



محاسبه پتانسیل مؤثر برهم‌کنش ذرات پلاسمای چگال داغ به روش تابع پاسخ دی‌الکتریک بر پایه پتانسیل هولتن

حسین اکبری‌ان شورکایی، محمد مهدوی*

گروه فیزیک هسته‌ای، دانشگاه مازندران، صندوق پستی: ۴۱۶-۴۷۴۱۵، بابلسر - ایران

*Email: m.mahdavi@umz.ac.ir

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۵/۲۳ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۰/۷/۶

چکیده

معرفی پتانسیل مؤثر بین ذرات پلاسما یکی از روش‌های متداول برای بررسی رفتار ذرات موجود در پلاسما می‌باشد. در این مقاله سعی شده است با به‌کارگیری روش تابع پاسخ دی‌الکتریک، پتانسیل مؤثری برای پلاسمای چگال داغ کاملاً یونیده تعریف گردد. در روش تابع پاسخ دی‌الکتریک، ابتدا لازم است تا یک تابع پتانسیل اولیه معرفی نموده و با کمک میزان تأثیر آن بر پلاسما، تابع پتانسیل مؤثر به‌دست آید. تابع پتانسیل اولیه به‌کار گرفته شده در این مقاله، تابع پتانسیل هولتن می‌باشد که برای اولین بار در این محاسبات استفاده شده است. در ادامه پتانسیل مؤثر حاصل از برهم‌کنش ذرات پلاسما هم‌چون برهم‌کنش الکترون-یون، الکترون-الکترون و یون-یون با سایر نتایج به‌دست آمده از مطالعات نظری دیگر برای شرایط یکسان از پارامترهای پلاسما مورد مقایسه قرار گرفته‌اند. نتایج به‌دست آمده نشان می‌دهند که این پتانسیل مؤثر هر دو اثر پلاسمای چگال داغ یعنی اثرات جمعی در فواصل زیاد و اثرات کوانتومی در فواصل کوچک را دربر می‌گیرد و بیانگر توصیف بسیار مناسبی از رفتار ذرات محیط پلاسما چگال داغ می‌باشد.

کلیدواژه‌ها: پلاسمای چگال داغ، پلاسمای غیرایده‌آل، تابع پاسخ دی‌الکتریک، پتانسیل مؤثر

Calculation of the effective potential of hot dense plasma particles by dielectric response function method based on Hulthen potential

H. Akbarian Shourkaei, M. Mahdavi*

Department of Nuclear Physics, University of Mazandaran, P.O.Box: 47415-416, Babolsar – Iran

Research Article

Received 14.8.2021, Accepted 28.9.2021

Abstract

Introducing the effective potential between plasma particles is one of the common methods to study the behavior of particles in plasma. In this paper, it has been tried to define the effective potential for fully ionized hot dense plasma by using the dielectric response function method. In the dielectric response function method, it is first necessary to introduce an initial potential function, and an effective potential function is obtained with the help of its effect on plasma. The initial potential function used in this paper is the Hulthen potential function, which is used for the first time in these calculations. In the following, the effective potential on the interaction of plasma particles such as electron-ion, electron-electron and ion-ion interaction are compared with other results obtained from other theoretical studies for the same conditions of plasma parameters. The results show that this effective potential includes both the effects of hot dense plasma, i.e. collective effects at long distances and quantum effects at short distances, and represents a very good description of the behavior of particles in hot dense plasma media.

Keywords: Hot dense plasma, Nonideal plasma, Dielectric response function, Effective potential



۱. مقدمه

پلاسماهایی با دما و چگالی بالا به کار گرفته شده است [۸]. این ویژگی سبب شده است تا روش‌های مناسب‌تر و ساده‌تری بر پایه دینامیک مولکولی استخراج گردد. یکی از این روش‌ها استفاده از خواص دی‌الکتریکی در توصیف تابع پتانسیل برهم-کنش بین ذرات پلاسما است. این روش که به عنوان روش تابع پاسخ دی‌الکتریک شناخته می‌شود، در طیف وسیعی از مطالعات پلاسما به کار گرفته می‌شود [۲]. نتایج حاصل از این روش نیز بیان‌گر مناسب بودن این روش در بیان رفتار پلاسما است. همانند روش PIMC ناحیه‌ای از پلاسما که مطالعات پاسخ دی‌الکتریک بر آن متمرکز است پلاسماهای چگال و دما پایین و نیز پلاسماهای رقیق (چگالی کم) و دما بالا می‌باشد، اما ساده‌تر بودن استفاده از این روش و نتایج مناسب حاصل از آن، ما را بر آن داشت تا از این روش استفاده نماییم.

