Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

М. А. Браун, Ю. В. Новожилов: творческий путь, *ТМФ*,
2015, том 184, номер 3, 355–366

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf8899>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.84.234.179

26 апреля 2023 г., 06:21:59

© 2015 г.

М. А. Браун*

Ю. В. НОВОЖИЛОВ: ТВОРЧЕСКИЙ ПУТЬ

Дан краткий обзор научного творчества Ю. В. Новожилова.

Ключевые слова: жизнь в науке, облаченные частицы, бозонизация, индуцированная гравитация.

DOI: 10.4213/tmf8899

1. НАУЧНАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ, НАЧАЛО: ФУНКЦИОНАЛЫ ФОКА

Научная деятельность Ю. В. Новожилова начиналась под влиянием двух крупнейших физиков того времени – чл.-корр. АН СССР Я. И. Френкеля и акад. В. А. Фока. Эти два выдающихся ученых, столь не схожие между собой, привили Юрию Викторовичу преданность науке, вкус к исследованиям на ее передовом фронте, верное понимание актуальности изучаемых вопросов, строгий математический подход в сочетании с физической интуицией. Начальный этап научного творчества Ю. В. Новожилова совпал с периодом бурного развития квантовой теории поля и физики элементарных частиц в 1940–1950-е годы – созданием современной теории перенормировок и квантовой релятивистской теории рассеяния. Характерное для этого периода обилие новых идей и методов, крайне быстрый темп исследований определили направление и стиль работы Ю. В. Новожилова. В это время Ю. В. Новожилов публикует работы по методу функционалов в квантовой теории поля. В них была разработана теория перенормировок в рамках метода функционалов Фока, исследован вопрос о вариации функционалов по ферми-полям. Пристальный интерес Ю. В. Новожилова к методу функционалов намного опередил время: позднее, в 1970-х годах, этот метод становится основным при анализе калибровочных полей, лежащих в основе современной теории фундаментальных взаимодействий. Обзор Ю. В. Новожилова и А. В. Тулуба “Метод функционалов в квантовой теории поля” [1], изданный отдельной книгой в США, долгое время был единственным руководством по методу функционалов и не утратил актуальности в настоящее время. В 1953 г. за работу “Применение метода функционалов Фока к задаче о собственной энергии” [2] Ю. В. Новожилову была присуждена университетская премия первой степени.

* Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.
E-mail: braun1@pobox.spbu.ru

Коротко обсудим эту первую работу Юрия Викторовича. В аннотации он пишет “Метод функционалов Фока используется для получения уравнения Дирака с электромагнитной массой и радиационными поправками”.

Метод функционалов представляет собою одну из реализаций общего метода пространства Фока. В методе функционалов состояние описывается аналитическим функционалом $\Omega\{\alpha(x)\}$ от комплексной функции $\alpha(x)$. Операторы рождения и уничтожения $a^\dagger(x)$ и $a(x)$ соответствуют умножению на $\alpha(x)$ и функциональной производной от этой функции.

В применении к уравнению Дирака в квантовой электродинамике исходным является уравнение для функционала состояния

$$[\hat{\partial} + m_0 - ie_0(\hat{A} + \hat{B})]\Omega = 0,$$

где A и B представляют собою внешний и собственный электромагнитные потенциалы в кулоновской калибровке, а m_0 и e_0 – голые масса и заряд электрона. Ω есть функционал состояния

$$\Omega = \sum_n \frac{1}{\sqrt{n!}} \int d\tau_n u_n(k_1, \dots, k_n) b(k_1) \cdots b(k_n),$$

где $d\tau_n$ – фазовый объем n -фотонного состояния, k_i – импульсы и поляризации фотонов, $b(k)$ есть функция, представляющая фотон в состоянии k (собственная функция соответствующего оператора рождения). Операторы уничтожения действуют как производные $\partial/\partial b(k)$. При ограничении нуль-фотонными и однофотонными состояниями уравнение для функционала состояния порождает пару уравнений для функций u_0 и u_1

$$\begin{aligned} [\hat{\partial} + m_0 - ie_0\hat{A}]u_0 &= ie\langle 0|\hat{B}|1\rangle u_1, \\ [\hat{\partial} + m_0 - ie_0\hat{A}]u_1 &= ie\langle 1|\hat{B}|0\rangle u_0. \end{aligned}$$

Используя функцию Грина уравнения Дирака во внешнем поле $K(x, x')$ и пропагатор фотона $D(x - x')$, мы получаем уравнение для u_0

$$[\hat{\partial} + m_0 - ie\hat{A}]u_0(x) = e^2 \int d^4x' D(x - x') K(x, x') u_0(x'),$$

в котором ясно видна электромагнитная масса электрона с учетом радиационных поправок низшего порядка. Далее применяется стандартная ренормализационная процедура с введением физической массы и заряда электрона m и e , которая позволяет устранить ультрафиолетовые расходимости и получить стандартное выражение для радиационного сдвига уровней во внешнем поле атома.

