدیم، این است که طول موج گرمایی براگ را با فاصله بین ذره‌ای میانگین، که از مرتبه‌ی $n^{-1/3}$ است مقایسه کنیم. طول موج گرمایی براگ با رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود

$$\lambda_T = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T} \right)^{1/2} \quad (2-1)$$

که در دماهای بالا، کوچک می‌شود و گاز به‌طور کلاسیکی رفتار می‌کند. چگالش بوز-اینشتین در یک گاز ایده‌آل زمانی اتفاق می‌افتد که دما، آن قدر پایین باشد که λ با $n^{-\frac{1}{3}}$ قابل مقایسه باشد. برای اتم‌های قلیایی، محدوده‌ی چگالی‌ها از 10^{13} cm^{-3} در آزمایش‌های اولیه تا $10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ در آزمایش‌های اخیر است و بنابراین دمای گذار در محدوده‌ای از 100 nK تا چند μK است. برای هیدروژن چون جرمش کم‌تر است پس دمای گذار متناظر بالاتر خواهد بود.

در آزمایش‌ها، گازها نایک‌نواخت هستند، چون آن‌ها در یک دام گیراندازی می‌شوند که این دام توسط یک پتانسیل نوسانگر هماهنگ ایجاد می‌شود. اگر تعداد ذرات N باشد، چگالی گاز در ابر از مرتبه‌ی N/R^3 است، که در این جا اندازه‌ی R یک ابر گازی گرمایی از مرتبه‌ی $\sqrt{k_B T / m \omega_0^2}$ است، ω_0 بسامد زاویه‌ای حرکت تک ذره در پتانسیل نوسانگر - هماهنگ است. اگر مقدار چگالی $n \sim N/R^3$ را در $T = T_c$ در معادله‌ی (۱-۱) جایگزین کنیم می‌بینیم که دمای گذار با رابطه‌ی زیر داده می‌شود

$$k_B T_c = C_1 \hbar \omega_0 N^{\frac{1}{3}}, \quad (۳-۱)$$

که در آن C_1 یک ثابت عددی است که تقریباً برابر 0.94 است. بسامدهایی که در آزمایش برای گیراندازی استفاده می‌شوند از مرتبه‌ی 10^2 Hz متناظر با $\omega_0 \sim 10^3 \text{ s}^{-1}$ هستند و بنابراین برای تعداد ذرات در محدوده‌ای از 10^4 تا 10^7 ، دماهای گذاری را که در بالا ذکر شد می‌دهند. بنابراین تخمین دمای گذار بر مبنای نتایج برای یک گاز بوزی یک‌نواخت، با آن چه که برای یک گاز به دام افتاده داریم تقریباً یکسان است.

در آزمایش اصلی [۱] نقطه‌ی شروع، یک گاز رویدم در دمای اتاق بود که اتم‌های آن گیراندازی شده بودند و به‌وسیله‌ی بمباران کردن آن‌ها با فوتون‌هایی از باریکه‌ی لیزری در شش جهت عقب و جلو، چپ و راست، بالا و پایین تا دمایی حدود $10 \mu\text{K}$ سرد شده بودند. در نهایت، نور لیزر خاموش می‌شد و اتم‌ها توسط برهم‌کنش اسپین الکترون با میدان مغناطیسی ناهمگن (اثر زمین)، به‌طور مغناطیسی گیراندازی می‌شدند. اگر ما، پیچیدگی‌هایی را که از اسپین هسته‌ای ناشی می‌شوند نادیده بگیریم، یک اتم با اسپین الکترونش موازی با میدان مغناطیسی به کمینه میدان مغناطیسی جذب می‌شود، در حالی که با اسپین الکترون پادموازی با میدان مغناطیسی دفع می‌شود. پتانسیل گیراندازی هم به‌وسیله‌ی یک میدان مغناطیسی چهارقطبی فراهم می‌شود.

