

Закключение. Доказательство того, что M лежит в точности в одной однопараметрической подгруппе группы Ли $SL(2, R)$ при $\lambda > 0$, где $M = \begin{pmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & \frac{1}{\lambda} \end{pmatrix}$, будет использоваться при дальнейших исследованиях

матрицы $M = \begin{pmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & \frac{1}{\lambda} \end{pmatrix}$ для случаев $\lambda = -1$ и $-1 \neq \lambda < 0$.

Список цитируемых источников

1. Сергеева, Ю. В. Экспоненциальное отображение группы Ли $SL(2, R)$ для специального вида матриц / Ю. В. Сергеева, М. А. Покровский // НАУКА — ПРАКТИКЕ : материалы III Междунар. науч.-практич. конф., Барановичи, 19 мая 2022 г. : в 2 ч. — Барановичи : БарГУ, 2022. — Ч. 2 — С.100—102.

УДК 539.1

А. И. Серый

учреждение образования «Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина», Брест, Республика Беларусь

К ВОПРОСУ О НЕЙТРОНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННО-НУКЛОННОГО ВЕЩЕСТВА С УЧЕТОМ ПОПРАВКИ ВТОРОГО ПОРЯДКА ПО ДЛИНАМ НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ

Введение. Модель электронно-нуклонного вещества в пределе абсолютного нуля температуры представляет интерес для различных приложений астрофизики сверхплотных объектов [1, с. 40—58; 2, с. 32—56]. Одним из широко известных предметов исследования для такой модели (как и для моделей, соответствующих отличным от нуля температурам) является нахождение концентрации протонов n_p (которая для электрически нейтральной среды равна концентрации электронов), соответствующей порогу нейтронизации электронно-протонного вещества (т. е. водорода) в приближении смеси электронного и протонного Ферми-газов. В приближении идеальных газов соответствующее значение $n_p \approx 7,37 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$ [2, с. 54].

Вместе с тем, теоретическое предсказание в 1964 г. В. Г. Барышевским и М. И. Подгорецким ядерного псевдомagnetизма (экспериментально подтвержденного в 1970-е годы) [3, с. 54] показало, в частности, необходимость учета межунононого взаимодействия в упомянутой выше модели.

Основная часть. Результаты исследований модели электронно-нуклонного вещества при температуре абсолютного нуля с учетом кулоновской энергии, обусловленной присутствием частиц противоположного знака, а также контактного межунононого взаимодействия в первом порядке теории возмущений по длинам нуклон-нуклонного рассеяния изложены, например, в [4, с. 33—43; 5, с. 30—43; 6, с. 30—37]. В этом случае система уравнений, описывающих бета-равновесие, в отсутствие спиновой поляризации частиц имеет вид:

$$E_{Fe} + E_{Fp} = E_{Fn}, \quad (1)$$

$$E_{Fe} = \left(m_e^2 c^4 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} c^2 \right)^{1/2} - \frac{e^2}{\pi} (3\pi^2 n_p)^{1/3}, \quad (2)$$

$$E_{Fp} = \frac{(3\pi^2 n_p)^{2/3} \hbar^2}{2m_p} + m_p c^2 + \frac{g_{pp}}{2} n_p + \left(\frac{g_{np}^{\uparrow\uparrow} + g_{np}^{\uparrow\downarrow}}{2} \right) n_n - \frac{e^2}{\pi} (3\pi^2 n_p)^{1/3}, \quad (3)$$

$$E_{Fn} = \frac{(3\pi^2 n_n)^{2/3} \hbar^2}{2m_n} + m_n c^2 + \frac{g_{nn}}{2} n_n + \left(\frac{g_{np}^{\uparrow\uparrow} + g_{np}^{\uparrow\downarrow}}{2} \right) n_p, \quad (4)$$

$$g_{ii} = \frac{4\pi \hbar^2 a_i}{m_i}, i = n, p; g_{np}^{\uparrow\uparrow} = \frac{2\pi \hbar^2 a_t}{m_{np}^*}, g_{np}^{\uparrow\downarrow} = \frac{\pi \hbar^2 (a_t + a_s)}{m_{np}^*}. \quad (5)$$

При этом c — скорость света в вакууме, $\hbar$ — постоянная Планка; m_i ($i = e, p, n$) — массы электрона, протона и нейтрона, соответственно; $a_t = 5,42 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ — триплетная длина рассеяния нейтрона на протоне

(и наоборот), $a_s = -23,71 \cdot 10^{-13}$ см — синглетная длина рассеяния нейтрона на протоне (и наоборот), $a_p = a_n = -17,2 \cdot 10^{-13}$ см — синглетная длина взаимного рассеяния тождественных нуклонов [7, с. 20, 30, 31].

В случае порога нейтронизации полагаем в (3) и (4) $n_n = 0$; в результате было получено решение $n_p \approx 7,4 \cdot 10^{30}$ см⁻³ (для сравнительно низких плотностей). В [8, с. 131] было обнаружено другое решение $n_p \sim 10^{38}$ см⁻³ (для высоких плотностей), уточненное в [9, с. 16]. В случае полной нейтронизации полагаем в (2)—(4) $n_p = 0$; в результате было получено решение $n_n \approx 5,47 \cdot 10^{36}$ см⁻³, уточненное в [9, с. 16] ($n_n \approx 6,45 \cdot 10^{35}$ см⁻³).