نکته کلیدی و مهم در به‌کارگیری از این روش انتخاب مناسب پتانسیل اولیه به عنوان پتانسیل خارجی است. با انتخاب مناسب پتانسیل خارجی، می‌توان از روش پاسخ دی‌الکتریک به نتایج قابل اطمینان‌تری دست یافت [۹-۱۱]. در مطالعات رمضائف و همکارانش از این روش برای توصیف برهم‌کنش ذرات پلاسما با جفت‌شدگی قوی به کار گرفته شد که از پتانسیل Deutsch به عنوان پتانسیل اولیه برای پلاسمها با چگالی پایین استفاده شده است [۹].

پتانسیل اولیه‌ای که در این کار تحقیقاتی مورد استفاده قرار گرفته، تابع پتانسیل هولتن^۳ است. این تابع دارای قرابت رفتاری بسیار نزدیکی با تابع پتانسیل دبای می‌باشد [۱۲، ۱۳]. با استفاده از این پتانسیل و روش پاسخ دی‌الکتریک، برای توصیف برهم‌کنش بین ذرات پلاسما، پتانسیل مؤثری تعریف می‌گردد. این پتانسیل مؤثر باید هر دو اثر پلاسمای چگال داغ یعنی اثرات جمعی در فواصل زیاد و اثرات کوانتومی در فواصل کوچک را دربرگیرد. در ادامه نتایج حاصل از این روش در مقایسه با سایر مطالعات نظری دیگر مورد برآورد قرار می‌گیرد.

۲. تئوری مدل

در این مدل سعی شده پتانسیل مؤثر برهم‌کنش‌های بین پلاسمای هیدروژنی چگال داغ با استفاده از تابع پاسخ دی‌الکتریک محاسبه گردد. زمانی که چگالی پلاسما افزایش می‌یابد و به پلاسمای چگال تبدیل می‌گردد، فاصله‌ی میانگین بین ذرات آن (a) قابل مقایسه با طول موج گرمایی دوبروی آن

همان‌طور که می‌دانیم درصد بسیار زیادی از جرم جهان هستی از محیط پلاسما تشکیل شده است. برای توصیف فیزیکی چنین محیطی، از معادلات گاز ایده‌آل استفاده می‌شود. برهم‌کنش بین ذره‌ای در این محیط نیز با تابع پتانسیل کولمبی توصیف می‌شود. با افزایش چگالی و دمای ذرات پلاسما، برهم‌کنش بین ذرات پلاسما از تابع پتانسیل کولمبی تبعیت نمی‌کند و رفتاری متفاوت با آن را نشان می‌دهد [۱، ۲]. به چنین پلاسماهایی پلاسمای غیرایده‌آل گفته می‌شود و برای توصیف برهم‌کنش ذرات در چنین پلاسماهایی از توابع بهبود یافته‌ای استفاده می‌شود که با به‌کارگیری روش‌های مختلف تئوری و تجربی به دست می‌آید.

به‌خاطر مشکلات و هزینه بالایی که در برپایی آزمایشگاه تحقیقات تجربی پلاسمای غیرایده‌آل وجود دارد، عمده تلاش‌های صورت گرفته در زمینه مطالعات پلاسمای غیرایده‌آل، معطوف به روش‌های تئوری و نظری گشته است. مطالعات تئوری پلاسمای غیرایده‌آل با استفاده از دو روش کلی شبیه‌سازی مونت کارلو [۳] و نیز دینامیک مولکولی [۴] انجام می‌شود. هر دوی این روش‌ها، ابزار بسیار قدرتمندی در مطالعات و شبیه‌سازی پدیده‌های فیزیکی مختلف محسوب می‌شوند.

روش انتگرال مسیر مونت کارلو^۱ PIMC روشی است که بر پایه عدم تقارن ماتریس چگالی استوار است. خواص ترمودینامیکی پلاسمای غیرایده‌آل از مجموع اختلاف‌های کوچک بین مؤلفه‌های مثبت و منفی ناشی از ماتریس چگالی به دست می‌آید. استفاده از این روش دارای مشکلاتی می‌باشد. یکی از مهم‌ترین آن‌ها "مشکل علامت"^۲ است که در محاسبه مؤلفه‌های مثبت و منفی و نیز تفاوت بین آن‌ها بروز پیدا می‌کند. البته با گسترش به‌کارگیری از این روش در مطالعات پلاسما، راه‌حلی نیز در جهت حل این مشکل پیشنهاد شده است که نتایج قابل قبولی را نیز در پی داشته‌اند [۵-۷]. اغلب مطالعات صورت گرفته با استفاده از روش PIMC برای توصیف پلاسماهای غیرایده‌آل با چگالی بالا و یا دمای بالا به کار گرفته می‌شود. اما مطالعات کم‌تری از این روش برای توصیف هم‌زمان پلاسماهایی با دما و چگالی بالا به کار گرفته شده است که علت را می‌توان در سختی‌های شرایط استفاده از این روش در چنین پلاسماهایی جستجو نمود. از طرفی برخلاف روش PIMC، در مطالعات بسیاری از روش دینامیک مولکولی در توصیف

