

УДК 524.354.6; 539.16

Асимптотические пределы кластерной модели образования нуклидов и субъядерных частиц

Э. Э. Лин

Работа развивает разработанную ранее кластерную модель образования субатомных и субъядерных объектов. Показано соответствие модели общепринятым представлениям о нуклонных оболочках, что позволяет экстраполировать известную линию стабильности нуклидов в точки, соответствующие конечным нуклидам, предсказываемым моделью. Получено выражение для определения средней массы объектов, образующихся в релятивистских процессах. Рассчитаны средние массовые числа ядер и спектры частиц, образующихся при глубоко неупругом рассеянии нейтрино на мишенях.

Введение

В работах [1–5] рассматривается ряд вопросов физики ядер и субъядерных частиц, которые до сих пор можно считать актуальными. К ним относятся:

- 1) предсказания ядерных масс и определение областей стабильности, в том числе и для нейтроноизбыточных ядер;
- 2) определение характеристик глубоко неупругих взаимодействий рассматриваемых объектов в релятивистских процессах;
- 3) исследования гиперядер, включающих в себя лямбда-частицы.

Для решения возникающих задач привлекаются фундаментальные методы ядерной физики и физики элементарных/фундаментальных частиц.

Можно попытаться рассмотреть некоторые специфические особенности процессов, соответствующих указанным вопросам, с помощью предложенной в работах [6, 7] кластерной модели образования субъядерных и субатомных объектов. Данная модель позволяет описывать асимптотику процессов роста кластеров различной физической природы, состоящих из соответствующих структурных зародышей, в рамках общего кинетического подхода, основанного на расширенной трактовке принципа неопределенности применительно к пространству размеров объектов и представлениях об их коалесценции.

Методология

В основу кластерной модели [6, 7] положено кинетическое уравнение Фоккера – Планка (УФП), описывающее эволюцию функции $\varphi(a, t)$ плотности распределения кластеров по размерам a с течением времени t :

$$\frac{\partial \varphi(a, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial a} [v\varphi(a, t)] - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial a^2} [\eta\varphi(a, t)] = 0. \quad (1)$$

Здесь $v = \langle da \rangle / dt$, $\eta = \langle (da)^2 \rangle / dt = \hbar / 2m$ – средняя скорость кинематического переноса φ и коэффициент диффузии в пространстве a соответственно, \hbar – приведенная постоянная Планка, m – масса кластера. Решение этого уравнения методом Вентцеля – Крамерса – Бриллюэна позволяет получить следующее приближенное выражение для относительной плотности распределения кластеров по размерам:

$$P \approx \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3/4} \left| \cos \frac{2\sqrt{2}}{5} \frac{\lambda}{\beta^{1/2}} \left[\left(\frac{a}{a_0} \right)^{5/2} - 1 \right] \right|. \quad (2)$$

Здесь $\lambda \approx (15/2)^{1/2}$ – «произвольное» действительное число, найденное путем сшивки условия первого максимума в выражении (2) с решением УФП для малых кластеров, а параметр $\beta \approx \hbar t_i / 2m_0 a_0^2$ определяется массой m_0 и размером a_0 зародыша, а также характерным масштабом времени t_i взаимодействия объектов. В качестве такого масштаба целесообразно принять период высокочастотных колебаний нуклонов в ядре, равный $t_i = 2r_0 / c_0 \approx 5 \cdot 10^{-23}$ с, где $c_0 = 5 \cdot 10^7$ м/с – эффективная скорость «звука» в ядерной материи, определяемая на основе известной средней кинетической энергии идеального ферми-газа на нуклон, равной 22 МэВ [8]. Для определения массовых чисел A будем использовать известное выражение [1, 8], связывающее радиус ядра $R = a/2$ с массовым числом:

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

где $r_0 \approx 1,3$ Фм – характерный параметр сильного взаимодействия [8].

Из соотношения неопределенностей *координата – импульс* в пространстве a в [7] получено следующее выражение для максимального размера объекта a_{\max} :

$$\frac{a_{\max}}{a_0} \equiv \xi_{\max} = \frac{2}{9} \frac{m_0 a_0^2}{\hbar \Delta t_{\min}}, \quad (4)$$

где Δt_{\min} – минимальный промежуток времени элементарного акта взаимодействия объектов, определяемый физической природой процесса.

