روهش فيريك

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۶، شمارهٔ ۲، تابستان۱۳۹۵

خواص ترمودینامیکی هسته های ^{۱۸۴} و ^{۱۸۵} با به کارگیری نظرية گينزبر گ- لانداؤ اصلاح شده

وحید دهقانی، علیاکبر مهماندوست خواجهداد و پریوش محمدی

گروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

پست الكترونيكي: vdehghani@phys.usb.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۳/۴/۱۹ ؛ دریافت نسخهٔ نهایی: ۱۳۹۴/۱۲/۱۰)

چکیدہ

در این مقاله به ارائهٔ فرمولبندی مدل اصلاح شده گینزبرگ- لانـداؤ در گـذار فـاز مرتبهٔ دوم پرداختـهایـم. بـا اسـتفاده از ایـن مـدل، خـواص ترمودینامیکی، از جمله ظرفیت گرمایی، انرژی کل، آنتروپی و پارامتر نظم هستههای ^{۱۸۴} و ^{۱۸۵} محاسبه شدهاند. در نمودار ظرفیت گرمایی محاسبه شده بر حسب دما، قلهای ظاهر شده است که نشان دهندهٔ انتقال از فاز زوج شده به معمولی در این دستگاهها است که این چنین رفتـاری، در دادههای تجربی ظرفیت گرمایی نیز مشاهده می شود. محاسبات این مدل نشاندهنده آن است که مقدار چشم ها است که این چنین رفتـاری، شیب ملایم تری به نسبت مدل معمول گینزبرگ- لانداؤ به سمت صفر میل می کند، که این مطلب بیانگر وجود زوجیت بـین نوکتـونهـا حتـی در دماهای بالاست. دادههای تجربی نتایج به دست آمده از این مدل را به صورت کیفی تأیید می کند.

واژههای کلیدی: گذار فاز، گینزبرگ- لانداؤ، افت و خیز، زوجیت، پارامتر نظم

۱. مقدمه

در سال ۱۹۵۷ باردین، کوپر وشریفر [۱] فرمول بندی میکروسکوپی ابررسانایی (BCS) را بر اساس هامیلتونی بس ذرهای بنا نهادند. آنها دریافتند که ویژگی های میکروسکوپی ابررساناها را می توان توسط سازوکار زوجیت، توصیف کرد [۲]. کمی پس از استفاده موفقیت آمیز این نظریه در ابررساناهای نوع یک، به کارگیری سازوکار زوجیت در دستگاههای محدود مانند هسته ها توسط بوهر، ماتلسون و پینر [۳] و بلایو [۴] آغاز شد. از این کوشش های اولیه

می توان چنین نتیجه گیری کرد که اگر چه منشأ نیروی زوجیت در هسته ها و در ابررساناها با هم متفاوت است اما سازوکار ریاضی یکسانی را می توان در این دستگاه های فرمیونی زوج شده به کار گرفت [۳، ۵ و ۶].

نظریهٔ نیمه تجربی انتقال فاز نخستین بار توسط اهرنفست، در سال ۱۹۳۳ بنا شد. لانداؤ و شاگردش گینزبرگ، از این نتایج استفاده کردند و نظریهٔ انتقال فاز پیوسته ابرسانا را در سال ۱۹۵۰ ارائه دادند [۷] و از طریق پدیده شناسی به ویژگیهای

ماکروسکوپی ابررسانا رسیدند. از این رو موفق به ارائهٔ نظریهٔ گینزبرگ–لانداؤ [۸, ۹] شدند. این نظریه یکی از مشهورترین نظریهها در زمینهٔ انتقال فازی است و اساس بسیاری از مدلها در این زمینه بوده است.

نظریهٔ معمول گینزبرگ- لانـداؤ یکی از روش هـای میـدان میانگین [۱۰]، جهت بررسی گذار فاز مرتبهٔ دوم است، کـه تـأثیر افت و خیزهای آماری در آن لحاظ نشده است [۱۱ و ۱۲]. از ایس جهت برای دستگاههای در ابعاد بزرگ قابل استفاده می باشد و برای توصیف ویژگی های دستگاه های محدود نیازمند اصلاحات میباشد. به عبارتی دیگر به کارگیری مستقیم این روش در دستگاههای کوچک مانند هسته، با توجه به نقش تعیین کننده افت وخیزهای آماری در این ابعاد، امکانپذیر نیست. بـه همـین دلیل استفاده از مدلهای تصحیح شده این نظریه در ابعاد هسته، ضروری است [۱۳ و ۱۴]. ایـن امـر بـا اسـتفاده از انـرژی آزاد و تابع توزیعی که بر اساس آن ساخته میشود، شدنی است. در نتيجهٔ اين تصحيحات، اگر تعداد ذرات دستگاه از عدد آووگادرو بسیار کمتر باشد، تفاوت مشخص فازها از بین میرود [۱۵]. به عبارتی در این دستگاهها ناپیوستگی یا تکینگی در توابع پاسخ محو میشود [۱۶]. تحقیق همخوانی یا عدم همخوانی نتایج حاصل از این مدل تصحیح شده با نتایج تجربی، رد یا اثبات کنندهٔ این تصحیحات است، که یکی از نخستین تصحیحات اساسی بر نظریهٔ گینزبرگ- لانداؤ، به منظور بـه کـارگیـری ایـن نظریه برای دستگاههای محدود [۱۷] می باشد.