3. Hulthen

Journal of Nuclear Science and Technology

Vol. 102, No 1, 2023, P 84-90

1. Path Integral Mont Carlo Method

2. Sign Problem



Archive of SID

منظور باید پتانسیلی برای توصیف برهم‌کنش بین ذرات پلاسما تعریف گردد تا بتواند چنین رفتارهایی را شامل گردد. بر مبنای روش تابع پاسخ دی‌الکتریک، تبدیل فوریه‌ی پتانسیل مؤثر $(\Phi(q))$ را می‌توان به صورت حاصل ضرب معکوس تابع دی‌الکتریک $(\epsilon(q))$ و تابع پتانسیل میکروسکوپی $(v(q))$ برحسب بردار موج (q) به صورت زیر تعریف نمود:

$$\Phi(q) = \epsilon(q)^{-1} v(q) \quad (1)$$

که $v(q)$ تبدیل فوریه تابع پتانسیل میکروسکوپی بین ذرات پلاسما، عبارت است از

$$v(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r v(r) \sin(qr) dr \quad (2)$$

به منظور پرهیز از پیچیدگی‌های موجود در محاسبات، تابع تبدیل فوریه، برهم‌کنش‌های میکروسکوپی بین دو ذره باردار مجزا α و β برای فاصله‌ی r بین دو ذره، به صورت تابع پتانسیل کولمب $(v_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{r})$ در نظر گرفته شده است. که تبدیل فوریه آن با توجه به رابطه‌ی (۲) عبارت است از:

$$v_{\alpha\beta}(q) = \frac{4\pi Z_\alpha Z_\beta e^2}{q^2} \quad (3)$$

در تعیین تابع دی‌الکتریک $\epsilon(q)$ نیاز است تا ابتدا تأثیر به‌کارگیری پتانسیل اولیه‌ای $(\varphi(q))$ بر پلاسما در نظر گرفته شده و به وسیله‌ی آن تابع دی‌الکتریک طبق رابطه زیر استخراج گردد [۱۰].

$$\epsilon(q) = 1 + \sum_\alpha \frac{n_\alpha \varphi(q)}{k_B T} \quad (4)$$

برای این منظور از تبدیل فوریه تابع پتانسیل هولتن استفاده می‌شود. تابع پتانسیل هولتن برحسب فواصل بین ذرات r عبارت است از:

$$\varphi_{\alpha\beta}^H(r) = Z_\alpha Z_\beta e^2 \delta \frac{e^{-\delta r}}{1 - e^{-\delta r}} \quad (5)$$

$(\lambda_{\alpha\beta})$ می‌شود. فاصله میانگین بین ذرات پلاسما $a = \left[\frac{3}{4\pi n} \right]^{1/3}$ است که در آن n چگالی پلاسما است. طول موج گرمایی دوبرروی پلاسما $\lambda_{\alpha\beta}$ نیز به صورت $\lambda_{\alpha\beta} = \left(\frac{\hbar}{2\pi\mu_{\alpha\beta} K_B T} \right)^{1/2}$ تعریف می‌شود، که در این رابطه \hbar ثابت کاهش‌یافته پلانک، k_B ثابت بولتزمن، دمای پلاسما و $\mu_{\alpha\beta}$ جرم کاهش یافته دو ذره α و β است:

$$\mu_{\alpha\beta} = \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}$$

در چنین پلاسماهایی با احتمال بالایی برخورد بین ذرات در فواصل بسیار کوتاهی وجود دارد که این موضوع مستلزم در نظر گرفتن خاصیت موجی ذرات برخوردکننده است که به خاطر اثرات کوانتومی از قبیل تقارن و یا پراش ایجاد می‌شود. این اثرات را در فواصل کوتاه می‌توان در پتانسیل برهم‌کنش جفت ذرات یا میکروپتانسیل‌ها در نظر گرفت. ضمناً هر محیط پلاسما دارای پارامترهای مهمی است که بر اساس آن پارامترها، حالت پلاسما تعیین می‌گردد. از جمله مهم‌ترین این پارامترها دما و چگالی هستند. به طوری که مشخصات و ویژگی‌های دیگر پلاسما وابسته به این دو مشخصه هستند. دما را در حالت‌های جامد، مایع و گازی مواد می‌توان روی دامنه حرکت ذرات سازنده ماده تعریف کرد. اما در حالت پلاسما دما از روی میزان جدایی یون‌های مثبت از الکترون‌ها مشخص می‌گردد. در این‌جا نیز از دو پارامتر بی‌بعد جفت‌شدگی پلاسما (g) که بیان‌گر نسبت انرژی پتانسیل به انرژی جنبشی ذرات پلاسما است و نیز کمیت بی‌بعد دیگر چگالی پلاسما (r_s) که به صورت نسبت فاصله میانگین بین ذرات (a) در پلاسما به شعاع بوهر $(a_B = \frac{\hbar^2}{m_e e^2})$ تعریف می‌شود، $(r_s = a/a_B)$ به کار گرفته می‌شود. در تعریف جفت‌شدگی پلاسما داریم:

