

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЯЧЕГО КВАРКОВОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ УДЕРЖАНИИ НЕЙТРИНО

Г.С.АДЖЯН

Поступила 6 июня 2019

Принята к печати 18 декабря 2019

На основе модели кваркового мешка MIT определены термодинамические характеристики непрозрачного для нейтрино горячего странного кваркового вещества. Рассмотрены три разных варианта содержания лептонов в горячем кварковом веществе. Численные расчеты выполнены для различных значений температуры и плотности лептонного заряда. Показано, что в горячем ($kT \sim 100$ МэВ) кварковом веществе нейтрино примерно столько же, сколько и массивных лептонов, суммарная энергия лептонов составляет $4 \div 20$ процентов от энергии кварков и при остывании выделяется энергия порядка $30 \div 40$ процентов от суммарной энергии.

Ключевые слова: *горячее кварковое вещество: нейтрино*

1. *Введение.* Одним из возможных путей образования кваркового вещества является взрыв сверхновой звезды (SN). Вследствие имплозии центрального вырожденного ядра предсверхновой звезды в новообразованном сверхплотном кварковом объекте температура может достичь 10^{12} К. В [1] приводятся аргументы в пользу того, что химическое равновесие по β -процессам между кварками наступает гораздо позже, чем вещество становится непрозрачным для нейтрино. Именно из-за такого хода событий лептонные заряды центральной части предсверхновой звезды и новообразованного сверхплотного объекта почти равны [1]. Продолжительность такого высокотемпературного состояния вещества по сравнению со звездными временами ничтожна. Однако физические процессы в этом новообразованном высокотемпературном объекте могут иметь решающую роль для его дальнейшей эволюции. Давление мощного нейтринного излучения от сверхплотного образования на вещество, выброшенное при взрыве SN, может остановить обратное падение этого вещества на центральное сверхплотное тело, что препятствует образованию черной дыры [2].

В [1], на базе модели кваркового мешка MIT [3-6], определены уравнение состояния (EOS) и некоторые характеристики горячего кваркового вещества (HSQM - hot strange quark matter) при удержании нейтрино (HSQMN). В представленной работе приводятся некоторые характеристики HSQMN, которые не вошли в [1]. В этом смысле эта работа является продолжением [1].

Автором в [1] допущены следующие опечатки (за что он приносит свои извинения):

а) в выражениях (22), $\varepsilon = 3P + B$ и $\Delta\varepsilon/\varepsilon = (\varepsilon - 3P - B)/\varepsilon$ у параметра мешка B отсутствует коэффициент 4,

б) в абстракте и в тексте в предложении "При отсутствии нейтрино количество d кварков, наоборот, меньше от числа u кварков на $2 \div 8\%$ ", слово "меньше" следует заменить на слово "больше".

Основные уравнения (уравнения химического равновесия, уравнения законов сохранения барионного, электрического и лептонных зарядов) приведены в [1]. Кратко представим рассмотренные варианты HSQMN [1].

Вариант V1: В HSQMN имеются u , d , s кварки, электроны, позитроны со своими нейтрино.

Вариант V2: К варианту V1 добавлены $\mu^\pm$ мезоны со своими нейтрино.

Вариант V3: К варианту V2 добавлены τ нейтрино и антинейтрино, а также учтены нейтринные осцилляции.

В численных расчетах по V3 принято, что из-за нейтринных осцилляций все типы нейтрино имеют одинаковые химические потенциалы. При вычислении термодинамических характеристик кварков u и d кварки считались безмассовыми, а масса s кварка $m_s = 95$ МэВ учитывалась в приближении $(m_s c^2 / \mu_s)^2$. Соответствующие тепловые поправки учитывались в приближении $(kT / \mu_q)^2$, где m_s - масса s кварка, μ_q - химический потенциал q -типа кварка ($q = u, d, s$), T - температура, c - скорость света, k - постоянная Больцмана. Характеристики отдельных лептонов вычислялись численно по точным выражениям. Для параметра мешка B и константы кварк-глюонного взаимодействия α_c приняты значения 80 МэВ/ Φ^3 и ноль, соответственно.

