

УДК 539.172.12; 539.1.04

НЕУПРУГИЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

А. В. Багуля¹, В. М. Гришин¹, В. Н. Иванченко², В. А. Рябов¹,
С. Н. Филимонов²

В рамках программного пакета GEANT4 были рассчитаны адронные и электромагнитные неупругие сечения взаимодействия релятивистских тяжелых ядер в зависимости от энергии в системе центра масс на нуклон. Показано, что в области энергий ускорительного комплекса NICA неупругие столкновения обусловлены электромагнитной диссоциацией сталкивающихся ядер.

Ключевые слова: неупругое сечение, электромагнитная диссоциация, релятивистское ядро.

Изучение столкновений тяжелых атомных ядер при высоких энергиях представляет фундаментальный интерес для исследования процессов в ранней Вселенной. Недавно запущенный российский ускорительный комплекс NICA (Nuclotron-Based Ion Collider fAcility) ставит одной из своих задач экспериментальное изучение столкновений тяжелых атомных ядер при энергиях в системе центра масс на нуклон $\sqrt{s_{NN}} \simeq 5-11$ ГэВ [1]. При этих энергиях интегральное сечение электромагнитной диссоциации становится сравнимым или большим, чем неупругое адронное сечение.

В настоящей работе приведены расчеты в рамках программного пакета GEANT4 [2–6] интегральных неупругих адронных и электромагнитных сечений столкновений релятивистских тяжелых ядер для характерных энергий NICA.

Для описания адронных ядро-ядерных сечений мы следуем упрощенной модели Глаубера с поправкой Грибова на неупругое экранирование [7, 8]. Модель обеспечивает простую аналитическую форму интегральных сечений:

$$\sigma_{\text{tot}}^{A_p A_t} = 2\pi(R_p^2 + R_t^2) \ln \left[1 + \frac{A_p A_t \sigma_{\text{tot}}^{NN}}{2\pi(R_p^2 + R_t^2)} \right], \quad (1)$$

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: bagulyaav@lebedev.ru.

² Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Россия, Томск, пр-т Ленина, 36.

$$\sigma_{\text{in}}^{A_p A_t} = \pi(R_p^2 + R_t^2) \ln \left[1 + \frac{A_p A_t \sigma_{\text{tot}}^{NN}}{\pi(R_p^2 + R_t^2)} \right], \quad (2)$$

$$\sigma_{\text{prod}}^{A_p A_t} = \pi(R_p^2 + R_t^2) \ln \left[1 + \frac{A_p A_t \sigma_{\text{in}}^{NN}}{\pi(R_p^2 + R_t^2)} \right], \quad (3)$$

с определениями:

$$\sigma_{\text{el}}^{A_p A_t} = \sigma_{\text{tot}}^{A_p A_t} - \sigma_{\text{in}}^{A_p A_t}, \quad \sigma_{\text{qel}}^{A_p A_t} = \sigma_{\text{in}}^{A_p A_t} - \sigma_{\text{prod}}^{A_p A_t}, \quad (4)$$

где $\sigma_{\text{tot}}^{A_p A_t}$ и $\sigma_{\text{in}}^{A_p A_t}$ – полное и неупругое сечения реакции, $\sigma_{\text{prod}}^{A_p A_t}$ – сечение рождения новых адронов, а $\sigma_{\text{el}}^{A_p A_t}$ и $\sigma_{\text{qel}}^{A_p A_t}$ – упругое и неупругое сечения, соответственно. Атомные веса падающего ядра и ядра мишени $A_p = Z_p + N_p$ и $A_t = Z_t + N_t$, соответственно. Обозначения Z и N отвечают числу протонов и нейтронов в ядрах, а $\sigma_{\text{tot/in}}^{NN}$ – полные/неупругие нуклон-нуклонные сечения:

$$A_p A_t \sigma_{\text{tot}}^{NN} = Z_p Z_t \sigma_{\text{tot}}^{pp} + N_p N_t \sigma_{\text{tot}}^{nn} + (Z_p N_t + N_p Z_t) \sigma_{\text{tot}}^{pn}. \quad (5)$$

Параметры R_p и R_t зависят от атомных весов A_p и A_t , соответственно, [9]:

$$R(A) = \begin{cases} r_0(1 - A^{-2/3})A^{1/3}, & A < 50, \\ r_0 A^{0.27}, & A \geq 50, \end{cases} \quad (6)$$

где r_0 – радиус протона, равный ~ 1 Фм.