با توجه به وجود پتانسیل زوجیت بین نوکلئونها می توان انتظار داشت که در هسته ها شاهد گذار از فاز زوج شده نوکلئون ها به معمولی باشیم [۱۸]. این گذار فاز در دستگاه های بزرگ برخلاف دستگاه های محدود، به شکل یک گذار فاز مرتبهٔ دوم مشخص انجام می گیرد [۱۹]. به کارگیری سازوکارهای بس ذرهای (مانند BCS) یا ترمودینامیکی (مانند نظریهٔ گیزنبرگ لانداؤ) بدون توجه به تأثیر افت و خیزها در نقطهٔ انتقال فاز [۰۰]، باعث محاسبهٔ ناپیوستگی های غیر واقعی در ظرفیت گرمایی [۱۹، ۲۱–۲۲] دستگاه های کوچک می شود [۹]. با در نظر گرفتن تأثیر افت و خیزهای آماری بر ویژگی های

ترمودینامیکی [۲۴] دستگاههای کوچک مانند هسته، ایـن گـذار فاز به شکل معمول آن انجامپذیر نیست. چرا که افت و خیزها بر ویژگیهای ترمودینامیکی دستگاه بـه خصوص ظرفیت گرمایی که مشخصهٔ مهمی در تشخیص گذار فاز است، تـأثیر می گذارد به طوری که ناپیوستگی تـابع پاسخ را بـه پیوستگی تبدیل می کند [۲۵–۲۸].

اخیراً گروه اسلو [۲۹] چگالی تراز بعضی از هسته ها را در انرژی برانگیختگی پایین با استفاده از هشت تلسکوپ با زاویهٔ ۴۵ درجه نسبت به باریکه و ۲۸ آشکارساز Nal با بازدهٔ کل ۱۵٪ اندازه گرفتهاند [۳۰ و ۳۱]. با استفاده از این داده ها، ظرفیت گرمایی تجربی برخی هسته ها محاسبه شده است. تمام این ظرفیت های گرمایی رفتار ۲ شکلی را نشان می دهند که بیانگر انتقال فازی از فاز نرمال به فاز زوج شده در هسته ها می باشد [۲۶، ۲۲–۳۴].

در این مقاله ابتدا به معرفی مدل اصلاح شده گینزبرگ-لانداؤ می پردازیم که قابلیت به کارگیری در دستگاههای کوچک مانند هسته را دارد. در ادامه به انجام محاسبات با استفاده از این مدل در مورد هستههای ۳^{۸۴} و ۳^{۵۸} به عنوان دو دستگاه کوچک دارای خاصیت زوجیت می پردازیم.

۲. مدلسازی

نظریهٔ گینزبرگ- لانداؤ با تکیه بر بسط انرژی آزاد بر حسب پارامتر نظم بنا شده است [۳۵]. اساس این بسط بر فرض کوچک بودن پارامتر نظم در محدودهٔ بحرانی و تحلیلی بودن تابع انرژی آزاد [۳۶] استوار است. بنابراین این فرمول بندی تا حدی برای دستگاههای زوج شدهٔ بس ذره مانند ابررساناها جواب گو است. اما، در دستگاههای کوچک که بعد دستگاه کوچک تر از طول همبستگی میاشد، یعنی محدودهای که افت و خیزها غالب می شوند (دستگاه محدود مانند هسته) این فرمول بندی نیاز به تصحیح اساسی خواهد داشت. فرمول بندی متعارف گینزبرگ- لانداؤ به قرار زیر است

$$f\left\{\mathbb{E}\right\} = \int d^{\mathsf{r}} x \left(a(T) \left|\mathbb{E}\right|^{\mathsf{r}} + \frac{b(T)}{\mathsf{r}} \left|\mathbb{E}\right|^{\mathsf{r}} + c \left|\nabla\mathbb{E}\right|^{\mathsf{r}} \right)$$
(1)

در رابطهٔ بالا، f انرژی آزاد دستگاه (که می تواند به عنوان مثال انرژی کل یا انرژی آزاد هلمهولتز باشد)، E چگالی پارامتر نظم 184

و a و b دو ثابت وابسته به دما می باشند. در فرمول بندی معمول مدل گینزبرگ- لانداؤ، به دنبال پیدا کردن [E] هایی که انرژی آزاد را کمینه کند، هستیم زیرا پارامتر نظم در حال تعادل، کمترین انرژی آزاد را تولید می کند [۷۳ و ۳۸].