$$g_\alpha = \frac{Z_\alpha e^2}{\alpha k_B T_\alpha} = \left(\frac{4\pi n}{3} \right)^{1/3} \left(\frac{Z_\alpha e^2}{k_B T_\alpha} \right)$$

که در این رابطه Z بار الکتریکی ذرات یون (در این‌جا $Z=1$) است. در پلاسماهایی با $g \gg 1$ انرژی پتانسیل پلاسما بر انرژی جنبشی آن غلبه نموده و پلاسما از نوع پلاسمای چگال به شدت جفت‌شده خواهد بود. در توصیف پلاسما لازم است تا اثرات جمعی ذرات پلاسما در فواصل دور از هم و نیز اثرات کوانتومی در برهم‌کنش‌های کوتاه برد مورد توجه قرار گیرد. برای این



۳. بحث و بررسی نتایج

در این بخش پتانسیل مؤثر حاصل از محاسبات بر پایه روش تابع پاسخ دی‌الکترونیک (رابطه (۱۰)) با به‌کارگیری پتانسیل اولیه هولتن با دیگر پتانسیل‌های مطرح شده در منابع برای برهم‌کنش ذرات پلاسما هم‌چون برهم‌کنش‌های الکترون-یون، الکترون-الکترون و یون-یون به ازای مقادیر مختلف پارامترهای بدون بعد مکان $(R = r/\alpha)$ ، جفت شدگی (g) و چگالی (r_s) مورد مقایسه و بررسی قرار می‌گیرد. پتانسیل‌های مؤثری که برای مقایسه در نظر گرفته شده‌اند، شامل پتانسیل مؤثر دبی-هاکل [۱۴] پتانسیل تعمیم یافته Deutsch [۹، ۱۰] و پتانسیل Deutsch [۱۵] می‌باشند.

$$\Phi_{\alpha\beta}^{\text{Debye-Hückel}}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^\tau}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_d}\right) \quad (11)$$

$$\Phi_{\alpha\beta}^{\text{Def.-Deutsch}}(r) = \frac{4\pi Z_\alpha Z_\beta e^\tau}{\sqrt{1 - 4\hbar_\alpha^\tau k^\tau}} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 - 4\hbar_\alpha^\tau k^\tau}\right) \frac{e^{-Br}}{r} - \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{1 - 4\hbar_\alpha^\tau k^\tau}\right) \frac{e^{-Ar}}{r} \right]$$

$$A^\tau = \frac{1}{2\lambda_{\alpha\beta}^\tau} (1 + \sqrt{1 - 4\hbar_\alpha^\tau k^\tau}),$$

$$B^\tau = \frac{1}{2\lambda_{\alpha\beta}^\tau} (1 - \sqrt{1 - 4\hbar_\alpha^\tau k^\tau}) \quad (12)$$

$$\Phi_{\alpha\beta}^{\text{Deutsch}}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^\tau}{r} (1 - \exp(-\frac{r}{\lambda_{\alpha\beta}})) \quad (13)$$

در شکل ۱ سعی شده است تا مقایسه‌ای بین پتانسیل مؤثر به‌دست آمده توسط روش تابع پاسخ دی‌الکترونیک و پتانسیل‌های معرفی شده در روابط ۱۱-۱۳ با تغییرات نسبی فواصل بین ذرات به میانگین فاصله‌ی بین ذرات برای پارامترهای پلاسما هم‌چون: پارامتر جفت شدگی $g=1$ و پارامتر $r_s=1$ به ازای چگالی $n=1/6 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ در دمای $T=3/15 \times 10^5 \text{ }^\circ\text{C}$ صورت پذیرد. با افزایش R هر چهار پتانسیل در برهم‌کنش‌های الکترون-یون با رفتاری مشابه یک‌دیگر به سمت صفر میل می‌کنند و با نزدیک شدن فاصله‌ی بین ذرات، مشاهده می‌شود که پتانسیل بین دو ذره افزایش می‌یابد، البته با توجه به مخالف بودن علامت بارها، مقدار منفی بزرگ‌تری را کسب می‌کنند. نکته قابل توجه در این نمودارها رفتارهای یکسانی است که همه‌ی پتانسیل‌ها با تغییرات یکسان فاصله‌ی نسبی، از خود نشان می‌دهند.