2. Результаты численных расчетов. На рис.1 показаны зависимости химических потенциалов частиц в непрозрачном для нейтрино горячем веществе от концентрации барионного заряда n для варианта V3 и лептонного заряда на один барионный заряд $L = \sum L_i = 0.4$ (n_i - концентрация i -того типа лептона, $i = e, \mu, \nu, \tau, \text{antil}$ - все антилептоны вместе, для лептонов $L_i = n_i/n$, а для антилептонов $L_i = -n_i/n$).

Из-за нейтринных осцилляций химические потенциалы электронов μ_e , мюонов μ_μ , электронных нейтронов μ_{ν_e} , мюонных нейтрино μ_{ν_μ} и τ -нейтрино μ_{ν_τ} связаны соотношениями $\mu_\mu = \mu_e$ и $\mu_{\nu_\mu} = \mu_{\nu_\tau} = \mu_{\nu_e}$. При высоких значениях L $\mu_d - \mu_u = \mu_e - \mu_{\nu_e} < 0$, что приводит к состоянию $n_u > n_d$ (n_q - концентрация q -типа кварка). С уходом нейтрино (L убывает) в SQM (strange quark matter) разница $\mu_e - \mu_{\nu_e}$ становится положительной и устанавливается режим $n_d > n_u$. Когда в SQM нейтрино отсутствуют или образуются и, не успевая прийти в химическое равновесие с кварками, покидают среду, то

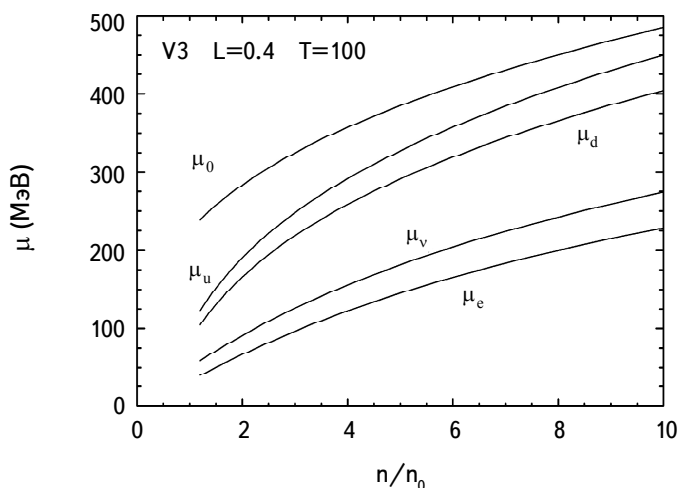


Рис.1. Зависимость химических потенциалов кварков и лептонов от концентрации барионного заряда n по варианту V3 для $L=0.4$ и $kT=100$ МэВ, $n_0=0.15 \Phi^{-3}$ - концентрация нуклонов в атомном ядре.

всегда $\mu_d > \mu_u$ ($\mu_d = \mu_d + \mu_e$). В этом случае, в SQM d кварков больше, чем u кварков. Ситуация такая же и по вариантам V1 и V2. Отличаются лишь значения температуры T и концентрации барионного заряда n , при которых происходит переход состояния $n_u > n_d$ к состоянию $n_u < n_d$. Отметим, что при удержании нейтрино в SQM химический потенциал электронов μ_e достигает ~ 200 МэВ, что на порядок превышает значение μ_e при $T=0$.

Распределение относительного лептонного заряда $L = \sum L_i$ по отдельным

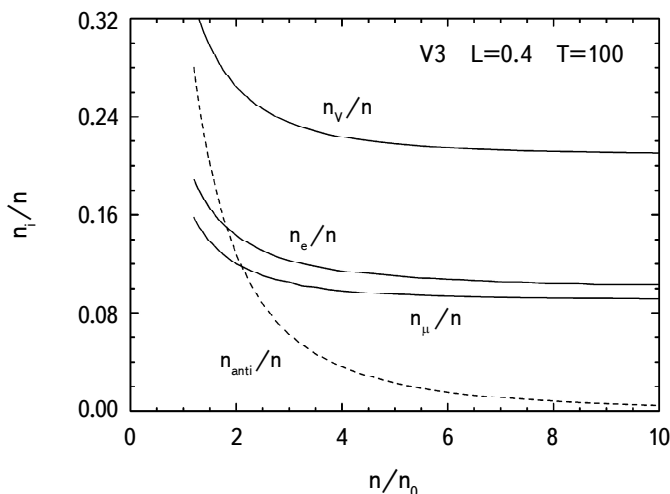


Рис.2. Зависимость относительных концентраций лептонов n_i/n ($i=e, \mu, \nu, \text{anti}$ - все антилептоны вместе) от концентрации барионного заряда по варианту V3 для $L=0.4$ и $kT=100$ МэВ, $n_0=0.15 \Phi^{-3}$ - концентрация нуклонов в атомном ядре.