از آنجا که افتوخیزهای آماری متناسب با $\frac{1}{\sqrt{N}}$ میباشد [۳۹ و ۴۰]، یکی از تفاوتهای اصلی بین دستگاههای بررگ و کوچک نقش افتوخیزها در دستگاههای کوچک است. با توجه به اهمیت افتوخیز در دستگاههای محدود، می توان با در نظر گرفتن تابع پارش به صورت تابعی و با انتگرالگیری بر روی تمام مقادیر ممکن پارمتر نظم تابع پارش Z را محاسبه کرد و تأثیر افتوخیزهای پارامتر نظم را در نظر گرفت [۴۱].

$$Z = \gamma \int_{a}^{\infty} d|\mathbf{E}||\mathbf{E}|\exp\left[-S\Omega\left(a|\mathbf{E}|^{\gamma} + \frac{1}{\gamma}b|\mathbf{E}|^{\gamma}\right)\right]$$
(7)

که انتگرالگیری در فضای مختلط پارامتر نظم انجام شده است. در مرجع [۱۳] مقادیر

$$\mathbf{a} = \frac{\mathbf{N}(\cdot) \left(\mathbf{T} - \mathbf{T}\right)}{\mathbf{T}_{c}} \quad , \qquad \mathbf{b} = \frac{\mathbf{v} \left(\mathbf{r}\right) N(\cdot)}{\mathbf{\Lambda} f^{\mathsf{T}} \left(K_{B} T_{c}\right)^{\mathsf{T}}}.$$

در مرجع [۱۳] برای محاسبهٔ تابع پارش از رابطهٔ (۲)، از تقریب $S = S_c$ ($S = S_c$ در رابطهٔ (۲) پشت Ω قرار دارد) استفاده کردند که S_c عکس دمای بحرانی است. بنابراین تابع پارش $Z_{\rm GL}$ و سپس ویژگی های ترمودینامیکی دستگاه را به صورت زیر محاسبه کردند

$$Z_{\rm GL} = \sqrt{\frac{\overline{u}\overline{f}^{\,\,\circ}}{\overline{v}\overline{b}\,\overline{s}_{c}^{\,\,\gamma}}} e^{\overline{\Delta t}^{\,\gamma}} \left(\underline{v} \pm \operatorname{erf}(|\overline{\Delta t}|) \right)$$

$$\overline{\Delta t} = \frac{1}{\gamma} (t-1) / (\overline{b}^{\,\,-})^{\frac{1}{\gamma}},$$
(7)

در رابطهٔ بالا علامت بالایی (+) مربوط به دماهای کمتر از دمای بحرانی و علامت پایینی (-) مربوط به دماهای بزرگتر از دمای

بحرانی است. مقادیر
$$\overline{b} \ e^{-1}$$
 به صورت زیر است
 $\overline{b} = v' (\pi)/18 = 0.018$, $\overline{b} = c / N(0) \Omega = u / K_B T_c$
با استفاده از این تابع پارش به دست آمده، انرژی آزاد هلمه ولتز
 M_{GL} ، آنتروپی S_{GL} ، ظرفیت گرمایی C_{GL} و مقدار چشمداشتی
قدر مطلق پارامتر نظم G_{GL} دستگاه به صورت زیر به دست
میآیند

$$A_{\rm GL} = -K_B T \ln \mathbb{Z}_{\rm GL} \quad) \tag{(f)}$$

$$S_{\rm GL} = K_b \left(LnZ + \gamma gt \overline{\Delta t} + \frac{\left(-\gamma gf^{-\frac{1}{\gamma}} \right) te^{-\overline{\Delta t}^{\gamma}}}{\left(1 \pm \operatorname{erf}\left(\left| \overline{\Delta t} \right| \right) \right)} \right), \qquad (\Delta)$$

$$C_{GL} = \frac{f t K_{b}}{\overline{b} \overline{u}} \left(\frac{\left(f^{\frac{1}{\gamma}} t \overline{\Delta t} - \gamma \left(\frac{\overline{b} \overline{u}}{f} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \right) e^{-\overline{\Delta t}^{\gamma}}}{\left(\frac{t e^{-\gamma \overline{\Delta t}}}{\gamma \sqrt{t}} + f\left(\frac{\overline{\gamma}}{\gamma} t - \gamma \right) \right)} \right)}, \qquad (\%)$$

$$\langle |\mathbf{E}| \rangle_{GL} = \frac{\frac{f^{\gamma}}{S_{c}} \int_{c}^{\infty} \int_{c}^{\infty} \frac{1}{\gamma} e^{-\left(f \sqrt{\frac{\overline{b}}{\overline{u}}} \right) + \frac{f(t-\gamma)}{\gamma \sqrt{\overline{b} \overline{u}}} \right)^{\gamma}} d}{\sqrt{\frac{\overline{u} \overline{f}}{\gamma \overline{b} S_{c}}}}. \qquad (\forall)$$