در شکل‌های ۲ و ۳ نیز چنین رفتار مشابهی برای برهم‌کنش الکترون-الکترون و یون-یون به ازای مقادیر پارامترهای معین مشاهده می‌شود.

در این جا δ پارامتر پوششی هولتن است که مقدار آن طبق مرجع شماره [۱۲] و در مقایسه با پارامتر حفاظ دبی (k_d) برابر مقدار $\delta = 9k_d/5$ است. حفاظ دبی عبارت است از:

$$k_d^\tau = \frac{1}{\lambda_d^\tau} = \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{k_B T} 4\pi Z_\alpha^\tau e^\tau \quad (6)$$

که λ_d بیانگر طول دبی و α معرف ذرات موجود در پلاسما است. در این صورت، تبدیل فوریه تابع هولتن به صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$\varphi_{\alpha\beta}(q) = \int_0^\infty \frac{4\pi r}{q} \left(\frac{Z_\alpha Z_\beta e^\tau \delta e^{(-\delta r)}}{1 - e^{(-\delta r)}} \right) \sin(qr) dr = \frac{2\pi Z_\alpha Z_\beta e^\tau (\epsilon q^\tau - \delta^\tau)}{3q^\tau} \quad (7)$$

به این ترتیب، برای تابع دی‌الکترونیک خواهیم داشت:

$$\epsilon(q) = 1 + \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{k_B T} 4\pi Z_\alpha^\tau e^\tau \left(\frac{\epsilon q^\tau - \delta^\tau}{\epsilon q^\tau} \right) = \frac{\epsilon q^\tau + \epsilon k_d^\tau q^\tau - k_d^\tau \delta^\tau}{\epsilon q^\tau} \quad (8)$$

با توجه به رابطه‌ی شماره (۱) برای تبدیل فوریه پتانسیل مؤثر برحسب تابع موج خواهیم داشت:

$$\Phi_{\alpha\beta}(q) = \frac{4\pi Z_\alpha Z_\beta e^\tau}{q^\tau} \frac{\epsilon q^\tau}{\epsilon q^\tau + \epsilon k_d^\tau q^\tau - k_d^\tau \delta^\tau} \quad (9)$$

با استفاده از رابطه‌ی معکوس تبدیل فوریه و نیز انتگرال‌گیری با کمک حساب مانده‌ها پتانسیل مؤثر برهم‌کنش بین ذرات پلاسما با استفاده از پتانسیل اولیه هولتن عبارت خواهد بود از:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{(B^\tau \cos(Br) - A^\tau e^{(iAr)})}{\left(\frac{\sqrt{711/25} k_d^\tau}{2Z_\alpha Z_\beta e^\tau} \right) r} \quad (10)$$

که در آن:

$$A^\tau = \left(\frac{-1\lambda k_d^\tau - \epsilon k_d^\tau \sqrt{9k_d^\tau + \epsilon \delta^\tau}}{\epsilon} \right) = k_d^\tau \left(-3 - \sqrt{\frac{711}{25}} \right)$$

$$B^\tau = \left(\frac{-1\lambda k_d^\tau + \epsilon k_d^\tau \sqrt{9k_d^\tau + \epsilon \delta^\tau}}{\epsilon} \right) = k_d^\tau \left(-3 + \sqrt{\frac{711}{25}} \right)$$



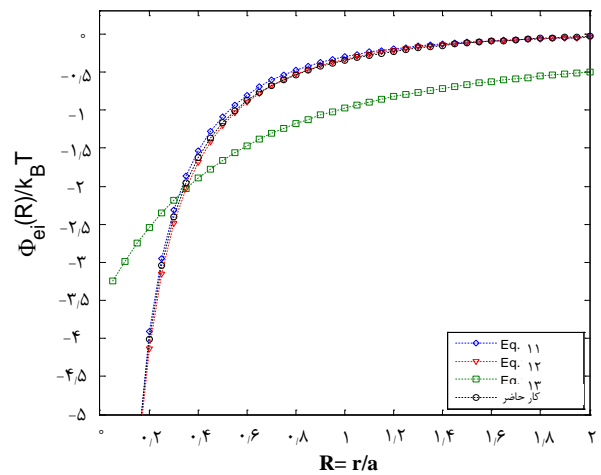
Archive of SID

همان طور که مشاهده می شود هر چهار پتانسیل رفتارهای تقریباً یکسانی را در برهم کنش های مختلف نشان می دهند. با مشاهده ی انطباق بالای پتانسیل مؤثر به دست آمده با پتانسیل های ارایه شده در مراجع مختلف می توان گفت رابطه ی (۱۰)، که از پتانسیل اولیه هولتن مشتق گشته است، برای توصیف برهم کنش ذرات پلاسما و نیز محاسبه کمیت های ترمودینامیک هم چون: انرژی، آنتروپی، فشار، ظرفیت گرمایی و دیگر پارامترهای ترمودینامیک پلاسمای غیرایده آل مناسب می باشد.

