

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В АТОМЕ С НЕЙТРОНОБОГАТЫМ СВЕРХЗАРЯЖЕННЫМ ЯДРОМ

Г. С. АДЖЯН, Э. А. АИРЯН, А. С. АРУТЮНЯН, Ю. Л. ВАРТАНЯН

Методом Томаса-Ферми рассмотрено строение атома со сверхзаряженным ядром, а также распределение вакуумных электронов. Показано, что около 70% электронов находятся внутри ядра, а нескомпенсированный вакуумными электронами заряд не превышает 4% от полного заряда ядра.

1. Одним из интереснейших следствий теории пионного конденсата [1] является возможность существования гигантских ядер с массовым числом $A \geq A_{\text{порог}}$ в основном состоящих из нейтронов. Для таких ядер связь между A и зарядом ядра Z дается соотношением

$$Z = Z_0 A^{1/3}, \quad (1)$$

где $A_{\text{порог}}$ и Z_0 выражаются через недостаточно точно известные ядерные константы. Так, для двух моделей (в) и (г) работы [2], которые для нейтронной жидкости дают связанное состояние, эти величины есть: $A_{\text{порог}} = 2,82 \cdot 10^7$, $Z_0 = 186$ и энергия связи на нуклон $\epsilon = 35$ МэВ (модель в); $A_{\text{порог}} = 1,23 \cdot 10^{10}$, $Z_0 = 162$ и $\epsilon = -3,5$ МэВ (модель г). Для определения порогового массового числа, начиная с которого нейтронные ядра стабилизируются, весьма существенно знание суммарного заряда (с учетом вакуумных электронов), находящегося в объеме ядра. Однако как будет видно из результатов настоящей работы, суммарный заряд у порога стабилизации составляет не менее 30% собственного заряда ядра. Поэтому при определении $A_{\text{порог}}$ оценочно можно ограничиться собственным зарядом ядра. Здесь для конкретности мы рассматриваем наисвязанную модель нейтронных ядер — модель (в).

Хотя такие ядра в основном состоят из нейтронов ($Z/A \approx 10^{-3}$), тем не менее их заряд весьма большой ($Z \geq Z_{\text{порог}} = 5,5 \cdot 10^4$). Это, в свою очередь, приводит к ряду интересных физических следствий. Так, если рассматривать «атом» с таким ядром, то большая часть электронных орбит такого атома будет находиться внутри ядра. Знание же полного заряда, находящегося в объеме ядра, который в рассматриваемом случае будет определяться не только собственным зарядом ядра, но и электронами, может представлять интерес при поиске таких ядер. В настоящей работе находится распределение электронов в атоме с нейтронным ядром, а также распределение вакуумных электронов.

2. Для решения поставленной задачи воспользуемся статистической моделью Томаса-Ферми. Большой заряд нейтронных ядер приводит к высоким концентрациям электронов, энергия Ферми которых оказывается в релятивистской области. В рассматриваемом случае уравнение Томаса-Ферми приобретает вид [1, 3]

$$\Delta V = -4\pi e^2 [(3\pi^2 \hbar^3 c^3)^{-1} (V^2 \pm 2mc^2 V)^{3/2} - n_p], \quad (2)$$

где V — потенциальная энергия электронов на сфере радиуса r , n_p — плотность заряда ядра, m и e — соответственно масса и заряд электрона. Здесь (и далее в формулах (6) и (9)) верхний знак при члене $2mc^2 V$ соответствует вакуумным электронам, а нижний — нейтральному атому.

Это уравнение для распределения вакуумных электронов для обычных ядер ($A/Z \approx 2$) приближенно решено аналитически в [1, 3] для двух предельных случаев. Распределение электронов для нейтрального атома в случае $Ze^3 \ll 1$ аналитически найдено в [4]. К сожалению, в нашем случае нельзя пользоваться сделанными в [3, 4] приближениями. В [3] уравнение (2) для вакуумных электронов решено аналитически для ядер с $A \sim 10^5 \div 10^8$. Однако, как будет показано ниже, использование в [3] приближенного метода [1] не является корректным. Так, с помощью замены переменных в [1] уравнение (2) приводится к виду, содержащему безразмерный параметр

$$\lambda/R = (e^2/\hbar c)^{-1/2} (3/\pi)^{1/3} n_p^{-1/3} / 2R, \quad (3)$$

который для ядер с $Z/A \sim 0,5$ удовлетворяет условию $\lambda/R \ll 1$, что дает возможность сферическую задачу свести к плоской и решить уравнение аналитически. Однако для рассматриваемых ядер параметр λ/R порядка 0,3, что делает это приближение непригодным. Поэтому результат [3] о почти полной нейтрализации внутриядерного заряда ядра вакуумными электронами является ошибочным. Отсюда и заниженная величина порогового значения массового числа $A_{\text{порог}}$.