در دام مغناطیسی، ابرهای اتمی بیشتر به‌وسیله‌ی تبخیر سرد می‌شوند. آهنگ تبخیر، با به‌کار بردن یک میدان مغناطیسی با بسامد رادیویی افزایش می‌یابد که در این صورت اسپین الکترونی پر انرژی‌ترین اتم‌ها از بالا به پایین

پرش می‌کند. چون اتم‌های دیگر به وسیله‌ی دام دفع می‌شوند، آن‌ها فرار می‌کنند و انرژی میانگین اتم‌های باقی مانده کاهش می‌یابد.

۱-۲ اتم‌های فراسرد

۱-۲-۱ به دام اندازی و سردسازی اتم‌ها

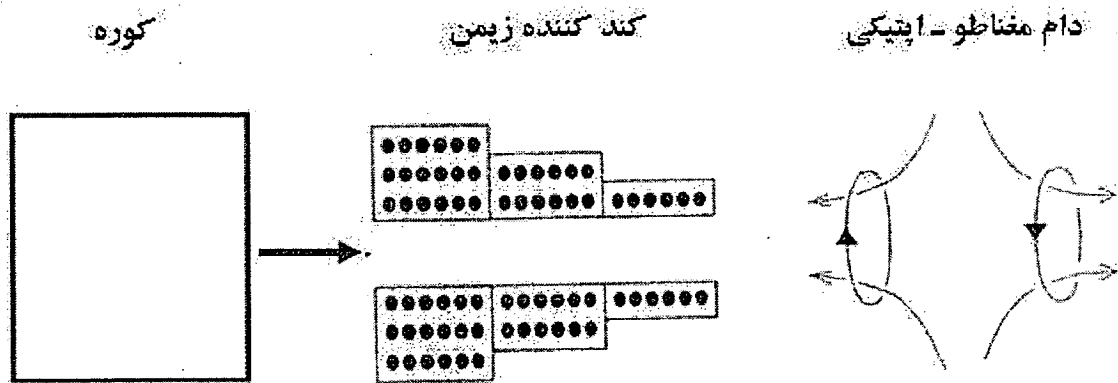
باریکه‌ای از اتم‌ها از یک کوره در دماهای بالا (متناظر با سرعت بالا) خارج می‌شود و سپس از میان یک کندنده‌ی زمین^۱ عبور کرده، در آن‌جا، سرعت و دمای آن‌ها کاهش پیدا می‌کند. در کندنده‌ی زمین، یک باریکه‌ی لیزری وجود دارد که در جهت مخالف حرکت باریکه‌ی اتمی انتشار می‌یابد و نیروی تابشی حاصل از درآشامی فوتون، سرعت اتم‌ها را کند می‌کند. در حین تغییر سرعت اتمی بسامدگذار اتمی به دلیل اثر دوپلر در چارچوب آزمایشگاه ثابت نخواهد ماند. با به کار بردن یک میدان مغناطیسی ناهمگن اثرهای دوپلر و زمین از بین می‌روند و بسامدگذار در چارچوب سکون اتمی ثابت می‌ماند. اتم‌ها بعد از بیرون آمدن از کندنده‌ی زمین به اندازه‌ی کافی سرد می‌شوند و سپس در یک دام مغناطو-اپتیکی (MOT)^۲ گیراندازی می‌شوند.

روش دیگر برای جبران تغییر جابه‌جایی دوپلر، افزایش بسامد لیزر با زمان است. پس از این که تعداد زیادی از اتم‌ها در یک دام مغناطو-اپتیکی جمع شدند، دام مغناطیسی فعال و باریکه‌ی لیزری غیرفعال می‌شود. آن‌گاه اتم‌ها در یک دام مغناطیسی کامل محاصره خواهند شد شکل ۱-۱ را ببینید. در این مرحله، چگالی اتم‌ها نسبتاً پایین و گاز هنوز ناتبهگن است.

آخرین مرحله در چگالش بوز-اینشتین، سرمایه‌ش تبخیری است، که در این مرحله، انرژی نسبی اتم‌هایی که دستگاه را ترک می‌کنند، از میانگین انرژی اتم‌های باقی مانده بیشتر می‌شود [۴].