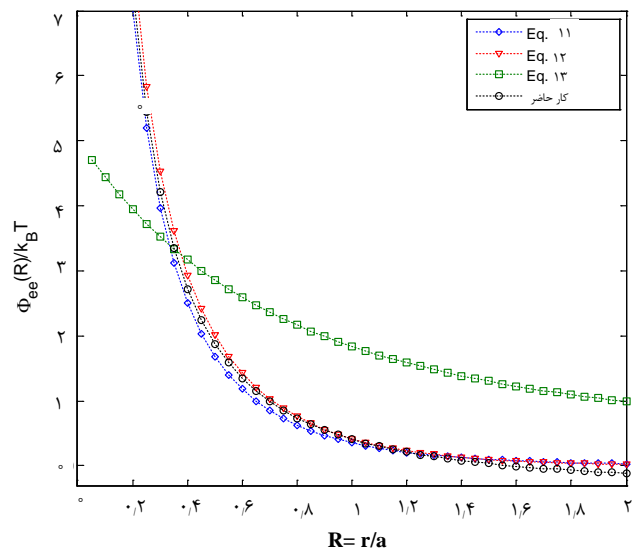
در ادامه به منظور مطالعه اثر چگالی پلاسما بر پتانسیل برهم کنش، تغییرات پتانسیل برهم کنش الکترون-یون برحسب تغییرات R در حالی که پارامترهای دما و جفت شدگی ثابت هستند در شکل ۴ ارایه شده است. مشاهده می شود به ازای یک مقدار ثابت R با افزایش چگالی پلاسما، به علت کاهش طول دبای پتانسیل برهم کنش در پلاسمای چگال بسیار سریع تر به سمت صفر میل می کند. این رفتار تابع پتانسیل در حقیقت توصیف کننده رفتار جمعی پلاسمای چگال می باشد.

مشابه با چنین رفتاری را می توان در شکل ۵ برای برهم کنش الکترون-الکترون نیز مشاهده نمود. علی رغم تعریف پلاسما در دمای پایین تر، اما با افزایش چگالی، تغییرات مشابهی با شکل ۴ دیده می شود و پتانسیل بین ذرات الکترون در فواصل دورتر با آهنگ سریع تر افت پیدا می کند.

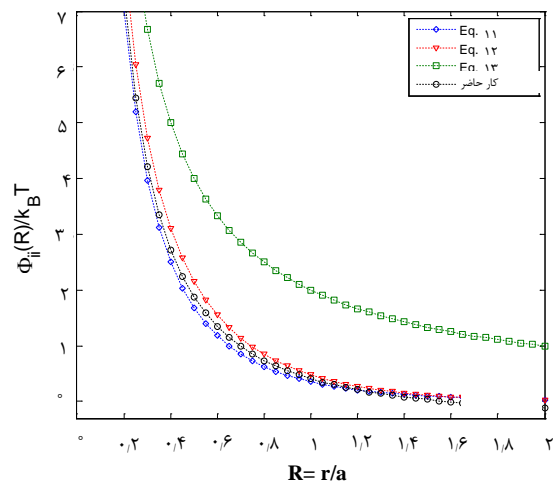
در شکل ۶ با ثابت نگه داشتن پارامتر چگالی اثرات تغییرات دمایی بر جفت شدگی و پتانسیل برهم کنش یون-یون مورد بررسی قرار می گیرد. همان طور که مشاهده می شود با افزایش دمای پلاسما، به دلیل افزایش طول دبای، نرخ افت پتانسیل برهم کنش یون-یون با افزایش R کاهش می یابد و پتانسیل ذراتی که در دمای پایین تری قرار دارند با آهنگ سریع تری به سمت صفر میل می کند.



شکل ۱. تغییرات پتانسیل برهم کنش های الکترون-یون برحسب تغییرات R به ازای مقادیر $g=1$, $r_s=1$, $n=1/6 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ و $T=3/15 \times 10^5 \text{ }^\circ\text{C}$.



شکل ۲. تغییرات پتانسیل برهم کنش های الکترون-الکترون برحسب تغییرات R و به ازای مقادیر $g=2$, $r_s=2$, $n=2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ و $T=0/785 \times 10^5 \text{ }^\circ\text{C}$.



