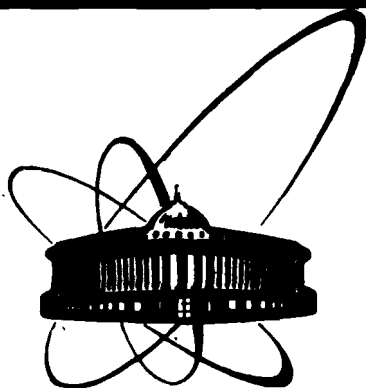


89-850



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P 422

P2-89-850

К. В. Рерих

**ИНТЕГРИРУЕМАЯ ТРЕХКАНАЛЬНАЯ
СТАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ
ДВУХ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ 1
(продолжение)**

1989

1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей работе ¹ было получено общее решение уравнений трехканальной статической модели ²:

$$S_i(-w) = \sum_j A_{ij} S_j(w). \quad /1/$$

$$S_i(w+1) = 1/\sum_j A_{ij} S_j(w)$$

с матрицей кроссинг-симметрии $A = A(1, 1)$ ($A^2 = E$, $\sum_j A_{ij} = 1$)

$$A(1,1) = \begin{pmatrix} 1/3 & -1 & 5/3 \\ -1/3 & 1/2 & 5/6 \\ 1/3 & 1/2 & 1/6 \end{pmatrix}. \quad /2/$$

описывающих упругое s-волновое рассеяние двух частиц со спином 1 или p-волновое рассеяние частицы с нулевым спином на частице со спином 1. Здесь $S_i(w)$ - матричные элементы S-матрицы в состояниях i , которые должны быть мероморфными функциями униформирующей переменной $w = \pi^{-1} \arcsin \omega$, где ω - энергия налетающей частицы.

В настоящей работе, являющейся продолжением ¹, будет получена простая формула для общего решения /1/ и вычислены фазовые кривые для двумерной динамической подсистемы в /1/, задаваемой квадратичным преобразованием Кремона ³ и определяющей поведение общего решения. Остановимся кратко на основных результатах ¹, важных для дальнейшего.

Перейдем от $S_i(w)$ к функциям $x(w)$, $y(w)$ и $t(w)$ определенной четности:

$$x(-w) = -x(w), \quad y(-w) = y(w), \quad t(-w) = t(w) \quad /3/$$

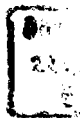
согласно замене

$$S_i(w) = (\xi_i + \eta_i y(w) + \mu_i x(w)) / t(w), \quad /4/$$

где ξ , η , μ - собственные векторы матрицы A /2/

$$A(\xi, \eta) = (\xi, \eta), \quad A\mu = -\mu,$$

$$\xi = (1, 1, 1), \quad \eta = (15/4, -5/4, 3/4), \quad \mu = (-4, -2, 2). \quad /5/$$



Тогда система уравнений /1/ с матрицей A /2/ распадется на систему нелинейных разностных уравнений для функций $x(w)$, $y(w)$:

$$x' = x(w+1) = F_1(x, y) / D(x, y), \quad F_1 = x + 3x^2 + 3/4xy - 5/4y^2,$$

$$y' = y(w+1) = F_2(x, y) / D(x, y), \quad F_2 = -y + 2x^2 + 2xy - 5/4y^2, \quad /6/$$

$$D = 1 + 4x + 13/4y + 1/2x^2 - 1/2xy - 5/4y^2$$

и уравнение на $t(w)$

$$t(w+1)t(w) = (1 - 5/4y + 2x)(1 - 5/4y' - 2x'). \quad /7/$$

Общее решение динамической системы /1/ по существу определяется системой /6/. Отображение, определяющее систему /6/, является квадратичным преобразованием Кремона $Cr_2^{/3/}$. Поэтому нахождение общего решения системы /6/, и тем самым /1/, упирается в получение инварианта $Cr_2^{/8/}$, что и было сделано в /1/.