лептонам, согласно варианту V3 при $kT = 100$ МэВ, показано на рис.2. Видно, что общее число нейтрино n_ν (электронного, мюонного и τ нейтрино вместе) почти равно числу массивных лептонов. Суммарное число античастиц значительно только при $n < 3n_0$, а в области $n > 3n_0$ антилептонов гораздо меньше, чем лептонов.

Назовем запасом энергии ту энергию, которая выделяется при полном остывании HSQMN, когда концентрация барионного заряда остается неизменной. Эта энергия обусловлена как тепловыми энергиями отдельных частиц, так и изменением композитного состава при остывании HSQMN. Степень относительной энергоемкости HSQMN $\varepsilon_T/\varepsilon_0 = (\varepsilon(n, T) - \varepsilon(n, 0))/\varepsilon(n, 0)$ в зависимости от n и T показана на рис.3. Здесь $\varepsilon_T(n, T)$, $\varepsilon(n, T)$ и $\varepsilon(n, 0)$ - запасы энергии, энергии горячего и холодного SQM в единице объема, соответственно.

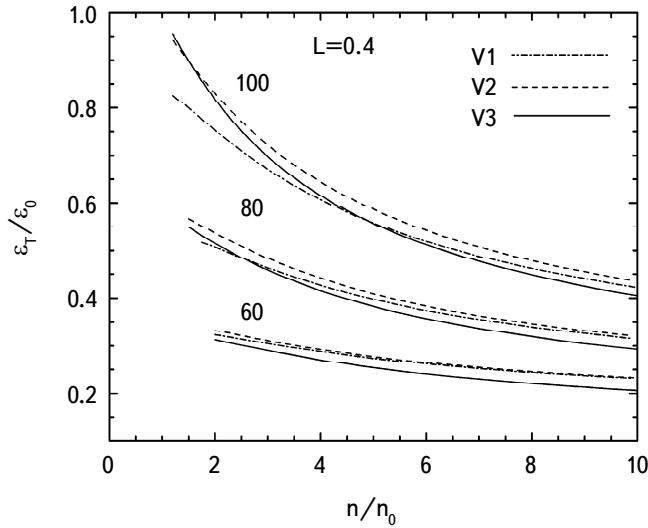


Рис.3. Отношение запасов энергии ε_T к энергии холодного состояния ε_0 в зависимости от концентрации барионного заряда n по вариантам V1, V2, V3 для $L = 0.4$ и $kT = \{60; 80; 100\}$ МэВ, $n_0 = 0.15 \text{ Ф}^{-3}$ - концентрация нуклонов в атомном ядре

На рис.3 приведены результаты расчетов относительной энергоемкости для всех рассмотренных вариантов V1, V2, V3 и температур $kT = \{60; 80; 100\}$ МэВ при $L = 0.4$. Видно, что запасы энергии, вычисленные с учетом нейтринных осцилляций или с учетом только наличия в HSQMN электронных нейтрино, мало отличаются друг от друга. Эти запасы огромны. При высоких температурах ($kT = 100$ МэВ) они могут составить до ~ 40 процентов от полной энергии HSQMN.

При остывании протокварковой звезды длина свободного пробега нейтрино в HSQMN увеличивается и становится порядка радиуса звезды. Нейтрино покидают звезду, унося энергию и лептонный заряд вещества, и устанавливается

состояние $L = n_L/n \leq 10^{-6}$ [5-7]. В этом состоянии (в SQM из лептонов присутствуют только электроны) $\varepsilon_L/\varepsilon_0 \approx (n_e/n)^{4/3} = L^{4/3} \leq 10^{-8}$. То есть при остывании протокварковой звезды практически вся энергия лептонов ε_L уносится нейтринным и электромагнитным излучением. На рис.4 показана зависимость отношения энергии лептонов ε_L к энергии ε_T от концентрации барионного заряда n для $L = \{0.2; 0.4\}$, $kT = \{40; 60; 80; 100\}$ МэВ, согласно варианту V3. Видно, что в зависимости от рассмотренных значений температуры

