

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



K-245

10/5-77

P15 -10421

1734 / 2-77

В.А.Карнаухов, С.М.Поликанов

СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА И ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ

**1977**

P15 -10421

В.А.Карнаухов, С.М.Поликанов

СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА И ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ

*Направлено в "Письма в ЖЭТФ"*

Карнаухов В.А., Поликанов С.М.

P15 - 10421

Сверхтяжелые ядра и пионная конденсация

Проанализированы выводы теории пионной конденсации для такого набора параметров, когда возможно существование суперплотных ядер с большей энергией связи, чем в нормальном состоянии, и в широком диапазоне массовых чисел. Отмечается существенное отличие свойств сверхтяжелых ядер в суперплотном и нормальном состоянии, которое необходимо учитывать в экспериментальных поисках.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Karnaikhov V.A., Polikanov S.M.

P15 - 10421

Superheavy Nuclei and Pion-Condensation

This work considers the main conclusions of the  $\pi$ -condensation theory, supposing the existence of the superdense nuclei more bound than normal ones in a wide range of mass numbers. An essential difference between the properties of superheavy elements in the superdense and normal states is stressed. This should be taken into account in future experimental search.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. В последние годы А.Б.Мигдалом с сотрудниками развита теория пионной конденсации в атомных ядрах /см., напр., /1/; обзор работ по пионной конденсации дан в /2/ /. В соответствии с этой теорией ядерное вещество, начиная с некоторой плотности  $n_c$ , становится неустойчивым относительно рождения пионов. Следствием этого является фазовый переход в состояние с пионным конденсатом. Выигрыш энергии, связанной с  $\pi$ -конденсатом, может привести к появлению аномального связанного состояния при плотности  $n_s$ , большей  $n_c$ /суперплотное ядро-СУПП/. Теория не делает определенных предсказаний относительно энергии связи ядра в этом состоянии: расчет крайне чувствителен к параметрам, которые пока не известны с достаточной точностью. Однако не исключено, что суперплотное ядро будет иметь существенно большую энергию связи на нуклон ( $\epsilon_s$ ), чем нормальное ( $\epsilon_0$ ). В дальнейшем будем рассматривать именно этот случай.

2. Остановимся на предполагаемых свойствах суперплотных ядер:

а/ Условию  $\beta$ -стабильности СУПП соответствует  $\nu = Z/A \approx 1/2$ , где  $Z$  - заряд,  $A$  - барионное число ядра, точнее  $\nu \approx \frac{1}{2}(1 - 3,2 \cdot 10^{-3} A^{2/3})$  при  $n_s = 5 n_0^{1/3}$ . Линия бета-стабильности для средних и тяжелых суперплотных ядер проходит через  $Z$  и  $A$ , отвечающие нейтронно-дефицитным "обычным" изотопам.

б/ Энергии бета-распада радиоактивных СУПП при данном удалении от линии стабильности примерно в 4 раза выше, чем для обычных ядер /при  $n_s = 5 n_0$  / /1/.

Этому соответствуют ~ в  $10^3$  раз более короткие времена жизни, если отвлечься от возможного различия в матричных элементах  $\beta$ -распада.

в/ Вопрос об  $\alpha$ -распаде суперплотных ядер не исследован.

В случае, когда  $\epsilon_s$  существенно превышает  $\epsilon_0$ ,  $\alpha$ -распад аномальных изотопов будет затруднен по энергетическим причинам, по крайней мере, вблизи линии бета-стабильности.

г/ Спонтанное деление будет сильно затруднено. Согласно оценке А.Б.Мигдала и др./1/,

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{кр}} \approx 50 \frac{\epsilon_s(\nu)}{\epsilon_0(\nu)}$$

Если  $\epsilon_s$  существенно больше  $\epsilon_0$ , то барьер для спонтанного деления СУПП будет значительно больше, чем для "нормального" ядра с тем же  $\nu$ . Таким образом, наиболее важным способом распада СУПП вблизи дорожки бета-стабильности является  $\beta$ -распад.

д/ В силу отличия  $\epsilon_s$  от  $\epsilon_0$  дефекты масс СУПП могут значительно отличаться от таковых для "нормальных" ядер. Это может быть использовано для отделения СУПП от нормальных изотопов путем масс-сепарации /3,4/: в нормальной шкале масс суперплотные могут проявиться как изотопы с существенно нецелыми значениями  $A$ .

3. В работе /1/ указано, что возможная область устойчивых СУПП простирается до  $A \approx 200 \cdot \frac{\epsilon_s}{\epsilon_0}$ , т.е.