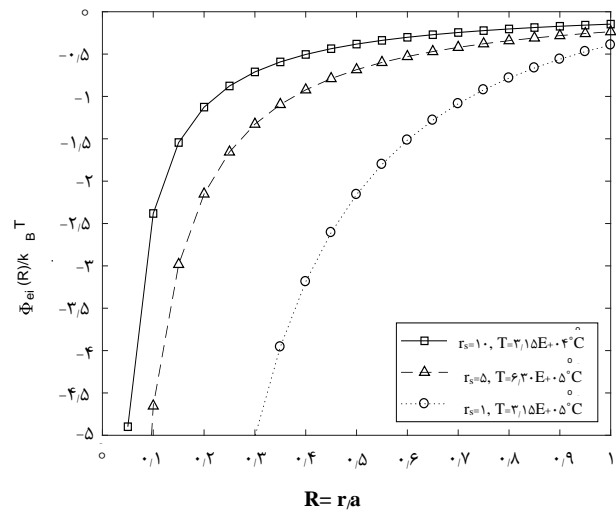
شکل ۳. تغییرات پتانسیل برهم کنش های یون-یون برحسب تغییرات R به ازای مقادیر $g=2$, $r_s=1$ و $T=1/57 \times 10^5 \text{ }^\circ\text{C}$.



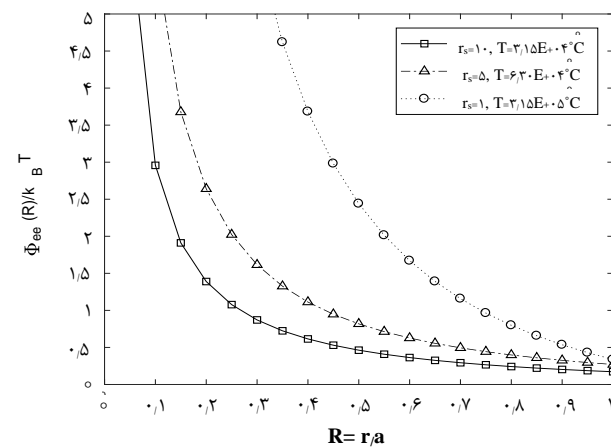
۴. نتیجه گیری

در این مقاله، تلاش شده است تا از یکی از روش‌های معتبر و رایج در توصیف برهم‌کنش‌های بین ذرات پلاسما، تابع پاسخ دی‌الکتریک، استفاده شود و تابع پتانسیل مناسب‌تری با رفتار پلاسما تعریف گردد. همان‌طور که در شکل‌های ۱ تا ۶ مشاهده شد، سازگاری بسیار مناسبی در نتایج حاصل از این پتانسیل مؤثر (معادله (۱۰)) با نتایج حاصل از مطالعات دیگران و نیز اصول مؤثق فیزیکی در این مطالعات وجود دارد، که بر انتخاب مناسب پتانسیل اولیه هولتن صحه می‌گذارد. نتایج حاصل در پتانسیل برهم‌کنش‌های یون- یون، یون- الکترون و الکترون- الکترون به خوبی با رفتار جمعی در فواصل زیاد و نیز رفتار کوانتومی ذرات در فواصل کوتاه در توافق و سازگاری مناسبی می‌باشد. نکته‌ی قابل توجه دیگر در این مقاله، استفاده از پتانسیل هولتن به عنوان پتانسیل اولیه و نیز رابطه‌ی بین پارامتر پوششی پتانسیل و حفاظ دبابی پلاسما است که این امکان را مهیا می‌کند تا انتخاب درست و دقیقی از پارامترهای پلاسما داشته باشیم. برآورد بهینه‌ترین مقدار پارامتر پوششی پتانسیل اولیه هولتن در مقایسه با پارامتر حفاظ دبابی برای پلاسمای با شرایط ذکر شده، انعطاف‌پذیری بالایی را برای به‌کارگیری این پتانسیل در طیف وسیعی از پلاسماها فراهم می‌آورد.

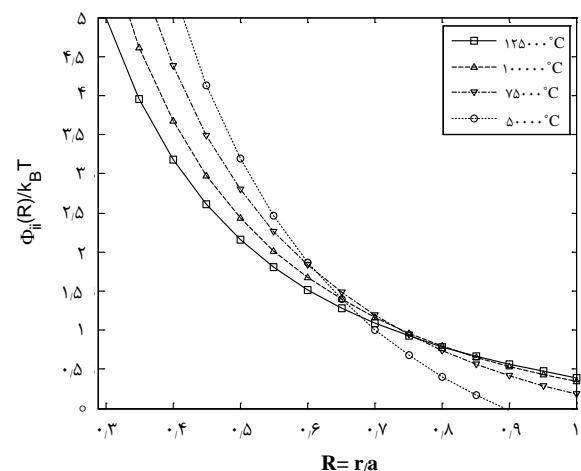
در انتها، با توجه به رفتار بسیار مناسب و دقیق پلاسما بر اساس پتانسیل مؤثر به دست آمده در این مقاله، توصیه می‌شود از این پتانسیل برای توصیف پلاسمای غیرایده‌آل در طیف وسیعی از پارامترهای جفت‌شدگی، دما و چگالی استفاده شود. بنابراین با معرفی تابع پتانسیل مؤثر، می‌توان تلاش آینده را به محاسبه معادله حالت و خصوصیات ترمودینامیکی پلاسما در حالت‌های مختلف معطوف نمود.