Прямое и обратное преобразование Кремона /6/ имеют следующие фундаментальные точки O_i , O'_i :

$$O_i = (x_i, y_i), \quad O'_i = (-x_i, y_i), \quad /8/$$

$$O_1 = (2, 4), \quad O_2 = (-2/5, 4/25), \quad O_3 = (2/7, -4/7)$$

и неподвижные параболическую d_0 и гиперболические d_1, d_2 точки

$$d_0 = (0, 0), \quad d_1, d_2 = (\pm 2\sqrt{5}, 4). \quad /9/$$

Через неподвижные точки /9/ проходят инвариантные алгебраические кривые /см. рис.1/:

$$1/ y^2 - 4x^2 = 0, \quad 2/ y - x^2 = 0, \quad 3/ y - 4 = 0 \quad /10/$$

и неалгебраическая, заданная параметрически:

$$x(z) = \pm 2[v_1(z) + v_1(z/\lambda)] / R(z), \quad y(z) = 4[v_1(z) - v_1(z/\lambda)] / R(z), \quad /11/$$

$$R(z) = v_1(z) - v_1(z/\lambda) + 8v_1(z) v_1(z/\lambda),$$

где $\lambda = (3 + \sqrt{5})/2$, $v_1(z)$ есть решение уравнения

$$v_1(\lambda^2 z) + v_1(z) + (v_1(\lambda^2 z) - v_1(z) - 3)v_1(\lambda z) = 0.$$

Следующее преобразование Кремона

$$x = 4u / (v + 4u^2 - v^2), \quad u = (\lambda + 1)(u_1 - u_2),$$

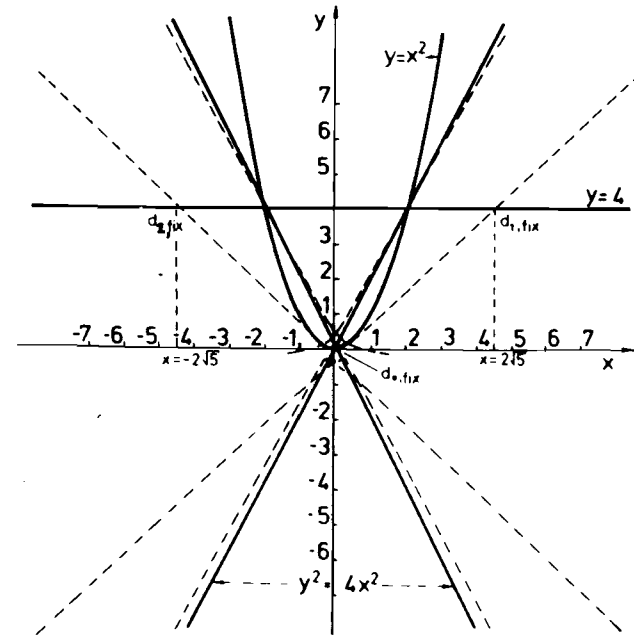


Рис.1. Инвариантные алгебраические и неалгебраическая /штриховая линия/ кривые.

$$y = 4v / (v + 4u^2 - v^2), \quad v = 2(\lambda - 1)(u_1 + u_2) \quad /12/$$

преобразует систему /6/ к весьма простому виду

$$u_1(w+1) = \frac{\lambda u_1 - u_2(\lambda u_1 - u_2)}{1 + \lambda u_1 - u_2}, \quad u_2(w+1) = \frac{\lambda^{-1} u_2 - u_1(\lambda u_1 - u_2)}{1 + \lambda u_1 - u_2}. \quad /13/$$

Эта система нормализуется заменой Биркгофа /4/

$$u_1 = X(\xi_1, \xi_2) = \xi_1 + \sum_{k=2}^{\infty} \sum_{\ell=0}^k a_{k,\ell} \xi_1^{k-\ell} \xi_2^\ell \quad /14/$$

$$u_2 = X(\xi_2, \xi_1)$$

приводится к интегрируемому виду

$$\xi_1(w+1) = b(\eta) \xi_1(w), \quad \xi_2(w+1) = \xi_2(w) / b(\eta), \quad /15/$$

где инвариант $\eta = \xi_1 \xi_2$.

