

Роль грибовских неупругих экранировок во взаимодействиях ядер с ядрами при высоких энергиях

А. С. Галоян¹⁾, В. В. Ужинский

Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 5 октября 2012 г.

Обнаружено, что учет грибовских неупругих экранировок в рамках квазиэikonального подхода, обобщенного на случай взаимодействий ядер с ядрами, приводит к значительному уменьшению (~18%) числа “раненых” нуклонов и множественности внутриядерных соударений в центральных взаимодействиях ядер. Это может существенно сказаться на экспериментальных оценках степени “гашения” струй и на гидродинамических расчетах поведения кварк-глюонной плазмы, возникающей в указанных взаимодействиях.

Амплитуда упругого адрон-ядерного рассеяния в глауберовском приближении [1–3] в представлении прицельного параметра дается следующим хорошо известным выражением:

$$\Gamma_{hA}(\mathbf{b}) = 1 - \left[1 - \frac{1}{A} \int \gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}) T_A(\mathbf{s}) d^2s \right]^A, \quad (1)$$

в котором все обозначения имеют стандартные значения, а $\gamma(\mathbf{b})$ – амплитуда упругого адрон-нуклонного рассеяния в представлении прицельного параметра. В квазиэikonальном приближении реджеонной теории [4, 5] $\gamma(\mathbf{b})$ имеет вид

$$\gamma(\mathbf{b}) = \frac{1}{c_p c_t} \left[1 - e^{-c_p c_t P(\mathbf{b})} \right], \quad (2)$$

где $P(\mathbf{b})$ – вклад однопомеронного обмена в амплитуду упругого адрон-нуклонного рассеяния:

$$P(\mathbf{b}) = \frac{\eta g_p(0) g_t(0)}{4\pi(R_p^2 + R_t^2 + \alpha' \xi')} e^{\Delta \xi - \mathbf{b}^2/4(R_p^2 + R_t^2 + \alpha' \xi')},$$

c_p – коэффициент ливневого усиления в вершине взаимодействия померона с налетающим адроном, c_t – аналогичный коэффициент в вершине взаимодействия померона с нуклоном ядра.

При c_p и c_t больше единицы возникает возможность эффективного учета грибовских неупругих экранировок [6], обусловленных переходом в процессе рассеяния сталкивающихся адронов в дифракционные пучки с малой массой и обратно.

Обобщение квазиэikonального подхода на случай адрон-ядерного рассеяния приводит к следующему результату (более общее выражение, полученное при асимметричном рассмотрении налетающего адрона и

нуклона ядра, представлено в [7–9], а при симметричном – в [10]):

$$\Gamma_{hA}(\mathbf{b}) = \frac{1}{c_p} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{c_p}{A} \int \gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}) T_A(\mathbf{s}) d^2s \right]^A \right\} \equiv \quad (3)$$

$$\equiv \frac{1}{c_p} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{c_p}{A} \int \gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}) T_A(\mathbf{s}) d^2s \right]^A \right\} + \quad (4)$$

$$+ \frac{c_p - 1}{c_p} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{0}{A} \int \gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}) T_A(\mathbf{s}) d^2s \right]^A \right\}.$$

Выражение (4) допускает простую вероятностную трактовку. Налетающий адрон с вероятностью $1/c_p$ может находиться в “активном” состоянии. При этом его взаимодействие с нуклоном ядра описывается амплитудой $c_p \gamma(\mathbf{b})$. С вероятностью же $(c_p - 1)/c_p$ адрон может находиться в “пассивном” состоянии. При этом его амплитуда взаимодействия равна нулю. Таким образом, ситуация аналогична ранее рассмотренной ситуации с кварками [11].

Исходя из (3) можно получить вероятность неупругого взаимодействия адрона с ядром при заданном прицельном параметре:

$$G_{hA}(\mathbf{b}) = \frac{1}{c_p} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{c_p}{A} \int g(\mathbf{b} - \mathbf{s}) T_A(\mathbf{s}) d^2s \right]^A \right\}, \quad (5)$$

$$g(\mathbf{b}) = \gamma(\mathbf{b}) + \gamma^*(\mathbf{b}) - c_p c_t |\gamma(\mathbf{b})|^2$$

и найти распределение по числу внутриядерных соударений.

