

ВАКУУМНАЯ МОДЕЛЬ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ. НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Е.А.Губарев, А.Н.Сидоров

АО "Вакуумно-инерционные технологии", Москва

Сформулированы основные положения модели сильного взаимодействия, основанной на точных решениях вакуумных уравнений. Изложен математический аппарат квантовой теории рассеяния в поле НУТ. Приведены новые теоретические результаты по рассеянию частиц. Произведено сравнение теоретических и экспериментальных данных. Дано качественное объяснение некоторым аномальным эффектам в спиновой физике высоких энергий.

1. Введение. Общеизвестен факт, что фундаментального ядерного потенциала, описывающего все богатство свойств сильного взаимодействия и являющегося решением уравнений теории, построенной в плоском (псевдоевклидовом) пространстве событий, до сих пор не найдено. Потенциал Юкавы [1], являющийся решением уравнения мезонной теории, способен лишь качественно описывать самые простые свойства сильного взаимодействия. В прикладных расчетах применяются феноменологические ядерные потенциалы, многочисленные параметры которых получены с помощью подгонки под экспериментальные данные, и не являются константами, а зависят от вида потенциала и внешних условий.

Отсутствие фундаментального ядерного потенциала на фоне плоского пространства событий косвенно подтверждает факт нарушения специального принципа относительности в пространственно-временных областях, где сосредоточены ядерные силы ($\sim 10^{-13}$) [2]. В самом деле, на ядерных расстояниях действие электромагнитных и ядерных сил настолько велико, что приводит к нарушению условия малости ускорений частиц, которым ограничивается область применимости специального принципа относительности [2]. Это приводит в указанных пространственно-временных областях к искривлению псевдоевклидового пространства – пространства событий специальной теории относительности. Последнее обстоятельство открывает принципиально новый путь построения модели сильного взаимодействия.

Первые шаги в сторону нового направления были сделаны сильной гравитацией [3-5]. По-видимому, одной из основных целей сильной гравитации являлось нахождение универсального риманового пространства, эффективно воссоздающего "плоские" ядерные

потенциалы. По нашему мнению, такие попытки не увенчались успехом из-за отсутствия критериев выбора эффективного риманого пространства.

Предложенная авторами настоящей работы модель сильного взаимодействия [6-10], явилась прямым следствием теории физического вакуума [2], поскольку основана на точных решениях вакуумных уравнений. Решения уравнений теории вакуума

$$\nabla_{[k} e^a_{m]} - e^b_{[k} T^a_{|b|m]} = 0 , \quad (A)$$

$$R^a_{bkm} + 2\nabla_{[k} T^a_{|b|m]} + 2T^a_{c[k} T^c_{|b|m]} = 0 , \quad (B)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3 , \quad a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3 ,$$

полученные с помощью метода Ньюмена-Пенроуза [11], описывают искривленные и закрученные пространственно-временные образования. Такие образования, или возбуждения вакуума, предлагается рассматривать как элементарные частицы материи, наделенные всеми видами взаимодействий. Правомерность этого утверждения подтверждается фактом соответствия уравнений вакуума (A, B) всем фундаментальным уравнениям физики.

Взаимодействие двух элементарных частиц материи рассматривается как взаимодействие двух вакуумных возбуждений, которое, вообще говоря, нелинейно, и эквивалентно одному двухцентровому возбуждению. Во многих случаях эту схему можно упростить. Например, в случаях, когда масса одной частицы значительно больше массы другой, то в задачах рассеяния можно говорить о линейной суперпозиции их полей. Это означает, что характеристики пространства взаимодействия линейны по отношению к характеристикам рассеивающего центра и пробной частицы.

Именно так построено пространство событий вакуумной электродинамики [12]. Оно основано на решении вакуумных уравнений (A, B), обладающем метрикой типа метрики Шварцшильда, но с новым фундаментальным параметром – электромагнитным радиусом. В электромагнитный радиус линейно входят заряд рассеивающего центра Ze и удельный заряд пробной частицы $\frac{e'}{\mu}$

$$R_e = -2 \frac{Ze e'}{\mu c^2} , \quad (1)$$

($R_e > 0$ для разноименных зарядов, $R_e < 0$ для одноименных зарядов.) В плоском пределе вакуумная электродинамика переходит в классическую электродинамику Максвелла-Лоренца.