^۱ Zeeman Slower

^۲ Magneto Optical Trap



شکل ۱-۱ طرح آزمایشی برای سردسازی و به دام اندازی اتم‌های قلیایی [۵].

۳-۱ دام مغناطی - اپتیکی

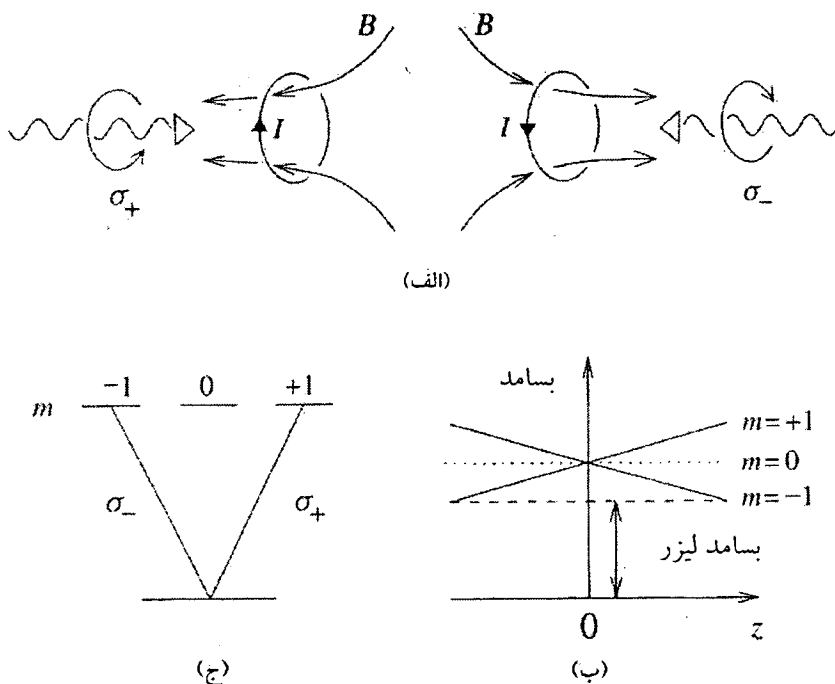
برای محاصره‌ی اتم‌ها در فضا از فشار تابشی هم می‌توان استفاده کرد. در دام مغناطی - اپتیکی فشار تابشی از طریق ترکیب باریکه‌ی لیزری و یک میدان متغیر فضایی به وجود می‌آید. چون ترازهای انرژی اتمی به میدان مغناطیسی بستگی دارند، بنابراین، فشار تابشی هم به مکان بستگی خواهد داشت. به عنوان مثال، یک اتم که در حالت پایه دارای تکانه زاویه‌ای کل صفر و در حالت برانگیخته دارای تکانه زاویه‌ای کل $J=1$ است تحت تأثیر یک میدان مغناطیسی چهار قطبی، یعنی میدانی که در تمام جهات به طور خطی با فاصله تغییر می‌کند در نظر گرفته می‌شود. از اسپین هسته‌ای هم چشم‌پوشی می‌کنیم.

میدان مغناطیسی بر روی محور z ، خطی و در جهت z است. زیر ترازهای مغناطیسی حالت برانگیخته بر- حسب این که تصویر تکانه زاویه‌ای این تراز در امتداد z برابر $m\hbar$ باشد، با عدد کوانتومی m تعریف می‌شوند. باریکه‌های لیزری قطبیده‌ی دایروی با شدت و بسامد برابر در جهات مثبت و منفی z قرار می‌گیرند.

قطبش‌پذیری هر دو باریکه نسبت به جهت انتشار در جهت عقربه‌های ساعت است؛ یعنی باریکه‌ی در جهت راست، تراز پایه را به زیر تراز $m=+1$ برانگیخته می‌کند. از سوی دیگر، قطبش باریکه‌ی در جهت چپ نسبت به محور z به شکل وارون عمل می‌کند و بنابراین، گذارها را به زیر تراز $m=-1$ برانگیخته می‌کند. با فرض این که بسامد لیزری با بسامد سرخ کوک شده^۱ باشد، در $z=0$ دو باریکه‌ی لیزری به طور یکسان به وسیله‌ی اتم جذب می‌شوند و بنابراین هیچ نیروی تابشی خالصی بر اتم وارد نمی‌شود.

