

УДК 539.171

**А. И. СЕРЫЙ**

Брест, БрГУ имени А. С. Пушкина

### **ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ НАХОЖДЕНИЯ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ДЕЙТРОНА В СИНГЛЕТНОМ СОСТОЯНИИ**

Известно, что при обычных условиях связанное синглетное состояние между протоном и нейтроном отсутствует, несмотря на притяжение между ними [1, с. 12, 21]; при этом существует так называемый виртуальный уровень дейтрона с энергией  $\varepsilon \approx 70$  кэВ [1, с. 16], который мог бы стать реальным, если бы потенциальная яма в синглетном состоянии была глубже.

В 1960 году Ю.А. Бычков показал, что в присутствии внешнего магнитного поля достаточной интенсивности связанное состояние должно появляться при сколь угодно мелкой яме [2, с. 557]. Вместе с тем, параметры потенциала взаимодействия  $U(r)$  между нейтроном и протоном не вполне согласуются с условием применимости алгоритма Ю.А. Быčkoва, поэтому результаты, получаемые для энергии связи синглетного дейтрона в магнитном поле на основе этого алгоритма, могут носить лишь приближенный характер. Точное же решение уравнения Шредингера (УШ) для дейтрона в магнитном поле возможно далеко не для всех потенциалов.

В связи с этим представляется интересным выполнить сравнительный анализ основных методов нахождения энергии связи дейтрона в синглетном состоянии (в присутствии постоянного однородного магнитного поля) с использованием адиабатического приближения для УШ. В этом случае волновая функция  $\Psi$  предполагается сепарабельной и в цилиндрических координатах представляется в виде

$$\Psi(\rho, z) = R(\rho)Z(z), \quad (1)$$

где ось  $z$  направлена вдоль линий индукции магнитного поля  $B$ ,  $\rho$  – поперечная координата. Результаты анализа представлены в виде таблицы 1. При этом под  $R_{00}(\rho)$  и  $\bar{U}(z)$  понимаются выражения [2, с. 557]

$$R_{00}(\rho) = \sqrt{\frac{Be}{\hbar c}} \exp\left(-\frac{Be\rho^2}{4\hbar c}\right), \quad (2)$$

$$\bar{U}(z) = \int_0^{\infty} U(\sqrt{z^2 + \rho^2}) R_{00}^2(\rho) \rho d\rho. \quad (3)$$

Кроме того, в (2) и (3) и в таблице 1 использованы обозначения:  $\hbar$  – постоянная Планка,  $e$  – элементарный заряд,  $c$  – скорость света,  $M_{np}^*$  – приведенная масса нейтрона и протона,  $U_0$  и  $r_0$  – параметры потенциала,  $M_p$  – масса протона,  $\mu_n$  – ядерный магнетон.

Таблица 1 – Сравнительная характеристика методов

Метод	I	II	III
1. Имеет ли исходное УШ точное решение	нет	нет	да (например, для параболического потенциала)
2. Вид поперечной волновой функции	$R_{00}(\rho)$	$R_{00}(\rho)$	$R_{точн}(\rho)$
3. Специальные действия с $R_{00}(\rho)$	нахождение $\bar{U}(z)$ по формуле (3)	умножение исходного УШ на $R_{00}(\rho)$ и интегрирование по $\rho d\rho$ с получением уравнения для $Z(z)$ (см. ниже)	не требуются
4. Волновая функция $Z(z)$	$\approx 1$ [2, с. 206]	находится из уравнения $-\frac{\hbar^2}{2M_{np}^*} \frac{d^2 Z(z)}{dz^2} + \bar{U}(z)Z(z) = \varepsilon Z(z)$	находится точным решением исходного УШ
5. Как находится значение энергии связи $\varepsilon$	$-\frac{M_{np}^*}{2\hbar^2} I^2$ , $I = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{U}(z) dz$	решением уравнения для $Z(z)$ (см. выше)	точным решением исходного УШ

## Продолжение таблицы 1

6. Пути улучшения алгоритма в рамках адиабатического приближения	использование $R_{00}(\rho)$ при $r > r_0$ и $R_{точн}(\rho)$ при $0 \leq r \leq r_0$	нет смысла их искать, так как найдена точная волновая функция
7. Область применимости результатов	$\mu_{я}B \gg \sqrt{2U_0 M_{np}^*} \cdot \frac{\hbar c}{r_0 M_p}$	зависит от реалистичности $U(r)$

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ситенко, А. Г. Лекции по теории ядра / А. Г. Ситенко, В. К. Тартаковский – М. : Атомиздат, 1972. – 351 с.
2. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика: учеб. пособие для вузов: в 10 т. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 5-е изд. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. – Т. 3 : Квантовая механика (нерелятивистская теория). – 808 с.