Обобщение выражений (3) и (5) на случай взаимодействий ядро–ядро при использовании вероят-

¹⁾ e-mail: galoyan@lxxpub01.jinr.ru

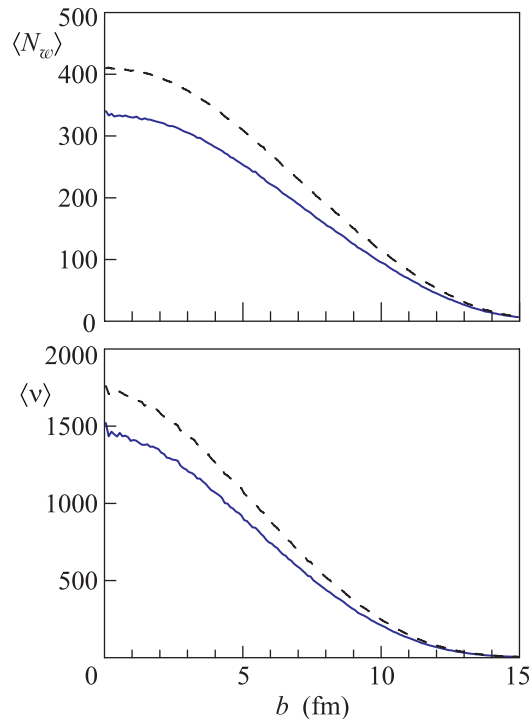
ностной интерпретации не представляет трудности. В частности,

$$\begin{aligned}
 G_{AB}(\mathbf{b}) = & \sum_{i=1}^A \left[C_A^i \left(\frac{1}{c_p} \right)^i \left(\frac{c_p - 1}{c_p} \right)^{A-i} \right] \times \quad (6) \\
 & \times \sum_{j=1}^B \left[C_B^j \left(\frac{1}{c_t} \right)^j \left(\frac{c_t - 1}{c_t} \right)^{B-j} \right] \times \\
 & \times \int \left\{ 1 - \prod_{k=1}^i \prod_{l=1}^j [1 - c_p c_t g(\mathbf{b} - \mathbf{s}_l + \boldsymbol{\tau}_k)] \right\} \times \\
 & \times \left[\prod_{k=1}^A \rho_A(\boldsymbol{\tau}_k, \zeta_k) d^2 \tau_k d\zeta_k \right] \left[\prod_{l=1}^B \rho_B(\mathbf{s}_l, z_l) d^2 s_l dz_l \right].
 \end{aligned}$$

В настоящее время характеристики взаимодействия ядро-ядро вычисляются с помощью выражения типа (6) с использованием методов Монте-Карло (см. [12–15]). При этом необходимо задать плотности ядер ρ_A и ρ_B и амплитуду $\gamma(\mathbf{b})$. Мы использовали в расчетах для плотностей ядер распределение Саксона-Вудса с параметрами, представленными в работе [16]. Амплитуда NN -рассеяния задавалась в виде 2^x - мерного распределения Ферми с параметрами, приведенными в [17, 18]. Результаты расчетов для энергии ЛНС представлены на рисунке. В расчетах функции c_p и c_t параметризовались в виде $1.23 - 0.92/\sqrt{s_{NN}}$.

Как видно из рисунка, учет грибовских неупругих экранировок приводит к существенному уменьшению множественности “раненых” нуклонов (нуклонов, принявших участие в неупругих взаимодействиях) и множественности внутриядерных соударений. (Среднее число “активных” нуклонов в центральных соударениях равно $A/c_p + B/c_t$.) Это может иметь существенное значение для экспериментальных исследований эффекта “гашения” струй – уменьшения выхода частиц с большими p_T во взаимодействиях ядро-ядро по сравнению с выходом частиц в NN -соударениях. “Гашение” струй обусловлено значительными потерями энергии кварками и глюонами, принявшими участие в “жестких” соударениях, в образующейся кварк-глюонной плазме. В экспериментальных исследованиях для сравнения спектров частиц в ядро-ядерных и нуклон-нуклонных соударениях спектр частиц во взаимодействиях ядро-ядро нормируется на число внутриядерных соударений, рассчитанных в глауберовском подходе. Теперь появилась возможность провести это сравнение более корректно.

