

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПАРТОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ $\text{Cu} + \text{Au}$ И $\text{U} + \text{U}$ ПРИ $\sqrt{s}_{NN} = 200$ И 193 ГэВ СООТВЕТСТВЕННО

*И. И. Борисов^{1,*}, К. Н. Басиров¹, Е. В. Банников¹,
Я. А. Бердников¹, Д. О. Котов¹*

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, 195251, Россия

На основе факторов ядерной модификации и эллиптических потоков π^0 -мезонов получены величины эффективных относительных потерь энергии партон $ов$ S_{loss} в кварк-глюонной среде, образующейся в столкновениях $\text{U} + \text{U}$ и $\text{Cu} + \text{Au}$ при начальных энергиях $\sqrt{s}_{NN} = 193$ и 200 ГэВ соответственно. Построены зависимости S_{loss} от азимутального (относительно плоскости реакции) угла вылета π^0 -мезонов и зависимости S_{loss} от эффективной длины пробега партон $а$ в кварк-глюонной среде. Сделаны оценки зависимостей тормозных способностей партон $ов$ в кварк-глюонной среде от азимутального (относительно плоскости реакции) угла вылета партон $а$ во взаимодействиях $\text{Cu} + \text{Au}$ и $\text{U} + \text{U}$ при $\sqrt{s}_{NN} = 200$ и 193 ГэВ.

Effective fractional parton energy losses S_{loss} in quark-gluon medium formed in $\text{U} + \text{U}$ and $\text{Cu} + \text{Au}$ collisions at $\sqrt{s}_{NN} = 193$ и 200 GeV, respectively, are obtained based on nuclear modification factors and elliptic flows of π^0 . The dependencies of S_{loss} on the azimuthal emission angle of π^0 relative to the reaction plane and on the effective path length of partons in the quark-gluon medium are made. Also, estimates of the dependencies of stopping powers of partons in the quark-gluon medium on the azimuthal emission angle of partons (relative to the reaction plane) are made for $\text{Cu} + \text{Au}$ and $\text{U} + \text{U}$ collisions at $\sqrt{s}_{NN} = 200$ and 193 GeV, respectively.

PACS: 12.38.Mh; 25.75.-q

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ядер могут достигаться сверхвысокие значения плотности энергии и температуры, в результате чего образуется плотная горячая материя, называемая кварк-глюонной плазмой (КГП) [1]. Данное состояние материи представляет собой сильно связанную жидкость, состоящую из кварков и глюонов (партон $ов$) [2]. Информацию о свойствах КГП можно получить на основе данных о потерях энергии партон $ов$, рожденных

* E-mail: borisov.ii@edu.spbstu.ru

в партон-партонных процессах с большой передачей импульса [3] и обладающих большими поперечными импульсами (существенно превышающими масштаб Λ_{QCD} [3]). Потери энергии партонов в КГП приводят к эффекту гашения адронных струй в ядро-ядерных столкновениях [3]. Адронные струи возникают из-за фрагментации высокоэнергетических партонов, но в случае наличия КГП партон теряет в ней свою энергию, в результате чего струя ослабляется: в ней снижается множественность высокоэнергетических частиц.

Эффект гашения струй можно охарактеризовать с помощью широко используемой физической величины, называемой фактором ядерной модификации R_{AB} [3, 4], которая равна отношению выходов частиц в ядро-ядерных соударениях к выходам в протон-протонных соударениях, нормированному на среднее число бинарных неупругих столкновений N_{coll} [4–6]. Но, кроме того, можно ввести другую величину — эффективную относительную потерю энергии S_{loss} , которая определяется как отношение средней потери энергии партонов ΔE к их средней начальной энергии E_{in} [3, 4]. Она численно показывает долю энергии, которую партон потерял при прохождении через КГП. Данная величина может быть оценена из анализа дифференциальных спектров рождения адронов, измеренных в элементарных протон-протонных столкновениях и ядро-ядерных взаимодействиях при той же энергии нуклон-нуклонных столкновений $\sqrt{s_{NN}}$. В основе этой оценки лежит следующее наблюдение: в области поперечных импульсов адронов (в частности, π^0 -мезонов) $p_T > 5$ ГэВ/с измеренные факторы ядерной модификации для адронов близки к константе. Это означает, что дифференциальный спектр рождения адрона в ядро-ядерных столкновениях может быть получен из спектра, измеренного в протон-протонных столкновениях, параллельным переносом вдоль оси импульсов [1]. Здесь и далее обозначим поперечные импульсы π^0 -мезонов в протон-протонных столкновениях как p_T^{pp} , а в ядро-ядерных столкновениях — как p_T . Величина сдвига спектров ($\Delta p_T = p_T^{pp} - p_T$) определяет характерную величину энергетических потерь партона ΔE в КГП до стадии фрагментации. Этот сдвиг обусловлен потерями энергии родительских партонов в КГП, образующейся в ядро-ядерных столкновениях [1, 4, 7]. Поскольку в $p + p$ -столкновениях КГП не образуется и партоны не теряют свою энергию за счет взаимодействия со средой, поперечные импульсы p_T^{pp} могут служить оценкой начальной энергии партонов E_{in} [1, 4]:

$$S_{loss} = \frac{\Delta E}{E_{in}} \approx \frac{(p_T^{pp} - p_T)}{p_T^{pp}} = \frac{\Delta p_T}{p_T^{pp}}. \quad (1)$$

