

Л.Л. ЄНКОВСЬКИЙ¹, К. МЕРІНО²¹ Інститут теоретичної фізики імені М.М. Боголюбова НАН України
(Вул. Метрологічна, 14-б, Київ 03143)² Instituto Galego de Física de Altas Enerxías (IGFAE), María de Maeztu Unit of Excellence,
Center of Excellence CIGUS, Universidade de Santiago de Compostela
(Campus Universitario s/n, 15782 Compostela, Galiza, Spain; e-mail: carlos.merino@usc.gal)**КОЛЕКТИВНІ ЯВИЩА
У ВЕЛИКИХ І МАЛИХ АДРОННИХ СИСТЕМАХ¹**

УДК 539

Порівнюються колективні явища протон-протонного та протон-ядерного розсіювання (великі системи) і глибоко-непружного лептон-протонного розсіювання (малі системи). Виявлені та порівнюються найбільш характерні особливості в обох випадках.

Ключові слова: сильні взаємодії, глибоко-непружне розсіювання, рівняння стану Ван-дер-Ваальса, колективні ефекти, фазовий перехід, деконфайнмент.

1. Вступ

У статті аналізуються явища критичного фазового переходу та кросовера у великих (протон-протонне та протон-ядерне розсіювання) і малих (глибоко-непружне лептон-протонне розсіювання) системах. Підкреслюються найважливіші подібності та відмінності між обома сценаріями [1]. Колективні явища в протон-протонному розсіюванні та у лептон-протонному глибоко-непружному розсіюванні (ГНР)) вивчалися досить ретельно, і між цими двома випадками були помічені як подібності, так і відмінності.

В принципі, перехід від окремих кварк-кваркових, кварк-адронних, адрон-адронних та адрон-ядерних зіткнень до лептон-кваркових або лептон-адронних зіткнень та колективних явищ є досить схожим, але можна також виявити суттєві відмінності, пов'язані з тим, що в адронних зіткненнях взаємодіють дві подібні неточкові частинки (адрони або ядра), тоді як в ГНР зонд є точковою частинкою (лептон, що випромінює фотон). Крім того, існує одна суттєва відмінність між двома підходами, які використовуються для опису кожного випадку: адронні зіткнення вивчаються в си-

стемі центра мас (або лабораторній), але формалізм ГНР нерозривно пов'язаний із системою відліку нескінченного імпульсу.

Однак спільним ключовим моментом є виникнення в обох випадках нового стану матерії, утвореного сумішшю кварків та глюонів, з насиченням та переходом від некорельованих (якщо не враховувати збереження енергії-імпульсу) зіткнень окремих частинок до колективних явищ. Ми аналізуємо фізику цих колективних явищ у pp , pA , і AA розсіюваннях та у $e p$ і eA розсіюваннях при високих енергіях та високих віртуальностях зонда в рамках добре відомого та усталеного підходу Ван-дер-Ваальса (ВдВ), який може служити чітким та добре перевіреним мостом між цими двома сценаріями.

**2. Колективні ефекти
при адронному розсіюванні**

Тлумачення сил Ван-дер-Ваальса в адронних системах було послідовно встановлено в літературі (див. посилання [2–4]). Рівняння стану Ван-дер-Ваальса – це модель для опису функції тиску в рівноважних системах частинок із відштовхувальними та притягальними взаємодіями, яка передбачає фазовий перехід першого роду рідина–газ та відповідну критичну точку [4–8].

Цитування: Єнковський Л.Л., Меріно К. Колективні явища у великих і малих адронних системах. *Укр. фіз. журн.* **71**, №2, 113 (2026).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2026. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

ISSN 2071-0194. *Укр. фіз. журн.* 2026. Т. 71, № 2

¹ Ця робота базується на результатах, які доповідалися на міжнародній конференції “New Trends in High-Energy Physics” (2025 р.).