Уравнения /15/ имеют два типа решений:

$$I. \xi_1(w) = \gamma(w) \exp(w \ln b(\gamma^2)), \quad \xi_2(w) = \gamma(w) \exp(-w \ln b(\gamma^2)), \quad /16/$$

$$\gamma(-w) = \gamma(w), \quad \gamma(w+1) = \gamma(w),$$

$$II. \xi_1(w) = \delta(w) \exp(w \ln b(-\delta^2)), \quad \xi_2(w) = -\delta(w) \exp(-w \ln b(-\delta^2)), \quad /17/$$

$$\delta(-w) = -\delta(w), \quad \delta(w+1) = \delta(w).$$

Функции $\chi(\xi_1, \xi_2)$ и $b(\eta)$ согласно теореме Мозера^{/5/} голоморфны в конечной окрестности начала координат и являются решениями следующих функциональных уравнений:

$$\det \left| \frac{\partial \chi(\xi_1, \xi_2), \partial \chi(\xi_2, \xi_1)}{\partial \xi_1, \partial \xi_2} \right| = 1 - 2\sqrt{\lambda}(\chi(\xi_1, \xi_2) + \chi(\xi_2, \xi_1)), \quad /18/$$

$$\chi(b(\eta)\xi_1, \xi_2/b(\eta)) - \lambda\chi(\xi_2/b(\eta), b(\eta)\xi_1) = \lambda\chi(\xi_1, \xi_2) - \chi(\xi_2, \xi_1), \quad /19/$$

$$\chi(b(\eta)\xi_1, \xi_2/b(\eta)) - \lambda\chi(\xi_1, \xi_2) = -[\chi(b(\eta)\xi_1, \xi_2/b(\eta)) + \chi(\xi_2, \xi_1)].$$

$$\cdot [\lambda\chi(\xi_1, \xi_2) - \chi(\xi_2, \xi_1)]. \quad /20/$$

Функция $b(\eta)$ ищется в виде ряда

$$b(\eta) = b_0 + \sum_{k=1}^{\infty} b_k (\xi_1 \xi_2)^k, \quad b_0 = \lambda. \quad /21/$$

Подстановка разложений /14/, /21/ в /18/-/20/ дает необходимые рекуррентные соотношения для определения коэффициентов $a_{k,l}$ и b_k /см. Приложение/. Окончательно общее решение для $S_i(w)$ задается следующей формулой /1/:

$$S_i(w) = \frac{\xi_1 \left[u_1 + u_2 - \frac{8}{\sqrt{\lambda}}(\lambda u_1 - u_2)(\lambda u_2 - u_1) \right] + \eta_i 4(u_1 + u_2) + \mu_i 2 \frac{\lambda^2 - 1}{\lambda} (u_1 - u_2)}{-\frac{8}{\sqrt{\lambda}}(\lambda u_1 - u_2)(1 + \lambda u_2 - u_1) \exp(-g(w - 1/2))} \quad /22/$$

Функция $g(w)$ есть решение уравнения

$$g(w+1/2) + g(w-1/2) = \ln - \frac{(\lambda u_1 - u_2)(1 + \lambda u_2 - u_1)}{(u_1 - \lambda u_2)(1 + \lambda u_1 - u_2)}. \quad /23/$$

Ниже будет получена простая формула для общего решения /22/ и проведено численное исследование фазовых кривых $x(w)$, $y(w)$ динамической системы /6/ для различного выбора инварианта η .

2. ПРОСТАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ОБЩЕГО РЕШЕНИЯ. ФАЗОВЫЕ КРИВЫЕ СИСТЕМЫ /6/

Совершим замену $u_1, u_2 \rightarrow v_1, v_2$:

$$v_1 = \lambda u_1 - u_2, \quad v_2 = \lambda u_2 - u_1. \quad /24/$$

Тогда уравнения /13/ примут вид

$$v_1(w+1) = \frac{3v_1 + v_2 - v_1 v_2}{1 + v_1}, \quad v_2(w+1) = -v_1(w). \quad /25/$$