В предлагаемой модели взаимодействие рассеивающего центра и пробной частицы может описываться как классическими уравнениями геодезических в пространстве взаимодействия, так и квантовыми уравнениями, построенными на фоне пространства взаимодействия (в случае, когда необходимо учитывать волновые свойства процесса.) Это соответствует полевой модели точечной частицы в теории вакуума, где частица может обладать как корпускулярными, так и волновыми свойствами. В волновом случае движение частицы в общем случае описывается нелинейными квантовыми уравнениями,

которые, в приближении слабых полей, приобретают вид уравнений Клейна-Гордона-Фока или Дирака.

2. Выбор решения. К выбору решения (A, B) с универсальной римановой метрикой, описывающей электроядерные взаимодействия, было выдвинуто два предварительных требования. Во-первых, решение должно обладать двумя независимыми параметрами, отвечающими за электромагнитные и сильные взаимодействия. Требование независимости параметров вытекает из-за электромагнитной независимости сильного взаимодействия. Во-вторых, эффективные потенциалы метрики должны иметь вид классических электроядерных потенциалов.

Этим двум требованиям удовлетворяет решение (A, B) с римановой метрикой типа Ньюмена-Унти-Тамбурино [13], где двум независимым параметрам придан смысл электромагнитного R_e и сильного R_N зарядовых радиусов

$$ds^2 = -\Phi [c dt + 4R_N \sin^2(\theta/2) d\varphi]^2 + \frac{dr^2}{\Phi} - (r^2 + R_N^2)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi), \quad (2)$$

$$\Phi = -1 + \frac{rR_e + 2R_N^2}{r^2 + R_N^2}.$$

В пределе $R_N \rightarrow 0$ данная модель должна переходить в вакуумную электродинамику, так как решение типа НУТ с $R_e \neq 0, R_N = 0$ эквивалентно решению типа Шварцшильда с $R_e \neq 0$.

3. Элементы квантовой теории рассеяния в поле НУТ. Следующим этапом развития модели явилась теория рассеяния квантовой бесспиновой частицы в поле НУТ [8-10].

С помощью процедуры разделения переменных

$$\psi(t, r, \theta, \varphi) = \exp\left(-i\frac{E}{\hbar}t\right) \frac{\chi_l(r)}{\sqrt{r^2 + R_N^2}} P_{lm}(\theta) \exp(im\varphi), \quad (3)$$

из уравнения Клейна-Фока на фоне метрики (2)

$$\left[\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\sqrt{-g} g^{ik} \frac{\partial}{\partial x^k} \right) + \frac{\mu^2 c^2}{\hbar^2} \right] \psi = 0, \quad (4)$$

были получены радиальное и угловое уравнения для волновой функции.

Угловое уравнение Клейна-Фока-НУТ выглядит следующим образом

$$\left\{ \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \left[L \sin^2 \theta - \left(4R_N \frac{E}{\hbar c} \sin^2 \frac{\theta}{2} + m \right)^2 \right] \right\} P_{lm}(\cos \theta) = 0, \quad (5)$$

где l и m – азимутальное и магнитное квантовые числа, L – константа разделения. Введем следующие обозначения

$$\frac{r}{R_N} = \xi, \quad \frac{R_e}{R_N} = G, \quad \frac{E}{\mu c^2} = \gamma, \quad \frac{R_N \mu c}{\hbar} = \delta, \quad C = 2\gamma\delta, \quad x = \cos \theta$$

и сделаем замену

$$P_{lm}(x) = (1+x)^\alpha(1-x)^\beta\eta(x).$$

Уравнение (5) при условии

$$\begin{aligned}\beta^2 &= \left(\frac{m}{2}\right)^2, \\ \alpha^2 &= \left(C + \frac{m}{2}\right)^2\end{aligned}\quad (6)$$