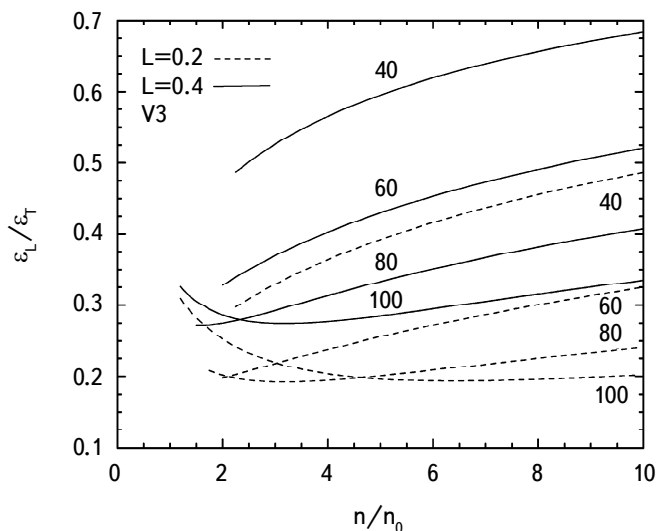


Рис.4. Зависимость отношения энергии лептонов ε_L к энергии запаса ε_T от концентрации барионного заряда n для $L = \{0.2; 0.4\}$ и $kT = \{40; 60; 80; 100\}$ МэВ, согласно варианту V3, $n_0 = 0.15 \text{ Ф}^3$ - концентрация нуклонов в атомном ядре

T и концентрации барионного заряда n , энергия лептонов составляет $20 \div 70$ процентов от запасов энергии ε_T . При фиксированном значении относительного лептонного заряда L , чем ниже температура HSQMN, тем больше вклад лептонов в ε_T . При остывании протокварковой звезды ее вещество сможет эволюционировать по термодинамически равновесным состояниям, если характерное время диффузии нейтрино от звезды больше времени установления β -равновесия в HSQM. Неравновесное остывание звезды предполагается рассмотреть в дальнейшем.

На рис.5 показана зависимость отношения энергии лептонной компоненты ε_L к энергии кварков ε_Q от концентрации барионного заряда n для $kT = \{40; 60; 80; 100\}$ МэВ и $L = \{0.4; 0.2\}$, по варианту V3. В зависимости от температуры T , концентрации n и относительного лептонного заряда L , суммарная энергия лептонов составляет $4 \div 20$ процентов от энергии кварков.

Важной характеристикой сверхплотного вещества является энергия на один барионный заряд $\varepsilon_n = \varepsilon/n$. По модели мешка MIT эта энергия при опре-

деленном значении $n = n_{\min}$ имеет локальный минимум. В этой точке холодное вещество имеет нулевое давление [4-6]. Если $\varepsilon_{n\min} = \varepsilon_n(n_{\min}, T=0) < 0$, то SQM является самосвязанной. В [8] приводятся аргументы в пользу того, что холодный SQM является основным состоянием вещества, т.е. $\varepsilon_{n\min} - m_n c^2 < -f_n$, где $f_n \approx 8$ МэВ - энергия связи нуклона в самом связанном атомном ядре - ядре железа. К сожалению, модель мешка MIT как не отрицает, так и не