При низких энергиях полное и неупругое сечения поправляются на кулоновский барьер B_c :

$$\sigma_{\text{tot/in}}^{A_p A_t} \rightarrow \sigma_{\text{tot/in}}^{A_p A_t} \left[1 - \frac{B_c}{T_{\text{kin}}^{cm}} \right], \quad B_c = \frac{Z_p Z_t e^2}{R_{\text{min}}}, \quad (7)$$

где T_{kin}^{cm} – кинетическая энергия падающего ядра в системе центра масс, $R_{\text{min}} \sim R_t + R_p$ и e – заряд электрона.

Упрощенная модель Глаубера–Грибова предсказывает слабое по сравнению с нуклонными сечениями релятивистское возрастание сечений с ростом энергии в системе центра масс. Недавно это предсказание было подтверждено экспериментально на установке ALICE [10], см. рис. 1.

Интегральное сечение электромагнитной диссоциации ядра дается следующим выражением [9]:

$$\sigma_{ED} = N_{E1}(E_{GDR}) \int \sigma_{E1}(E_\gamma) dE_\gamma + N_{E2}(E_{GQR}) E_{GQR}^2 \int \frac{\sigma_{E2}(E_\gamma)}{E_\gamma^2} dE_\gamma, \quad (8)$$

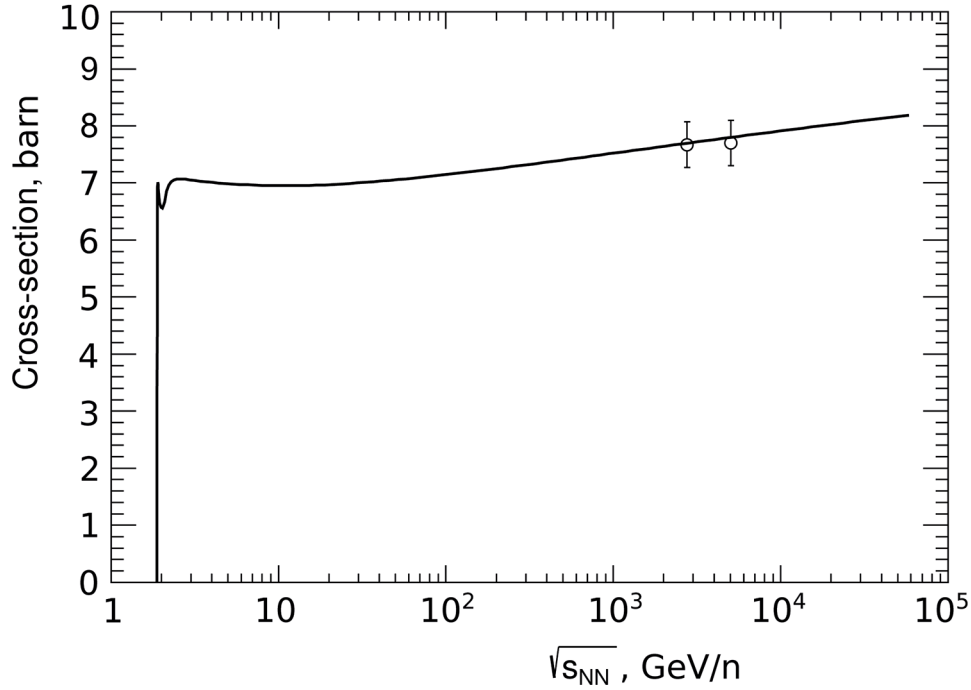


Рис. 1: Неупругое адронное интегральное сечение при столкновении ядер свинца в зависимости от энергии в системе центра масс на нуклон. Кривая – расчет по модели Глаубера–Грибова. Точки – экспериментальные данные [10].