эквивалентно следующему уравнению для $\eta(x)$

$$\left\{ (1-x^2)\frac{d^2}{dx^2} + 2[\alpha - \beta - (\alpha + \beta + 1)x]\frac{d}{dx} + \lambda \right\} \eta(x) = 0, \quad (7)$$

$$\lambda = (\alpha - \beta)^2 - (\alpha + \beta) + L - (C + m)^2. \quad (8)$$

Уравнение (7) имеет регулярные решения тогда и только тогда, когда [14]

$$\lambda = l(l + 2\beta + 2\alpha + 1), \quad l = 0, 1, 2 \dots \quad (9)$$

и эти решения есть полиномы Якоби

$$\eta(x) = P_l^{(2\beta, 2\alpha)}(x). \quad (10)$$

Из (6), (8), (9) получаем два решения (остальные два не удовлетворяют условию перехода к сферическим функциям при $C \rightarrow 0$)

$$\begin{aligned}\alpha^+ &= C + \frac{m}{2}, \quad \beta^+ = -\frac{m}{2}, \\ P_{lm}^+(x) &= (1+x)^{C+\frac{m}{2}}(1-x)^{-\frac{m}{2}} P_l^{(-m, 2C+m)}(x), \\ L^+ &= l(l+1) + C(2l+1),\end{aligned}\quad (11)$$

$$\begin{aligned}\alpha^- &= -C - \frac{m}{2}, \quad \beta^- = \frac{m}{2}, \\ P_{lm}^-(x) &= (1+x)^{-C-\frac{m}{2}}(1-x)^{\frac{m}{2}} P_l^{(m, -2C-m)}(x), \\ L^- &= l(l+1) - C(2l+1).\end{aligned}\quad (12)$$

В каждом конкретном процессе, описываемым моделью, должно реализовываться только одно из двух решений. Можно предположить, что выбор решения определяется неким внутренним квантовым числом системы, например, проекцией изоспина.

Заметим, что проекция момента m не входит в константу разделения. Это означает, что радиальная волновая функция не зависит от m , что соответствует $(2l+1)$ -кратному вырождению энергетических уровней в связанных состояниях. Такое эффект возникает в любом сферически-симметричном потенциале на фоне плоского пространства и в сферически-симметричном поле Шварцшильда, где при движении частицы сохраняется момент импульса. Поэтому эффект вырождения уровней по магнитному квантовому числу является признаком сферической симметрии поля.

В работах [6,7], где среди других вопросов исследовано движение классических частиц в поле НУТ, показано, что интегралом движения частицы в аксиально-симметричном поле НУТ является не только проекция обобщенного момента импульса частицы на

ось симметрии поля L_z , но также квадрат обобщенного момента импульса. Исследование геодезических показало, что, во-первых, они не являются плоскими, и, во-вторых, что угол между направлением влета и направлением вылета частицы, т.е. угол рассеяния, не зависит от ориентации оси симметрии поля.

Факт сферической симметрии классического рассеяния частиц, а также наличие сохраняющегося обобщенного момента импульса частицы в поле НУТ позволяет нам утверждать, что квантовая картина рассеяния в поле НУТ также будет обладать сферической симметрией.

После введения "черепаших" координат, растягивающих область вблизи иррегулярной особой точки $\xi \sim \xi_+$ в радиальном уравнении до полубесконечного интервала $(-\infty, 0]$

$$\xi_* = \xi + \frac{\xi_+^2}{\xi_+ - \xi_-} \ln(\xi - \xi_+) - \frac{\xi_-^2}{\xi_+ - \xi_-} \ln(\xi - \xi_-), \quad (13)$$

$$\xi_+ = \frac{G}{2} + \sqrt{\frac{G^2}{4} + 1} > 0, \quad \xi_- = \frac{G}{2} - \sqrt{\frac{G^2}{4} + 1} < 0,$$

радиальное уравнение приобретает вид одномерного уравнения Шредингера

$$\frac{d^2 \chi_l}{d\xi_*^2} + \frac{\xi^2 - G\xi - 1}{\xi^2 + 1} \left[\frac{-G\xi^3 - 5\xi^2 + 2G\xi + 1}{(\xi^2 + 1)^3} + \frac{\xi^2 + 1}{\xi^2 - G\xi - 1} \gamma^2 \delta^2 - \delta^2 - \frac{L}{\xi^2 + 1} \right] \chi_l = 0. \quad (14)$$