^۱ Detuned

با وجود این، اگر اتم را در جهت z مثبت قرار دهیم، بسامد گذار به زیر تراز $m = -1$ برانگیخته می‌شود و بنابراین به بسامد لیزر نزدیک‌تر است در حالی که عکس آن نیز برای زیر تراز $m = +1$ درست است. پس افزایش آهنگ جذب برای فوتون‌های σ_- که به سمت چپ در حال حرکتند و کاهش آهنگ جذب برای فوتون‌های σ_+ که به سمت راست در حال حرکتند را داریم. در نتیجه، نیرویی به سمت مبدأ وجود دارد که در آنجا دو گذار، بسامد برابر دارند. بحث مشابهی نیز برای جهت z منفی به کار می‌رود (شکل ۲-۱). با اعمال شش باریکه‌ی لیزری، دوباریکه‌ی روبه‌روی هم در امتداد هر محور، می‌توان یک دام سه‌بعدی ساخت.



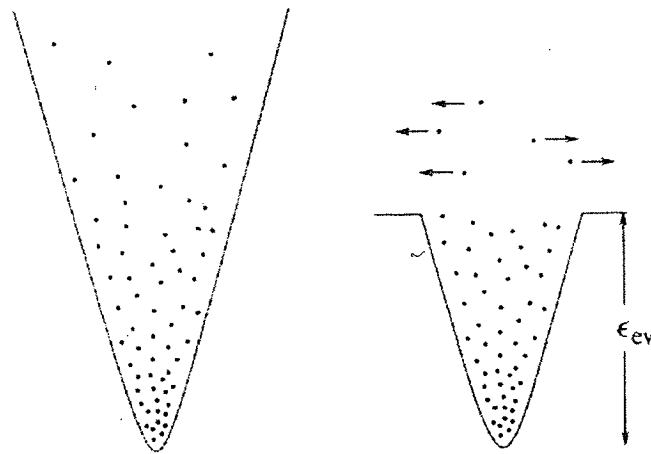
شکل ۲-۱ (الف) دام مغناطی - اپتیکی (ب) گذارهای نسبی (ج) تأثیر میدان مغناطیسی متغیر فضایی بر روی گذارهای اتمی [۵].

۴-۱ سرمایه‌ش تبخیری

دماهایی که با سرمایه‌ش لیزری به آن‌ها دست یافتیم؛ خیلی پایین هستند، اما هنوز برای ایجاد چگالش بوز-اینشتین در گازها با چگالی‌های مشخص کافی نیستند. در آزمایش‌هایی که تا به حال انجام شده‌اند پس از سرمایه‌ش لیزری با استفاده از سرمایه‌ش تبخیری می‌توان به چگالش بوز-اینشتین گازهای قلیایی دست یافت. اثر

فیزیکی در سرمایش تبخیری هنگامی است که انرژی ذرات آزاد شده از دستگاه بیش از انرژی میانگین ذرات در داخل دستگاه باشد. آن گاه ذرات برجای مانده در دستگاه سرد می‌شوند.

اتم‌هایی را با توزیع گرمایی انرژی در یک دام در نظر می‌گیریم (شکل ۱-۳). اگر یک گودال در دام بسازیم تنها اتم‌هایی آزاد خواهند شد که انرژی آن‌ها حداقل با انرژی دام در گودال برابر باشد. چنین گودالی را می‌توان به‌طور تجربی با به‌کارگیری تابش رادیو - بسامد rf، ساخت تا حالت اسپینی یک اتم را از حالت گشتاور مغناطیسی منفی به یک حالت گشتاور مغناطیسی مثبت ببرد و بدین ترتیب اتم‌ها را از دام بیرون بیاورد. از آنجا که بسامد تشدید به‌عنوان پامدی از اثر زمین و ناهمگنی میدان، به مکان بستگی دارد مکان گودال را می‌توان با تنظیم بسامد تابشی rf انتخاب کرد. همان‌طور که تعداد اتم‌ها در دام کاهش می‌یابد و سرمایش پیشروی می‌کند بسامد به‌طور پیوسته تنظیم می‌شود تا با کاهش انرژی، تعداد اتم‌ها کاهش یابد [۵].