Радиус нейтронных ядер R связан с A соотношением

$$R = r_0 (n_0/n)^{1/3} A^{1/3}, \quad (4)$$

где $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см, n_0 — ядерная плотность, $n = 6,62 \cdot n_0$ — плотность нейтронных ядер в рассматриваемой модели. Предполагая, что заряд ядра распределен равномерно (в данной задаче неравномерность распределения протонов у края ядра несущественна), и делая замену переменных

$$x = r/R, \quad V = -Ze^2\psi/Rx, \quad (5)$$

с учетом (1) и (4) из (2) получаем

$$\psi'' = 57,1 \cdot 10^4 A^{2/3} (\psi^2 \mp 0,00265 x \psi)^{3/2} / x^2 - 3x\theta(1-x), \quad (6)$$

где $\theta(x)$ — функция Хевисайда.

Уравнение (6) должно быть дополнено граничными условиями:

а) для нейтрального атома

$$\psi(0) = 0, \quad \psi(\infty) = 0, \quad (7)$$

которые отражают равенство нулю напряженности в центре и потенциала на бесконечности;

б) для вакуумных электронов

$$\psi(0) = 0, \quad \psi(x_c) = 0,00265 x_c, \quad (8)$$

где x_c — радиус области вакуумных электронов, который находится из условия сшивки внутреннего и внешнего решений.

Численные расчеты полученных краевых задач были выполнены на ЭВМ БЭСМ-6 с применением непрерывного аналога метода Ньютона [4], который позволяет свести нелинейную задачу к сравнительно легко реализуемой на ЭВМ последовательности линейных задач, решаемых методом прогонки.

Имея функцию $\psi(x)$, легко можно вычислить концентрацию электронов $n_e(x)$, а также накопленный в сфере радиуса x заряд электронов $N(x)$:

$$N(x) = (4Z^3 e^6 / 3 \pi \hbar^3 c^3) \int_0^x [\psi^2 + (2mc^2 R / Ze^2) x \psi]^{3/2} dx / x \quad (9)$$

Если численный счет проведен правильно, то для нейтрального атома должно выполняться условие

$$\lim_{x \rightarrow \infty} N(x)/Z = 1. \quad (10)$$

Для всех рассмотренных значений A это условие выполняется.

3. Расчет был проведен для различных значений A , начиная с порога стабилизации нейтронного ядра. В таблице для различных значений относительного радиуса $x = r/R$ приведены значения $\psi(x)/x$ и $N(x)/Z$. Из

Таблица

Зависимость функций ψ/x и N/Z от массового числа для различных ядер в случае нейтрального атома

$x = r/R$	$A = 2,7 \cdot 10^7$		$A = 10^8$		$A = 10^9$		$A = 3 \cdot 10^9$	
	ψ/x	N/Z	ψ/x	N/Z	ψ/x	N/Z	ψ/x	N/Z
0	0,178	0	0,133	0	0,0794	0	0,0619	0
0,5	0,175	0,113	0,132	0,114	0,0792	0,116	0,0618	0,116
1	0,127	0,675	0,097	0,714	0,0600	0,772	0,0476	0,795
5	0,065	0,961	0,004	0,972	0,0016	0,986	0,00097	0,990
10	0,032	0,976	0,001	0,983	0,0004	0,992	0,00021	0,995

результатов расчета видно, что для всех ядер относительное распределение электронов в ядре почти одинаковое и около 70% заряда электронов находится в ядре. На рис. 1 для порогового ядра с $A = 2,7 \cdot 10^7$ приведены зависимость $N(x)/Z$ и вероятность распределения заряда электронов $n_e r^2$ в атоме. На этом же рисунке пунктиром показано распределение заряда ядра. Из рисунка видно, что до расстояния $r \approx 0,7 R$ заряд ядра почти полностью компенсируется зарядом электронов. Аналогичная картина имеет место и для других значений A , так как относительное распределение электронов для всех ядер почти одинаковое.