При $\xi_* \in (-\infty, 0]$ уравнение (14) запишем следующим образом

$$\frac{d^2 \chi_l}{d\xi_*^2} + [k_1^2 - W_1(\xi)] \chi_l = 0, \quad (15)$$

где обозначено

$$k_1 = \gamma\delta, \quad W_1(\xi) = \frac{\xi^2 - G\xi - 1}{\xi^2 + 1} \left[\frac{G\xi^3 + 5\xi^2 - 2G\xi - 1}{(\xi^2 + 1)^3} + \delta^2 + \frac{L}{\xi^2 + 1} \right], \quad (16)$$

а при $\xi_* \in [0, \infty)$ следующим образом

$$\frac{d^2 \chi_l}{d\xi_*^2} + [k_2^2 - W_2(\xi)] \chi_l = 0, \quad (17)$$

где

$$k_2 = \delta\sqrt{\gamma^2 - 1}, \quad W_2(\xi) = \frac{\xi^2 - G\xi - 1}{\xi^2 + 1} \left[\frac{G\xi^3 + 5\xi^2 - 2G\xi - 1}{(\xi^2 + 1)^3} - \delta^2 \frac{G\xi + 2}{\xi^2 - G\xi - 1} + \frac{L}{\xi^2 + 1} \right]. \quad (18)$$

Легко видеть, что $W_{2,1} \rightarrow 0$ при $\xi_* \rightarrow \pm\infty$.

Для определения амплитуды рассеяния необходимо знать фазы радиальной функции $\chi_l(\xi_*)$ на бесконечности. Так как радиальному уравнению придан вид одномерного уравнения Шредингера, то радиальную функцию целесообразно представить в виде [15]

$$\chi_{l,1,2}(\xi_*) = A_{1,2}(\xi_*) [\exp(i k_{1,2} \xi_*) + B_{1,2}(\xi_*) \exp(-i k_{1,2} \xi_*)], \quad (19)$$

где $A(\xi_*)$ – амплитудная, а $B(\xi_*)$ – фазовая функции, причем $A_2(+\infty) = 1$. Таким образом, асимптотическое выражение для χ_{l2} будет следующим

$$\chi_{l2} \rightarrow \exp(i k_2 \xi_*) + B_l \exp(-i k_2 \xi_*),$$

где B_l – искомое значение фазовой функции на бесконечности.

Уравнения (15), (17) эквивалентны уравнениям первого порядка для фазовой функции

$$\frac{dB_{1,2}(\xi_*)}{d\xi_*} = \frac{W_{1,2}(\xi)}{2i} [1 + B_{1,2}(\xi_*) \exp(2i k_{1,2} \xi_*)]^2, \quad (20)$$

и уравнению для амплитудной функции. Значение B_l определяется с помощью численного интегрирования уравнения (20) от $-\infty$ до 0, вычисления $B_2(0)$ как функции $B_1(0)$ (полученной из условия непрерывности радиальной волновой функции и ее производной), и дальнейшего интегрирования уравнения (20) от 0 до $+\infty$.

Примем, что начальная плоская волна распространяется параллельно оси симметрии поля по направлению к полюсу $\theta = 0$. Пространственная часть волновой функции из условий аксиальной симметрии задачи должна быть представлена состояниями с различными l , но с $m = 0$

$$e^{i kr \cos \theta} + f(\theta) \frac{e^{i kr}}{r} =_{r \rightarrow \infty} \sum_{l=0}^{\infty} Q_l \left(\frac{e^{i kr}}{r} + B_l \frac{e^{-i kr}}{r} \right) P_{l0}(\cos \theta). \quad (21)$$

Здесь $f(\theta)$ – амплитуда рассеяния, Q_l – нормировочные коэффициенты. Для вывода формулы для амплитуды рассеяния нам понадобится формула разложения плоской волны по угловым гармоникам Клейна-Фока-НУТ, которую приведем здесь, опустив громоздкое доказательство.

Разложение плоской волны по угловым гармоникам Клейна-Фока-НУТ имеет вид

$$e^{i xy} = \sum_{n=0}^{\infty} g_n(y) P_{n0}(x), \quad (22)$$

где $P_{n0}(x) = (1+x)^C P_n^{(0,2C)}(x)$, а $g_n(y)$ – коэффициенты разложения, подлежащие определению. Точное выражение для $g_n(y)$ таково

$$g_n(y) = \frac{(-1)^n (2n + 2C + 1) C}{2^C (n + C + 1) (n + C)} e^{-iy} {}_2F_2 \left(\begin{matrix} 1 - C, & 1 + C \\ & & 2iy \end{matrix} \right), \quad (23)$$

причем ${}_2F_2 \left(\begin{matrix} \alpha, & \beta \\ & & z \\ \gamma, & \delta \end{matrix} \right)$ – обобщенная гипергеометрическая функция.