شکل ۱-۳ سرمایش تبخیری [۵].

۵-۱ ویژگی‌های هلیوم

هلیوم عنصری بی‌رنگ، بی‌مزه، غیر سمی و تقریباً عنصر بی‌اثری است که در رأس مجموعه‌ی گازهای نجیب، در گروه ۸ جدول تناوبی قرار دارد و عدد اتمی آن ۲ است. در میان عناصر گازی دیگر پایین‌ترین نقطه‌ی جوش و ذوب را دارد. به علاوه، این عنصر به شرایط خاصی نیاز دارد تا ترکیبات بسیار کمی ایجاد کند که همه‌ی آن‌ها در فشار و دمای استاندارد ناپایدارند. چون که هلیوم عنصری با پوسته الکترونی بسته، دارای یک پتانسیل یونشی بزرگ و قطبش‌پذیری پایین است، شکل‌گیری پیوندهای شیمیایی برای آن بسیار نامحتمل است. هلیوم،

دومین عنصر فراوان و سبک در جهان است؛ یکی از عناصری که در مه‌بانگ^۱ به وجود آمده است. در جهان امروزی تقریباً تمام هلیوم جدید در نتیجه‌ی هم‌جوشی هسته‌ای هیدروژن در ستارگان ایجاد می‌شود. در روی زمین، هلیوم با واپاشی عناصر رادیواکتیو بسیار سنگین تر تهیه می‌گردد (هسته‌ی هلیوم، ذرات آلفا است). هلیوم در بین تمام عناصر گازی نجیب و بنابراین در بین تمام عناصر، کم‌ترین واکنش را دارد. در حالت گازی، به دلیل جرم مولکولی نسبتاً کم، دارای رسانش گرمایی و گرمای ویژه است [۶].

۱-۵-۱ کاربرد هلیوم

از آن‌جا که هلیوم دارای خواصی نظیر نقطه‌ی جوش پایین، چگالی و انجماد پایین، رسانش گرمایی بالا و بی‌اثر بودن است، برای مقاصد متعددی به کار می‌رود و نیز چون هلیوم از هوا سبک‌تر است، برای باد کردن کشتی‌های هوا و بالون‌ها جهت بالا رفتن، استفاده می‌شود. در کشتی‌های هوا، هلیوم را به هیدروژن ترجیح می‌دهند، زیرا که قابل اشتعال نیست و قدرت بالا بردن آن به اندازه‌ی ۹۲.۲۴٪ از هیدروژن بیشتر است. در دماهای خیلی پایین، هلیوم مایع برای سرد کردن برخی فلزات به کار می‌رود تا ابررسانایی ایجاد کند مانند آهن‌رباهای ابررسانایی که در عکس‌برداری تصاویر مغناطیسی استفاده شده است. از هلیوم در دماهای پایین، برای سرمایش هم استفاده می‌شود. هلیوم به‌عنوان گاز بی‌خطر در فرآیندهای جوشکاری در فلزاتی که آلاینده‌ی هوا هستند به کار می‌رود. به ویژه در جوشکاری‌هایی که در بالای سر انجام می‌گیرد مفید است، چون سبک‌تر از هوا بوده، بنابراین شناور می‌ماند در حالی که گازهای دیگر پایین می‌آیند و برای انسان خطرانی را به همراه خواهند داشت. هلیوم گازی بی‌اثر است، به همین جهت به‌عنوان گاز بی‌خطر در رشد بلورهای ژرمانیوم^۲ و سیلیکون^۳، در تهیه‌ی زیرکونیوم^۴ و تیتانیوم^۵ در رنگ‌نگاری گازی و برای نگهداری از مدارک تاریخی (به‌عنوان فضای اطراف آن) به کار می‌رود.