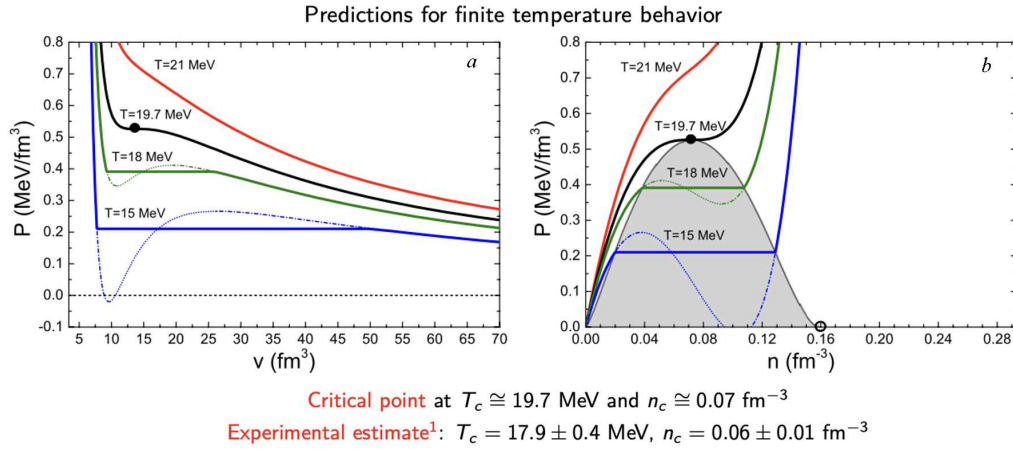


Рис. 1. Ізотерми тиску в (p, v) - (a) та (p, n) -координатах (b), розраховані за квантовим рівнянням стану Ван-дер-Ваальса; див. деталі у посиланні [4]. Кругечок на ізотермі $T = T_c$ відповідає критичній точці. Затінена сіра область на панелі (b) відповідає області змішаної фази. Рисунок запозичений з роботи [4]

У канонічному ансамблі рівняння стану ВдВ має такий вигляд:

$$p(T, n) = \frac{NT}{V - bN} - a \frac{N^2}{V^2} \equiv \frac{nT}{1 - bn} - an^2, \quad (1)$$

де $a > 0$ та $b > 0$ – це параметри ВдВ, що описують, відповідно, взаємодії притягання та відштовхування, а змінна $n \equiv N/V$ – це концентрація частинок. Щоб застосувати рівняння стану ВдВ до систем зі змінною кількістю частинок, необхідно розглянути великий канонічний ансамбль, де легше ввести квантову статистику, а рівняння стану ВдВ зі статистикою Фермі використати для опису ядерної матерії [9–13].

Термодинаміка ядерної матерії та її застосування до зіткнень важких іонів вивчається вже понад сорок років. Зокрема, для опису властивостей ядерної матерії використовуються моделі, побудовані в рамках самоузгодженого підходу середнього поля [14–19]. Наявність фазового переходу рідина–газ у ядерній матерії була виявлена експериментально [20]. Також були опубліковані результати прямих вимірювань ядерної теплової кривої [21, 22].

Ізотерми тиску ВдВ у координатах (T, v) та (T, n) , що були отримані в роботі [4], показані на рис. 1. Критична температура становить $T_c \cong 19,7$ MeV, що близько до експериментальних оцінок робіт [23, 24]. При $T < T_0$ з'являються дві фази: газ та рідина, розділені фазовим переходом

першого роду; області змішаної фази показані горизонтальними лініями на рис. 1, a та затіненою областю на рис. 1, b.

Таким чином, рівняння ВдВ зі статистикою Фермі, застосоване до системи взаємодіючих нуклонів, передбачає фазовий перехід першого роду рідина–газ з критичною кінцевою точкою. Тоді, для вирішення проблеми виділення ентропії під час процесу адронізації та на основі спостереження траєкторій Редже, можливі механізми цього процесу далеко від рівноваги можуть бути розроблені у термінах стохастичної динаміки [25]

3. Колективні ефекти при глибоко-непружному розсіюванні

Вважатимемо, що в інклюзивному ГНР або ексклюзивному глибоко-віртуальному комптонівському розсіюванні (ГВКР) внутрішня частина нуклона (або ядра) розглядається як термодинамічна система, яка, як і у випадку зіткнень ядер та важких іонів, має колективні (термодинамічні) властивості, що визначаються відповідним рівнянням стану (РС). Ідея про те, що структурні функції (СФ) ГНР можна розглядати термодинамічно за допомогою статистичної механіки, хоча й не нова, але продовжує привертати увагу. Однак кілька тонких моментів залишаються незрозумілими, зокрема щодо вибору відповідної системи координат та відповідних змінних.