روابط (۳) تا (۷) که در مرجع [۱۳] محاسبه شدهاند، با توجه به تقریب به کار برده شده در محاسبه آنها، برای تمام محدودهٔ دمایی قابل به کارگیری نیست و تنها در نزدیکی دمای بحرانی قابل استفاده است. به عنوان مثال ظرفیت گرمایی در دماهای پایین تر از $\frac{T_c}{r}$ مقادیر منفی خواهد داشت (شکل ۱)، که نتیجهای غیر فیزیکی است. از این و سعی داریم بدون استفاده ار تقریب به کار برده شده در مرجع فوق فرمول بندی ارایه دهیم از تقریب به کار برده شده در مرجع فوق فرمول بندی ارایه دهیم که برای تمام محدودهٔ دمایی مقادیری فیزیکی داشته باشد. پس از تقریب به کار برده شده در مرجع فوق فرمول بندی ارایه دهیم که برای تمام محدودهٔ دمایی مقادیری فیزیکی داشته باشد. پس که برای تمام محدودهٔ دمایی مقادیری فیزیکی داشته باشد. پس فرمول های انرژی آزاد هلمه ولتز، آنتروپی، انرژی، ظرفیت گرمایی و مقدار چشمداشتی پارامتر نظم را با استفاده از شکل گرمایی و مقدار چشمداشتی پارامتر نظم را با استفاده از شکل را با داده های این روابط دقیق تابع پارش ایموسته میآوریم و نتایج این روابط دقیق تابع پارش ایموسته هسته مای [۴۴]

$$\begin{split} C_{\text{MGL}} = & \frac{K_b t f}{\overline{\mathbf{v} b u}} \left\{ \left(-\overline{\mathbf{v}} \sqrt{\frac{\overline{b} u}{f}} \right) \\ & \underbrace{\left(\left(\frac{1}{\overline{\mathbf{v}}} t^{\frac{1}{\overline{\mathbf{v}}}} + \frac{\overline{\mathbf{v}}}{\overline{\mathbf{v}}} t^{-\frac{1}{\overline{\mathbf{v}}}} \right) + \left(\frac{\overline{\Delta t}}{t^{\frac{\overline{\mathbf{v}}}{\overline{\mathbf{v}}}} - \frac{\overline{\mathbf{v}} g \,\overline{\Delta t}}{t}}{t} \right) \left(t^{\frac{1}{\overline{\mathbf{v}}}} + t^{-\frac{1}{\overline{\mathbf{v}}}} \right) \right) e^{-\frac{\overline{\Delta t}}{t}}}{\mathbf{v}} \end{split}$$

$$(1 \text{ Y})$$

$$\frac{1}{\underline{\mathbf{v}} + \operatorname{erf}} \left(\left| \frac{\overline{\Delta t}}{\overline{t}} t^{-\frac{1}{\overline{\mathbf{v}}}} \right| \right) \right)}{\left(\frac{1}{\underline{\mathbf{v}}} + \operatorname{erf}} \left(\frac{\overline{b} \,\overline{u}}{t f^{\frac{\overline{\mathbf{v}}}{\overline{\mathbf{v}}}} + 1} \right) \right\}}$$

رابطهای که در بالا، به دست آورده ایم با رابطهٔ (۶) در حالت کلی شباهت دارد، با این تفاوت که در تمام محدودهٔ دمایی فیزیکی مثبت است. و در نهایت از طریق تابع پارش Z_{MGL}، مقدار چشمداشتی پارامتر نظم را نیز در این فرمولبندی به صورت زیر به دست آوردیم

$$\left\langle |\mathbf{E}| \right\rangle_{\text{MGL}} = \frac{\frac{f^{*}}{B_{c}} \int_{\mathbf{v}}^{\infty} f e^{-\left(f\sqrt{\frac{\overline{b}}{t\overline{u}}}\right) + \frac{f(t-1)}{\tau\sqrt{t\overline{b}\overline{u}}}\right)^{*}}}{\sqrt{\frac{\overline{u}}{\tau} f^{\circ} T} t^{*} e^{-\left(f\sqrt{\frac{\overline{b}}{t\overline{u}}}\right) + \frac{f(t-1)}{\tau\sqrt{t\overline{b}\overline{u}}}\right)^{*}}} d\} \qquad (17^{\circ})$$