Для данных предельных случаев можно, однако, уточнить выражения для химических потенциалов нуклонов во втором порядке теории возмущений по длинам рассеяния, опираясь на результаты, полученные Ч. Н. Хуангом и К. Янгом в 1957 г. [9, с. 41]. В этом случае в правых частях (3) и (4) требуется внести следующие добавочные слагаемые:

$$\Delta E_i = \frac{4(1-2\ln 2)p_{Fi}^2}{30m_i\pi^2} \left(\frac{p_{Fi}a_i}{\hbar} \right)^2, p_{Fi} = (3\pi^2 n_i)^{1/3} \hbar, i = n, p \quad (6)$$

При этом оказывается, что решения, соответствующие пределу полной нейтронизации, а также порогу нейтронизации при высоких плотностях, отсутствуют (как и в случае смеси идеальных газов). Значение n_p , соответствующее порогу нейтронизации при сравнительно низких плотностях, незначительно понижается ($n_p \approx 7,468935 \cdot 10^{30}$ см⁻³ вместо $n_p \approx 7,468942 \cdot 10^{30}$ см⁻³ при учете кулоновской поправки и $n_p \approx 7,356376 \cdot 10^{30}$ см⁻³ вместо $n_p \approx 7,356383 \cdot 10^{30}$ см⁻³ без учета такой поправки).

Можно убедиться в том, что условие применимости теории возмущений (где p_F — импульс Ферми соответствующего нуклонного газа, a — длина взаимного рассеяния соответствующих нуклонов)

$$p_F a / \hbar \ll 1 \quad (7)$$

выполняется только вблизи порога нейтронизации при $n_p \sim 7,4 \cdot 10^{30}$ см⁻³, а вблизи порога нейтронизации при $n_p \sim 10^{38}$ см⁻³ и в пределе полной нейтронизации при $n_n \sim 5,5 \cdot 10^{36}$ см⁻³ это условие не выполняется. В связи с этим следует ожидать (учитывая отрицательный знак синглетной длины рассеяния тождественных нуклонов), что дальнейшее повышение порядка теории возмущений по длинам нуклон-нуклонного рассеяния должно приводить к качественно похожим результатам в случае четных порядков теории возмущений, начиная с нулевого, т. е. в приближении идеальных газов. Для нечетных порядков теории возмущений результаты также должны быть качественно похожими на результаты, полученные для первого порядка теории возмущений. Для решения указанной проблемы можно заменить длину рассеяния на амплитуду рассеяния, зависящую от импульса относительного движения нуклонов [7, с. 19, 30] с последующим усреднением по импульсам нуклонов.

Заключение. В случае расчета порога нейтронизации при концентрациях протонов $n_p \sim 7 \cdot 10^{30}$ см⁻³ учет слагаемых второго порядка по длине нуклон-нуклонного рассеяния в химических потенциалах нейтронного и протонного газов не приводит к существенным изменениям по сравнению с учетом соответствующих слагаемых не выше первого порядка (значение n_p , найденное для второго порядка, незначительно уменьшается по сравнению с первым порядком). Существенные изменения заключаются в отсутствии второго решения для порога нейтронизации при $n_p \sim 10^{38}$ см⁻³, а также решения, соответствующего пределу полной нейтронизации. В этом смысле качественный характер взаимосвязи между n_p и n_n в целом более похож на взаимосвязь между этими величинами в приближении идеальных газов по сравнению с приближением первого порядка по длине нуклон-нуклонного рассеяния.

Список цитируемых источников

1. Саакян, Г. С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс / Г. С. Саакян. — М.: Наука, 1972. — 344 с.
2. Шапиро, С. Л. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды: в 2-х ч.: пер. с англ. / С. Л. Шапиро, С. А. Тьюколски. — М.: Мир, 1985. — Ч. 1. — 256 с., ил.
3. Барышевский, В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В. Г. Барышевский. — М.: Энергоатомиздат, 1995. — 320 с.
4. Серый, А. И. Об эффектах ядерного псевдомагнетизма в вырожденной нуклонной среде / А. И. Серый // Весн. Брэскага ун-та. Сер. Природазнаучных навук. — 2006. — № 2(26). — С. 33—43.
5. Серый, А. И. О некоторых поляризационных эффектах в астрофизической плазме / А. И. Серый // Весн. Брэскага ун-та. Сер. 4. Фізика. Матэматыка. — 2014. — № 1. — С. 30—43.
6. Серый, А. И. О ферромагнетизме вырожденной нейтронно-протонной системы. / А. И. Серый // Весн. Брэскага ун-та. Сер. 4. Фізика. Матэматыка. — 2012. — № 1. — С. 30—37.

7. *Ситенко, А. Г.* Лекции по теории ядра / А. Г. Ситенко, В. К. Тартаковский. — М. : Атомиздат, 1972. — 352 с.

8. *Серый, А. И.* Об уравнении бета-равновесия электронно-нуклонной системы при высоких плотностях / А. И. Серый, А. П. Сулим // Математическое моделирование и новые образовательные технологии в математике : сб. материалов. Респ. науч.-практ. конф., Брест, 23—24 апр. 2020 г. / Брест. гос. ун-т им. А. С. Пушкина ; под общ. ред. А. И. Басика. — Брест : БрГУ, 2020. — 140 с. — С. 130—132.

9. *Sery, A. I.* On the refinement of some results of studies of a degenerate electron-nucleon medium / A.I. Sery // Научное обозрение: актуальные вопросы теории и практики : сб. ст.V Междунар. науч.-практич. конф. — Пенза : МЦНС «Наука и Просвещение». — 2023. — 256 с. — С. 15—17.

10. *Ландау, Л. Д.* Теоретическая физика : учеб. пособие для вузов : в X т. / Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. — 3-е изд., стер. — М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. — Т. IX : Статистическая физика. Ч. II. Теория конденсированного состояния. — 496 с.

Репозиторий БарГУ