

6 - Атомная, ядерная физика, физика элементарных частиц

Карюкина Ксения Юрьевна, аспирант 1 года обучения
Новосибирск, Новосибирский государственный технический университет, физико-технический
Уменьшение эмиттанса пучка в накопителе с помощью магнитных змеек. Вигглер с переменным периодом

Левичев Евгений Борисович, д.ф.-м.н.
e-mail: Keerarara@mail.ru стр. 238

Мазур Сергей Иванович, 2 курс
Омск, Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, физический
Расчет сечений образования сверхтяжелых элементов $Z=122$

Косенко Григорий Иванович, д.ф.-м.н.
e-mail: mazur1sergey@gmail.com стр. 240

Чередов Андрей Викторович, аспирант 2 года обучения
Омск, Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, физический
Об анизотропии углового распределения в четырехмерной ланжевеновской динамике

Адеев Геннадий Дмитриевич, д.ф.-м.н.
e-mail: phys-andrey@yandex.ru стр. 242

Уменьшение эмиттанса пучка в накопителе с помощью магнитных змеек.

Вигглер с переменным периодом

Карюкина Ксения Юрьевна

Левичев Евгений Борисович

Новосибирский государственный технический университет

Левичев Евгений Борисович, д.ф.-м.н.

Keerarara@mail.ru

Магнитной многополюсной змейкой (англ. wiggler) называется последовательность магнитов, создающих знакопеременное поле таким образом, что пучок заряженных частиц, пролетая в нем, периодически отклоняется относительно оси змейки. Поскольку синхротронное излучение из змеек увеличивает потери энергии частиц, сила радиационного трения возрастает, что, при определенных условиях, накладываемых на параметры змейки и оптические функции в месте ее размещения, может приводить к уменьшению фазового объема пучка (эмиттанса).

В данной работе мы оптимизируем оптические функции промежутка накопителя, куда устанавливается змейка, с целью более эффективного уменьшения эмиттанса. Впервые получены оптимальные решения для структур типа FODO и TME. Предложен оригинальный способ подавления вклада полей змейки в радиационное возбуждение фазового объема пучка путем модуляции периода поля вдоль оси змейки.

Пользуясь формализмом структурных (радиационных) интегралов, эмиттанс релятивистского пучка электронов, определяемый синхротронным излучением, можно записать как

$$\varepsilon_x = C_q \frac{\gamma^2}{J_x} \frac{I_5}{I_2} = C_q \frac{\gamma^2}{J_x} \frac{\int |H(s) / |\rho(s)|^3 dz}{\int 1 / \rho(s)^2 dz}, \quad (1)$$

где $C_q = 3.84 \cdot 10^{-13}$ м, γ – релятивистский фактор, интегралы берутся по замкнутой орбите, лежащей в горизонтальной плоскости, J_x – безразмерный декремент затухания горизонтальных бетатронных колебаний (далее считается $J_x = 1$), ρ – радиус кривизны орбиты, а функция $H(s)$ определяется поведением оптических ($\alpha_x, \beta_x, \gamma_x$ – параметры Куранта-Снайдера) и дисперсионной η_x функций в поворотных магнитах:

$$H = \gamma_x \eta_x^2 + 2\alpha_x \eta_x \eta'_x + \beta_x \eta_x'^2, \quad (2)$$

где штрих обозначает производную по продольной координате. Интегрировать в (1) можно отдельно по магнитам кольца, отдельно по змейкам: $I_n = I_{n0} + I_{nw}$. Из формулы (1) видно, что при уменьшении I_5 - интеграла, отвечающего за квантовые возбуждения, (при сохранении остальных величин, входящих в формулу) эмиттанс уменьшается.