Величины S_{loss} и R_{AB} могут быть выражены друг через друга при условии параллельности спектров π^0 -мезонов в протон-протонных и ядро-ядерных столкновениях в двойном логарифмическом масштабе [4]. Это позволяет получить зависимость S_{loss} от поперечного импульса π^0 -мезона p_T и центральности столкновения.

Область перекрытия сталкивающихся тяжелых ядер в общем случае имеет форму эллипсоида и обладает пространственной азимутальной анизотропией относительно плоскости реакции (плоскости, образованной осью пучка и вектором прицельного параметра). Релятивистская гидродинамика применяется для описания коллективной эволюции кварк-глюонной плазмы и позволяет успешно воспроизводить значения анизотропных потоков адронов в области малых поперечных импульсов ($p_T < 4$ ГэВ/с) [8]. Гидродинамическое описание подразумевает, что изначальная пространственная анизотропия области ядерного перекрытия приводит к возникновению градиента давления в КГП, максимального в направлении малой полуоси эллипсоида области перекрытия. В результате возникает импульсная азимутальная анизотропия распределения частиц относительно плоскости реакции, количественная оценка которой обычно производится с помощью коэффициентов разложения Фурье v_n (анизотропных потоков) [8]. При энергиях RHIC и LHC доминирующим коэффициентом [9] в области малых быстрых ($|\eta| < 0,35$) является второй коэффициент v_2 (эллиптический поток), который используется далее в работе. При поперечных импульсах адронов $p_T > 5$ ГэВ/с эллиптические потоки возникают преимущественно из-за зависимости потерь энергии родительских партонов от их длины пробега в КГП [8] (которая связана с пространственной асимметрией области перекрытия ядер). Таким образом, измерения значений v_2 в различных областях по p_T чувствительны к разным физическим механизмам [8] и позволяют исследовать как коллективные свойства среды, так и процессы взаимодействия высокоэнергетических партонов с ней. Данная работа посвящена изучению потерь энергии партонов, поэтому исследование проводится с использованием значений эллиптических потоков при $p_T > 5$ ГэВ/с, позволяющих оценить зависимость величины S_{loss} от длины пробега партона в КГП.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Следует отметить, что очень удобными частицами для изучения эффекта гашения адронных струй (а следовательно, для изучения партонных потерь энергии) являются π^0 -мезоны, так как они могут рождаться в больших количествах в области больших поперечных импульсов, а также поскольку их регистрация производится при помощи электромагнитного калориметра в широком диапазоне поперечных импульсов с высокой точностью [10]. Таким образом, все результаты в данной работе были получены для π^0 -мезонов. Факторы ядерной модификации для вычисления величин S_{loss} для столкновений Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ были взяты из данных эксперимента PHENIX на коллайдере RHIC [10, 11].

СВЯЗЬ ФАКТОРОВ ЯДЕРНОЙ МОДИФИКАЦИИ И ЭФФЕКТИВНОЙ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ

Связь между S_{loss} и R_{AB} возможна только в случае, если спектры адронов в ядро-ядерных и протон-протонных соударениях параллельны друг другу в двойном логарифмическом масштабе (что эквивалентно требованию независимости величины факторов ядерной модификации от поперечного импульса по крайней мере в некотором диапазоне p_T) [4].

Данные условия выполняются для π^0 -мезонов с поперечными импульсами $p_T > 4 \text{ ГэВ}/c$, рожденных в столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ [11] и $\text{U} + \text{U}$ [12] при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ и 193 ГэВ соответственно. Таким образом, следуя работам [1, 4], можно применить следующую формулу связи эффективной относительной потери энергии партонов с факторами ядерной модификации π^0 -мезонов:

$$S_{\text{loss}}(p_T) = 1 - R_{AB}^{1/(n-2)}(p_T), \quad (2)$$

где $n = 8,10 \pm 0,05$ — степенной показатель функции, описывающей инвариантные спектры π^0 -мезонов в области поперечных импульсов $p_T > 4 \text{ ГэВ}/c$ [4].

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ ЗАВИСИМОСТИ ВЕЛИЧИНЫ S_{loss} ОТ ЧИСЛА НУКЛОНОВ-УЧАСТНИКОВ N_{part} ДЛЯ СТОЛКНОВЕНИЙ $\text{Cu} + \text{Au}$ И $\text{U} + \text{U}$

Как известно, среднее число нуклонов, испытавших хотя бы одно неупругое парное соударение (число нуклонов-участников N_{part}), связано с величиной центральности для заданных сталкивающихся ядер. В связи с этим вычисленные в разных диапазонах центральностей величины эффективной относительной потери энергии можно представить в виде зависимости $S_{\text{loss}}(N_{\text{part}})$.