در انتهای این بخش نظر خواننده را به این نکته جلب میکنیم که نظریهٔ گینزبرگ- لانداؤ جهت مطالعهٔ دستگاهها در حد ترمودینامیکی و در بازهٔ دمایی کوچکی حول وحوش دمای بحرانی طراحی شده است. این دستگاهها دارای تعداد ذرات زیادی هستند و در نتیجه امکان گذار فاز را دارا هستند. بنابراین دمای بحرانی به عنوان نقطهای که مشخصاً گذار فاز در آن اتفاق میافتد در این دستگاهها قابل تعریف است. اما در مورد فاز، دمای بحرانی نیز معنای خود را از دست میدهد. در نتیجه محدود شدن صحت نظریه به بازهای اطراف این دما نیز بی معنی غنوان مرکز بازهٔ صحت نظریه، از محدودهای دمای بحرانی به محدودهٔ اولیه صحت نظریه، از محدودهای دمای یحرانی به محدودهٔ اولیه صحت نظریه بزرگتر است، می توان استفاده کرد. بنابراین انتظار داریم با نظریهای سروکار داشته باشیم که در میکنیم. در شکل ۱ ظرفیت گرمایی برای هـر دو تقریـب بـرای مقایسه نشان داده شده است.

بنابر این فرمول بندی نظریهٔ گینزبرگ– لانداؤ اصلاح شده که در این مقاله مورد نظر است را بر این اساس که تابع پارش به صورت تابعی از پارامتر نظم در نظر گرفته می شود، را بدون استفاده از تقریب S = S ، جهت در نظر گرفتن تمام افت و خیزها، به صورت زیر به دست می آوریم (یعنی حاصل انتگرال رابطهٔ (۲) بدون تقریب زدن) [۱۴]

$$Z_{MGL} = \sqrt{\frac{\overline{u} f^{\diamond}}{r s_{c}^{*} \overline{b}}} t^{\frac{1}{r}} e^{\frac{\overline{\Delta t}}{t}} \left(1 \pm \left(e^{\frac{1}{T} \overline{\Delta t}} t^{-\frac{1}{r}} \right) \right)$$
(A)

سپس با استفاده از تابع پارشی که در رابطهٔ (۸) به دست آوردیم، به محاسبهٔ انرژی آزاد هلمهولتز A_{MGL}، ظرفیت گرمایی C_{MGL}، آنتروپی S_{MGL} انرژی E_{MGL} و مقدار انتظاری قدر مطلق پارامتر نظم MGLم(ا)، برای فاز زوج شده می پردازیم.

$$A_{\text{MGL}} = -K_B T \quad \text{Ln}\mathbb{Z}_{\text{MGL}} \tag{9}$$

$$E_{\text{MGL}} = -\frac{\partial}{\partial S} \text{Ln}(Z_{\text{MGL}})$$

$$= T^{\mathsf{r}} \left(\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}_{t}} + \left(\frac{\mathsf{rg}\Delta t}{t} - \frac{\Delta t^{\mathsf{r}}}{\mathsf{t}^{\mathsf{r}}}\right) - \frac{g\left(t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}}\right)}{\mathsf{r}^{\mathsf{r}}} - \frac{-\frac{\Delta t^{\mathsf{r}}}{\mathsf{r}^{\mathsf{r}}}}{\mathsf{r}^{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}}\right) - \frac{\mathsf{r}^{\mathsf{r}}}{\mathsf{r}^{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}}}{\mathsf{r}^{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}} + t^{-\frac{\mathsf{r}}} + t^{-\frac$$

بعد از محاسبهٔ انـرژی E_{MGL} بـه محاسبهٔ آنتروپـی S_{MGL} و ظرفیت گرمایی C_{MGL} پرداختیم.

$$S_{MGL} = K_b \begin{pmatrix} Ln(Z_{MGL}) + \frac{1}{\gamma} + \left(\gamma g \overline{\Delta t} - \frac{\overline{\Delta t}}{t}\right) \\ - g \left(t - \frac{1}{\gamma} + t - \frac{\tau}{t\gamma} \right) & t - \frac{1}{\gamma} - \frac{\overline{\Delta t}}{t} \\ - \frac{g \left(t - \frac{1}{\gamma} + t - \frac{\tau}{t\gamma} \right) - t - \frac{1}{\gamma} - \frac{\overline{\Delta t}}{t} \\ - \frac{1}{\gamma} - t - \frac{1}{\gamma} - t - \frac{1}{\gamma} - \frac{1}$$

189

خواص ترمودینامیکی هستههای ^{۱۸۴}W و ^{۱۸۵} با به کارگیری...