Считая, что горизонтальная бетатронная функция на длине змейки меняется слабо, и, используя среднее значение этой функции, для синусоидальной модели поля вигглера, подставляя (2) в (1), можно записать пятый радиационный интеграл для змейки:

$$I_{5w} \approx \frac{1}{15\pi^3} \lambda_w^3 \cdot h_w^5 \cdot L_w \cdot \bar{\beta}_x, \quad (3)$$

где λ_w – длина периода змейки; $h_w = B_w / B\rho$; $B\rho$ – жесткость магнитной структуры, пропорциональная энергии пучка; B_w – амплитуда магнитного поля; L_w – длина вигглера; $\bar{\beta}_x$ – среднее значение бетатронной функции. При нахождении выражения (3) использовалось предположение о том, что влияние остаточной дисперсии мало и взяты основные по углу $\theta_w = h_w \lambda_w / 2\pi \ll 1$ члены. Поскольку интеграл I_{5w} (3) зависит от среднего значения горизонтальной бетатронной функции в промежутке змейки, поведение горизонтальной бетатронной функции можно оптимизировать так, чтобы среднее значение на длине змейки было минимальным. Такая оптимизация сделана для двух распространенных случаев размещения вигглеров: 1) Ячейка для постановки змейки имеет простейшую структуру типа FODO, 2) Поведение оптических функций зеркально симметрично относительно середины змейки (для поворотного магнита такую структуру принято называть TME – Theoretical Minimum Emittance):

$$I_{5W\min} \approx N_w \cdot \theta_w^3 \cdot h_w^2 \cdot L_w \cdot \begin{cases} \frac{8}{15} \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3}}, & FODO \\ \frac{8}{15} \frac{1}{\sqrt{3}}, & TME \end{cases}, \quad (4)$$

где N_w - число периодов вигглера. Из (4) можно видеть, что в структуре типа TME при одинаковой длине вигглера можно получить минимальный пятый интеграл в $2\sqrt{2}$ раз меньше. Однако следует помнить, что в случае FODO число квадрупольных линз в ячейке меньше, чем в TME, т.е., в последнем случае расстояния между змейками оказываются длиннее, а, следовательно, их «погонная плотность» меньше.

Функцию под интегралом I_{5W} в выражении (1) можно разделить на две части – периодическую по s , связанную с полем змейки, и растущую как $\sim s^2$, связанную с бетатронной функцией. Если какой-нибудь параметр поля змейки, входящий в интеграл, уменьшать с увеличением z так, чтобы купировать рост $\beta_x(z)$, это позволило бы дополнительно уменьшить I_{5W} . Предлагается выбрать в качестве такого параметра период магнитного поля, введя некоторую его зависимость вдоль оси вигглера $\lambda_w = \lambda_w(s)$. С увеличением номера периода от центра змейки (где бетатронная функция минимальна), величина $\bar{\beta}_{xn}$ растет, и, чтобы скомпенсировать этот рост, примем, что $\lambda_n = \lambda_{n-1} - \Delta\lambda_n$ и $|\Delta\lambda_n / \lambda_{n-1}| \ll 1$. На рисунке 1 показаны для сравнения интегралы I_{5W} для вигглера с переменным периодом (слева) и вигглера с постоянным периодом (справа). Использовались следующие параметры: длина $L_w = 2.2$ m, период $\lambda_{w0} = 0.2$ m, число периодов $N_{w0} = 11$, радиус поворота, соответствующий пиковому полю $\rho_w = 4$ m, минимальная бета-функция в центре вигглера $\beta_{y0\min} = 1$ m (для вигглера с переменным периодом $L_w = 2.27$ m и $N_{w0} = 14$)

