

индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-390(48)-79

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

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В АТОМЕ
С НЕЙТРОНОБОГАТЫМ СВЕРХЗАРЯЖЕННЫМ ЯДРОМ

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ԵՐԵՎԱՆ

Г.С.АДЖЯН,^{х)} Э.А.АЙРЯН, А.С.АРУТЮНЯН,^{х)}
Ю.Л.ВАРТАНЯН^{х)}

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В АТОМЕ С
НЕЙТРОНОВОГАТЫМ СВЕРХЗАРЯЖЕННЫМ ЯДРОМ

х) Ереванский государственный университет

Ереван 1980

Ереванский Физический
ИНСТИТУТ
Зал препринтов

I. 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 A и заряда 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 (б) и (в) работы [2], которые для нейтронной жидкости дают связанное состояние, эти величины равны: $A_{\text{порог}} = 2.82 \cdot 10^7$, $Z_0 = 186$ и энергия связи на нуклон $\epsilon = -35$ Мэв (модель б); $A_{\text{порог}} = 1.23 \cdot 10^{10}$, $Z_0 = 162$ и $\epsilon = -3,5$ Мэв (модель в). Для определения порогового массового числа, с которого стабилизируются нейтронные ядра, весьма существенно знание суммарного заряда (с учетом вакуумных электронов), находящегося в объеме ядра. Однако, как будет видно из результатов данной работы, суммарный заряд у порога стабилизации не менее 30% собственного заряда ядра. Поэтому при определении $A_{\text{порог}}$ оценочно можно ограничиться собственным зарядом ядра. Здесь для конкретности мы

рассмотрим наивысшую модель нейтронных ядер - модель (6).

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 данной работе определяется 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]

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

где V - потенциальная энергия электронов на сфере радиуса r ,

n_p - плотность заряда ядра, m и e - соответственно масса и заряд электронов. Здесь и в (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] для двух предельных случаев. К сожалению, в нашем случае этого сделать нельзя. В [3] уравнение (2) для ваку-

умных электронов решено аналитически для ядер с $A \sim 10^9 + 10^8$. Однако, как покажем ниже, использование в [3] приближенного метода [1] не корректно. Так, с помощью замены переменных в [1] уравнение (2) приводится к виду, содержащему безразмерный параметр

$$\lambda/R = \frac{1}{2} (e^2/\hbar c)^{-1/2} (3/\pi)^{1/6} n_p^{-1/3} / R, \quad (3)$$

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 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 заниженное определение 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 $r_0 = 1.3 \text{ ф}$, n_0 - ядерная плотность, $n = 6,62 n_0$ - плотность нейтронных ядер в рассматриваемой модели. Предполагая, что заряд ядра распределен равномерно (в данной задаче неравномерность распределения протонов у края ядра не существенна) и сделав замену переменных

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

с учетом (1) и (5) из (2) получим

$$\psi'' = 57,1(A/10^6)^{2/3} \frac{1}{x^2} (\psi^2 \mp 2,65 \cdot 10^{-3} x \psi)^{3/2} - 3x\theta(1-x), \quad (6)$$

где $\theta(x)$ - функция Хевисайда. Уравнение (6) должно быть дополнено граничными условиями:

а) для нейтрального атома

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

соответствующими равенству нулю напряженности в центре и потенциалу в бесконечности и

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 $N(x)$

$$N(x) = (4z^3 e^6 / 3\pi \hbar^3 c^3) \int_0^x \frac{1}{x} [\psi^2 \mp (2mc^2 R / ze^2) x \psi]^{3/2} dx. \quad (9)$$

Если численный счет проведен правильно, то для нейтрального атома необходимо выполнение условия

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

Для всех рассмотренных значений A это условие выполнялось.

3. Расчет был проведен для различных значений A - начиная с порога стабилизации нейтронного ядра. В таблице I для различных значений относительного радиуса x приведены значения $\psi(x)/x$ и $N(x)/z$. Из результатов расчета видно, что для всех ядер относительное распределение электронов в ядре почти одно и то же, и около 70% заряда электронов находится в ядре. На рис. I для порогового ядра с $A = 2,7 \cdot 10^7$ приведена зависимость $N(x)/z$ и вероятность распределения заряда электронов $n_e r^2$ в атоме. На том же рисунке пунктиром приведено распределение заряда ядра. Из рисунка видно, что до расстояния $r \approx 0,7 R$ заряд ядра почти полностью компенсируется зарядом электронов. Аналогичная картина будет и для других значений A , так как относительное распределение электронов для всех ядер почти одинаковое.