3.1. Статистичні моделі структурних функцій ГНР

Для спрощення ми зосередимося на синглетній (глюонній) складовій СФ з малим значенням x . Розширення на внески з малим значенням x та/або несинглетні внески (валентний кварк) отримується прямим шляхом:

$$x \cdot G(x, Q^2) \sim \frac{X_0 x^b}{\exp\left(\frac{x-X_0}{\bar{x}}\right) + 1}, \quad (2)$$

де x – змінна Бйоркена (світлового конуса), X_0 – хімічний потенціал, який для глюонної складової можна встановити рівним нулю, а $\bar{x}$ інтерпретується як температура всередині протона.

У літературі [26, 28, 29] у статистичній моделі СФ замість змінної x , як у рівнянні (2), використовується змінна розмірної енергії E (або імпульсу k). Це не є тривіальною кінематичною проблемою, оскільки термодинаміка передбачає наявність розмірної температури у комбінації типу k/T у статистичному розподілі будь-якого типу (Фермі–Дірака, Бозе–Ейнштейна чи Больцмана), тоді як поява x , як у рівнянні (2), потребує додаткової модифікації. Цього можна уникнути (див. [30]), використовуючи безрозмірну температуру $\bar{x} = 2T/m$, де m – маса протона, що є наслідком переходу від системи спокою до системи нескінченного імпульсу (СНІ). Відповідно,

$$G(x) \sim \exp\left(-\frac{mx}{2T}\right). \quad (3)$$

Больцманівський множник у знаменнику рівняння (2) може імітувати множник $(1-x)^n$ у СФ при великих значеннях x , хоча його також слід узгодити з правилами підрахунку кварків, що з'являються до степеня n .

Останній момент також пов'язаний з РС і очікується як результат використання статистичного розподілу типу того, що в рівнянні (2). Згадаємо, що для ідеального газу частинок

$$P(T) = \int k d^3k \exp(-k/T).$$

Завдяки радіальній симетрії праву частину можна переписати у вигляді

$$4\pi \int_0^\infty k^3 dk \exp(-k/T).$$

Тоді, зробивши заміну змінної $y = k/T$, тривіально отримуємо рівняння Стефана–Больцмана

$$P \sim T^4.$$

Цей факт має фізичну інтерпретацію: компонента СФ з великим значенням x відповідає розбавленому ідеальному газу партонів. Множник у рівнянні (2) при малому значенні x впливатиме на ідеальне РС Стефана–Больцмана лише тоді, коли воно буде записано у вигляді

$$\left(\frac{x}{\bar{x}}\right)^b = \left(\frac{mx}{2T}\right)^b,$$

замість x^b . Як наслідок, ідеальне РС Стефана–Больцмана трансформується у рівняння

$$P(T) \sim T^{4+b}. \quad (4)$$

Відносний внесок цієї корекції незначний при малих x , але він зростає зі зменшенням Q^2 та x , що приводить до фазового переходу газ–рідина.

Як правило, залежністю від Q^2 нехтують: або для простоти, або концептуально, припускаючи, що статистичний підхід застосовується до СФ для деякого фіксованого вхідного значення Q^2 , від якого вона еволюціонує відповідно до рівняння Докшицера–Грибова–Ліпатова–Альтареллі–Парізі (ДГЛФП). Ми не виключаємо еволюції СФ при великих значеннях Q^2 , однак з такими застереженнями:

- структурні функції демонструють сильну залежність від Q^2 вже при малих x , нижче пертурбативної області ДГЛФП;

- при великих значеннях Q^2 , замість монотонної еволюції ДГЛФП та завдяки розповсюдженню партонів, проявляється зворотний процес їх рекомбінації, який є важливим у нашій інтерпретації насичення як фазового переходу газ–рідина (див. наступний розділ).