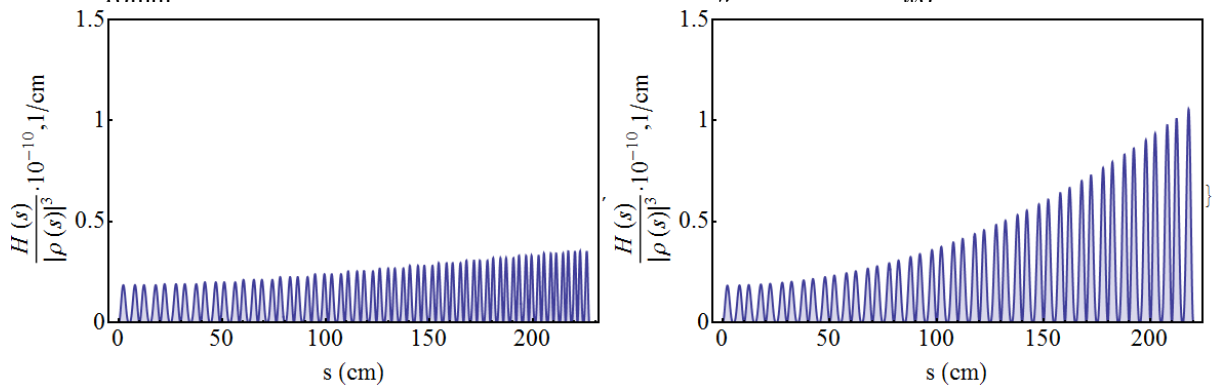


рис.1. Площадь под кривыми - интегралы I_{5W} для вигглера с переменным периодом (слева) и вигглера с постоянным периодом (справа).

Интегрирование функции, приведенной на рис.1 (слева), уменьшает I_{5W} , по сравнению с постоянным периодом на рис. 1 (справа) в 3.5 раза. Змейки с переменным периодом еще не используются в существующих источниках СИ. В данной работе предложен лишь метод.

Для эффективного уменьшения эмиттанса электронного пучка в накопительных кольцах с помощью сильнополевых многополюсных магнитных змеек проведена оптимизация оптических функций промежутка, предназначенного для постановки змейки. Получены выражения, позволяющие согласовать змейку с оптикой такого промежутка. Предложен метод дополнительного уменьшения пятого радиационного интеграла, ответственного за увеличение поперечного фазового объема пучка, путем вариации длины периода поля змейки.

Расчет сечений образования сверхтяжёлых элементов Z=122

Мазур Сергей Иванович

Литневский Владимир Леонидович, Мазур Екатерина Константиновна, Косенко Григорий Иванович.

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского

Косенко Григорий Иванович д.ф.-м.н.

mazur1sergey@gmail.com

В последние годы моделирование процессов образования сверхтяжёлых элементов и эксперименты, посвященные этому занимают одно из центральных мест в физике атомного ядра. Так, в 2009 году были проведены эксперименты по синтезу элемента с Z=117 (Унунсептий) [1], а ранее были синтезированы элементы Z=113-116 и Z=118. Теоретические расчеты сечения образования новых элементов Y.Abe [2], позволяют получить экспериментаторам дополнительную информацию для планирования экспериментов. Недавно, например, были выполнены расчеты по элементу с Z=120 [3].

Процесс деления может быть описан с помощью небольшого числа коллективных степеней свободы, которые взаимодействуют с «термостатом», образованным всеми остальными – одночастичными степенями свободы. Такое описание называют диффузионной моделью. В этом случае динамика коллективных переменных становится похожей на динамику броуновской частицы. При движении, броуновские частицы испытывают многочисленные соударения с другими частицами. Эти соударения можно рассматривать как случайные силы, действующие со стороны среды. В нашем случае это обмен энергией между коллективными и одночастичными степенями свободы.

Форма ядра описывается в параметризации овалов Кассини [4] с параметрами деформации α , α_1 , α_4 . Формы ядра в такой параметризации изображены на рис.1. Что свидетельствует о большой гибкости параметризации.

Для описания динамики процесса использовались трехмерные уравнения Ланжевена:

$$\begin{cases} \frac{dq_i}{dt} = \mu_{ij} p_j; \\ \frac{dp_i}{dt} = -\frac{1}{2} p_j p_k \frac{\partial \mu_{jk}}{\partial q_i} - \frac{\partial V}{\partial q_i} - \gamma_{ij} \mu_{jk} p_k + \theta_{ij} \xi_j. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь \vec{q}, \vec{p} – векторы коллективных координат; $V(\vec{q})$ – потенциальная энергия, зависящая от углового момента; $\theta_{ij} \xi_j$ – случайная сила, ξ_j – случайная величина, m_{ij} и γ_{ij} – инерционный и фрикционный тензоры.

$$\| \mu_{ij} \| = \| m_{ij} \|^{-1} \quad (2)$$

Для расчета вероятности образования элемента в нашей модели задачу делят на две части: до касания ядер (входной канал реакции) и после касания (выходной канал реакции). В работе был проведен анализ входного канала реакции, в котором рассматривалась следующая реакция:



С начальной энергией центра масс $E_{\text{cm}} = 274$ MeV. Результаты расчета для входного канала изображены на рис.2, 3. Видно, что при увеличении вращения ядерной