Поскольку

$$v_2(w) = v_1(-w), \quad /26/$$

как это следует из /3/, /12/, /24/, то из /26/ и второго уравнения /25/ имеем

$$v_1(w) = F(w+1/2), \quad v_2(w) = -F(w-1/2), \quad /27/$$

где

$$F(-w) = -F(w). \quad /28/$$

Функция $F(w)$ согласно /25/, /27/ удовлетворяет уравнению

$$F(w+1) = \frac{3F(w) - F(w-1) + F(w)F(w-1)}{1 + F(w)}, \quad /29/$$

решение которого, согласно /13/, /14/, /18-20/ и /24/, есть

$$F(w+1/2) = \lambda\chi(\xi_1, \xi_2) - \chi(\xi_2, \xi_1). \quad /30/$$

Используя /12/, /24/, /27/, получим общее решение системы /6/ для $x(w)$ и $y(w)$ через $F(w)$:

$$x(w) = 2(v_1(w) - v_2(w))/R(w), \quad y(w) = 4(v_1(w) + v_2(w))/R(w),$$

/31/

$$R(w) = v_1(w) + v_2(w) - 8v_1(w)v_2(w).$$

Используя /5/, /14/, /24/, /27/ и /29/, получим вместо /22/ простую формулу общего решения для $S_i(w)$:

$$S_i(w) = \left(\begin{array}{c} \frac{F(w-3/2)}{F(w+1/2)} \\ 1 \\ -\frac{1+F(w-1/2)}{1-F(w-1/2)} \end{array} \right) e^{g(w-1/2)}. \quad /32/$$

Уравнение /23/ для $g(w)$ примет вид

$$g(w+1) + g(w) = \ln - \frac{F(w+1)(1-F(w))}{F(w)(1+F(w+1))}. \quad /33/$$

Решение уравнения /33/ для $g(w)$ можно получить аналогично тому, как это было сделано в /6/. Отметим, что формулы /32/, /33/ описывают помимо общего также частные решения. Действительно, при стремлении $y(w)$ или $\delta(w)$ к нулю $F(w)$, согласно /14/, /16/, /17/ и /30/, ведет себя как

$$F(w) = 2\sqrt{\lambda} \gamma \operatorname{sh} cw + o(\gamma^2), \quad F(w) = 2\sqrt{\lambda} \delta \operatorname{ch} cw + o(\delta^2)$$

соответственно ($c = \ln b(0) = \ln \lambda$). В пределе $\gamma, \delta \rightarrow 0$ получим для $S_i(w)$ и $g(w)$ два частных решения из /6/, соответствующих инвариантной прямой $y = 4$.

Уравнение /29/ кроме общего решения /30/ имеет частное решение $F(w) = w/2$, подстановка которого в /32/, /33/ дает частное решение /2/, соответствующее параболу $y = x^2$.

Исследуем теперь поведение общего решения системы уравнений /6/ для $x(w)$ и $y(w)$, описываемого формулами /31/, /27/, /30/, /14/, /16/, /17/, на плоскости x, y . Коэффициенты $a_{k,\ell}$ и b_k , необходимые для определения функций $\chi(\xi_1(w), \xi_2(w))$ из /14/ и $b(\eta)$ из /21/, вычислены из рекуррентных соотношений /П.1/-/П.4/ для $k \leq 30$ и $k \leq 15$ соответственно, при этом вычисления показывают, что

$$|a_{k,\ell}| / \sqrt{\lambda}^{k-1} < C_k^{\ell}, \quad b_k = (-1)^k \lambda (\lambda^2 - 1)^k / 2. \quad /34/$$

Исходя из /34/, будем считать область сходимости ряда /21/ для $b(\eta)$ равной $|\eta| < 1/(\lambda^2 - 1)$, а ряда /14/ -

$$|\xi_1| + |\eta| / |\xi_1| \leq 1/\sqrt{\lambda}. \quad /35/$$

Для тех w и η , для которых

$$\xi_{1,-} < |\xi_1(w)| < \xi_{1,+}, \quad \xi_{1,\pm} = 1/(2\lambda) \pm \sqrt{1/(4\lambda) - \eta}, \quad /36/$$

$$0 \leq \eta \leq 1/(5\lambda) < 1/(\lambda^2 - 1) \quad (\xi_{1,+} / \xi_{1,-} \geq b(0) = \lambda),$$

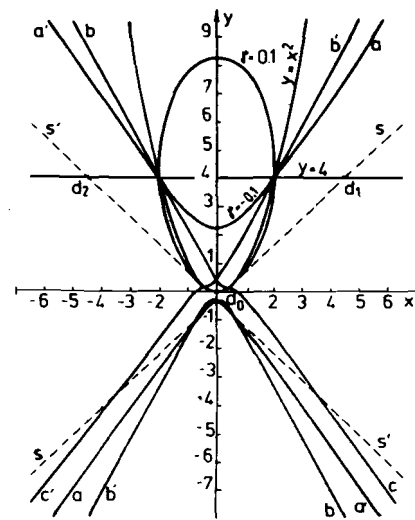


Рис.2. Фазовые кривые системы /6/ при $\gamma = \pm 0,1$.