Выберем близкие значения начальной энергии партона (которая может быть представлена через величину p_T^{pp} , см. формулу (1)). Тогда окажется, что величины S_{loss} , оцененные для различных сталкивающихся ядер (не только для столкновений $\text{U} + \text{U}$ и $\text{Cu} + \text{Au}$, исследуемых в данной работе, но и, например, для столкновений $\text{Au} + \text{Au}$, которые были получены на основе факторов ядерной модификации, представленных в работе [7]), следуют одной универсальной зависимости от N_{part} , что отражено на рис. 1. Эта зависимость имеет характер степенного закона [3]: $S_{\text{loss}} \approx k N_{\text{part}}^{2/3}$ где k — свободный параметр.

Как видно из рис. 1, наиболее центральным столкновениям соответствуют самые большие потери, а периферическим — наименьшие. Универсальность кривой для разных сталкивающихся ядер свидетельствует о независимости усредненных (интегральных по азимутальному углу) относительных потерь энергии партонов в кварк-глюонной плазме

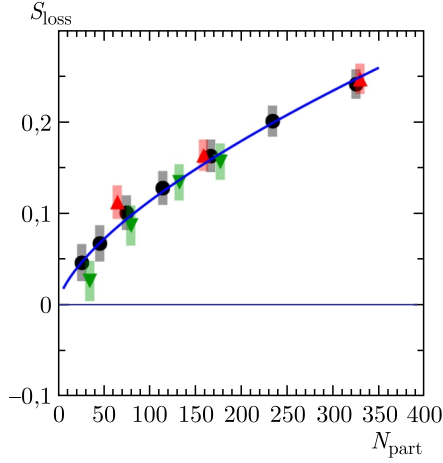


Рис. 1. Зависимость $S_{\text{loss}}(N_{\text{part}})$ в диапазоне $7,47 < p_T^{pp} < 8,07$ ГэВ/с начальной энергии партона для ядро-ядерных столкновений: ● — Au + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ; ▼ — Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ; ▲ — U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ

от выбора сталкивающихся ядер при фиксированном размере области перекрытия сталкивающихся ядер и фиксированной начальной энергии партонов.

АНИЗОТРОПИЯ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЯДЕР, ФАКТОРОВ ЯДЕРНОЙ МОДИФИКАЦИИ И ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ

Область перекрытия сталкивающихся ядер обладает азимутальной анизотропией относительно плоскости реакции. Вследствие этой анизотропии многие характеристики КГП (например, плотность цветowych зарядов, средняя длина пробега партонов) становятся также азимутально анизотропными. Угловые зависимости можно выразить с помощью разложения в ряд Фурье азимутального распределения частиц относительно плоскости реакции [8], причем основной вклад в анизотропию вносит вторая гармоника — эллиптический поток v_2 [4, 8]. Таким образом, используя разложение Фурье, можно выделить азимутальную зависимость факторов ядерной модификации [4]:

$$R_{AB}(p_T, \Delta\varphi) \approx (1 + 2v_2(p_T) \cos(2\Delta\varphi)) R_{AB}(p_T), \quad (3)$$

где $\Delta\varphi = \varphi - \Psi_{\text{RP}}$, φ — азимутальный угол вылета адрона, а Ψ_{RP} — азимутальный угол плоскости реакции (оба угла отсчитываются в лабораторной системе координат), значения $v_2(p_T)$ π^0 -мезонов в столкновениях Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ были взяты из [13, 14]. Измерения углов Ψ_{RP} в эксперименте провести невозможно, поэтому в работах [13, 14] в качестве оценки угла Ψ_{RP} использовался

азимутальный угол плоскости события второго порядка Ψ_2^{EP} , измеряемый в каждом событии по азимутальным углам заряженных частиц [8]. Измеренные значения $v_2(p_T)$ были скорректированы на разрешение плоскости события. Таким образом, использование скорректированных значений $v_2(p_T)$ π^0 -мезонов позволяет проводить расчет значений $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$, где угол $\Delta\varphi$ определен относительно угла плоскости реакции.

Используя (3), можно выразить азимутально зависимую величину S_{loss} :

$$S_{\text{loss}}(p_T, \Delta\varphi) = 1 - R_{AB}^{1/(n-2)}(p_T, \Delta\varphi). \quad (4)$$

Результаты вычислений зависимостей $S_{\text{loss}}(\Delta\varphi)$, полученные для $5 \leq p_T \leq 6$ ГэВ/с, для столкновений $\text{Cu} + \text{Au}$ и $\text{U} + \text{U}$ представлены на рис. 2. Статистические и систематические неопределенности значений $S_{\text{loss}}(\Delta\varphi)$ были получены с помощью распространения соответствующих неопределенностей от значений v_2 , измеренных в том же диапазоне поперечных импульсов.