Что касается высокоинтенсивных ядерных процессов, протекающих при воздействии на мишень быстрых (в том числе и релятивистских) частиц, то для их описания следует применять сле-

дующее дифференциальное уравнение для эволюции среднего размера $\langle a \rangle$ со временем, выведенное в [7] на основе соотношений неопределенности *координата – импульс* в пространстве a и *энергия – время* (правило Гейзенберга):

$$\langle a \rangle^{3/2} d\langle a \rangle \approx \left(\frac{a_0^3 \Delta E}{2m_0} \right)^{1/2} dt, \quad (5)$$

где ΔE – ширина уровня энергии возбужденного состояния изолированной квантово-механической системы.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 показана рассчитанная по формуле (2) зависимость относительной плотности распределения нуклидов от их массовых чисел в случае зародышей – альфа-частиц. Осциллирующий характер этой зависимости отражает существование наиболее вероятных массовых чисел $A_{\text{мп}}$ относительно стабильных нуклидов (элементов и изотопов), соответствующих локальным максимумам кривой $P(A)$. Характер осциллирующей кривой $P(A)$ приблизительно соответствует периодическому характеру зависимостей энергии связи одного нуклона E_1 и двух нуклонов E_2 от A , приведенных в [9]. При этом относительное уменьшение энергии связи в изученном диапазоне A приблизительно соответствует уменьшению локальных максимумов P . Например, при увеличении A от 4 до 200 P уменьшается в 2,68 раза, а E_1 – в 2,65 раза; при увеличении A от 51 до 200 P уменьшается в 1,36 раза, а E_2 – в 1,27 раза.

Исходя из значений $A_{\text{мп}}$ можно по формуле для зависимости числа протонов в стабильных ядрах Z_{stab} от массового числа в приближении капельной модели $Z_{\text{stab}} \approx A / (0,015A^{2/3} + 2)$ (формула Вейцекера, см. [1], с. 277) рассчитать ряд элементов и изотопов [1, 10] от ${}^6\text{Li}_3$ до ${}^{254}\text{Cf}_{98}$. В расчетах по методу [9], основанному на оболочечной модели ядра, исходя из значений $A_{\text{мп}}$ находились значения Z по формулам, связывающим массовые числа с числами протонов в соответствии

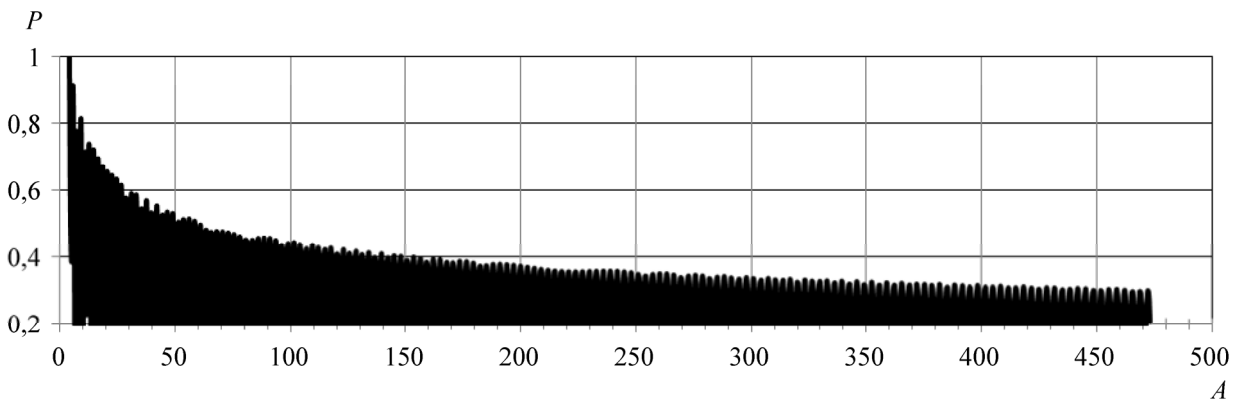


Рис. 1. Относительная плотность распределения нуклидов (зародыши – α -частицы)