Таким чином, ми надаємо перевагу збереженню явної залежності від Q^2 при всіх x та Q^2 . Ця залежність незначна в газовій області точкових партонів (при великих x), але вона стає значною ближче до області насичення (залежно як від x , так і від Q^2), де точкові партони замінюються краплями партонної рідини скінченного розміру. У наступному розділі ми розглянемо цей перехід, використовуючи класичне рівняння Ван-дер-Ваальса.

3.2. Фазовий перехід газ-рідина в рівнянні стану Ван-дер-Ваальса

Після визначення статистичних властивостей СФ ми перейдемо до написання РС, що описує перехід від партоного газу до партоної рідини через змішану туманну фазу. Для цього ми використовуємо рівняння Ван-дер-Ваальса [2, 3])

$$\left(P + \frac{N^2 a}{V^2}\right)(V - Nb) = NT, \quad (5)$$

де a та b – це параметри, що залежать від властивостей системи, N – кількість частинок, $V(s) = \pi R^3(s)$ – об'єм контейнера, і $R(s) \sim \ln s$ – радіус нуклона. Для точкових частинок (ідеальний газ), $a = b = 0$, і рівняння (5) зводиться до $pV = NT$. Оскільки $N/V \sim T^3$, то у цьому наближенні ми отримуємо $p \sim T^4$ (порівняно з $p \sim T^{(4+b)}$ у рівнянні (4)).

З іншого боку, рівняння (5) також можна записати у вигляді [2]

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT,$$

або, еквівалентно,

$$P = \frac{RT}{V - b} - \frac{a}{V^2}.$$

Параметр b відповідає за скінченні розміри складових, які пов'язані з $1/Q$ у нашому випадку, а член a/V^2 пов'язаний з (далекодійними) силами між складовими. З цього кубічного рівняння випливає [2], що критичні значення для основних величин $V = V_c$, $P = P_c$ та $T = T_c$ можна записати через параметри a та b таким чином:

$$V_c = 3b, \quad p_c = \frac{a}{27b^2}, \quad T_c = \frac{8a}{27Rb}.$$

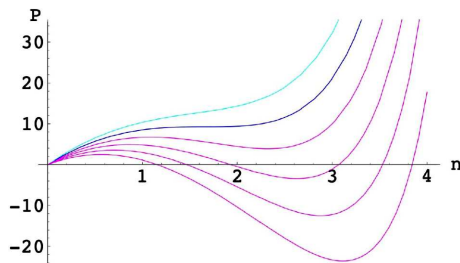


Рис. 2. Залежності тиску P від концентрації n , розраховані за рівнянням (8) для різних температур (див. текст) та представлені в довільних одиницях

Кількість частинок $N(s)$ можна обчислити [9, 31] за формулою

$$N(s) = \int_0^1 dx F_2(x, Q^2),$$

де $F_2(x, Q^2)$ – це структурна функція нуклона, виміряна в ГНР.

Тепер згадаємо кінематику,

$$s = Q^2 \frac{(1-x)}{x} + m^2,$$

яка при малих x зводиться до $s \approx Q^2/x$. Радіус складової, як видно в ГНР, дорівнює $r_0 \sim 1/Q$; отже, її двовимірний об'єм дорівнює $\sim Q^{-2}$.

