

ЯДЕРНЫЙ ИЗОМЕР МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ И ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ АНОМАЛИИ В ДЛИНЕ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА ЯДЕРНЫХ ФРАГМЕНТОВ В ФОТОЭМУЛЬСИИ

B.A. Ходель

Предложено объяснение аномального поведения длины свободного пробега ядерных фрагментов в фотоэмulsionии.

Недавно появилось несколько экспериментальных работ ^{1,2}, выполненных на ускорителе „Bevalac”, в которых сообщалось о необычном явлении, наблюдавшемся, по-видимому, и раньше при исследовании космических лучей ^{3,4}. Изучая распределение пробегов λ ядерных фрагментов с фиксированным зарядом $Z \geq 4$, образовавшихся при облучении стопки фотопластинок пучком релятивистских тяжелых ионов Fe и O с энергией около 2 ГэВ/нукл, экспериментаторы обнаружили, что средняя длина λ свободного пробега фрагментов зависит от расстояния R , пройденного фрагментом в фотоэмulsionии. При малых значения $R \lesssim 2,5$ см λ существенно меньше нормальной λ_0 (для $Z \approx 6 - 8$, $\lambda_0 \approx 14$ см, $\lambda \sim 10$ см ²). Длина $\lambda(R)$ приближается к λ_0 с ростом R . В работах ^{1,2} высказано утверждение, что такое поведение $\lambda(R)$ может быть объяснено только в предположении, что около 5% образующихся фрагментов имеют длину свободного пробега на порядок меньше обычной. Явление имеет еще одну

важную особенность: аномальные фрагменты образуются предпочтительнее в „белых звездах“ — событиях с относительно малым числом жирных треков, что свидетельствует о сравнительно небольшой передаче энергии в ядерно-ядерном столкновении².

Возможное объяснение наблюдаемого явления заключается в том, что оно связано с возбуждением ядерного изомера аномально больших размеров. Такому изомеру должен отвечать еще один минимум на кривой зависимости энергии $E = Nf(\rho)$ от ядерной плотности (давление $P = \rho^2(df/d\rho)$, химический потенциал $\mu = d/d\rho(\rho f)$). Попробуем выяснить при каких значениях ρ такой изомер мог бы возникнуть. Хорошо известно, что уравнение состояния ядерной материи с локальной амплитудой NN -взаимодействия $F(r, r') = (a + b\rho(r))\delta(r - r')$, широко используемой в ядерных расчетах не имеет дополнительных минимумов при малых ρ ^{5, 6}. Действительно, учитывая известное соотношение Ландау $F(r, r') = \frac{\delta^2 E}{\delta \rho(r) \delta \rho(r')}$ легко

получить

$$f(\rho) = \frac{3}{10} \frac{p_F^2(\rho)}{M} + \frac{a\rho}{2} + \frac{b\rho^2}{6}, \quad p_F(\rho) = (3\pi^2\rho)^{1/3}; \quad p_F(\rho_0) = p_0 \quad (1)$$

индекс „0“ относится к равновесному состоянию.

Нетрудно видеть, что форма (1) функции $f(\rho)$ исключает существование второго минимума. Однако при малых плотностях ρ , когда расстояние между частицами растет, в амплитуде NN -рассеяния все большую роль начинает играть нелокальная часть, обусловленная существованием в пустотной амплитуде взаимодействия двух нуклонов дейтонного полюса. Эта особенность начинает проявляться тогда, когда химический потенциал $\mu(\rho)$, определяющий гравитационную энергию квазичастиц, приближается к дейтонной энергии связи ϵ_d . Используя найденное из анализа ядерного эксперимента значение $(ap_0 M/\pi^2 \approx -5)$ с помощью (1), нетрудно установить, что это происходит при таких ядерных плотностях ρ , при которых радиус ядра $R \sim 3R_0$. Оценки показывают, что того же порядка и критическая плотность ρ_c , при которой в ядерной среде впервые появляется квазидейтонное связанные состояние, что ведет к фазовому переходу типа моттовского перехода металл — диэлектрик. Расчет уравнения состояния в этой области достаточно сложен из-за неприменимости стандартного газового приближения, связанной с резонансным характером NN -взаимодействия при низких энергиях и будет рассмотрен отдельно. Здесь мы ограничимся обсуждением, к каким экспериментальным следствиям ведет предположение о существовании долгоживущих ($\tau \gtrsim 10^{-11}$ с) квазидейтонных ядерных изомеров с радиусом $R_i \sim 3R_0$ (их пробег, очевидно, на порядок меньше обычного) и энергией связи на частицу порядка ϵ_d . Из этих предположений сразу вытекает, что энергия возбуждения изомерного состояния может составлять около 5 — 6 МэВ/нукл, т. е. примерно 100 — 150 МэВ для легких ядер с массовым числом $A \sim 20$. Квазидейтонные изомеры с $A > 60$ по-видимому, не образуются, так как они абсолютно неустойчивы относительно деления. Напомним, что эта неустойчивость определяется конкуренцией кулоновского отталкивания E_Q и поверхностного натяжения E_S и отвечает обращению капельного барьера деления в 0. Это происходит тогда, когда параметр $\xi = Z^2/A$ достигает такой величины ξ_c , что отношение $x = E_Q/2E_S$ становится равным единице. Для обычных ядер $\xi_c^0 \approx 48 - 50$. Кулоновская энергия изомера, очевидно, меньше обычной $E_Q^i = E_Q^0 r_0/r_i$, однако поверхностная энергия $E_S^i = 4\pi r_i^2 \sigma_i A^{2/3}$ (σ_i — коэффициент поверхностного натяжения, r_i — среднее расстояние между частицами) падает с ростом r_i еще быстрее. Из размерных соображений $\sigma_i \sim \epsilon_F^i / r_i^2 \sim 1/Mr_i^4$ (численный коэффициент найден в ^{7, 8}). Поэтому при увеличении расстояния r_i между частицами $E_S^i \approx E_S^0 r_0^2 / r_i^2$ следовательно отношение ξ_c^i для изомеров также падает: $\xi_c^i \approx \xi_c^0 r_0/r_i \approx 16$ т. е. $Z^i \approx 30 - 40$, $A_c^i \approx 70 - 90$. Аналогично оценивается и граница массовых чисел, начиная с которых изомеры в основном состоянии неустойчивы относительно деления, хотя барьер деления и существует. Для нормальных ядер такой процесс возможен для $A > 60$, для изомерных при $A > 20$. Итак, начиная примерно с $Z_f \sim 10$, квазидейтонные изомеры способны делиться и этот процесс в фотоэмulsionии в принципе может быть наблюден.