شکل ۱. ظرفیت گرمایی فاز زوجشده ۳^{۵۸} و ۳^{۱۸}۰. علامتهای خط پـر و نقطـهچـین بـه ترتیـب ظرفیـت گرمـایی مـدل گینزبـرگ- لانـداؤ اصلاحشده با فرمولبندی این مقاله و ظرفیت گرمایی مدل اطلاح شده مرجع [۱۳] میباشند.

استفاده باشد و با بزرگ شدن دستگاه محدودهٔ صحت آن به بازهٔ دمایی کوچکی محدود شود.

۳. محاسبات

در این محاسبات مطابق با فرض اساسی لانداؤ هسته به عنوان مجموع دو فاز زوجشده و نرمال در نظر گرفته شده است. بنابراین انرژی کل، آنتروپی کل و ظرفیت گرمایی کل، مجموع قسمت نرمال و بخش زوجشده میباشد. به عنوان مثال:

 $E_{\text{total}} = E_{\text{normal}} + E_{\text{paired}}$.

پاسخ گرمایی هستههای محدود معمولاً منجر به انتقال فازی از حالت زوج شده به نرمال، در دمای MeV $\wedge^{-} - \gamma^{-} = T$ می شود [۳۲ و ۴۵]. در این مقاله فاز نرمال هسته به عنوان یک گاز فرمیونی بدون برهم کنش در نظر گرفته شده [۴۴] که هیچ گونه زوج شدگی در آن وجود ندارد [۲]. بنابراین از رابطهٔ توج mar دگی در آن وجود ندارد [۲]. بنابراین از رابطهٔ مهم نور مطالعه ۲۵ محاسبهٔ سهم فاز نرمال، که برای هر دو هستهٔ مورد مطالعه ۸۰ م عدد جرمی هسته و T دمای ترمودینامیکی است، کمک می گیریم و ظرفیت گرمایی فاز زوج شده را با استفاده از فرمول اصلاح شدهٔ گینزبرگ-لانداؤ، رابطهٔ (۱۲)، جایگذاری می کنیم.

تمام ویژگیهای ترمودینامیکی فاز زوجشده را با استفاده از فرمولهای اصلاح شدهٔ گینزبرگ- لانداؤ (۸) تــا (۱۳) محاسبه

شده اند. از آنجا که در روابط مدل اصلاح شده گینزبرگ – لانداؤ شده اند. از آنجا که در روابط مدل اصلاح شده گینزبرگ – لانداؤ ضرایب T_c س ال به کار برده می شوند ابتدا به محاسبهٔ آنها می پردازیم . لا با استفاده از انرژی حالت های نیلسون به صورت $\frac{A}{\delta^{\circ}}$ س ال با استفاده از انرژی حالت های نیلسون به صورت رازش داده های تجربی با مقادیر محاسبه شدهٔ ظرفیت گرمایی محاسبه می شود. برای به دست آوردن نتایج بهتر رابطهٔ (۱۲) را با محاسبه می دمایی که $\Delta C = C_{\text{EXP}} - C_{\text{Fermi}}$ با رازش کردیم.

شکل ۱ ظرفیت گرمایی فاز زوج شده برای دو هستهٔ ^{۱۸۵} و ^{۱۸۴} را با به کارگیری روابط (۶) و (۱۲) برای ظرفیت گرمایی نشان می دهد. خط پر نتایج فرمول اصلاح شده این مقاله و خطچین نتایج تقریب مرجع [۱۳] را نشان می دهد. همان گونه که مشاهده می شود فرمول بندی مرجع [۱۳] در دماهای پایین مقادیر منفی برای ظرفیت گرمایی پیش بینی می کند که غیر فیزیکی است و با استفاده از رابطهٔ (۱۲) در تمام دماها مقادیر مثبت برای ظرفیت گرمایی به دست آمده است.

 $C_{total} = C_{Fermi} + C_{MGL}$ مشکل (۲) ظرفیت گرمایی کل $^{1\Lambda6}W$ و $^{1}W^{1}$ و هستهٔ W^{1} و هستهٔ W^{1} و $^{1}W^{1}$ و ابر حسب دما با استفاده از مدل اصلاح شده گینزبرگ لانداؤ را نشان می دهد. در این شکل ظرفیت گرمایی تجربی [۴۴] (دایره های توخالی)، ظرفیت گرمایی کل به دست آمده با تقریب مورد نظر این مقاله