с систематикой нуклидов Селинова [9]: $Z = (A + 2N_{\alpha 4})/3$ ($N_{\alpha 4}$ – число гелионных групп) и $Z = (A + 46)/3$: $^{566}\text{Fe}_{26}$, $^{88}\text{Sr}_{38}$, $^{91}\text{Zr}_{40}$, $^{96}\text{Mo}_{42}$, $^{101}\text{Ru}_{44}$, $^{140}\text{Ce}_{58}$, $^{171}\text{Yb}_{70}$, $^{188}\text{Os}_{77}$, $^{251}\text{Cf}_{98}$, $^{254}\text{Fm}_{100}$, $^{257}\text{Md}_{101}$. (Соответствующие значения $N_{\alpha 4}$ приведены в [9] в табл. II, см. приложение-вкладку.)

Результаты расчетов показаны на диаграмме нуклидов в координатах $(Z, N-Z)$, N – число нейтронов (рис. 2). Можно видеть, что расчетные точки расположены в соответствии с общепринятыми представлениями [1, 9] о линии стабильности нуклидов. Эта линия неплохо экстраполируется в точки, соответствующие конечным нуклидам, предсказываемым данной моделью: $A_{\text{end}} \approx 470$ и 490 [6, 7]. При $A_{\text{end}} \approx 470$ (для зародышей – альфа-частиц) по систематике [9] получаем $Z = (A + 46)/3 = 172$ и $N = 298$. При $A_{\text{end}} \approx 490$ получаем $Z = 179$, $N = 311$. Кроме того, пульсирующая кривая на рис. 1 дает массовые числа последних нуклидов седьмого периода модифицированной Периодической системы элементов [9] $A_{\text{last}} = 285$ и 307 . Соответствующие числа протонов равны $Z = (A + 46)/3 = 110$ и 118 . Полученное совпадение позволяет предсказать наиболее вероятные массовые числа в неизученном на сегодняшний день диапазоне: $A_{\text{mp}} = 311, 314, 317, 320, \dots, 408, 412, \dots, 466, 469$. Числа

