Потенциальная энергия двух разноименных зарядов отрицательна. Действительно, $e_1 e_2 < 0$, если $e_1 > 0$, $e_2 < 0$; это ясно и физически: так как разноименные заряды притягиваются, то нужно затратить энергию для того, чтобы растащить их на бесконечное расстояние.

Отметим, что благодаря закону сохранения энергии потенциальную энергию можно определить не только как способность производить работу, но и как работу, которую нужно было затратить для приведения системы в данное состояние. Растянутая пружина способна произвести определенную работу, возвращаясь в нерастянутое состояние. Очевидно, именно такую же работу надо было затратить для того, чтобы растянуть пружину. Аналогичные утверждения можно высказать в случае тела, поднятого на определенную высоту над Землей, или для системы двух зарядов.

А. И. СЕРЫЙ, А. П. СУЛИМ
Беларусь, Брест, УО «БрГУ имени А. С. Пушкина»

ОБ УЧЕТЕ ПОТЕНЦИАЛА РИДА ПРИ РАСЧЕТЕ ПОРОГА НЕЙТРОНИЗАЦИИ ВЫРОЖДЕННОГО ЭЛЕКТРОННО-ПРОТОННОГО ВЕЩЕСТВА

Проблема нахождения порога нейтронизации электронно-протонного вещества имеет важное значение для астрофизики. При ее исследовании в рамках модели ферми-газов учитываются, например, такие составляющие энергии взаимодействия, как ядерная энергия межнуклонного взаимодействия и обменная поправка к энергии кулоновского взаимодействия электронов и протонов. В частности, в публикациях [1, с. 30–43; 2, с. 130–132] ядерное взаимодействие учитывалось в виде псевдопотенциала Ферми. Обзор основных результатов, полученных в [1, с. 30–43], был выполнен в [2, с. 130–132], где были, кроме того, представлены новые результаты, полученные для плотностей порядка плотности ядерного насыщения. В [3, с. 21–22] было показано, что решения, аналогичные полученным в [2, с. 130–132] для плотностей порядка плотности ядерного насыщения, отсутствуют при использовании потенциала Рида [4, с. 229–230]. Процедура использования потенциала Рида в [3, с. 21–22] заключалась в замене расстояния между нуклонами на их среднее расстояние, которое считалось равным $n_p^{-1/3}$ (n_p – концентрация протонов).

В данной работе будет выполнен расчет порога нейтронизации вырожденного неполяризованного электронно-протонного вещества, в котором учет потенциала Рида будет более корректным. Выражение для потенциала Рида в триплетном состоянии имеет вид (без тензорной и спин-орбитальной частей, которые при пространственном усреднении равны нулю) [4, с. 230]

$$U_T(x) = \widetilde{U}_0 \frac{e^{-x}}{x} + \widetilde{U}_1 \frac{e^{-2x}}{x} + \widetilde{U}_2 \frac{e^{-4x}}{x} + \widetilde{U}_3 \frac{e^{-6x}}{x}, \; x = \mu r \,. \qquad (1)$$

При этом r – расстояние между нуклонами, $\mu = 0{,}7$ фм$^{-1}$, $\tilde{U}_0 = -10{,}463$ МэВ, $\tilde{U}_1 = 105{,}468$ МэВ, $\tilde{U}_2 = -3187{,}8$ МэВ, $\tilde{U}_3 = 9924{,}3$ МэВ. Соответствующий потенциал в синглетном состоянии обозначим через $U_S(x)$. Для описания взаимодействия произвольного протона или появляющегося нейтрона с окружающими протонами пространственное усреднение указанных потенциалов можно, в силу наличия сферической симметрии, выполнить следующим образом:

$$\overline{U}_S(n_p) = 4\pi n_p \int_0^R U_S(x) r^2 dr\,, \tag{2}$$

$$\overline{U}_T(n_p) = 4\pi n_p \int_0^R U_T(x) r^2 dr\,. \tag{3}$$

При этом

$$R = \nu\hbar/(m_\pi c), \tag{4}$$

где ν – коэффициент порядка единицы, $\hbar/(m_\pi c)$ – комптоновская длина волны пиона. Подставляя (1) в (3), с учетом (4) получаем:

$$\overline{U}_T(n_p) = \frac{4\pi n_p}{\mu^3} \sum_{j=0}^{3} \left(1 - \left(1 + \frac{\alpha_j \mu \nu \hbar}{m_\pi c} \right) \exp\left(-\frac{\alpha_j \mu \nu \hbar}{m_\pi c} \right) \right) \frac{\tilde{U}_j}{\alpha_j^2}\,,$$