Как видно из рис. 2, потери оказались минимальны в направлении «в плоскости реакции» ($\Delta\varphi \rightarrow 0^\circ$), а максимальны «вне плоскости реакции» ($\Delta\varphi \rightarrow 90^\circ$). Кроме того, степень анизотропии величины S_{loss} минимальна в центральных соударениях и максимальна в периферических. В наиболее центральных соударениях поперечное сечение области перекрытия ядер стремится к форме круга, поэтому разница между по-

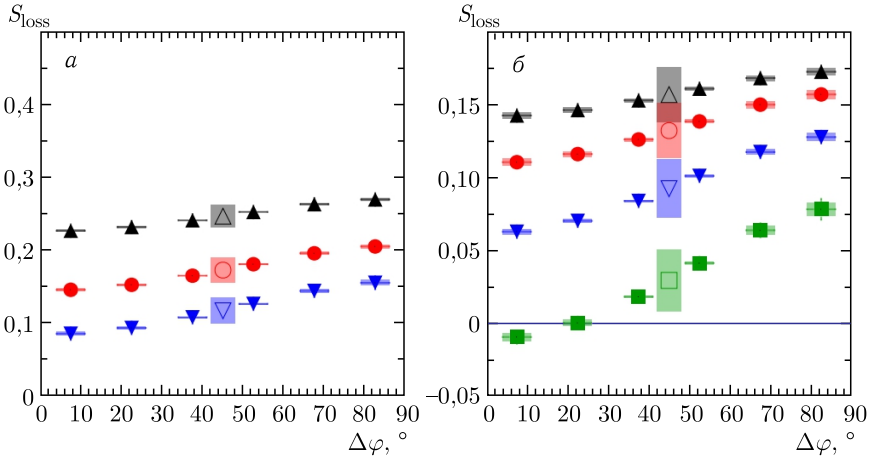


Рис. 2. Зависимость $S_{\text{loss}}(\Delta\varphi)$ для диапазона поперечных импульсов 5–6 ГэВ/с: а) в столкновениях $\text{U} + \text{U}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ для класса центральности: $\blacktriangle$ — 0–20%; $\bullet$ — 20–40%; $\blacktriangledown$ — 40–60%; б) в столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для класса центральности: $\blacktriangle$ — 0–10%; $\bullet$ — 10–20%; $\blacktriangledown$ — 20–40%; $\blacksquare$ — 40–60%. Значения, отмеченные светлыми символами, представляют усредненные по азимутальному углу величины. Их неопределенности распространяются на все точки соответствующего ряда

терями энергии партон в разных направлениях их движения невелика. Однако в периферических соударениях область перекрытия ядер более эллипсоидальна, и разница между потерями в разных направлениях уже существенна. Отрицательное значение величины S_{loss} , полученное для периферических столкновений Cu + Au при $0^\circ \leq \Delta\varphi \leq 15^\circ$, в пределах неопределенности согласуется с нулем.

Используя полученные азимутальные зависимости S_{loss} , можно провести сравнение этих величин для разных ядро-ядерных столкновений при близком значении N_{part} , что показано на рис. 3. Величины $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$, необходимые для расчета $S_{\text{loss}}(p_T, \Delta\varphi)$ в столкновениях Au + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, были взяты из [7].

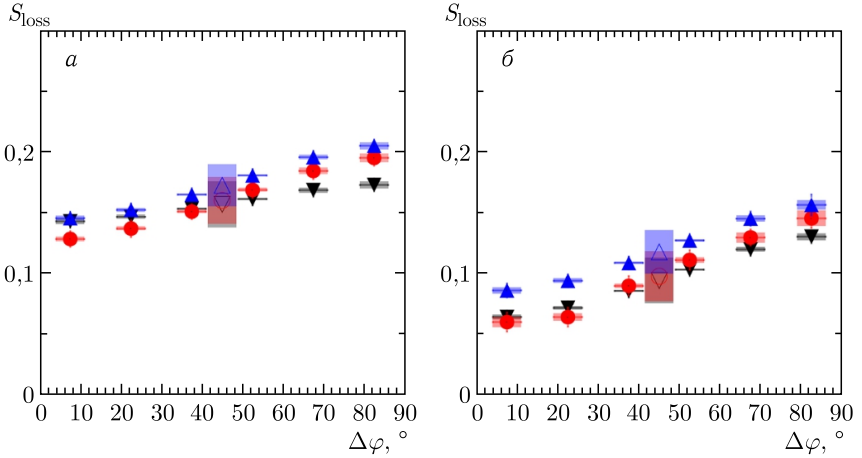


Рис. 3. Сравнение $S_{\text{loss}}(\Delta\varphi)$ ядро-ядерных столкновений: $\blacktriangledown$ — Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ; $\bullet$ — Au + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ; $\blacktriangle$ — U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ — в диапазоне поперечных импульсов $5 < p_T < 6$ ГэВ/с при $N_{\text{part}} \approx 170$ (a) и $N_{\text{part}} \approx 70$ (б). Значения, отмеченные светлыми символами, представляют усредненные по азимутальному углу величины. Их неопределенности распространяются на все точки соответствующего ряда

Из рис. 3 видно, что инклюзивные по азимутальному углу значения $S_{\text{loss}}(p_T)$, расположенные при $\Delta\varphi = 45^\circ$, совпадают с учетом неопределенностей для всех рассмотренных сталкивающихся ядер. С учетом неопределенностей для значений $S_{\text{loss}}(\Delta\varphi, p_T)$ и $S_{\text{loss}}(p_T)$, показанных на рисунке, не представляется возможным сделать вывод о зависимости S_{loss} от азимутального угла.