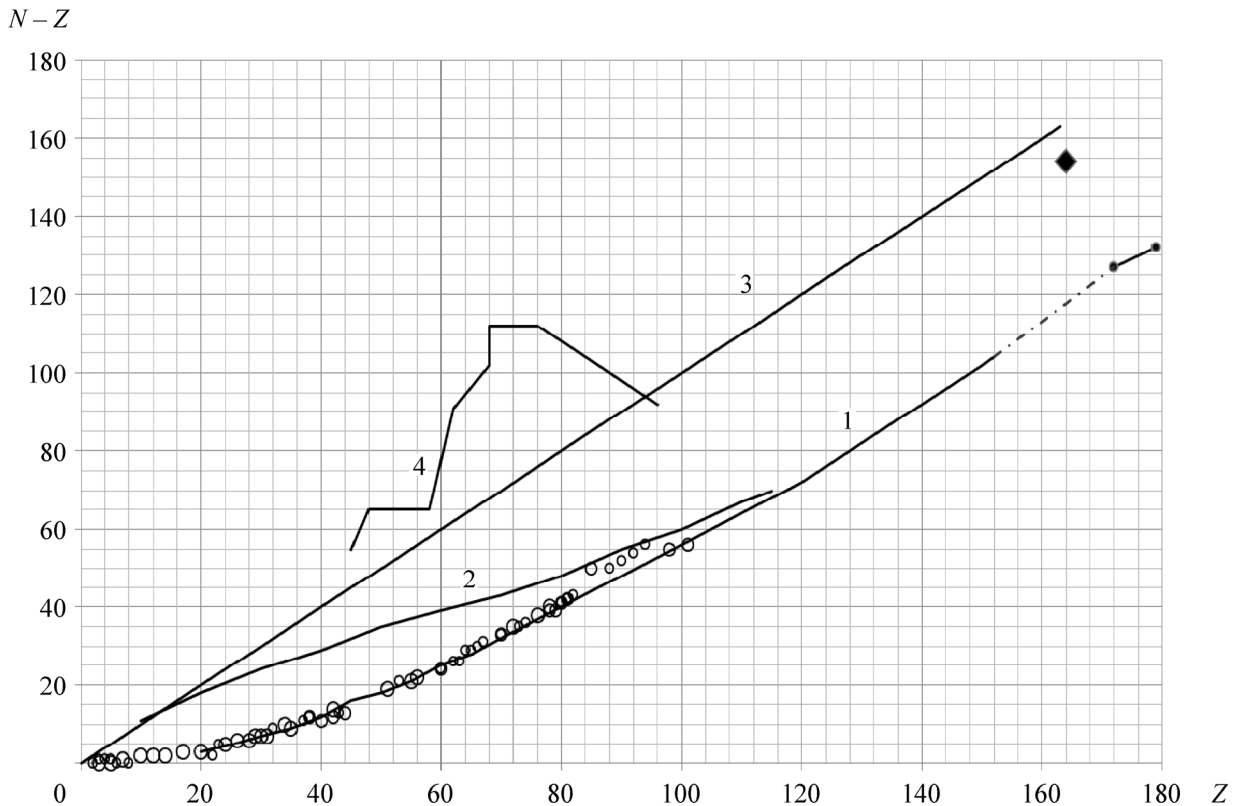


Рис. 2. Диаграмма нейтроноизбыточных нуклидов:

- 1 – параболическая линия 2β -стабильности [9] по усредненным экспериментальным данным с продолжением до гипотетического конечного нуклида $Z = 152$, $N = 258$; 2 – граница известных нейтроноизбыточных ядер [1]; 3 – предполагаемая граница существования нейтроноизбыточных ядер; 4 – граница нейтронной стабильности [4] по отношению к испусканию (захвату) одного нейтрона;
- – расчеты данной работы; ● – конечные ядра [6, 7]; ◆ – нуклид, упомянутый в [9]

$A_{\text{гип}} = 408$ и 412 близки к массовому числу 410 гипотетического конечного нуклида систематики [9]. Таким образом, предложенная кластерная модель предсказывает существование более тяжелых стабильных нуклидов по сравнению с систематикой [9].

На рис. 2 показана также взятая из [4] граница нейтронной стабильности по отношению к испусканию (захвату) одного нейтрона (линия 4). Видно, что граница $N = 2Z$ существования нейтроноизбыточных ядер, соответствующая модели данной работы для моря нуклонной материи, состоящей из ядер трития (линия 3), пересекается с линией 4 при $Z = 93$. Это пересечение означает возможность существования сравнительно стабильного экзотического ядра ${}_{93}^{281}X$. Кроме того, линия 3 пролегает вблизи «острова стабильности» с $Z = 164, N = 318$, упомянутого в [9] (отмечен на рис. 2 отдельной точкой). По-видимому, в этой области можно ожидать существования полуострова стабильности, соединяющего упомянутую точку с линией 3 существования нейтроноизбыточных ядер.

Можно попытаться применить предложенную модель для рассмотрения эффектов в ядерной среде при глубоко неупругом рассеянии нейтрино и антинейтрино на ядре [5]. Процесс описывается уравнением $\nu_l(k) + N(p) \rightarrow l^-(k') + X(p')$, $l = e, \mu$, где $N(p)$ – релятивистски возбужденный нуклон. Определим характерные размеры и массы продуктов X , зародышем которых является протон. Следуя представлениям [1, 11], будем рассматривать протон как объект, состоящий из конститuentных (валентных) u - и d -кварков, связанных глюонами, а также из моря рождающихся и уничтожающихся кварк-антикварковых пар в состоянии асимптотической свободы. В этом море присутствуют все типы токовых кварков и антикварков, включая как легкие u, d, s , так и тяжелые c, b и t (см. структурную функцию протона в [11], с. 227). При взаимодействии с нейтрино токовые кварки s, c , и b могут приобрести дополнительную массу в результате релятивистских эффектов (превращение энергии в массу $\Delta m = \Delta E/c^2$, лоренцевское преобразование $\Delta m/m = \left[\left(1/\sqrt{1-V^2/c^2} \right) - 1 \right]$) и, оттолкнувшись от кварк-антикваркового моря (конденсата в вакууме) и обретя глюонную «шубу», превратиться в конститuentные [1]. Этот процесс приводит к увеличению массы образовавшейся частицы по сравнению с исходной массой протона.