(خط و دایرهٔ توپر ریز)، ظرفیت گرمایی با استفاده از تقریب مسیر ایستایی،SPA [۴۴]، (خط پر) و ظرفیت گرمایی فاز نرمال که از طریق مدل گاز فرمی (نقطه چین) جهت مقایسه نشان داده شدهاند. در این شکل با به کارگیری مدل تقریب مسیر ایستایی هیچ قلهای مشاهده نشده که عدم هماهنگی با نتایج تجربی را میرساند. افزودن نتایج مدل گینزبرگ- لانداؤ اصلاح شده مورد مطالعه به مدل گاز فرمی، منجر به ایجاد یک قله در ظرفیت گرمایی شده است که مانند داده های تجربی سایر هسته ا [۲۶ و گرمایی شده است که مانند داده های تجربی سایر هسته ا آ۲ زشانه ای از گذار هسته از فاز جفت شده به نرمال با افزایش شده در شکل ۲ با نمودار تجربی به صورت کیفی همخوانی شده در شکل ۲ با نمودار تجربی به صورت کیفی همخوانی دارد. مقدار دمای بحرانی Mev $T_{c} = -0.09, -0.04$ برابر سرای سرای سرای ا

شکل ۳ وابستگی ظرفیت گرمایی مدل اصلاح شده گینزبرگ – لانداؤ C_{MGL} در هستهٔ ^{۱۸۴} به مقدار u را نشان میدهد. در این نمودار مقدار دمای بحرانی به صورت ثابت میدهد. در این نمودار مقدار دمای بحرانی به صورت ثابت میدهد. در این نمودار مقدار دمای بحرانی به صورت ثابت میدهد. در این نمودار مقدار دمای بحرانی به صورت ثابت بود و از آنجا که $\frac{1}{u} = (\circ)N \sim \Omega$ در حد $\circ \leftarrow u$ این رفتار به ناپیوستگی در ظرفیت گرمایی منجر خواهد شد (زیرا با بزرگ

شدن اندازهٔ دستگاه گذار فاز به شکل معمول آن یعنی ناپیوستگی در ظرفیت گرمایی دیده خواهد شد). حضور قله و پیوستگی در این نمودار، مربوط به تعداد محدود نوکلئونهای هسته می باشد. در این شکل ملاحظه می شود که با کاهش حجم دستگاه، قلهٔ منحنی پهنتر می شود [۲۲].

انرژی برانگیخته کل E_{total} (خط پر) و انرژی برانگیختگی فاز زوج شده E_{MGL} (نقطه چین) بر حسب دما در شکل ۴ نمایش داده شده است. همان گونه که در شکل مشاهده می شود انرژی فاز زوج شده در ابتدا با دما افزایش خوبی نشان میدهد ولی به تدریج کمتر و کمتر با دما افزایش میابد که دلیل این امر کم اهمیت شدن فاز زوج شده در دماهای بالا می باشد. مقدار انتظاری قدر مطلق پارامتر نظم (| Ψ |) بر حسب دما در شکل ۵ رسم شده است. نکتهٔ مهم در این نمودار پیش بینی مجانبی و به کندی به صفر میل می کند که در توافق با تجربه و در تضاد با نظریهٔ گینزبرگ لانداؤ است که تاکید می کند، همه جفتهای کوپر در دمای بحرانی شکسته می شود.

با افزایش دما پارامتر نظم افزایش می یابد پس آنتروپی نیز افزایش می یاب ک که در شکل ۶ همچنین رفتاری را مشاهده می کنیم. و ملاحظه می شود با افزایش دما آنتروپی (میل به بی نظمی) دستگاه در حال افزایش است.



می تواند به صورت کیفی پیش بینی نمایند. مطالعهٔ پارامتر نظم این مدل نشان داد که فاز زوج شده هسته در دماهای بالا نیز همچنان حضور دارد و در دمایی خاص از بین نمی رود. این نتایج یعنی رفتار S – شکل ظرفیت گرمایی و از بین نرفتن فاز زوج شده در یک دمای خاص (دمای بحرانی) هر دو نتیجه وارد کردن افت و خیزهای آماری در فرمول بندی اولیهٔ گینزبرگ– لانداؤ می باشد.