СРЕДНЯЯ ДЛИНА ПРОБЕГА ПАРТОНА В КГП

Средняя длина пробега партон в КГП обладает азимутальной анизотропией относительно плоскости реакции [3]. Используя ее, можно

сконструировать явную зависимость потерь энергии партона от средней длины его пробега в КГП. Поскольку в области больших поперечных импульсов значительно преобладает радиационный механизм потерь энергии (глюонное излучение в режиме Ландау–Померанчука–Мигдала, ЛПМ) [3], пренебрежем столкновительными потерями. Потери энергии легких кварков по механизму ЛПМ для статичной КГП квадратично зависят от длины пробега партона в КГП: $\Delta E \sim L^2$ [3].

Удельные энергетические потери партона могут изменяться на протяжении его пробега в КГП, так как плотность цветowych зарядов ρ_c в КГП уменьшается от центра области перекрытия ядер к ее периферии, а среда расширяется. В связи с этим удобно перейти от рассмотрения реальной КГП к некоторой эффективной гомогенизированной (но все еще анизотропной) КГП [15]. Это достигается путем усреднения транспортного коэффициента $\hat{q}$ (который равен среднему квадрату передаваемого партонном среде поперечного импульса на единицу длины пути), что позволяет вычислить эффективную среднюю длину пробега партона [15].

Кроме того, партон может родиться не в центре области КГП, а на ее периферии. В рамках Монте-Карло модели Глаубера [5] точка рождения партона (x_0, y_0) разыгрывается в соответствии с плотностью неупругих бинарных нуклон-нуклонных взаимодействий ρ_{coll} [6]. Азимутальный угол вылета партона φ в модели Глаубера разыгрывается равномерно [5, 6]. Плоскость реакции Ψ_{RP} в модели Глаубера для каждого события определяется линией, соединяющей центры ядер, и направлением движения сталкивающихся ядер. Угол вылета партона относительно плоскости реакции вычисляется как $\Delta\varphi = \varphi - \Psi_{\text{RP}}$.

Также нужно учесть расширение КГП: плотность цветowych зарядов ρ_c изменяется со временем, что влияет на потери энергии партонов в среде. В данной работе был использован модифицированный вариант продольного расширения Бьёркена [3, 16], который приводит к линейной зависимости потерь энергии от эффективной длины пробега партона: $\Delta E \sim L$ [3] (что также означает линейную зависимость $S_{\text{loss}} \sim L$):

$$\rho_c(\tau) = \rho_{c0} \frac{\tau/\tau_0}{1 + \tau^2/\tau_0^2} = \rho_{c0} T(\tau). \quad (5)$$

В выражении (5) τ — время, прошедшее с момента перекрытия сталкивающихся ядер, $\tau_0 \approx 0,2\text{--}1,0$ фм/с — характерное время формирования расширяющейся среды, ρ_{c0} — плотность цветowych зарядов в начальный момент времени.

Учитывая пропорциональность транспортного коэффициента $\hat{q}$, плотности цветowych зарядов ρ_c и плотности распределения нуклонов-участников ρ_{part} друг другу, получаем следующее выражение для эффективной

средней длины пробега партона [15, 16]:

$$L_{\text{eff}}(b, \Delta\varphi) = 2\beta \frac{\int_0^\infty \rho_{\text{part}}(x_0 + \beta\tau \cos(\Delta\varphi), y_0 + \beta\tau \sin(\Delta\varphi); b) T(\tau) \tau d\tau}{\int_0^\infty \rho_{\text{part}}(x_0 + \beta\tau \cos(\Delta\varphi), y_0 + \beta\tau \sin(\Delta\varphi); b) T(\tau) d\tau}, \quad (6)$$

где $\beta \approx 1$ — скорость распространения партона в среде; (x_0, y_0) — точка рождения партона в среде; b — прицельный параметр.

ЗАВИСИМОСТИ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ПАРТОНОВ ОТ ЭФФЕКТИВНОЙ ДЛИНЫ ПРОБЕГА

Проведя Монте-Карло генерацию эффективных длин пробега партона в КГП в модели Глаубера, мы получили их распределение по азимутальному углу относительно угла плоскости реакции, что позволяет нам построить явные зависимости потерь энергии партона от его эффективной длины пробега [4–6]. Результаты вычислений зависимости $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}})$ представлены на рис. 4.