где интегралы от дипольного и квадрупольного гигантских резонансов можно приблизительно оценить как [11, 12]:

$$\int \sigma_{E1}(E_\gamma) dE_\gamma = 60 \frac{N_p Z_p}{A_p}, \quad (9)$$

$$\int \sigma_{E2}(E_\gamma) \frac{dE_\gamma}{E_\gamma^2} = 0.22 f Z_p A_p^{2/3}, \quad (10)$$

где $f = 0.9$ для тяжелых ядер с $A_p > 100$. Соотношения (9) и (10) отвечают единицам измерения МэВ·мбн и мкбн/МэВ, соответственно.

Зависимость от энергии числа эквивалентных фотонов, отвечающих дипольному полю, дается [11]:

$$N_{E1}(E_\gamma) = \frac{2\alpha Z_t^2}{\pi\beta^2 E_\gamma} \left\{ \xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\xi^2 \beta^2}{2} (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right\}, \quad (11)$$

где α – постоянная тонкой структуры, β – скорость падающего ядра в лабораторной системе отсчета в единицах скорости света в вакууме c , γ – лоренц-фактор падающего

ядра в лабораторной системе отсчета, \hbar – постоянная Планка, а E_γ – энергия эквивалентных фотонов. K_0 и K_1 – модифицированные функции Бесселя второго рода нулевого и первого порядков, соответственно. Параметры:

$$\xi = \frac{E_\gamma b_{\min}}{\gamma \beta \hbar c}, \quad b_{\min} = (1 + x_d) b_c + \frac{\pi \alpha_0}{2\gamma},$$

$$\alpha_0 = \frac{Z_p Z_t e^2}{\mu \beta^2 c^2}, \quad b_c = 1.34 \left[A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - 0.75 \left(A_p^{-1/3} + A_t^{-1/3} \right) \right],$$

где μ – приведенная масса падающего ядра и ядра мишени и $x_d = 0.25$ (b_c в ФМ).

Зависимость от энергии числа эквивалентных фотонов, отвечающих квадрупольному полю, дается

$$N_{E2}(E_\gamma) = \frac{2\alpha Z_t^2}{\pi \beta^4 E_\gamma} \times$$

$$\times \left\{ 2(1 - \beta^2) K_1^2(\xi) + \xi(2 - \beta^2)^2 K_0(\xi) k_1(\xi) - \frac{\xi^2 \beta^4}{2} (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right\}. \quad (12)$$

Энергии дипольного и квадрупольного резонансов даются, соответственно:

$$E_{GDR} = \hbar c \left[\frac{m^* c^2 R_0^2}{8J} \left(1 + u - \frac{1 + \epsilon + 3u}{1 + \epsilon + u} \epsilon \right) \right]^{-1/2}, \quad E_{GQR} = \frac{63}{A_p^{1/3}},$$

с параметрами:

$$u = \frac{3J}{Q'} A_p^{-1/3}, \quad R_0 = r_0 A_p^{1/3},$$

где $\epsilon = 0.0768$, $Q' = 17$ МэВ, $J = 36.8$ эВ, $r_0 = 1.18$ ФМ, $m^* = 0.7m_N$, а масса нуклона принимается равной $m_N = 938.95$ МэВ.

Для тяжелых ядер сечение рождения протона:

$$\sigma_{ED,p} = \sigma_{ED} \times \min \left[\frac{Z_p}{A_p}, 1.95 \exp(-0.075 Z_p) \right], \quad (13)$$

для $Z_p \geq 14$. Сечение рождения нейтрона определяется разностью:

$$\sigma_{ED,n} = \sigma_{ED} - \sigma_{ED,p}.$$

Соотношение (8) справедливо в предположении острых пиков дипольного и квадрупольного резонансов [11].

Упрощенная модель Глаубера–Грибова для столкновений ядер в рамках программного пакета GEANT4 реализована в классе *G4ComponentGGNuclNuclXsc*, а модель электромагнитной диссоциации – в классе *G4EMDissociationCrossSection*. Нуклонные сечения параметризованы в классе *G4HadronNucleonXsc*.