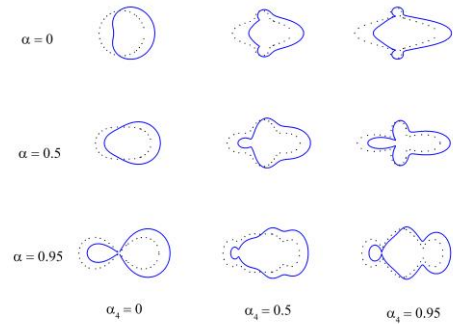


рис. 1. Формы ядра в зависимости от параметров деформации α , α_1 , α_4 . Прерывистая линия – $\alpha_1=0$, сплошная – $\alpha_1=0.5$

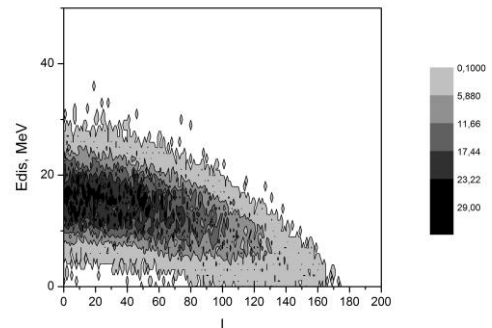


рис. 2. Распределение событий входного канала по энергии диссипации и орбитальному

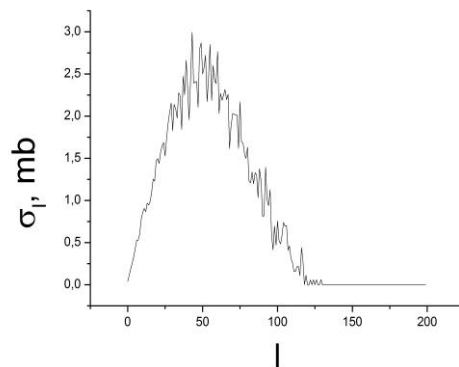


рис. 3. Распределение сечения касания ядер во входном канале от орбитального момента l.

системы (увеличение углового момента l) энергия переходит во вращательную составляющую. На рис.3 представлена зависимость сечения касания ядер от углового момента l . Из представленных данных можно сделать вывод, что после касания ядер, система будет вращаться и её угловой момент будет равен около 50. Полное сечение касания ядер получилось равным $\sigma_{tot} = 1.7$ mb. Данные, полученные из входного канала, применялись в качестве начальных условий для расчета выходного канала реакции.

В результате выполнения работы было смоделировано и обработано около $4.5 \cdot 10^5$ событий слияния-деления ядер. Для оценки энергии диссипации была выбрана равной 30 MeV, что вполне согласуется с результатами входного канала (рис.2). Такой энергии соответствует температуре ядра $T = 1$ MeV.

Результаты расчетов показаны на рис.4. На рисунке изображено распределение событий реакции слияния - деления от минимального значения параметра деформации α . Результаты разделены на три вероятных исхода. Первое возможное развитие реакции это глубоко не упругое взаимодействие (deep elastic). В таких процессах деформация ядра не достигала значения 0.63 (первого потенциального барьера). При таких реакциях взаимодействующие ядра практически не меняют своей структуры. Вероятность такого процесса очень велика.

Второе - развитие реакции это квазиделение (quasi fission). В таких процессах деформация ядра принимала значения от 0.63 до 0.35 (между первым и вторым потенциальным барьером). Вероятность такого процесса $P_{qf} = 1.1 \cdot 10^{-5}$.

Третья - развитие реакции это деление (fission). Именно в таких процессах можно говорить об образовании сверхтяжелого элемента. Деформация ядра должна стать меньше 0.35. Вероятность таких процессов получилась $P_f = 1.6 \cdot 10^{-5}$.

Следовательно, вероятность образования нового ядра с учетом входного канала реакции равна $\sigma_f = 27$ pb. Но для уточнения данного результата необходимо обработать больше событий.