Как и ожидалось, S_{loss} линейно зависит от L_{eff} : $S_{\text{loss}} = kL_{\text{eff}} + b$, где k и b — свободные параметры. Аналогично зависимости $S_{\text{loss}}(N_{\text{part}})$ точки для всех рассмотренных ядро-ядерных столкновений ложатся на одну прямую, если выбрать близкие значения начальной энергии p_T^{pp} . При этом точки, соответствующие наиболее центральным соударениям, — это точки с наибольшей эффективной длиной пробега.

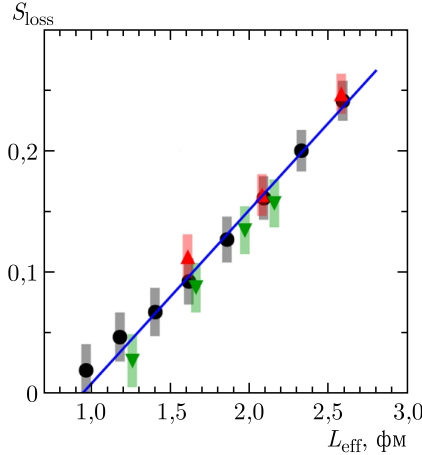


Рис. 4. Зависимость $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}})$ в диапазоне начальной энергии $7,47 < p_T^{pp} < 8,21$ ГэВ/с для разных ядро-ядерных взаимодействий: $\bullet$ — Au + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ; $\blacktriangledown$ — Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ; $\blacktriangle$ — U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ

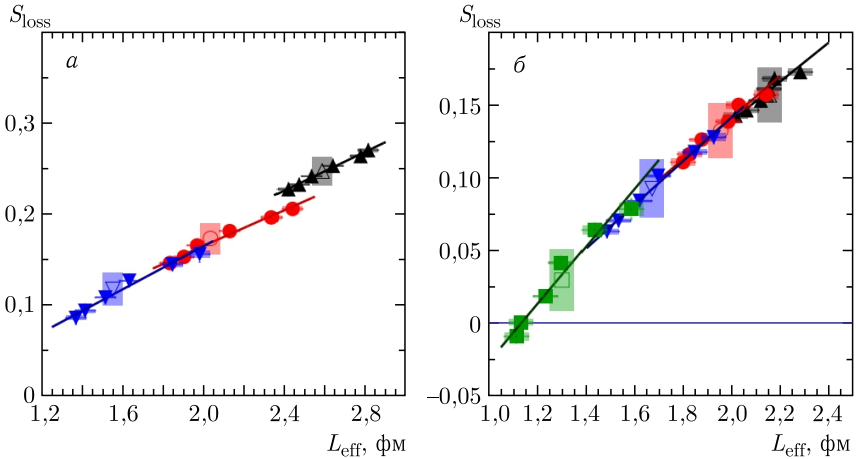


Рис. 5. Зависимости $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}}(\Delta\varphi))$ для диапазона поперечного импульса $5 < p_T < 6$ в столкновениях: а) U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ для классов центральности: $\blacktriangle$ — 0–20%; $\bullet$ — 20–40%; $\blacktriangledown$ — 40–60%; б) Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для классов центральности: $\blacktriangle$ — 0–10%; $\bullet$ — 10–20%; $\blacktriangledown$ — 20–40%; $\blacksquare$ — 40–60%. Значения, отмеченные светлыми символами, представляют усредненные по азимутальному углу величины. Их неопределенности распространяются на все точки соответствующего ряда

Далее рассмотрим зависимость $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}})$, учитывающую разные направления движения партона в КГП, т. е. $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}}(\Delta\varphi))$. Такие зависимости представлены на рис. 5.

Как видно из рис. 5, зависимости $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}}(\Delta\varphi))$ в диапазоне $5 < p_T < 6$ ГэВ/с также линейны для каждой центральности в столкновениях U + U и Cu + Au (возможно, за исключением наиболее периферических столкновений Cu + Au). Однако при учете неопределенностей усредненных по азимутальному углу величин все рассчитанные значения $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}}(\Delta\varphi))$ можно аппроксимировать одной прямой как для столкновений U + U, так и для Cu + Au. Видимое различие азимутально зависимых значений может быть связано с различием в геометрических параметрах областей ядерного перекрытия, соответствующих разным центральностям. Следует отметить, что в каждом классе центральности точки с наибольшим значением величины S_{loss} имеют также наибольшую L_{eff} и соответствуют азимутальному углу вылета $75 < \Delta\varphi < 90^\circ$. Отрицательные значения S_{loss} в периферических столкновениях Cu + Au при наименьших L_{eff} , аналогично отрицательным значениям величины S_{loss} в периферических столкновениях Cu + Au при $0 \leq \Delta\varphi \leq 15^\circ$, в пределах неопределенности согласуются с нулем.