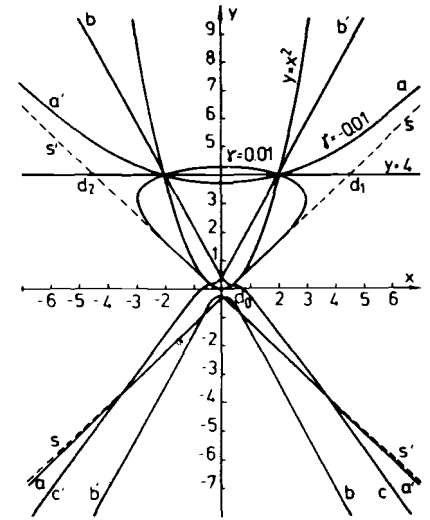


Рис.3. Фазовые кривые системы /6/ при $\gamma = \pm 0,01$.

функция $\chi(\xi_1, \xi_2)$ из /30/ вычислялась с помощью разложения /14/, где суммирование по k проводилось для $k \leq 30$. Для $|\xi_1|$ вне области /36/ можно указать такое целое n , что $\xi_{1,n} = \xi_1 / b^n(\eta)$, $\xi_{2,n} = \eta / \xi_{1,n}$ будут принадлежать /36/ для $\eta > 0$, $b(\eta) < b(0)$. Тогда $\chi(\xi_1(w), \xi_2(w))$ можно будет вычислить, применяя n раз операцию сдвига аргумента /13/ к $u_1(w-n) = \chi(\xi_{1,n}, \xi_{2,n})$, $u_2(w-n) = \chi(\xi_{2,n}, \xi_{1,n})$.

Функция $b(\eta)$ вычислялась с помощью ряда /21/, где суммирование проводилось по $k \leq 15$.

На рис.2,3 приведены результаты численных расчетов для $x(w)$ и $y(w)$ для следующего выбора $y(\eta = \gamma^2) : \pm 0,1, \pm 0,01$ и действительных w . Штриховая кривая представляет инвариантную неалгебраическую кривую /11/ и является сепаратрисой для общего решения. При $\gamma > 0$ кривая имеет вид овала с максимумом на оси y при $w = 0$, пересекающего параболу в фундаментальных точках /8/ $O_1(O_1')$ и $O_2(O_2')$, после чего, бесконечно осциллируя около параболы, стремится к неподвижной точке $d_0(x = y = 0)$ справа при $w \rightarrow +\infty$ и слева при $w \rightarrow -\infty$. Эти затухающие осцилляции, не заметные на рис.2,3, отражены на рис.4, где представлены $\Phi(w) = v_1(w) + v_2(w) - 1/2$ и $v_1(w)$ при $w > 0$, причем $\Phi = 0$ соответствует параболу $y = x^2$, а точка $v_1 = 1,5$, $\Phi = 0$ - т. O_2' . На рис.4 кривая, соответствующая кривой /11/, практически сливается с кривой $y = 0,01$. При увеличении γ овал вытягивается

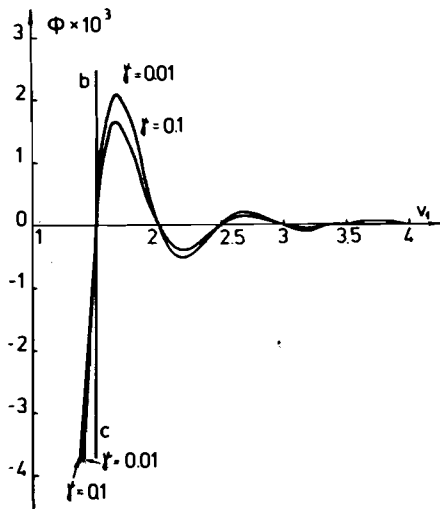


Рис.4. Осцилляции фазовых кривых около параболы $y = x^2$ ($\Phi=0$), $\Phi(w) = v_1(w) + v_2(w) - 1/2$.

