УДК 539.12

DOI: 10.17223/00213411/63/6/152

В.В. СКОБЕЛЕВ

ЭНЕРГИЯ И ПОСТОЯННЫЕ ЭКРАНИРОВАНИЯ ДВУМЕРНОГО АТОМА ГЕЛИЯ

Следуя методике расчетов, предложенной в предыдущих наших работах, мы вычислили энергию и постоянные экранирования атома гелия с двумерной пространственной конфигурацией электронного распределения для случая, когда один электрон находится в основном состоянии с «энергетическим квантовым числом» $N' = 0$, а второй – в возбужденном со значениями квантового числа $N = 1, 2, \dots, 10$. Приводятся графики зависимости этих величин «от дискретной переменной» N с выяснением их характерного асимптотического поведения.

Ключевые слова: постоянные экранирования, энергия, двумерный, гелий, асимптотика.

Введение

В работах [1, 2] были вычислены значения постоянной экранирования σ и энергии $E < 0$ «обычного» трехмерного и также одномерного атомов гелия для возбужденных состояний этих атомов, в которых «внутренний» электрон находится в основном состоянии с наименьшей энергией, а «внешний» – в возбужденных со значением «энергетического квантового числа» $n = 2, 3, \dots, 9$. При этом было установлено, что и σ , и $|E|$ монотонно уменьшаются с ростом n , причем в формальном пределе $n \rightarrow \infty$ значение σ стремится к нулю, а $|E|$ – к постоянному значению, совпадающему с энергией водородоподобного атома с зарядом ядра $Z = 2$.

Поскольку и одномерные, и двумерные атомы (конкретно, Na [3], см. также [4–6]) получены авторами этих работ экспериментально, и есть надежда получения «обычных» и «низкоразмерных» атомов He в аналогичных экспериментах, то представляет интерес и выполнение аналогичного расчета для двумерных атомов He .

1. Энергия и постоянные экранирования двумерного атома гелия. Общие соотношения

В полной аналогии с методикой расчета для трехмерного двухэлектронного атома [1, 7] с применением стандартного вариационного метода [8, 9] (см. также [10]) можно получить следующие выражения для энергии и постоянных экранирования двумерного двухэлектронного атома* (для He $Z = 2$):

$$E_{at} = -T (Z - \sigma)^2, \quad (1)$$

$$T = \left[\frac{1}{(N+1/2)^2} + \frac{1}{(N'+1/2)^2} \right] \frac{\alpha^2 m_e c^2}{2}, \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}, \quad (1a)$$

$$\sigma = \frac{I_{MM'}^{(K)} \pm I_{MM'}^{(J)}}{\tilde{T}}, \quad (1b)$$

$$\tilde{T} = \frac{1}{(N+1/2)^2} + \frac{1}{(N'+1/2)^2}, \quad (1b)$$

где

$$I_{MM'}^{(K)} = \int_0^\infty d\rho \rho R_{N|m|}^2(\rho) \int_0^\infty d\rho' \rho' R_{N'|m'|}^2(\rho') \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos \varphi}}, \quad (2a)$$

* Применимость этого приближенного метода в данной ситуации не является очевидной и обсуждается также в последнем пункте нашей работы [2].

Уважаемые читатели!

Доступ к полнотекстовой версии журнала
«Известия высших учебных заведений. Физика»
осуществляется на платформе
Научной электронной библиотеки eLIBRARY.RU
на платной основе:

<https://www.elibrary.ru/contents.asp?titleid=7725>