Асимптотическое значение функции $g_n(y)$ при $y \rightarrow \infty$ имеет следующий вид

$$g_n(y) = \frac{2n + 2C + 1}{2^{1+C} i y} [e^{iy} + E_n^0(C) e^{-iy}], \quad (24)$$

$$E_n^0(C) = (-1)^n \frac{e^{i\pi(1+C)}}{(2iy)^C} \left[\frac{\Gamma(1+n+C)}{\Gamma(1+n)} + \frac{C}{\Gamma(1+C)} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{\Gamma(1+k+C)\Gamma(n-k+C)}{\Gamma(1+k)\Gamma(n-k+1)} \right].$$

Подставив (22), (24) при $y = kr$ в формулу (21), получим окончательную формулу для амплитуды рассеяния

$$f(\theta) = \frac{1}{2^{1+C} i k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 2C + 1) \left(\frac{E_l^0}{B_l} - 1 \right) P_{l0}(\cos \theta). \quad (25)$$

В этом выражении k - размерный волновой вектор:

$$k = \frac{\delta}{R_N} \sqrt{\gamma^2 - 1} = \frac{\mu c}{\hbar} \sqrt{\gamma^2 - 1}.$$

4. Результаты расчетов. В работах [7, 8] были приведены теоретические дифференциальные сечения рассеяния квантовых электронейтральных частиц, взаимодействующих с источником поля сильным образом. Из сравнения с экспериментальными данными по рассеянию нейтронов на ядрах были определены значения R_N , соответствующие этому процессу взаимодействия. Было установлено, что соблюдается эмпирический закон ядерной физики

$$R_N \sim A^{\frac{1}{3}}, \quad (26)$$

где A - массовое число ядра. Было также установлено, что параметр сильного взаимодействия R_N не зависит от энергии рассеиваемых частиц.

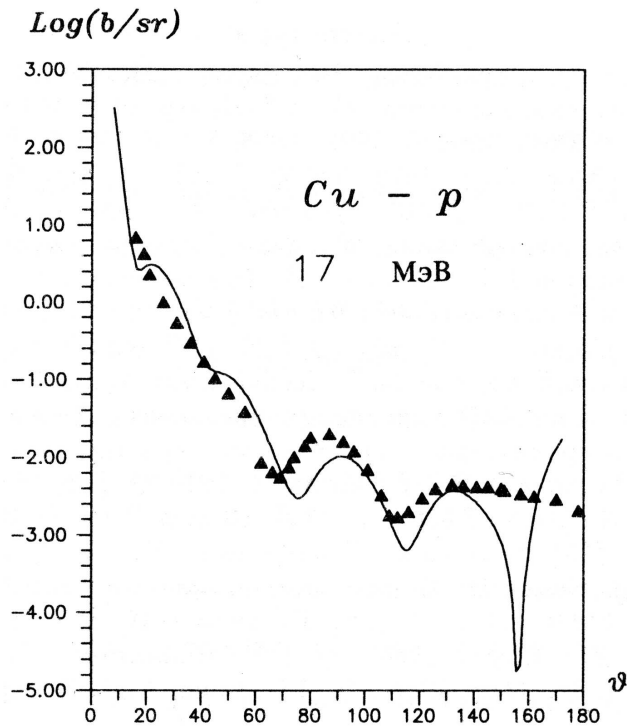
Определенные таким образом значения R_N затем были использованы в задаче по получению сечения рассеяния квантовой частицы, взаимодействующей с источником поля электроядерным образом ($R_e \neq 0, R_N \neq 0$), причем полагалось, что $R_N(p) = R_N(n)$ для процесса рассеяния на одних и тех же ядрах. Значения R_e определялись из формулы для электромагнитного радиуса (1), которая для рассеиваемых протонов принимает вид

$$R_e = -2Z\alpha \frac{\hbar}{\mu_p c}, \quad (27)$$

где α - параметр тонкой структуры, Z - зарядовое число ядра.