Для ферми-энергии электронов E_F в центре ядра получаем $134 mc^2$ и $47 mc^2$, соответственно для ядер $A = 2,7 \cdot 10^7$ и $3 \cdot 10^9$. Эти значения E_F недостаточны для стабилизации μ -мезонов, а также для протекания β захвата (эффекта нейтринизации), так как энергия β переходов для сверхплотных ядер намного выше ($\epsilon_\beta \sim 800 mc^2$, [2]).

В случае вакуумных электронов физическая картина почти не меняется. Здесь также около 70% вакуумных электронов находится в ядре, а слой некомпенсированного ядерного заряда имеет

толщину $\sim R/3$. На рис.2 приводится зависимость относительного наблюдаемого заряда ядра от A . Для границы распределения вакуумных электронов X_c получаются значения $15R$ и $5R$, соответственно для ядер $A = 2.7 \cdot 10^7$ и $3 \cdot 10^9$, что касается конденсации μ - мезонов в ядре [3], то заметим, что глубина ямы $V(0) = m_\mu c^2$ (порог рождения μ - мезонов) может осуществиться для ядер с $A \leq 10^6$, которое ниже порога стабилизации нейтронных ядер. Учет же нейтрализации заряда ядра электронами вряд ли настолько уменьшит порог, так что поступление конденсации μ мезонов в нейтронных ядрах маловероятно.

Авторы выражают благодарность профессору С.Г.Матиняну и участникам теоретического семинара ЕРФИ за обсуждение данной работы.

Таблица I.

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

$x = \tau/R$	$A = 2.7 \cdot 10^7$		$A = 10^8$		$A = 10^9$		$A = 3 \cdot 10^9$	
	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	0.002	0.976	0.001	0.983	0.0004	0.992	0.00021	0.995

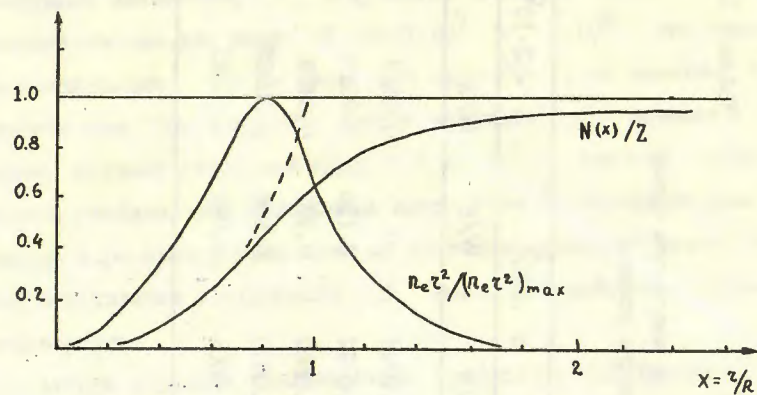


Рис. I

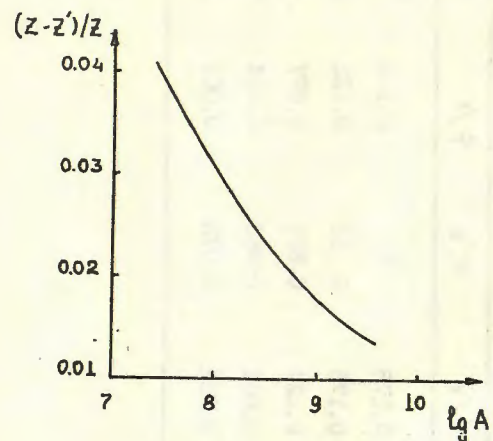


Рис. 2

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- I. Зависимость накопленного электронного заряда и плотности вероятности $n_e r^2$ распределения электронов от радиуса для $A = 2.7 \cdot 10^7$.
2. Зависимость относительного наблюдаемого заряда ядра от A .

Вревский Физический
 ИНСТИТУТ
 Зал преподавателей

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Б.Мигдал. Фермионы и бозоны в сильных полях, Москва, "Наука", 1978.
2. А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин, Г.А.Сорокин. ЖЭТФ, 72, 1247, 1977.
3. Д.Н.Воскресенский, Г.А.Сорокин, А.И.Черноуцан. Письма в ЖЭТФ, 25, 495, 1977.
4. Е.П.Жидков, Г.И.Макаренко, И.В.Пузынин, ЭЧАЯ, 4, 1, 1973.

Рукопись поступила 14-го ноября 1979 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 454

ВФ- 05053

Тираж 299

Препринт ЕФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 3/III-8Г.

1,0 уч.изд.л. Ц. 7 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2