Вводячи нормовані об'єм, тиск і температуру,

$$\mathcal{P} = \frac{P}{P_c}, \quad \mathcal{V} = \frac{V}{V_c} = \frac{\rho_c}{\rho}, \quad \mathcal{T} = \frac{T}{T_c},$$

рівняння Ван-дер-Ваальса (5) можна переписати у вигляді

$$\left(\mathcal{P} + \frac{3}{\mathcal{V}^3}\right)\left(\mathcal{V} - \frac{1}{3}\right) = \frac{8\mathcal{T}}{3}. \quad (6)$$

Зауважимо, що рівняння (6) містить лише числові константи, і тому воно є універсальним. Стани різних речовин з однаковими значеннями $\mathcal{P}$, $\mathcal{V}$ та $\mathcal{T}$ називаються відповідними станами, а рівняння (6) відоме як рівняння Ван-дер-Ваальса для відповідних станів. Універсальність фазового переходу рідина-газ та відповідний принцип типові для будь-якої системи з короткодійними силами відштовхування та далекодійними силами притягання. Ця властивість притаманна як звичайним рідинам, так і ядерній матерії.

Наведемо два приклади РС: один заснований на ефективній взаємодії Скірме та теорії Хартрі-Фока зі скінченною температурою, а інший – на РС Ван-дер-Ваальса. У роботі [32, 33] використовується РС

$$P = \rho kT - a_0 \rho^2 + a_3(1 + \sigma) \rho^{(2+\sigma)}, \quad (7)$$

де $\rho = N/V$ – густина, а a_0, a_3 та σ – параметри (значення $\sigma = 1$ відповідає звичайній взаємодії Скірма).

Згідно із законом відповідних станів, рівняння (7) є універсальним для масштабованих (нормованих) змінних, для яких воно виглядає як

$$P = \frac{3T}{V} - \frac{3}{V^2} + \frac{1}{V^3};$$

порівняно з РС Ван-дер-Ваальса

$$P = \frac{8T}{3V-1} - \frac{3}{V^2}.$$

Якщо тепер записати РС Ван-дер-Ваальса у вигляді

$$\begin{aligned} P(T; N, V) &= - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_{TN} = \\ &= \frac{NT}{V - bN} - a \left(\frac{N}{V} \right)^2 = \frac{nT}{1 - bn} - an^2, \end{aligned} \quad (8)$$

де $n = N/V$ – концентрація частинок, a – сила притягання в середньому полі, а b визначає короткодійне відштовхування, то ми ідентифікуємо концентрацію частинок з СФ $F_2(x, Q^2)$. На рис. 2 показані залежності тиску P від концентрації n , розраховані за рівнянням (8) при $a = 5 \text{ GeV}^{-2}$ та $b = 0, 2 \text{ GeV}^{-3}$.

Зауважимо, що хоча рівняння (8) чутливе до b (близькодійне відштовхування), воно менш чутливе до a (далекодійне притягання). На рис. 2 показано типові ізотерми. Друга зверху лінія (темно-синя лінія в онлайн-версії цієї статті) є критичною, $T_c = 8a/(27b)$. Вище цієї температури (верхня лінія, блідо-синій колір в онлайн-версії), тиск рівномірно зростає з концентрацією частинок, що відповідає одному термодинамічному стану для кожного P та T . Для субкритичних температур, $0 < T < T_c$ (нижні лінії, червоні лінії в онлайн-версії), навпаки, функція $P(n)$ має максимум, за яким слідує мінімум. Фазу співіснування можна визначити за допомогою побудови Максвелла.

Відображення області насичення в ГНР на спінодальну область в РС ВдВ – тобто, встановлення відповідності між РС з його змінними P , T , μ тощо та експериментально спостережуваними величинами, що залежать від кінематики реакції – є найделікатнішим і найскладнішим пунктом у термодинамічному описі будь-яких високоенергетичних зіткнень, зокрема ГНР. Це вимагає подальших досліджень і точних числових тестів. Спроби пов'язати два різні підходи – один з них базується на

матриці S (амплітуда розсіювання, поперечні перерізи), а інший – на їх колективних властивостях (статистична механіка, термодинаміка, рівняння стану) – з динамікою адронів вже були зроблені раніше (див. роботу [9] та посилання в ній).