$$\alpha_0 = 1, \alpha_1 = 2, \alpha_2 = 4, \alpha_3 = 6\,. \tag{5}$$

Уравнение порога нейтронизации имеет вид (E_{Fi} $(i = e, p, n)$ – химические потенциалы) [1, с. 33]:

$$E_{Fe} + E_{Fp} = E_{Fn}\,. \tag{6}$$

При этом E_{Fi} выражаются по формулам (с учетом $n_p = n_e$)

$$E_{Fe} = \left(m_e^2 c^4 + \left(3\pi^2 \hbar^3 n_p \right)^{2/3} c^2 \right)^{1/2} - \frac{e^2}{\pi} \left(3\pi^2 n_p \right)^{1/3}, \tag{7}$$

$$E_{Fp} = \frac{\left(3\pi^2 n_p \right)^{2/3} \hbar^2}{2m_p} + m_p c^2 + \frac{1}{4} \overline{U}_S(n_p) - \frac{e^2}{\pi} \left(3\pi^2 n_p \right)^{1/3}, \tag{8}$$

$$E_{Fn} = m_n c^2 + \frac{3}{4} \overline{U}_T(n_p) + \frac{1}{4} \overline{U}_S(n_p). \tag{9}$$

При этом m_i $(i = e, p, n)$ – соответствующие массы. В (8) и (9) учтены статистические веса триплетного и синглетного состояний. При подстановке (7)–(9) в (6) $\overline{U}_S(n_p)$ сокращается, в результате чего получаем

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

$$= m_n c^2 + \frac{3\pi n_p}{\mu^3}\sum_{j=0}^{3}\left(1 - \left(1 + \frac{\alpha_j \mu \nu \hbar}{m_\pi c}\right)\exp\left(-\frac{\alpha_j \mu \nu \hbar}{m_\pi c}\right)\right)\frac{\tilde{U}_j}{\alpha_j^2}. \qquad (10)$$

Относительно n_p уравнение (10) решается только численно.

Главное численное решение (10) равно $n_p \approx 7{,}4688 \cdot 10^{30}$ см$^{-3}$ и практически не зависит от ν в пределах от 1 до 10 (уменьшение достигает порядка $\Delta n_p \approx 4 \cdot 10^{25}$ см$^{-3}$). Это значение близко к тому, которое получается для модели идеальных ферми-газов. Другое (побочное) семейство решений (отсутствующее в модели идеальных ферми-газов) более чувствительно к ν. Так, при $\nu = 1$ $n_p \approx 1{,}248 \cdot 10^{38}$ см$^{-3}$, при $\nu = 5$ $n_p \approx 1{,}47 \cdot 10^{38}$ см$^{-3}$, причем рост n_p с увеличением ν существенно замедляется; при $\nu = 10$ $n_p \approx 1{,}481 \cdot 10^{38}$ см$^{-3}$ (что меньше значений $n_p \approx 4{,}6 \cdot 10^{38}$ см$^{-3}$, полученных для побочного решения с использованием псевдопотенциала Ферми [2, с. 130–132]), с дальнейшим ростом ν значение n_p практически не меняется.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Серый, А. И. О некоторых поляризационных эффектах в астрофизической плазме / А. И. Серый // Весн. Брэсц. ун-та. Сер. 4, Фізіка. Матэматыка. – 2014. – № 1. – С. 30–43.

2. 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. – С. 130–132.

3. Сулим, А. П. Порог нейтронизации холодного сверхплотного водорода с учетом контактного ядерного взаимодействия и потенциала Рида / А. П. Сулим, А. И. Серый // Научные исследования – определяющий фактор специалиста будущего : материалы науч.-практ. конф. учреждений высш. и сред. спец. образования, Барановичи, 5 июня 2020 г. / концерн «Беллегпром», УО «Баранович. гос. колледж легкой промышленности им. В. Е. Чернышева» ; редкол.: А. А. Лис, С. Э. Лемец. – Барановичи : УО «БГКЛП им. В. Е. Чернышева», 2020. – С. 21–22.

4. Браун, Дж. Е. Нуклон-нуклонные взаимодействия : пер. с англ. / Дж. Е. Браун, А. Д. Джексон. – М. : Атомиздат, 1979. – 248 с.