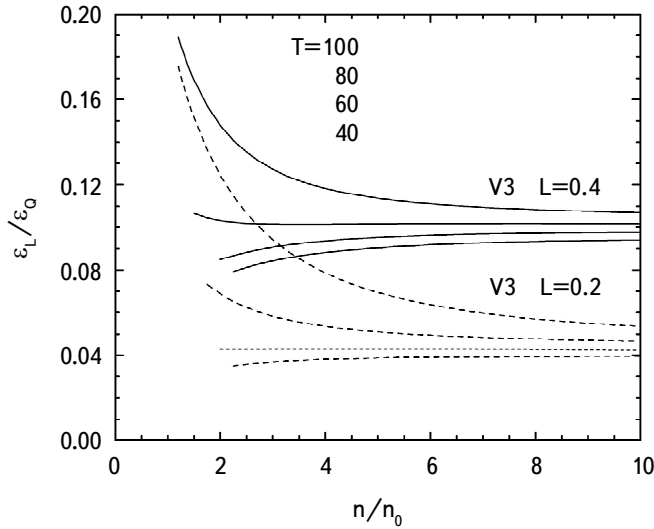


Рис.5. Отношение энергии лептонов ε_l к энергии кварков в зависимости от концентрации барионного заряда n по варианту V3 для $L = \{0.2; 0.4\}$ и $kT = \{40; 60; 80; 100\}$ МэВ, $n_0 = 0.15 \Phi^{-3}$ - концентрация нуклонов в атомном ядре.

подтверждает это предположение однозначно, что обусловлено ее несовершенностью. В пределах неопределенностей значений параметров этой модели возможны как несамосвязанная, так и самосвязанная SQM с $|\varepsilon_{n\min}| > f_n$ [4-6]. В настоящей работе принятые значения этих параметров (см. выше) обеспечивают самосвязанное состояние холодной ($T=0$) SQM с $\varepsilon_{n\min} = -19$ МэВ.

На рис.6 для значений $L=0.4$ и $kT = \{0; 40; 60; 80; 100\}$ МэВ приведена зависимость $\varepsilon_n(n, T)$ от концентрации барионного заряда n . На графиках черными квадратиками отмечены точки нулевого давления. Кроме кривой $T=0$, точки нулевого давления не совпадают с точками минимумов "горячих" кривых. При неизменном n , с повышением температуры, тепловые поправки к давлению возрастают, поэтому состояние $P=0$ реализуется с уменьшением концентрации кварков, что видно на рис.5. С остыванием HSQMN от $kT=100$ МэВ до холодного состояния при $n = \text{const}$, согласно рис.6, на каждый барионный заряд выделяется примерно 500 - 800 МэВ энергии.

Чем горячее HSQMN, тем больше значение ее минимальной энергии $\varepsilon_{n\min}$. С повышением температуры самосвязанное кварковое вещество стано-

вится несамосвязанным: $\varepsilon_{n\min} > 0$. Кварковое вещество в самосвязанном состоянии не может находиться в термодинамическом равновесии с барионным или обычным звездным веществами [6,9]. Когда при высоких температурах устанавливается состояние $\varepsilon_{n\min} > 0$, это становится возможным. Исследование такого состояния будет проведено отдельно.

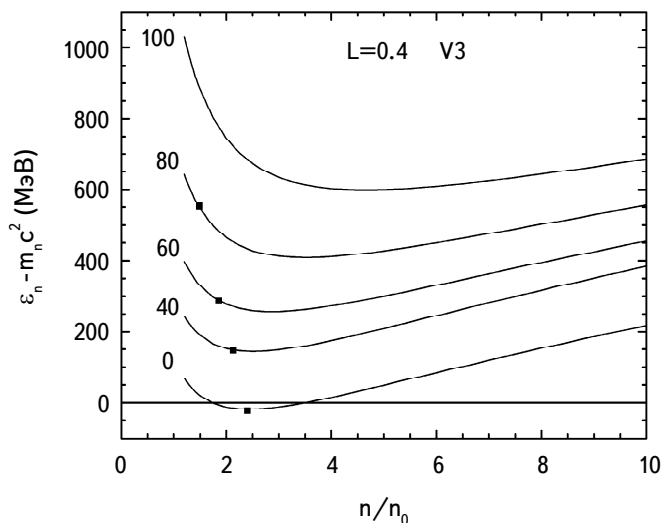


Рис.6. Энергия HSQMN на один барионный заряд с вычетом энергии покоя нейтрона $\varepsilon_n - m_n c^2$ в зависимости от концентрации барионного заряда n по варианту V3 для $L=0.4$ и $kT=\{0; 40; 60; 80; 100\}$ МэВ. Маленькими черными квадратами отмечены точки нулевого давления $P=0$, $n_0 = 0.15 \text{ Ф}^{-3}$ - концентрация нуклонов в атомном ядре.