Из уравнения (5) получим соотношение для средней массы частиц – продуктов высокоинтенсивного релятивистского процесса:

$$\langle a \rangle^{3/2} d \langle a \rangle \approx \left(\frac{a_0^3 \Delta E}{2m_0} \right)^{1/2} dt,$$

$$\Delta E = mc^2 \Rightarrow \langle a \rangle = \frac{c}{\sqrt{2}} t = \frac{c}{\sqrt{2}} \frac{a_i}{c} = \frac{a_i}{\sqrt{2}} \Rightarrow \langle m \rangle = \frac{m_i}{2\sqrt{2}}. \quad (7)$$

Здесь a_i, m_i – размер и масса исходной частицы, вступающей в реакцию с нейтрино. Если это нуклон N , состоящий из u - и d -кварков и имеющий массу $m_0 = 1440$ МэВ [1, 12], то средняя масса частиц равна $\langle m \rangle = 510,64$ МэВ, что с точностью до 3 % соответствует ка-мезону (каону) K , имеющему массу 494 МэВ и основные моды распада $\nu m^+, \pi^0 \pi^+$ [1, 12]. Таким образом, предложенная в данной работе приближенная модель в сочетании с общеизвестными данными [1, 12] находится в качественном соответствии с представлениями работы [5], в которой отмечается образование одиночного каона и набора элементарных частиц.

Если же принять, что время формирования продуктов равно времени пробега релятивистских частиц внутри «материнского» ядра $t_{\text{form}}^{\text{ur}} = a_m/c$, то из формул (5) и (3) получаем, что среднее массовое число $\langle A \rangle_{\text{pr}}$ продуктов глубоко неупругого процесса связано с массовым числом A_m материнского ядра простой зависимостью, аналогичной формуле (7):

$$\langle A \rangle_{\text{pr}} = A_m / 2\sqrt{2}. \quad (8)$$

Если в качестве материнского ядра использовать ${}^9\text{Be}$, то из формулы (8) получим $\langle A \rangle_{\text{pr}} = 3$, т. е. ядро трития; в случае мишеней [5] из углерода ${}^{12}\text{C}$, кальция ${}^{40}\text{Ca}$, железа ${}^{56}\text{Fe}$ получим $\langle A \rangle_{\text{pr}} = 4, 14, 20$, т. е. образуются ядра гелия, азота и неона соответственно. Если же в качестве материнских объектов использовать ядра легких актиноидов с $A_m = 238-244$, то $\langle A \rangle_{\text{pr}} = 84-87$, т. е. при взаимодействии с релятивистскими частицами ядра актиноидов будут превращаться в ядра, соответствующие продуктам деления [13].

Из формулы (2) при $\beta = \hbar/2m_p a_p c = 0,061$ (зародыш – протон с зарядовым размером $a_p = 1,72$ Фм [1]), получаем следующий спектр частиц [1, 12] с приведенными размерами $\xi = a/a_p$, которые могут образоваться в результате релятивистских эффектов в море партонов (масса частицы рассчитывается как $m_{\text{pr}} = m_p \xi^3$): нуклон $N(1520)$, лямбда-частица $\Lambda(2110)$, $\eta_c(2980)$, $\chi(3510)$, $\psi(4160)$, B -мезон (5271) (рис. 3). Спектр обрезан на $\xi = 1,87$, что приблизительно соответствует значению $\xi_{\text{max}} = 1,824$, полученному по формуле (4) для зародыша-протона. Указанные в скобках массы покоя (в МэВ) вписываются в ширину соответствующей пульсации по ξ . Наличие в спектре лямбда-частицы означает возможность образования гиперядер, описанных в [1].

Заключение

Достигнутое соответствие предложенной кластерной модели с известными представлениями о нуклонных оболочках и линии стабильности нуклидов позволяет определить числа протонов