Для энергии Ферми электронов E_f в центре ядра получены значения 134 мэВ и 47 мэВ соответственно для ядер с $A = 2,7 \cdot 10^7$ и $A = 3 \cdot 10^9$. Эти

значения E , недостаточны для стабилизации μ -мезонов, а также для протекания β -захвата (эффекта нейтронизации), так как энергия β -переходов для сверхплотных ядер значительно больше [2].

В случае вакуумных электронов физическая картина почти не меняется. Здесь также около 70% вакуумных электронов находятся в ядре, а слой нескомпенсированного ядерного заряда имеет толщину порядка $R/3$. На рис. 2 приводится зависимость относительного наблюдаемого заряда ядра от A . Для границы распределения вакуумных электронов χ_e полу-

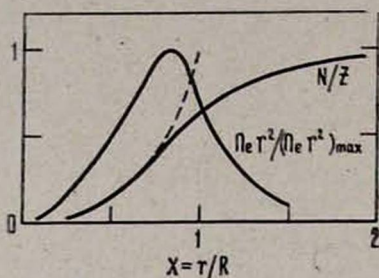


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость накопленного электронного заряда и плотности вероятности $n_e r^2$ распределения электронов от радиуса для $A = 2.7 \cdot 10^7$.

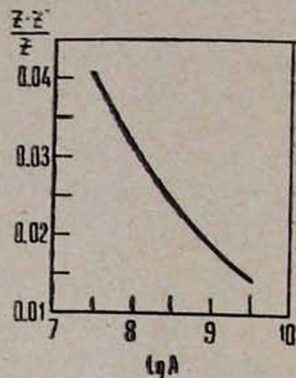


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость относительного наблюдаемого заряда ядра от массового числа A .

чаются значения $15 R$ и $5 R$ соответственно для ядер с $A = 2.7 \cdot 10^7$ и $A = 3 \cdot 10^9$. Что касается конденсации μ -мезонов в ядре [3], то заметим, что глубина ямы $V(0) = m_\mu c^2$ (порог рождения μ -мезонов) может реализоваться для ядер с $A \leq 10^6$, что ниже порога стабилизации нейтронных ядер. Учет же нейтрализации заряда ядер электронами вряд ли настолько уменьшит порог, так что конденсация μ -мезонов в нейтронных ядрах маловероятна.

Авторы выражают благодарность проф. С. Г. Матиняну и участникам теоретического семинара ЕрФИ за обсуждение работы.

Ереванский государственный
университет
Ереванский физический
институт

Поступила 4.I.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Миздал. Фермионы и бозоны в сильных полях, Изд. Наука, М., 1978.
2. А. Б. Миздал и др. ЖЭТФ, 72, 1247 (1977).
3. А. Б. Миздал, В. С. Попов, Д. Н. Воскресенский. ЖЭТФ, 72, 834 (1977).
4. В. Л. Елецкий, В. С. Попов. ЖЭТФ, 73, 2046 (1977).
5. Д. Н. Воскресенский, Г. А. Сорокин, А. И. Черноуцан. Письма ЖЭТФ, 25, 495 (1977).
6. Е. П. Жидков, Г. И. Макаренко, И. В. Пузынин. ЭЧАЯ, 4, вып. 1, 1973.

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ՆԵՅՏՐՈՆԱՀԱՐՈՒՄՑ
ԳԵՐԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱՄ ՄԻՋՈՒԿՈՎ ԱՏՈՄՈՒՄ

Գ. Ս. ՀԱՋՅԱՆ, Է. Ա. ՀԱՅՐՅԱՆ, Ա. Ս. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,
ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Թոմաս-Ֆերմիի մեթոդով դիտարկված է գերլիցքավորված միջուկով ատոմի կառուցվածքը, ինչպես նաև վակուումային էլեկտրոնների բաշխումը: Ցույց է տրված, որ էլեկտրոնների մոտ 70% գտնվում է միջուկի ներսում, և վակուումային էլեկտրոնների կողմից չկոմպենսացված լիցքը չի գերազանցում միջուկի լրիվ լիցքի ավելի քան 4%:

THE CHARGE DISTRIBUTION IN AN ATOM WITH
NEUTRON-RICH SUPERCHARGED NUCLEUS

G. S. HAJYAN, E. A. HAIRYAN, A. S. HARUTYUNYAN, Yu. L. VARTANYAN

The distribution of electrons in an atom with supercharged nucleus as well as the distribution of vacuum electrons in the vicinity of such a nucleus was studied by means of Thomas-Fermi method. It was shown, that about 70% of electrons are inside the nucleus. The charge not compensated by vacuum electrons does not exceed 4% of the entire nucleus charge.