(Для изомера с $Z \sim 20$ величина капельного барьера (см. ⁹) $\Delta \sim 1$ МэВ). Кроме того с уменьшением атомного номера барьер между основным и изомерным состояниями тает, и, скажем, ⁴ Не изомеров быть уже не должно. Поэтому исследование длины свободного пробега λ частиц с зарядами $Z = 2,2$ также как и с большими $Z > 40$ имеет решающее значение для проверки обсуждаемой гипотезы.

В ядерных реакциях, индуцированных пионами, нуклонами, электронами, даже при благоприятной кинематике (а она накладывает жесткие ограничения на условия, при которых могли бы наблюдаться изомерные состояния) по-видимому, сильно подавлено, аналогично тому, как из-за конкуренции многих степеней свободы подавлено деление тяжелых ядер тепловыми нейтронами ¹⁰. В соответствии с этим и при неупругом рассеянии ядер на протонах мишени изомерные состояния возбуждаются не должны. Можно осуществить простой эксперимент, поставив водородную мишень перед стопкой фотопластинок. Если обсуждаемая гипотеза спрведлива, аномальное поведение длины свободного пробега в фотоэмulsionии будет оставаться неизменным вне зависимости от толщины водородной мишени.

Предпочтительны для возбуждения изомерных состояний ядерно-ядерные релятивистские соударения поскольку вполне вероятно, что в таких процессах взаимодействие имеет, колективный характер. Коллективный процесс, ведущий к образованию изомера, можно рассматривать как расширение ядра под действием ударного внешнего давления $P = \Delta p_{\perp} / R^2 \Delta t$, где Δp_{\perp} — характерная передача импульса в столкновении, $\Delta t \sim c/R$ — время соударения.

Конечная стадия процесса определяется энергией возбуждения ядра: если она превышает 8 МэВ/нукл, ядро разваливается в основном состоянии, поскольку лишняя энергия возбуждения уносится в результате испарения легких частиц. Изомер в основном состоянии (если он не делится) излучает только при туннельном переходе в „нормальную fazу”. Полагая величину барьера перехода $\Delta \sim \epsilon_d A$, находим, что для $A \sim 20$ барьерный фактор $R_b \sqrt{2MA\Delta} \sim 20$. В результате время жизни такого изомера может оказаться достаточным для регистрации его в ядерной эмульсии. Если такие долгоживущие изомеры действительно существуют, они должны накапливаться во вторичных столкновениях, т. е. аномалия в длине свободного пробега $\lambda(R)$ фрагментов второго поколения должна усиливаться. Имеющаяся статистика событий пока еще недостаточна для проверки этого утверждения.

В заключение я приношу глубокую благодарность А.А.Боровому, В.З.Гольдбергу, Ю.Б.Иванову, К.Н.Мухину, О.О.Патаракину, Г.А.Пик-Пичаку, Э.Е.Саперштейну и Л.М.Сатарову за плодотворное обсуждение вопросов, затронутых в работе.

Литература

1. Friedlender E.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 1084.
2. Jain P.L., Das G., Phys. Rev. Lett., 1981, **48**, 305.
3. Jagoda H. Nuovo Cim., 1957, **6**, 559.
4. Judec B. Can. J. Phys., 1972, **50**, 2082.
5. Vautherin D., Brink D. Phys. Rev., 1972, **C5**, 626.
6. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1965.
7. Ходель В.А. Яф, 1976, **19**, 794.
8. Иванов Ю.Б. ЖЭТФ, 1981, **81**, 977.
9. Пик-Пичак Г.А. ЖЭТФ, 1962, **42**, 1294.
10. Халперн И. Деление ядер. Физматгиз, 1962.