На рисунке сплошной кривой представлено дифференциальное сечение рассеяния квантовой частицы энергии покоя 938,5 МэВ, кинетической энергии 17 МэВ. Параметр $\delta = 0.15$, что соответствует $R_N = 3.15 \times 10^{-15}$ см, параметр $G = -2.8$, что соответствует $|R_e| = 8.9 \times 10^{-15}$ см. Экспериментальные точки - дифференциальное сечение упругого сечения рассеяния протонов энергии 17 МэВ на ядрах меди [16].

Хорошее соответствие экспериментальных и теоретических данных в квантовой картине рассеяния как для электронейтральных, так и для заряженных частиц, а также соблюдение зависимости $R_N \sim A^{1/3}$, дает нам основание утверждать, что выбранное решение вакуумных уравнений с метрикой типа НУТ дает фундаментальное описание ядерного взаимодействия. На вакуумном уровне это взаимодействие генерируется



сильным зарядовым радиусом. Это эквивалентно существованию сильного заряда, являющегося источником сильного поля.

Некоторые экспериментальные эффекты в спиновой физике высоких энергий, кажущиеся аномальными с точки зрения современных теорий, могут быть объяснены в рамках вакуумной модели сильного взаимодействия. Рассмотрим, например, лево-правую асимметрию при рассеянии неполяризованного протонного пучка ультрарелятивистской энергии на поляризованной протонной мишени [17]. При энергии падающего пучка 28 ГэВ число протонов, рассеиваемых влево на угол 90° , превышало на $2/3$ число протонов, рассеиваемых вправо на тот же угол. Этот эффект представляет собой серьезную трудность для квантовой хромодинамики, согласно которой спиновые эффекты должны снижаться с ростом энергии.

В предлагаемой вакуумной модели сильного взаимодействия этот эффект может быть объяснен с помощью введения независимого параметра, характеризующего спиновые свойства источника - параметра Керра R_s . В модели, таким образом, будут фигурировать три параметра - R_e , R_N и R_s , а пространство событий будет описываться решением типа Керра-НУТ. Введение спинового параметра приведет к известному эффекту увлечения частиц, который силен как в области малых, так и в области ультрарелятивистских энергий. Увлечение частиц порождает лево-правую асимметрию в сечении рассеяния частиц, и, тем более, в сечении захвата частиц.

Литература

1. Yukawa H. // Proc. Phys. Math. Soc. Japan. 1935. Vol.17. P.48.
2. Шипов Г.И. Теория физического вакуума. М.: НТ-Центр, 1993. 362 с.
3. Isham C.J., Salam A., Strathdee J. // Phys. Rev. D. 1971. Vol.3. P.867.
4. Lord E.A., Sinha K.P., Sivaram C. // Progr. Theor. Phys. 1974. Vol.52. P.161.
5. Tennakone K. // Phys. Rev. D. 1974. Vol.10. P.1722.
6. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. // Гравитация и фундаментальные взаимодействия. М.: Ун-т Дружбы народов, 1988. С.92.
7. Губарев Е.А., Сидоров А.Н., Шипов Г.И. Фундаментальные модели элементарных взаимодействий и теория физического вакуума. М.: МНТЦ ВЕНТ, 1992. 68 с.
8. Губарев Е.А., Сидоров А.Н., Шипов Г.И. // Труды V семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны". Дубна, 1993. С.232.
9. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. // Тез. докл. VIII Российс. гравит. конф. "Теоретические и экспериментальные проблемы гравитации". М.: Российс. гравит. ассоц., 1993. С.251.
10. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. // Там же. С.252.
11. Newman E., Penrose R. // J. Math. Phys. 1962. Vol.3. P.556.
12. Шипов Г.И. // Изв. вузов. Физика. 1972. №10. С.98.
13. Newman E., Tamburino L., Unti T. // J. Math. Phys. 1963. Vol.4. P.915.
14. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: ГИФМЛ, 1961.
15. Бабилов В.И. Метод фазовых функций в квантовой механике. М.: Наука, 1986.
16. Валантэн Л. Субатомная физика: ядра и частицы. В 2 т. М., Мир, 1986.
17. Криш А. // В мире науки. 1987, №10. С.12.