شکل ۴. تغییرات پتانسیل برهم‌کنش‌های الکترون- یون با استفاده از پتانسیل مؤثر معرفی شده (رابطه (۱۰)) به‌حسب تغییرات R به ازای $g=1$ و مقادیر مختلف r_s و T .



شکل ۵. تغییرات پتانسیل برهم‌کنش الکترون- الکترون با استفاده از پتانسیل مؤثر معرفی شده (رابطه (۱۰)) به‌حسب تغییرات R به ازای $g=1$ و مقادیر مختلف r_s و T .



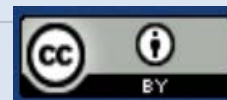
شکل ۶. تغییرات پتانسیل برهم‌کنش‌های یون- یون با استفاده از پتانسیل مؤثر معرفی شده (رابطه (۱۰)) به‌حسب تغییرات R به ازای $r_s=1$.



1. W. Ebeling, W.D. Kraeft, D. Kremp, *Theory of Bound States and Ionization Equilibrium*, Akademie-Verlag, Berlin, (1976).
2. W.D. Kraeft, et al, *Quantum Statistics of Charged Particle Systems*, Akademie-Verlag, Berlin, (1986).
3. V.S. Filinov, et al, *Phase Transition in Strongly Degenerate Hydrogen Plasma*, *Jetp Letters*, **74(7)**, (2001).
4. Young-Dae Jung, *Dynamic plasma screening effects on semiclassical inelastic electron-ion collisions in dense plasmas*, *Physics of Plasmas (1994-present)* **4**, 21 (1997).
5. B. Militzer, D.M. Ceperley, *Path integral Monte-Carlo calculations of the deuterium huginiout*, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1890 (2000).
6. A.S. Larkin, V.S. Filinov, V.E. Fortov, *Path Integral Representation of the Wigner Function in Canonical Ensemble*, *Contrib. Plasma Phys.*, **56(3-4)**, 187-196 (2016).
7. W.R. Magro, et al, *Molecular Dissociation in Hot Dense Hydrogen*, *Phys. Rev. Lett.*, **76(8)**, (1995).
8. Nestor R. Arista, Werner Brandt, *Dielectric response of quantum plasmas in thermal equilibrium*, *Phys. Rev.*, **A 29**, 3 (1984).
9. T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, *Effective screened potentials of strongly coupled semiclassical plasma*, *Phys. Plasmas*, **9**, 3758, (2002).
10. T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, M.T. Gabdullin, *Effective potentials for ion-ion and charge-atom interactions of dense semiclassical plasma*, *Physics of Plasmas*, **17**, 042703, (2010).
11. T.S. Ramazanov, Zh.A. Moldabekov, M.T. Gabdullin, *Effective potentials of interactions and thermodynamic properties of a nonideal two-temperature dense plasma*, *Physical Review*, **E 92**, 023104 (2015).
12. M.K. Bahar, A. Soylu, A. Poszwa, *The Hulthén Potential Model for Hydrogen Atoms in Debye Plasma*, *IEEE Transactions On Plasma Science*, (2016).
13. J. Sadeghi, *Raising and Lowering of Generalized Hulthen Potential from Supersymmetry Approaches*, *International Journal of Theoretical Physics*, **46(3)**, March (2007).
14. Shalom Eliezer, Ajoy Ghatak, Heinrich Hora, *Fundamentals of Equations of State*; World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, Singapore (2002).
15. C. Deutsch, Y. Furutani, M.M. Gombert, *Nodal expansions for strongly coupled classical plasmas*, *Phys. Rep.*, **69**, 85 (1981).

COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.

**استناد به این مقاله**

حسین اکبریان شورکایی، محمد مهدوی (۱۴۰۱)، محاسبه پتانسیل مؤثر برهم‌کنش ذرات پلاسمای چگال داغ به روش تابع پاسخ دی‌الکتریک بر پایه پتانسیل هولتن، **۱۰۲**، ۸۴-۹۰

DOI: [10.24200/nst.2022.1470](https://doi.org/10.24200/nst.2022.1470)

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1490.html