ОЦЕНКА ТОРМОЗНОЙ СПОСОБНОСТИ ПАРТОНОВ В КГП

Используя полученные зависимости, можно сделать оценку тормозной способности партонов в КГП в зависимости от азимутального угла вылета партона, что проиллюстрировано рис. 6.

На рис. 6 демонстрируется зависимость величины $E_{\text{loss}}/L_{\text{eff}}$ от азимутального угла вылета партона. Величина E_{loss} вычисляется следующим образом: $E_{\text{loss}} = S_{\text{loss}} p_T^{pp}$.

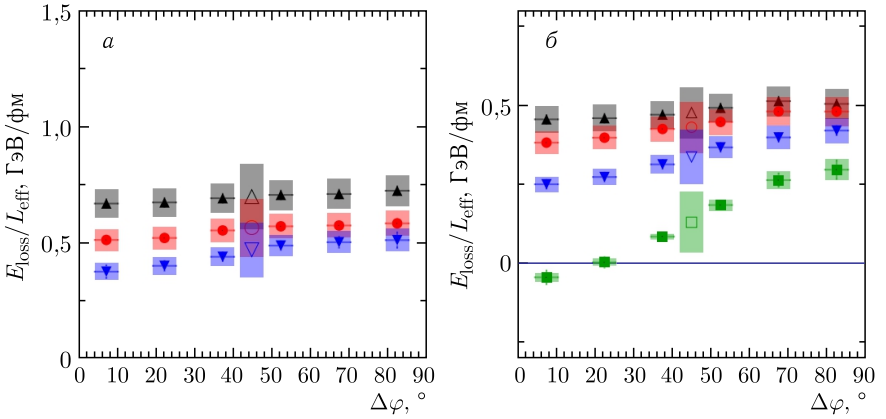


Рис. 6. Зависимости $E_{\text{loss}}/L_{\text{eff}}(\Delta\varphi)$ для поперечного импульса $5 < p_T < 6$ ГэВ/с: а) в столкновениях U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ для классов центральности: $\blacktriangle$ — 0–20%; $\bullet$ — 20–40%; $\blacktriangledown$ — 40–60%; б) в столкновениях Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для классов центральности: $\blacktriangle$ — 0–10%; $\bullet$ — 10–20%; $\blacktriangledown$ — 20–40%; $\blacksquare$ — 40–60%. Значения, отмеченные светлыми символами, представляют усредненные по азимутальному углу величины. Их неопределенности распространяются на все точки соответствующего ряда

Как видно из рис. 6, тормозные способности практически изотропны как в столкновениях U + U, так и в столкновениях Cu + Au, за исключением наиболее периферических столкновений Cu + Au. Кроме того, видно, что в центральных соударениях тормозная способность больше, чем в периферических. Отличия величин $E_{\text{loss}}/L_{\text{eff}}(\Delta\varphi)$ на рис. 6, а от значений на рис. 6, б объясняются различием величины N_{part} для столкновений U + U и Cu + Au. Также следует отметить, что в периферических столкновениях Cu + Au возможно завышение измеренных значений v_2 за счет не связанных с плоскостью реакции корреляций между частицами [17] (например, корреляций струй [18]). Это может приводить к усилению азимутальной анизотропии значений $E_{\text{loss}}/L_{\text{eff}}$, не связанному с потерями энергии партонов в КГП. Отрицательное значение величины $E_{\text{loss}}/L_{\text{eff}}$ в периферических столкновениях Cu + Au при $0 \leq \Delta\varphi \leq 15^\circ$ (аналогично отрицательным значениям величины S_{loss}

в периферических столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ при $0 \leq \Delta\varphi \leq 15^\circ$) в пределах неопределенности согласуется с нулем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучено поведение эффективной относительной потери энергии партонов в столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и $\text{U} + \text{U}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ. Получены зависимости $S_{\text{loss}}(N_{\text{part}})$, $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}})$, $S_{\text{loss}}(\Delta\varphi)$ и $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}}(\Delta\varphi))$.

Интегральные по углу зависимости $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}})$ и $S_{\text{loss}}(N_{\text{part}})$ имеют одинаковое поведение в разных ядро-ядерных столкновениях ($\text{Cu} + \text{Au}$, $\text{U} + \text{U}$) при выборе близких значений начальной энергии партона, что говорит об их независимости от выбора сталкивающихся ядер. При этом зависимость $S_{\text{loss}}(N_{\text{part}})$ имеет степенной характер, а зависимость $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}})$ — линейный. Зависимости S_{loss} от азимутального угла для рассматриваемых ядро-ядерных столкновений во всех соударениях, кроме самых центральных, носят явный характер. Это может быть объяснено анизотропией распределения цветовых зарядов или анизотропией длины пробега партона в КПП.