4. Висновки

В роботі представлено опис критичних явищ (фазових переходів) в адронних процесах та глибоко-непружному розсіюванні. Висвітлено та порівняно формалізм і найхарактерніші риси обох випадків, підкреслено їх основні подібності та відмінності. Для відображення області насичення в ГНР на спінодальну область у рівнянні стану Ван-дер-Ваальса необхідно провести подальші детальні дослідження та числові розрахунки. Для більш ґрунтовного вивчення можливих механізмів зростання ентропії, розробка далеких від рівноваги механізмів у термінах стохастичної динаміки може становити значний інтерес для опису критичних явищ як у протон-протонних розсіяннях, так і в ГНР-процесах.

К.М. хоче віддати шану особистості проф. Л.Л. Єнковського. Ті, хто мав честь знати його та співпрацювати з ним, є свідками його щедрості та чесності. Його робота та спадщина матимуть тривалий вплив у галузі фізики елементарних частинок для нових поколінь фізиків. К.М. хоче також подякувати професору Ігорю П. Іванову за корисні коментарі під час конференції. Нарешті, мені (К.М.) приємно привітати проф. Нугзара Гомідзе, проф. Володимира М. Горкавенка, доктора Марію С. Царенкову та всіх членів організаційного комітету конференції "New Trends in High-Energy Physics 2025" з успіхом і надихаючою атмосферою чудової конференції в чудовому обрамленні міста Батумі.

Ця робота була спонсорована Xunta de Galicia (Іспанія) через програму Axudas para a Acreditación da Excelencia (Científica, Técnica ou Artística) así como das Axudas para a Estructura, Mellora e o Apoio dos Centros de Investigación do SUG – Centros Singulares (грант No. 2010-29FO-64100).

1. L.L. Jenkovszky, C. Merino. Critical phenomena in hadronic and DIS processes. e-Print: 2508.15409 [hep-ph].
2. E. Fermi. *Termodinamica* (Boringhieri, 1958).