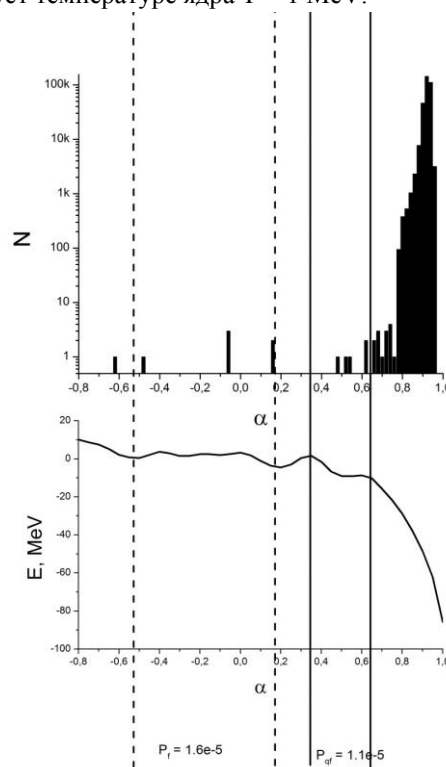


рис. 4. . Распределение событий процесса слияния - деления в зависимости от минимального значения параметра деформации α для выходного канала реакции $Ni + Pu$.

Список публикаций:

- [1] Y. T. Oganessian et al., «Synthesis of a New Element with Atomic Number $Z=117$ », *Phys. Rev. Lett.* (2010) 104
- [2] C.Shen, Y. Abe, D.Boilley, G.Kosenko, E.Zhao, «Isospin dependence of reactions $48Ca+243-251Bk$ », *IJMP E Vol.17, Supplement* (2008) 66-79.
- [3] V.L. Litnevsky, V.V. Pashkevich, G.I. Kosenko, F.A. Ivanyuk, «Description of synthesis of super-heavy elements within the multidimensional stochastic model», *Phys. Rev. C* (2014) 89.
- [4] Pashkevich V.V., «On the asymmetric deformation of fissioning nuclei» // *Nucl.Phys.*(1971) 275-293.

Об анизотропии углового распределения в четырехмерной ланжевенской динамике

Чередов Андрей Викторович

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского

Адеев Геннадий Дмитриевич, д.ф.-м.н.

phys-andrey@yandex.ru

Построение многомерных динамических моделей процесса деления является актуальной задачей в современной ядерной физике. Интерес к таким моделям связан с тем, что учет большего числа степеней свободы ядра при его эволюции от основного состояния до поверхности разрыва позволяет описать большую совокупность экспериментальных данных. Работа посвящена исследованию анизотропии углового распределения осколков деления в четырехмерной динамической модели деления высоковозбужденных ядер. Данная модель получена добавлением к трехмерной ланжевенской модели ориентационной степени свободы ядра (К-координаты).

Эволюция ориентационной степени свободы описывается уравнением Ланжевена в режиме сверхзатухания. В конечно-разностной форме это уравнение имеет вид[1]:

$$K^{(n+1)} = K^{(n)} - \frac{\gamma_k^2 I^2}{2} \left(\frac{\partial V}{\partial K} \right)^{(n)} \tau + \gamma_k I \sqrt{T} \xi^{(n)}, \quad (1)$$

где ξ – нормально распределенное случайное число с единичной дисперсией, γ_k – параметр, характеризующий взаимодействие ориентационной степени свободы ядра с термостатом. Верхний индекс в уравнении (1) означает, что соответствующая величина вычисляется в момент времени $t_n = n\tau$, где τ - шаг интегрирования уравнений Ланжевена по времени.

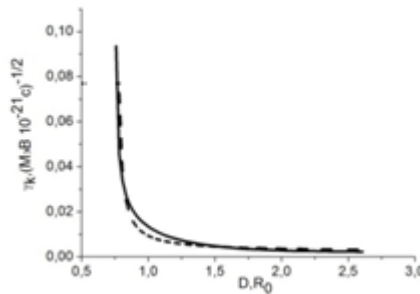


рис.2. Зависимость фрикционного параметра γ_k от расстояния между центрами масс нарождающихся осколков в одномерном случае ($\hbar = \alpha = 0$). Пунктиром показана аппроксимация кривой $\gamma_k(D)$ зависимостью $y = 0,00226 \cdot x / (-0,75802 + x)$

В ходе выполнения исследования была изучена зависимость γ_k от деформации ядра, а также аппроксимация данной кривой зависимостью $y = 0,00226 \cdot x / (-0,75802 + x)$ (рис. 1).