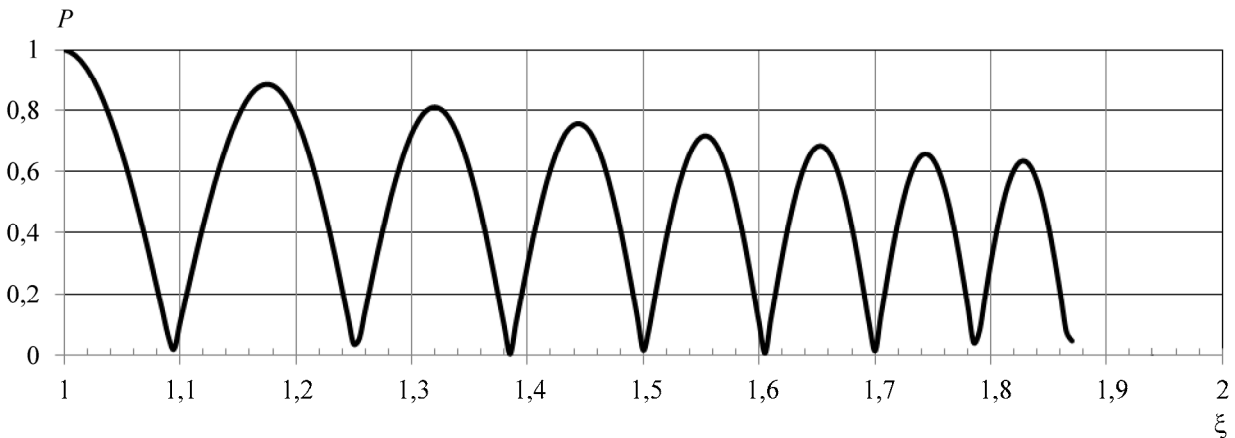


Рис. 3. Спектр относительных размеров частиц

$Z = 172$ и 179 в предсказываемых конечных нуклидах с $A_{\text{end}} \approx 470$ и 490 и проэкстраполировать известную линию стабильности в эти точки на диаграмме нуклидов.

Предложенное описание процессов глубоко неупругого рассеяния нейтрино на мишенях позволяет рассчитать спектры образующихся частиц и ядер. Показана возможность образования гиперядер в процессах взаимодействия обычных ядер с релятивистскими частицами.

Список литературы

1. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра – М.: Изд-во ЛКИ, 2007.
2. Wang N., Liu M. Nuclear mass predictions with a radial basis function approach // *Phys. Rev. C*. 2011. Vol. 84. P. 051303–051307.
3. Düllmann Ch. E., Schädel M., Yakushev A. et al. Production and decay of element 114: high cross sections and new nucleus ^{277}Hs // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 104. P. 252701–252705.
4. Тарасов В. Н., Гриднев К. А., В. Грайнер и др. Полуостров стабильности ядер в окрестности $N = 258$ // *Изв. РАН. Сер. физическая*. 2012. Т. 76, № 8. С. 976–981.
5. Haider H., Ruiz S. I., Sajjad A. M., Vicente Vacas M. J. Nuclear medium effects in $\nu(\bar{\nu})$ -nucleus deep inelastic scattering // *Phys. Rev. C*. 2011. Vol. 84, N 5. P. 054610-1–054610-13.
6. Lin E. E. Cluster model of formation of subnuclear and subatomic objects // *J. of Modern Phys.* 2014. Vol. 5, N 2. P. 107–111.
7. Лин. Э. Э. Асимптотические модели модели кинетики образования структур с квантовыми свойствами. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2016.
8. Валантен Л. Субатомная физика: ядра и частицы. В 2-х т. / Под ред. Н. Н. Колесникова. – М.: Мир, 1986.
9. Селинов И. П. Строение и систематика атомных ядер. – М.: Наука, 1990.
10. Кулаков В. М. Ядерные свойства нуклидов // *Физические величины : справочник* / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 993–1044.
11. Кейн Г. Современная физика элементарных частиц. – М.: Мир, 1990.
12. Никитин Ю. П. Элементарные частицы // *Физические величины : справочник* / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 970–993.
13. Обухов А. И., Григорьев И. С. Деление ядер // Там же. С. 1094.

Asymptotic Limits for Cluster Model of Formation of Nuclides and Subnuclear Particles

E. E. Lin

This work presents the subsequent development of a cluster model for formation of subatomic and subnuclear objects elaborated earlier. A correspondence between the model and the generally accepted notions of nucleon shells was shown. This circumstance allows us to extrapolate a well-known stability line of nuclides to the points conforming to final nuclides, which are predicted by the model. An expression for an average mass of objects being formed in relativistic processes was obtained. Calculations were performed for average mass numbers of nuclei and for spectra of particles formed in the course of deep inelastic neutrino-targets scattering.