۲. نتیجه گیری
در این مقاله به معرفی مدل اصلاح شده گینزبرگ لانداؤ پرداختیم و به کمک این مدل به محاسبهٔ ظرفیت گرمایی و دیگر خواص ترمودینامیکی هسته های W^{۵۸} و W^{۱۸} پرداختیم. نمودار ظرفیت گرمایی کل هسته های مورد مطالعه نشان می دهد که روابط تصحیح شدهٔ گینزبرگ لانداؤ، نتایج این مقاله، در دستگاه های کو چک رفتار ۲- شکل ظرفیت گرمایی هسته را

مراجع

- V L Ginzburg and L D Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 20 (1950) 1064.
- 8. A Fursikov, M Gunzburger, and J Peterson, *Int. Math. Series* **10** (1966) 26.
- 9. N A Mancini and G Giaquinta, *La Rivista del Nuovo Cimento* **1** (1978) 1.
- 10. A L Goodman, Nucl. Phys. A 406 (1983) 94.
- 11. A Aharony et al., Lith. J. Phys. 52 (2012) 81.
- 12. D R J Devadhason, Nucl. Phys. 58 (2013) 76.
- 13. B Muhlschlege1, D J Scalapino, and B Denton, *Phys. Rev.* B 6 (1972) 1767.
- 1. J Bardeen, L N Cooper, and J R Schrieffer, *Phys. Rev.* **108** (1957) 1175.
- 2. D Lang, Nucl. Phys 42 (1963) 353.
- A Bohr, B R Mottelson, and D Pines, *Phys. Rev.* C 110 (1958) 936.
- 4. S T Belayev, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk **31** (1959) 11.
- 5. M Masayuki, "Spatial Structure of Cooper Pairs in Nuclei", World Scientific (2013) 61.
- M Sang and Sh Yamasaki, *Theor. Phys.* 29 (1963) 397.

034311.

جلد ۱۶، شمارهٔ ۲

- 31. N Quang Hung and N Dinh Dang, *Phys. Rev.* C **79** (2009) 054328.
- 32. T R Rajasekaran and G Kanthimathi, *Eur. Phys. J.* A **35** (2008) 57.
- 33. B K Agrawal, Tapas Sil, J N De, and S K Samaddar, *Phys. Rev.* C **62** (2000) 044307.
- M Sang and Sh Yamasaki, *Theor. Phys.* 29 (1963) 397.
- E F Gramsbergen, L Longa, and H Wim, *Phys. Rep.* 135 (1986) 195.
- 36. R A Ritchie, H G Miller, and F C Khanna, *Eur. Phys. J.* A **10** (2001) 97.
- 37. O Yu Dinariev, Russ. Phys. J. 41 (1998) 555.
- H L Morrison and A D Speliotopoulos, J. Nonlin. Math. Phys 9 (2002) 464
- 39. B Cowan, "*Topics in Statical Mechanics*", Imperial College Press (2005).
- C Bustamante, J Liphardt, and F Ritort, *Phys. Today* 58 (2005) 43.
- 41. Y Alhassid, Int. J. Mod. Phys. B 15 (2001) 1447.
- J Bardeen, L N Cooper, and J R Schrieffer, *Phys. Rev.* 108 (1957) 1175.
- 43. J Kirtley, Y Imry, and P Hansma, J. Low Temp. *Phys.* **17** (1974) 247.
- 44. K Kaneko and M Hasegawa, *Phys. Rev.* C **72** (2011) 024307.
- 45. B K Agrawal, Tapas Sil, J N De, and S K Samaddar, *Phys. Rev.* C **63** (2001) 024002.
- M K G Kruse, H G Miller, A R Plastino, A Plastino, and S Fujita, *Eur. Phys. J.* A 25 (2005) 339.

- 14. P Mohammadi, V Dehghani, and A A Mehmandoost-Khajeh-Dad, *Phys. Rev.* C **90** (2014) 054304.
- 15. K Kaneko and A Schiller, *Phys. Rev.* C **76** (2007) 064306.
- 16. G Kanthimathi, N Boomadevi, and T R Rajasekaran, *Commun. Theor. Phys.* 56 (2011) 718.
- 17. B Muhlschlegel, Math. Phys. 522 (1962) 3.
- 18. L G Moretto, Nucl. Phys. A 185 (1972) 145.
- 19. C Gilbreth and Y Alhassid, *Phys. Rev.* A **88** (2013) 063643.
- 20. V Galitski, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 127001.

.797 (1897)

- Z Karegar and V Dehghani, Irainian Journal of Physics Research 13, 3 (2013) 267.
- 22. J Helgesson et al., Nucl. Phys. A 734 (2004) 549.
- 23. K Kaneko and *et al.*, *Phys. Rev.* C **74** (2006) 024325.
- 24. J Hurault, K Maki, and M Beal-Monod, *Phys. Rev.* B **3** (1971) 762.
- 25. R Quick and H Miller, Z. Phys. A 336 (1990) 279.
- 26. Y F Niu et al., Phys. Rev. C 88 (2013) 034308.
- 27. R Rossignoli, N Canosa, and P Ring, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 1853.
- 28. N Q Hung and N D Dang, *Phys. Rev.* C 77 (2008) 064315.
- 29. M Guttormsen et al., Phys. Rev. C 89 (2014) 014302.
- 30. M. Guttormsen et al., Phys. Rev. C 68 (2003)