3. Критические значения и заключение. Настоящее исследование базируется на феноменологической модели кваркового мешка MIT. Эта модель не создана на основе квантовой теории сильных взаимодействий, каковой более или менее является теория SQM Намбу-Иона-Лазинио (модель NJL) [10-12]. Уравнение состояния горячего кваркового вещества по модели NJL, но без удержания нейтрино, определено в [13]. Однако ясность физических предположений и простота математической реализации модели MIT дает возможность легко определить термодинамические характеристики как холодной, так и горячей кварковой материи. Конечно, в них будут отпечатки несовершенности этой модели. Но в общих чертах физическая реальность будет описана правдиво. Поправки к термодинамическим характеристикам кварков определены в первом приближении по малым параметрам $(kT/\mu_q)^2$ и $(m_s c^2/\mu_s)^2$. Может показаться странным, что при условии малости этих параметров различия давлений и плотностей энергии в горячем ($kT \sim 100$ МэВ) и холодном состояниях оказываются большими (рис.3, рис.6 и см. рис.3 в [1]). Это связано не только с тепловыми движениями частиц, но и значительными отличиями в

их композитном составе. В частности, наличие по сравнению с холодным состоянием огромного количества лептонов в HSQMN (электроны, мюоны, нейтрино и их античастицы) обеспечивает $20 \div 70$ процентов запасов энергии HSQMN.

Кварковая звезда, рожденная при взрыве сверхновой звезды будет остывать в основном за счет нейтринного излучения. Количество потерянной энергии звездой будет сопоставимо с ее полной энергией (до $30 \div 40$ %). Поэтому при отсутствии аккреции конечная максимальная масса остывшей звезды будет меньше максимально возможного значения примерно на столько же.

Автор выражает благодарность профессору Ю.Л.Вартаняну и доценту Г.Б.Алавердяну за обсуждение результатов представленной работы.

Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории физики сверхплотных звезд при кафедре прикладной электродинамики и моделирования ЕГУ, финансируемой Государственным комитетом по науке Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: ghajyan@ysu.am

CHARACTERISTICS OF THE HOT QUARK MATTER WITH NEUTRINO RETENTION

G.S.HAJYAN

Based on the MIT quark bag model, the thermodynamic characteristics of the strange quark matter opaque to neutrinos are determined. Three different variants of the content of leptons in the hot quark matter are considered. Numerical calculations were performed for various values of the temperature and density of the lepton charge. It is shown that in such hot ($kT \sim 100$ MeV) quark matter: a) neutrinos are about the same as massive leptons, b) the total energy of leptons is $4 \div 20$ percent of the energy of quarks, c) at the cooling of this matter can be released an energy of the order of $30 \div 40$ percent of its total energy.

Keywords: *hot quark matter; neutrino*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г.С.Аджян*, *Астрофизика*, **61**, 585, 2018, (*Astrophysics*, **61**, 511, 2018).
2. *Л.Н.Иванова*, *В.С.Имшенник*, *Д.К.Надежин*, *Научн. Инф. Астрон. Совет АН СССР*, **13**, 3, 1969.
3. *A.Chodos et al.*, *Phys. Rev. D*, **9**, 3471, 1974.
4. *E.Farhi*, *R.L.Jaffe*, *Phys. Rev. D*, **30**, 2379, 1984.
5. *C.Alcock*, *E.Farhi*, *A.Olinto*, *Astrophys. J.*, **310**, 261, 1986.
6. *N.K.Glendenning*, *Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity*, Berkeley, California: Springer, 1996.
7. *Ю.Л.Вартанян*, *Ш.Р.Меликян*, *А.А.Шагинян*, *Астрофизика*, **55**, 473, 2012, (*Astrophysics*, **55**, 429, 2012).
8. *E.Witten*, *Phys. Rev. D*, **30**, 272, 1987.
9. *Ю.Л.Вартанян*, *Г.Б.Алавердян*, *Астрофизика*, **31**, 111, 1989, (*Astrophysics*, **31**, 472, 1989).
10. *Y.Nambu*, *G.Jora-Lasinio*, *Phys. Rev.*, **122**, 345, 1961.
11. *U.Vogl*, *W.Weise*, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **27**, 195, 1997.
12. *M.Buballa*, *Phys. Rep.*, **407**, 205, 2005.
13. *Peng-Cheng Chu et al.*, *Eur. Phys. J., C*, **77**, 512, 2017.