и стремится к параболе. При $\gamma < 0$ кривая имеет бесконечное число ветвей, первые из которых a, b, c (a', b', c') отражены на рис.2, 3, а также на рис.4 /ветвь $b-c$ /.

На рис.5 приведены первые несколько ветвей a, b, c (a', b', c') кривой для $\gamma(w) = 0,1 \cos 2\pi w$. При $w = 0$ кривая пересекает ось y . На рис.6 приведена фазовая кривая a, b, c, d, e (a', b', c', d', e')

для $\delta(w) = 0,1 \sin 2\pi w$. При $w \rightarrow \pm 0$ кривая /ветви a, a' / стремится к $x = \pm \infty$.

Поскольку общее решение /32/, /33/ полностью определяется нечетной функцией $F(w)$, остановимся кратко на ее свойствах при $\gamma(w) = \text{const}$. При $\gamma > 0$ и действительных w $F(w)$ является монотонно растущей функцией w и $F(0)=0$. При $\gamma < 0$ $F(w)$ моно-

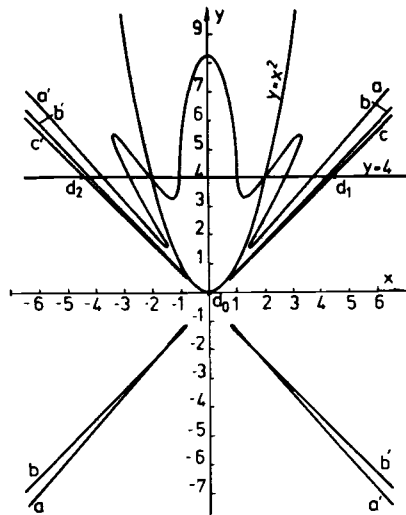


Рис.5. Фазовые кривые при $\gamma(w) = 0,1 \cos 2\pi w$, $|w| \leq 2,25$.

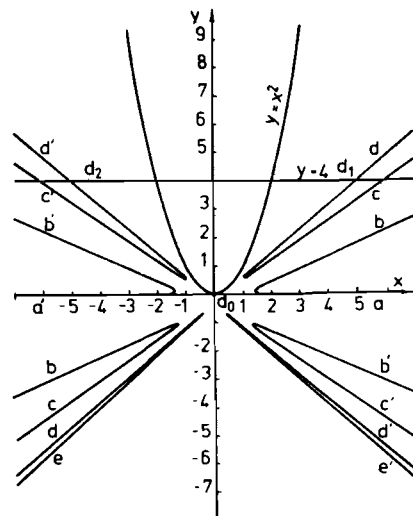


Рис.6. Фазовые кривые при $\delta(w) = 0,1 \sin 2\pi w$, $|w| \leq 2$.

тонно убывает от нуля при $w = 0$ и при $w = w_1$ имеет первый корень уравнения $F(w) + 1 = 0$. Как можно установить из /29/, при $w = w_1 + 2k - 1$, $k = 1, 2, \dots, \infty$, $F(w)$ будет иметь простые полюса, перед каждым из которых, кроме первого, будут расположены новые корни w_i , $i \geq 2$, порождающие полюса при $w = w_1 + 2k - 1$, и так далее. $F(w)$ имеет следующие ближайшие корни при $\gamma = -0,1$, $\gamma = -0,01$:

$$\gamma = -0,1, w_1 \approx 1,4987, w_2 \approx 4,2913, w_3 \approx 5,1356, w_4 \approx 6,0926;$$

$$\gamma = -0,01, w_1 \approx 3,8157, w_2 \approx 6,616, w_3 \approx 7,4657, w_4 \approx 8,4238.$$

Число полюсов N в интервале $w_1 + 2n - 2 \leq w \leq w_1 + 2n$ задается, как показывают комбинаторные вычисления, следующей формулой:

$$N = 1 + \sum_{\ell=1}^{2n-3} C_{n + E((\ell-1)/2) - 1}^{\ell}$$

Как следует из /16/ при $\gamma(w) = \text{const}$, $F(w)$ имеет мнимый период $\omega = i 2\pi / \ln b(\gamma^2)$. Сдвиг $w \rightarrow w + i(2k - 1)\pi / \ln b(\gamma^2)$ приводит к замене $\gamma \rightarrow -\gamma$. Поскольку при $\gamma = \gamma^*$, где $b(\gamma^{*2}) = 1$, все полюса уходят на бесконечность, возникает интересный открытый вопрос: не переходит ли гиперболическое общее решение /30/ уравнения /29/ при $\gamma = \gamma^*$ в частное решение $F(w) = w/2$?