Глауберовские расчеты широко используются при задании начальных условий существования кварк-глюонной плазмы с последующей ее эволюцией в рамках гидродинамической модели [19]. Рекомендуемые



Зависимости средней множественности “раненых” нуклонов $\langle N_w \rangle$ и среднего числа внутриядерных соударений ν от прицельного параметра b в Pb+Pb-взаимодействиях при $\sqrt{s_{NN}} = 2760$ ГэВ. Сплошные линии – расчет в предложенном квазиэikonальном приближении, штриховые – стандартные глауберовские расчеты

изменения плотности “раненых” нуклонов, безусловно, отразятся на расчетных результатах гидродинамической модели. Для восстановления ныне существующего хорошего описания процессов множественного рождения частиц потребуется изменить условия “замерзания” кварк-глюонной плазмы. Однако можно ожидать, что флуктуации начальных условий в квазиэikonальном подходе окажутся больше, чем в глауберовском подходе. Это может быть обнаружено при исследовании высших гармоник коллективных потоков во взаимодействиях ядро-ядро.

Представленное обобщение квазиэikonального подхода предсказывает уменьшение полных и упругих сечений взаимодействий ядро-ядро ($\sim 18\%$). Кроме того, оно позволяет рассчитать сечения дифракционной диссоциации. В современных ускорительных экспериментах измерить полные и упругие сечения весьма затруднительно. Определенные усилия должны быть затрачены и на измерение дифракционных сечений. Подчеркнем что рассматриваемые сечения очень важны для физики космических лучей.

В заключение отметим, что эффекты грибовских неупругих экранировок в неупругих адрон-ядерных взаимодействиях весьма незначительны ($\sim 3-5\%$).

Авторы благодарны Группе адронных взаимодействий Сотрудничества Geant-4 за проявленный к работе интерес, полезные обсуждения и поддержку.

1. R. J. Glauber, in: *Lectures in Theoretical Physics* (ed. by W. E. Brittin and L. Dunham), Interscience Publishers, N.Y., 1959, v. 1; R. J. Glauber, *Proc. of the 2nd Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure*, Rehovoth, 1967 (ed. by G. A. Alexander), North-Holland, Amsterdam, 1967; Р. Дж. Глаубер, УФН **103**, 641 (1971).
2. А.Г. Ситенко, Укр. Физ. Жур. **4**, 152 (1957).
3. V. Franco, *Phys. Rev.* **175**, 1376 (1968); W. Czyz and L. C. Maximon, *Ann. of Phys. (N.Y.)* **52**, 59 (1969).
4. К. А. Тер-Мартиросян, Письма в ЖЭТФ **15**, 734 (1972) [*JETP Lett.* **15**, 519 (1972)]; К. А. Тер-Мартиросян, *Nucl. Phys. B* **36**, 666 (1972).
5. А. Б. Кайдалов, ЯФ **16**, 389 (1972); *Sov. J. Nucl. Phys.* **16**, 217 (1972).
6. В. Н. Грибов, ЖЭТФ **53**, 654 (1967); *Sov. Phys. JETP* **26**, 414 (1969).
7. Ю. М. Шабельский, ЭЧАЯ **12**, 1070 (1981); *Sov. J. Part. Nucl.* **12**, 430 (1981).
8. Yu. M. Shabelski, *Nucl. Phys. B* **132**, 491 (1978).
9. V. M. Braun and Yu. M. Shabelski, *Int. J. Mod. Phys. A* **3**, 2417 (1988).
10. V. R. Zoller, *Z. Phys. C* **44**, 207 (1989); **51**, 659 (1991).
11. Б. З. Копелиович и Л. И. Липидус, Письма в ЖЭТФ **28**, 664 (1978) [*JETP Lett.* **28**, 614 (1978)].
12. S. Yu. Shmakov, V. V. Uzhinskii, and A. M. Zadorozhny, *Comp. Phys. Commun.* **54**, 125 (1989).
13. D. Krpic and Yu. M. Shabelski, *Z. Phys. C* **48**, 483 (1990).
14. M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **57**, 205 (2007).
15. W. Broniowski, M. Rybczynski, and P. Bozek, *Comp. Phys. Commun.* **180**, 69 (2009).
16. L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques et al., *Phys. Rev. C* **66**, 014610 (2002).
17. А. С. Галоян, В. В. Ужинский, Письма в ЖЭТФ **94**, 539 (2011) [*JETP Lett.* **94**, 499 (2011)].
18. V. Uzhinsky and A. Galoyan, arXiv:1111.4984 [hep-ph] (2011).
19. P. F. Kolb and U. W. Heinz, in *Quark gluon plasma* (ed. by R. C. Hwa and X. N. Wang), World Scientific, Singapore, 2003, p. 634; P. Huovinen, in *Quark gluon plasma* (ed. by R. C. Hwa), 2003, p. 600; P. Huovinen and P. V. Ruuskanen, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **56**, 163 (2006).