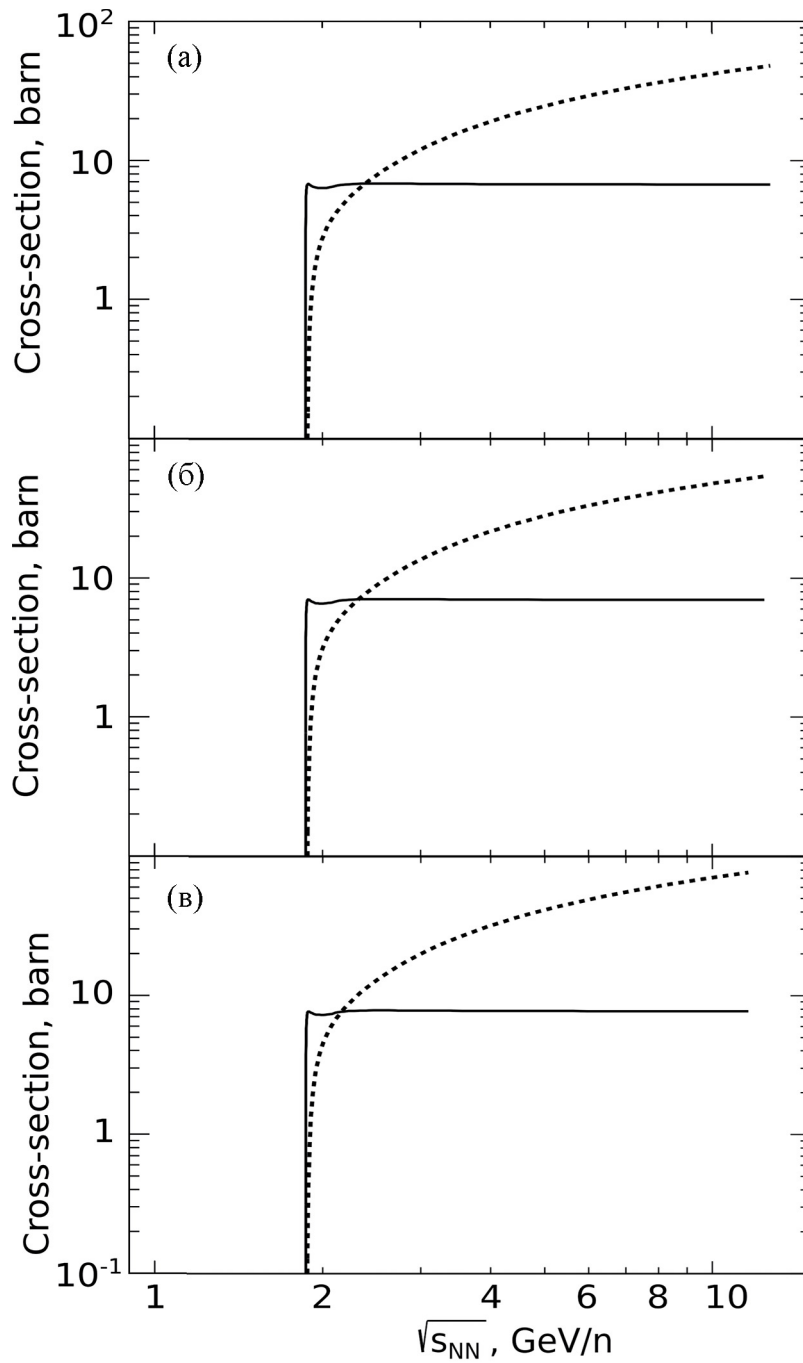


Рис. 2: Расчетные зависимости сечений неупругих столкновений ядер золота (а), свинца (б), урана (в) от энергии в системе центра масс на нуклон. Кривые: сплошная – неупругое адронное интегральное сечение согласно модели Глаубера–Грибова, прерывистая – полное сечение электромагнитной диссоциации.