Автор благодарен за полезные обсуждения А.П.Веселову, М.И.Граеву, В.Г.Кадышевскому и В.В.Козлову.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рекуррентные соотношения для $a_{k,\ell}$ и b_k ($a_{1,0} = 1$, $a_{1,1} = 0$, $b_0 = \lambda$):

$$\lambda (\lambda^{k-2\ell-1} - 1) a_{k,\ell} = - \sum_{m=1}^{\min(\ell, k-\ell, E((k-1)/2))} b_m (k-2\ell) a_{k-2m, \ell-m}$$

$$k \geq 2, \ell = 0, 1, \dots, k$$

$$\ell \neq (k-1)/2$$

$$- \sum_{p=1}^{k-1} \sum_{q=\max(0, \ell-k+p)}^{\min(\ell, p)} \left[\sum_{m=0}^{\min(\ell-q, q+k-\ell-p, E((k-p-1)/2))} b_m (p-2q) a_{p,q} (\lambda a_{k-2m-p, \ell-q-m} -$$

$$-a_{k-2m-p, k-m-\ell-p+q} + a_{p,p-q}(\lambda a_{k-p, \ell-q} - a_{k-p, k-p-\ell+q})], \quad /П.1/$$

$$a_{2\ell+1, \ell} = -\frac{1}{2} \sum_{n=2}^{2\ell} \sum_{m=\max(0, n-\ell-1)}^{\min(n, \ell+1)} (2m-n) a_{n, n-m} a_{2\ell+2-n, \ell+1-m} \quad /П.2/$$

$$\ell \geq 1$$

$$b_{\ell} = -\sum_{m=1}^{\ell-1} b_m a_{2\ell+1-2m, \ell-m}$$

$$\ell \geq 1$$

$$-\sum_{p=1}^{2\ell} \sum_{q=\max(0, p-\ell-1)}^{\min(\ell, p)} \left[\sum_{m=0}^{\min(\ell-q, q+\ell-p+1, E((2\ell-p)/2))} b_m (p-2q) \times \right] \quad /П.3/$$

$$\times a_{p,q}(\lambda a_{2\ell+1-2m-p, \ell-q-m} - a_{2\ell+1-2m-p, \ell+1-m-p+q}) +$$

$$+ a_{p,p-q}(\lambda a_{2\ell+1-p, \ell-q} - a_{2\ell+1-p, \ell+1-p+q})].$$

Величины $b_m(n)$ в /П.1/, /П.3/ определяются разложением

$$[b(\eta)]^n = \sum_{m=0}^{\infty} b_m(n) \eta^m, \quad b_m = b_m(1)$$

и могут быть вычислены с помощью следующих рекуррентных соотношений через b_m :

$$b_m(n+1) = \sum_{p=0}^m b_{m-p}(n) b_p, \quad b_m(n-1) = \sum_{p=0}^m b_{m-p}(n) b_p(-1).$$

$$n \geq 1 \quad n \leq -1 \quad /П.4/$$

$$b_m(-1) = -b_0^{-1} \sum_{p=0}^{m-1} b_{m-p} b_p(-1), \quad b_0(-1) = b_0^{-1}, \quad b_0 = \lambda.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Рерих К.В. - Препринт ОИЯИ Р2-88-544, Дубна, 1988.
2. Мещеряков В.А. - Препринт ОИЯИ Р-2369, Дубна, 1965.
3. Hudson H. - Gremona transformations in plane and space Cambridge, 1927.
4. Birkhoff G.D. - Acta Math., 1922, v.43, p.1.
5. Moser J. - Comm. of Pure and Appl. Math., 1956, v.IX, p.673.
6. Журавлев В.И., Мещеряков В.А., Рерих К.В. - ЯФ, 1968, 10, с. 108.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 декабря 1989 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.