при  $\epsilon_s > \epsilon_0$  она захватывает далекие трансурановые элементы. Условия существования стабильных суперплотных сверхтяжелых ядер совершенно иные, чем "обычных" сверхтяжелых, где стабильность целиком определяется оболочечными эффектами. Долгоживущие сверхтяжелые изотопы /"обычные"/ должны быть сконцентрированы только вблизи магических ядер в виде "островков", размер которых определяется "силой" оболочки. Сверхтяжелые СУПП могут занимать значительно более широкий диапазон. Там, где нет "обычных" сверхтяжелых, могут быть суперплотные. Учитывая это обстоятель-

ство, при экспериментальных поисках сверхтяжелых следует иметь в виду свойства суперплотной модификации ядер, упомянутые в п. 2. Здесь особый интерес представляют такие методы поиска, которые применимы к стабильным изотопам: X-флуоресценция /5/, масс-сепарация с последующим активационным анализом /6/, лазерная флуоресценция /7/.

4. В связи со всем сказанным сделаем замечание по поводу работ Р.Джентри и др./5/ и К.Стефана и др./6/. В первой методом спектроскопии характеристического рентгеновского излучения, вызываемого протонами, были обнаружены следы 126 элемента в гигантских гало в слюдах, найденных на Мадагаскаре. К.Стефаном и др./6/ для проверки этого наблюдения проведена масс-сепарация около 2 г мадагаскарского монацита - минерала, из которого и состоит центральная часть гало. Путем облучения нейтронами кварцевого коллектора масс-сепаратора получен спектр масс продуктов разделения в диапазоне  $A = 290-360$ , испытывающих вынужденное деление. Так было показано, что нет пиков при массовых числах, ожидаемых, на основании различных вариантов оболочечной модели, для элементов 124-127, и сделан вывод об ошибочности работы /5/. Однако нам хотелось бы обратить внимание на наличие в спектре масс двух статистически достоверных пиков, непроанализированных авторами: при массовых числах примерно 299,5 и 308,5. Представляется важным исследовать возможные фоновые причины появления этих пиков. Если будет показано, что они не имеют фонового происхождения, то в качестве альтернативы объяснения следует рассмотреть гипотезу о суперплотных далеких трансурановых элементах /отметим, что по формуле, приведенной в п. 2а, стабильному изотопу 126 элемента отвечает  $A \approx 294$ /.

5. Остановимся на вопросе искусственного получения СУПП-сверхтяжелых элементов. По расчетам А.Мигдала и др./1/, проведенным для ядерной материи, область отрицательных давлений достигается при плотности

$n \approx 2n_0$ . В реальных ядрах критическая плотность, по-видимому, зависит от  $A$ . Теоретический анализ показывает, что зависимость  $n_c$  от  $A$  довольно слабая <sup>/8/</sup>. Вместе с тем оценки, проведенные в работе <sup>/9/</sup>, допускают возможное существенное уменьшение критической плотности для тяжелых ядер. В этом случае путь к СУПП через сверхтяжелые может оказаться более выгодным.

Для достижения удвоенной плотности при взаимодействии тяжелых ионов необходима энергия на нуклон, превышающая энергию Ферми <sup>/9/</sup>. После того как составная система пройдет критическую точку и произойдет фазовый переход, выделится энергия возбуждения  $E^* = E_k + (\epsilon_s - \epsilon_0)A$ , где  $E_k$  - кинетическая энергия взаимодействующих ядер в ц.м.,  $A$  - полное число нуклонов. При значительной разнице  $\epsilon_s - \epsilon_0$  энергия возбуждения будет сравнима с энергией связи ядра /или даже превышать ее/. Распад такого составного ядра может носить "взрывной" характер с большим числом вылетевших нуклонов и с образованием фрагментов /суперплотных/ существенно более легких, чем исходное составное ядро. Таким образом, получение в качестве фрагмента сверхтяжелого ядра требует значительного избытка по  $A$  для составного ядра, что может быть достигнуто при взаимодействии двух тяжелых ядер, например,  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ . Методы регистрации суперплотных ядер должны учитывать их необычные свойства.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову, членам корреспондентам АН СССР В.П.Джелепову, В.М.Галицкому за интерес к работе и поддержку; М.Совинскому, Я.Тысу, И.Н.Мишустину, В.А.Игнатиюку - за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Мигдал А.Б. и др. Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976, т. II, с.386.

2. Brown G.E., Weise W. *Phys.Rep.*, 1976, 27C, No.1.
3. Feenberg E., Primakoff H. *Phys.Rev.*, 1946, 70, p.980.
4. Бугорский А.П. и др. ОИЯИ, 13-10216, Дубна, 1976.
5. Gentry R.V. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 37, p.11.
6. Stephan C. e.a. *Phys.Lett.*, 1976, 37, 1534.
7. Балыкин В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, с.425.
8. Саперштейн Э.И. и др. Препринт ИАЭ-2571, 1975.
9. Галицкий В.М. УФН, 1976, 120, вып. 1, с.138.  
Алешин В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, с.114.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 февраля 1977 года.