Угловое распределение осколков деления рассчитывалось с помощью выражения:

$$W(\theta) = \frac{1}{N_f} \sum_{j=1} N_f (I^j + 1/2) \left| d_{0K^j}^{I^j}(\theta) \right|^2, \quad (2)$$

где I^j, K^j - значения полного момента и его проекции в момент разрыва ядра для j-й траектории деления; N_f - число событий деления; $d_{0K^j}^{I^j}(\theta)$ – функция вращения Вигнера; θ - угол между направлением вылета осколков деления и осью пучка налетающих ионов.

Для пояснения связи анизотропии и параметра γ_k отметим, что K^j в уравнении (2) и есть К-координата в разрыве, которую мы получаем при помощи выражения (1).

Анизотропия углового распределения определяется как:

$$A = \frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)}, \quad (3)$$

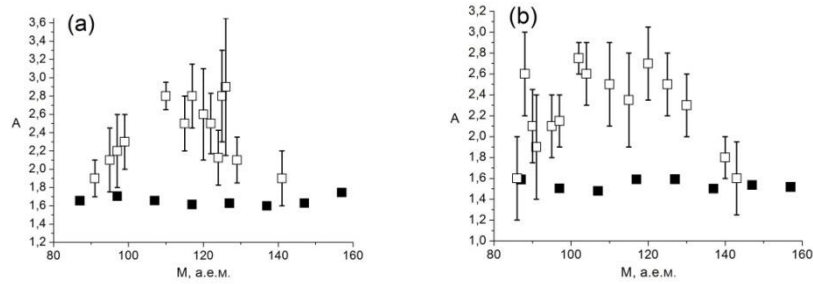


рис.2. Анизотропия углового распределения различных продуктов деления, формируемых в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{252}\text{Fm}$, (а) для $E_{lab} = 125,6 \text{ МэВ}$, (б) для $E_{lab} = 142,5 \text{ МэВ}$, \square - экспериментальные данные работы [2], \blacksquare - теоретические значения, полученные по формуле (3).

В рамках четырехмерной ланжевеновской динамики проведен расчет углового распределения осколков деления и анизотропии углового распределения для двух реакций слияния-деления при различных значениях энергии налетающего иона (рис. 2). Эволюция ориентационной степени свободы K – координаты рассмотрена на основе уравнения Ланжевена (1). Испарение частиц учитывалось на протяжении всего процесса деления.

Качественно воспроизведена зависимость анизотропии от массы осколков при γ_K , зависящей от деформации. Для количественного согласия необходимы дальнейшие расчеты с варьированием γ_K . Как и в эксперименте, мы получили слабую зависимость анизотропии от массы осколков деления. Сравнивая расчеты анизотропии при $\gamma_K = const$ [4] и анизотропии при $\gamma_K(D)$, можно сделать вывод о том, что качественно зависимость анизотропии от массы осколков не меняется, что подтверждает применимость расчетов при $\gamma_K = const$ для моделирования процессов слияния-деления в стохастическом подходе.

Список публикаций:

- [1] J. P. Lestone and S. G. McCalla *Statistical model of heavy-ion fusion-fission reactions* // *Phys. Rev. C*. 2009. Vol. 79. P. 044611.
- [2] Г.Д. Адеев, Карпов А. В., Надточий П. Н., Ванин Д. В. *Многомерный стохастический подход к динамике деления возбужденных ядер* // *ЭЧАЯ*. 2005. Т. 36 С. 732-820.
- [3] R. Tripathi, S. Sodaye, K. Sudarshan, R. Guin *Mass-resolved angular distribution of fission products in the $^{20}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ reaction* // *Phys. Rev.* 2013. Vol. 88. P. 024603.
- [4] P.N. Nadtochy, E. G. Ryabov, A.E. Gegechkori, Yu.A. Anischenko, G.D. Adeev *Four-dimensional Langevin dynamics of heavy-ion-induced fission* // *Phys. Rev.* 2012, Vol. 85. P.064619.