Значения $S_{\text{loss}}(\Delta\varphi)$ и $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}}(\Delta\varphi))$ с учетом глобальной неопределенности совпадают. Зависимости $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}}(\Delta\varphi))$ также линейны (как и проинтегрированные по углу зависимости) в столкновениях $\text{U} + \text{U}$ и $\text{Cu} + \text{Au}$ в большинстве классов центральностей (в соударениях $\text{Cu} + \text{Au}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в интервале центральности 40–60 % наблюдается отклонение от линейного закона). С учетом глобальной неопределенности значения $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}}(\Delta\varphi))$ во всех рассмотренных ядро-ядерных столкновениях могут быть аппроксимированы одной общей по всем центральностям линейной зависимостью. Однако есть указание на наличие отдельных линейных зависимостей для каждой центральности (это связано с различием в геометрических параметрах областей ядерного перекрытия, соответствующих разным центральностям).

Также была сделана оценка тормозной способности партонов в КПП в зависимости от азимутального угла их вылета относительно угла плоскости реакции для столкновений $\text{Cu} + \text{Au}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и $\text{U} + \text{U}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ. Данная оценка показывает изотропное поведение тормозной способности во всех рассмотренных случаях (кроме самых периферических столкновений $\text{Cu} + \text{Au}$). При этом наибольшие тормозные способности наблюдаются в наиболее центральных соударениях. Отклонение оценки тормозной способности от изотропной формы в периферических соударениях может быть вызвано эффектами, не связанными с потерями энергии партонов, и требует дальнейших исследований.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания на фундаментальные исследования (шифр FSEG-2025-0009).

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Adcox K. et al. (PHENIX Collab.)*. Formation of Dense Partonic Matter in Relativistic Nucleus–Nucleus Collisions at RHIC: Experimental Evaluation by the PHENIX Collaboration // *Nucl. Phys. A*. 2005. V. 757, No. 1. P. 184–283.
2. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)*. The ALICE Experiment: A Journey through QCD // *Eur. Phys. J. C*. 2024. V. 84. 813.
3. *d’Enterria D.* Jet Quenching // *Landolt–Bornstein*. 2010. V. 23. P. 471–519.
4. *Adler S. et al. (PHENIX Collab.)*. Detailed Study of High- p_T Neutral Pion Suppression and Azimuthal Anisotropy in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. C*. 2007. V. 76. P. 034904.
5. *Miller M.L., Reygers K., Sanders S.J., Steinberg P.* Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2007. V. 57. P. 205–243.
6. *d’Enterria D., Kamin J., Loizides C.* Improved Monte Carlo Glauber Predictions at Present and Future Nuclear Colliders // *Phys. Rev. C*. 2018. V. 97. P. 054910.
7. *Adare A. et al.* Neutral Pion Production with Respect to Centrality and Reaction Plane in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. C*. 2013. V. 87. P. 034911.
8. *Voloshin S.A., Poskanzer A.M., Snellings R.* Collective Phenomena in Non-Central Nuclear Collisions // *Landolt–Bornstein*. 2010. V. 23. P. 293–333.
9. *Gale C., Jeon S., Schenke B., Tribedy P., Venugopalan R.* Event-by-Event Anisotropic Flow in Heavy-Ion Collisions from Combined Yang–Mills and Viscous Fluid Dynamics // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 012302.
10. *Aphecetche L. et al. (PHENIX Collab.)*. PHENIX Calorimeter // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2003. V. 499. P. 521–536.
11. *Aidala C. et al. (PHENIX Collab.)*. Production of π^0 and η^0 Mesons in Cu + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. C*. 2018. V. 98. P. 054903.
12. *Acharya U. et al. (PHENIX Collab.)*. Production of π^0 and η Mesons in U + U Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 192$ GeV // *Phys. Rev. C*. 2020. V. 102. P. 064905.
13. *Bannikov E. V., Berdnikov A. Y., Berdnikov Y. A., Kotov D. O., Mitrakov I. M., Mitrakova M. M., Larionova D. M.* Measurements of π^0 Elliptic Flow in Cu + Au Collisions // *Moscow Univ. Bull. Phys.* 2024. V. 79. P. 143–147.
14. *Bannikov E. V., Berdnikov Ya. A., Kotov D. O.* Elliptic Flow of π^0 in $^3\text{He} + \text{Au}$ and U + U Collisions // *Phys. At. Nucl.* 2025. V. 88, No. 4. P. 699–704.
15. *Dainese A., Loizides C., Paic G.* Leading-Particle Suppression in High Energy Nucleus–Nucleus Collisions // *Eur. Phys. J. C*. 2005. V. 38. P. 461–474.
16. *Afanasiev S. et al. (PHENIX Collab.)*. High- p_T π^0 Production with Respect to the Reaction Plane in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. C*. 2009. V. 80. P. 054907.
17. *Borghini N., Dinh P.M., Ollitrault J.-Y.* Is the Analysis of Flow at the CERN SPS Reliable? // *Phys. Rev. C*. 2000. V. 62. P. 034902.
18. *Jia J.* Ways to Constrain the Away Side Jet in Au + Au Collisions in PHENIX // *Nucl. Phys. A*. 2007. V. 783. P. 501–506.