محیط مورد استفاده‌ی لیزر نئون - هلیوم، مخلوطی از هلیوم و نئون است. از آن‌جا که آهنگ پخش هلیوم از میان جامدات، سه برابر هواست، از آن برای آشکار سازی در تجهیزات با خلأ بالا و نیز ظروف با فشار بالا استفاده می‌شود.

^۱ Big Bang

^۲ Germanium

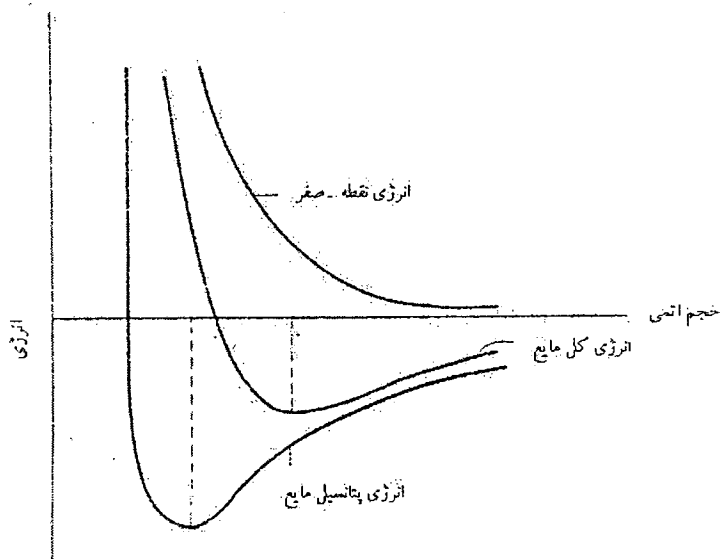
^۳ Silicon

^۴ Zirconium

^۵ Titanium

تنها هلیوم کم چگال از اتمسفر هواست. به همین دلیل می‌تواند ناهنجاری صدای شخص را در هنگام تنفس آن تغییر دهد. با وجود این تنفس هلیوم از یک منبع تجاری نظیر منبعی که برای پرکردن بالون‌ها به کار می‌رود، به علت تعداد آلاینده‌های موجود در آن می‌تواند خطرناک باشد. این مواد علاوه بر ذرات روغن کاری شده شامل تأثیر گازهای دیگر نیز هستند.

رسانش گرمایی و سرعت صوتی بالای هلیوم در سردسای گرما - صوتی مطلوب است. بی‌اثر بودن هلیوم که در تمام دستگاه‌های سرمایشی متداول در تخلیه‌ی ازن و اثر گرمایش عمومی به کار گرفته می‌شود، بر فواید محیطی این فن می‌افزاید. شکل ۴-۱ انرژی هلیوم مایع را نشان می‌دهد [۷].



شکل ۴-۱ انرژی هلیوم مایع. انرژی کل جمع انرژی پتانسیل و انرژی نقطه‌ی صفر است [۷].

۲-۵-۱ هلیوم جامد و مایع

هلیوم، تنها تحت فشار زیاد جامد می‌شود. وقتی که جامد شد، متراکم‌تر و تقریباً غیر قابل رؤیت می‌شود. با اعمال فشار در آزمایشگاه می‌توان حجمش را تا بیش از 30 درصد کاهش داد [۸]. هلیوم با یک ضریب حجمی از مرتبه‌ی $5 \times 10^7 \text{ Pa}^{-1}$ ، پنجاه برابر نسبت به آب تراکم‌پذیرتر است [۹]. برخلاف عناصر دیگر، هلیوم در صفر مطلق جامد نمی‌شود و به صورت مایع در فشار عادی باقی می‌ماند [۱۰]. اغلب تشخیص هلیوم جامد از مایع، به دلیل یکسان بودن ضریب شکست دو حالت دشوار است. هلیوم جامد، نقطه‌ی ذوب تیز و ساختار بلوری دارد