На рис. 2 представлены зависимости сечений неупругих столкновений ядер золота, свинца и урана от энергии в системе центра масс на нуклон. Кривые: сплошная – неупругое адронное интегральное сечение согласно модели Глаубера–Грибова, прерывистая – полное сечение электромагнитной диссоциации. В расчетах использовались соотношения (2) и (8) для неупругого адронного сечения и сечения электромагнитной диссоциации, соответственно.

Расчеты зависимостей неупругих сечений взаимодействия ядро-ядро от энергии в системе центра масс на нуклон в рамках программного пакета GEANT4 показывают, что для характерных энергий ускорительного комплекса NICA сечение электромагнитной диссоциации в несколько раз превышает адронное неупругое интегральное сечение. Общая причина (не только для ядро-ядерных столкновений) превышения электромагнитного сечения над адронным состоит в более широком пространственном действии электромагнитных сил. Постоянная электромагнитного взаимодействия мала, а электромагнитное поле спадает медленнее, кроме того, в вакууме ускорителя практически нет ограничения роста электромагнитного сечения, характерного для экранирования веществом. Общее наблюдение состоит в том, что электромагнитные взаимодействия вообще доминируют над адронными при прохождении релятивистской заряженной частицы в веществе. Причём этот эффект не зависит от ускорительной установки, а определяется только энергией и атомным номером сталкивающихся ядер. Это означает, что в конечном состоянии будут наблюдаться нуклоны (и легкие фрагменты) и ядра остатка, а адронное неупругое сечение (его квазиупругая часть) с такой же сигнатурой конечного состояния будет фоновым процессом. В этом состоит основной вывод этой работы.

Заметим, что соотношения (8) и (13) описывают только рождение нуклонов. Расширение модели электромагнитной диссоциации программного пакета GEANT4 на рождение изотопов водорода, гелия и других легких фрагментов находится в разработке.

Авторы благодарны А. Ribon (ЦЕРН) за полезные обсуждения.

Исследования выполнены при поддержке гранта Правительства Российской Федерации (Соглашение № 075-15-2024-667 от 23.08.2024 г.)

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Н. Н. Агапов, В. Д. Кекелидзе, А. Д. Коваленко и др., УФН **186**, 405 (2016). DOI: 10.3367/UFNr.0186.201604c.0405.

- [2] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **506**, 250 (2003). DOI:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [3] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**(1), 270 (2006). DOI: 10.1109/TNS.2006.869826.
- [4] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **835**, 186 (2016). DOI: 10.1016/j.nima.2016.06.125.
- [5] А. В. Багуля, В. М. Гришин, И. Н. Завестовская, В. А. Рябов, Краткие сообщения по физике ФИАН **50**(4), 27 (2023). DOI: 10.3103/S1068335623040036.
- [6] А. В. Багуля, В. М. Гришин, В. А. Рябов, И. Н. Завестовская, Краткие сообщения по физике ФИАН **51**(8), 42 (2024). DOI: 10.3103/S1068335624601006.
- [7] V. M. Grichine, Eur. Phys. J. C **62**, 399 (2009). DOI: 10.1140/epjc/s10052-009-1033-z.
- [8] V. M. Grichine, Nucl. Instr. and Meth. B **267**, 2460 (2009). DOI: 10.1016/j.nimb.2009.05.020.
- [9] GEANT4 Homepage. Physics Reference Manual. <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/Physics-ReferenceManual/html/index.html>.
- [10] S. Acharya, D. Adamová, A. Adleret, et al. (ALICE Collaboration), JINST **19**, P02039 (2024). DOI: 10.1088/1748-0221/19/02/P02039.
- [11] J. W. Wilson, R. K. Tripathi, F. A. Cucinotta, et al., NUCFRG2: An evaluation of the semiempirical nuclear fragmentation database, NASA Technical Paper 3533, 1995. <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19960003438>.
- [12] C. A. Bertulani, G. Baur, Nucl. Phys. A **458**, 725 (1986). DOI: 10.1016/0375-9474(86)90197-1.

Поступила в редакцию 10 сентября 2024 г.

После доработки 28 сентября 2024 г.

Принята к публикации 1 октября 2024 г.