3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Статистическая физика*, ч. 1 (Наука, 1978).
4. V. Vovchenko, D.V. Anchishkin, M.I. Gorenstein. Van der Waals equation of state with Fermi statistics for nuclear matter. *Phys. Rev. C* **91**, 064314 (2015). e-Print: 1504.64314 [nucl-th].
5. V. Vovchenko *et al.* Multicomponent van der Waals equation of state: applications in nuclear and hadronic physics. *Phys. Rev. C* **96**, 045202 (2017). e-Print: 1707.09215 [nucl-th].
6. V. Vovchenko *et al.* Van der Waals interactions in hadron resonance gas: from nuclear matter to lattice QCD. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 182301 (2017). e-Print: 1609.03975 [nucl-th].
7. V. Vovchenko, D.V. Anchishkin, M.I. Gorenstein. Particle number fluctuations for the van der Waals equation of state. *J. Phys. A* **48**, 305001 (2015). e-Print: 1501.03785 [nucl-th].
8. V. Vovchenko. Quantum van der Waals equation and its applications. Physics Seminar in the University of Luxembourg, January 26th, 2018 (slides).
9. L.L. Jenkovszky *et al.* Critical phenomena in DIS. *Int. J. Mod. Phys. A* **25**, 5667 (2010). e-Print: 1009.1632 [hep-ph].
10. L.L. Jenkovszky, A.O. Muskeyev, S.N. Yezhov. Excited nucleon as a van der Waals system of partons. *Phys. Atom. Nucl.* **75**, 721 (2012).
11. F.G. Celiberto, R. Fiore, L.L. Jenkovszky. Single and double diffraction dissociation at the LHC. *AIP Conf. Proc.* **1819**, 030005 (2017). e-Print: 1612.00797 [hep-ph].
12. L.A. Bulavin *et al.* Critical phenomena in high-energy lepton- and hadron-induced reactions. *Phys. Part. Nucl.* **41**, 924 (2010).
13. L.L. Jenkovszky, S.M. Troshin, N.E. Tyurin. Saturation and critical phenomena in DIS. e-Print: 0910.0796 [hep-ph].
14. J. Kotulic Bunta, S. Gmuca. Asymmetric nuclear matter in the relativistic mean field approach with vector cross interaction. *Phys. Rev. C* **68**, 054318 (2003). e-Print: 0309.046 [nucl-th].
15. M. Colonna, Ph. Chomaz. Unstable infinite nuclear matter in stochastic mean field approach. *Phys. Rev. C* **49**, 1908 (1994).
16. M. Centelles, X. Viñas. Semiclassical approach to the description of semi-infinite nuclear matter in relativistic mean-field theory. *Nucl. Phys. A* **563**, 173 (1993).
17. A. Bouyssy, S. Marcos, Pham Van Thieu. Systematics of nuclear matter and finite nuclei properties in a non-linear relativistic mean field approach. *Nucl. Phys. A* **422**, 541 (1984).
18. M. Kawabata *et al.* Quark mean field approach with derivative coupling for nuclear matter. *Phys. Rev. C* **77**, 054314 (2008).
19. A. Lavagno. Hot and dense nuclear matter in an extended mean field approach. *PoS EPS-HEP2009* (2009), p. 455.
20. M. Pichon *et al.* INDRA and ALADIN collaborations. Bimodality: a possible experimental signature of the liquid-gas phase transition of nuclear matter. *Nucl. Phys. A* **779**, 267 (2006). e-Print: 0602.003 [nucl-ex].
21. Y.-G. Ma *et al.* Surveying the nuclear caloric curve. *Phys. Lett. B* **390**, 41 (1997).
22. C. Sienti *et al.*, ALADIN2000 Collaboration. Isotopic dependence of the nuclear caloric curve. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 152701 (2009). e-Print: 0903.1772 [nucl-ex].
23. J.B. Natowitz *et al.* Limiting temperatures and the equation of state of nuclear matter. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 212701 (2002). e-Print: 0204.015 [nucl-ex].
24. V.A. Karnaukhov *et al.* Critical temperature for the nuclear liquid gas phase transition. *Phys. Rev. C* **67**, 011601 (2003). e-Print: 0302.006 [nucl-ex].
25. T.S. Biró, Z. Schram, L.L. Jenkovszky. Entropy production during hadronization of a quark-gluon plasma. *Eur. Phys. J. A* **54**, 17 (2018). e-Print: 1707.07912 [hep-ph].
26. R.S. Bhalerao. Statistical model for the nucleon structure functions. *Phys. Lett. B* **380** (1–2), 1 (1996). e-Print: 9607.315 [hep-ph].
27. R.S. Bhalerao. Statistical model for the nucleon structure functions. *Phys. Lett. B* **387** (4), 881 (1996).
28. E. Mac, E. Umaz. A statistical model of structure functions and quantum chromodynamics. *Z. Phys. C* **43**, 655 (1989).
29. J. Cleymans, R.J. Thews. Statistical model for the structure functions of the nucleon. *Z. Phys. C* **37**, 315 (1988).
30. J. Cleymans *et al.* Duality of thermal and dynamical descriptions in particle interactions. e-Print: 1004.2770 [hep-ph].
31. L.L. Jenkovszky, B.V. Struminsky. Violation of scale invariance in deep inelastic lepton-hadron scattering and the rise of hadronic cross-sections. *ITP Preprint 77-37E* (Kyiv, 1977).
32. H. Jaqaman, A.Z. Mekjian, L. Zamik. Nuclear condensation. *Phys. Rev. C* **27**, 2782 (1983).
33. H. Jaqaman, A.Z. Mekjian, L. Zamik. Liquid-gas phase transitions in finite nuclear matter. *Phys. Rev. C* **29**, 2067 (1984).

Одержано 15.11.25

Переклад на українську мову О. Войтенка

L.L. Jenkovszky, C. Merino

COLLECTIVE PHENOMENA
IN LARGE AND SMALL PARTONIC SYSTEMS

We compare the collective phenomena in proton-proton, proton-nucleus scattering (large systems) and in lepton-proton deep inelastic scattering (small systems). The most characteristic features in both cases are exposed and compared.

Keywords: strong interactions, deep-inelastic scattering, van der Waals equation of state, collective effects, phase transition, deconfinement.