2. ФУНКЦИОНАЛЫ ФОКА В НЕАБЕЛЕВЫХ ТЕОРИЯХ

Спустя более 30 лет Ю. В. Новожилов вернулся к методу функционалов в применении к калибровочным теориям. Он публикует работу “Метод функционалов Фока и калибровочная инвариантность” [3], в которой строит калибровочно-инвариантные операторы рождения глюонов и кварков.

Рассматривается калибровочная группа $SU(2)$ в аксиальной или светоподобной калибровке. Калибровочно-инвариантное состояние с N операторами рождения глюонов имеет вид

$$\Phi_N \equiv \text{Tr}\{a^\dagger(p_1, x_1)U(x_1, x_2)a^\dagger(p_2, x_2)U(x_2, x_3)\dots a^\dagger(p_N, x_N)U(x_N, x_1)\}|0\rangle.$$

Здесь p – продольный импульс, а x – переменные, связанные с остаточной калибровочной инвариантностью, при которой

$$a^\dagger(p, x) \rightarrow S(x)a^\dagger(p, x)S^{-1}(x).$$

Стандартные фазовые множители – это просто линии Вильсона

$$U(x_1, x_2) = P \exp \left[\int_{x_1}^{x_2} g(A \, dx) \right].$$

Целью является представление этого выражения в виде произведения калибровочно-инвариантных операторов рождения.

Для этого в функционал состояния вместо линий Вильсона вводятся факторизованные выражения, не зависящие от глюонных переменных:

$$U(x_1, x_2) \rightarrow v^{-1}(x_1)v(x_2),$$

где $v(x)$ – (2×2) -матрица, которая преобразуется как

$$v(x) \rightarrow S(x)v(x)$$

относительно остаточного калибровочного преобразования. В результате функционал состояния принимает вид

$$\Phi_N = \text{Tr}\{\beta(p_1, x_1)\beta(p_2, x_2)\dots\beta(p_N, x_N)\}|0\rangle,$$

где

$$\beta(p, x) = v^{-1}(x)\alpha(p, x)v(x).$$

Функция β может рассматриваться как представитель калибровочно-инвариантного оператора рождения глюона.

Также рассматривается вариант, когда функция $v(x)$ может быть выбрана по-разному для различных глюонных операторов. В заключение обсуждается проблема вакуумного состояния с точки зрения вновь введенных калибровочно-инвариантных операторов уничтожения.

3. ОБЛАЧЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ

Основная идея метода облаченных частиц заключается в следующем. В квантовой теории поля взаимодействие между частицами играет двойственную роль. С одной стороны, она снабжает голые частицы облаком виртуальных частиц, превращая их таким образом в реальные частицы. Эта часть взаимодействия не исчезает, когда частицы расходятся на большие расстояния, и, таким образом, должна учитываться до начала и в конце столкновения. Другая часть взаимодействия ответственна

за взаимодействие таких реальных (“облаченных”) частиц в процессе столкновения. В методе облаченных частиц делается попытка разделить эти эффекты и учесть превращение голых частиц в реальные с самого начала.

Практическая реализация этой идеи была предпринята Ю. В. Новожиловым [4] в рамках сравнительно простой модели сильного взаимодействия, модной в 50-е годы, когда кроме нуклонов были известны только пионы, и пион-нуклонное взаимодействие, как надеялись, неплохо описывалось испусканием и поглощением пионов в пренебрежении антинуклонами и пионным самодействием. Полный гамильтониан такой модели имеет вид

$$H = H^\pi + \sum_{i=1}^n [H_i^N + U_i],$$

где H^π и H_i^N – гамильтонианы свободных пионного поля и i -го нуклона, а U_i – взаимодействие i -го нуклона с пионным полем с операторами рождения (уничтожения) $a^\dagger(q)$ ($a(q)$):

$$U_i(r) = \int d^3q (V_i(q)a(q)e^{iqr} + \text{э.с.}).$$

Волновая функция системы невзаимодействующих облаченных нуклонов строится как произведение:

$$\Phi(k_1, k_2, \dots, k_n) = F_1(k_1, a^\dagger)F_2(k_2, a^\dagger) \dots F(k_n, a^\dagger)|0\rangle,$$

где $F_i(k_i, a^\dagger)|0\rangle$ – волновая функция i -го физического (“облаченного”) нуклона с импульсом и спином k_i , удовлетворяющая уравнению

$$[H^\pi + H_i^N + U_i]F_i(k_i, a^\dagger)|0\rangle = E(k_i)F_i(k_i, a^\dagger)|0\rangle,$$

где $E(k, i) = \sqrt{M_N^2 + \mathbf{k}^2}$ и M_N есть масса нуклона. Базисные состояния, в которых помимо нуклонов есть еще пионы, строятся путем применения пионных операторов рождения

$$\Phi_{m,n} \equiv \Phi(q_1, q_2, \dots, q_m | k_1, k_2, \dots, k_n) = a^\dagger(q_1)a^\dagger(q_2) \dots a^\dagger(q_m)\Phi(k_1, k_2, \dots, k_n).$$

Состояния $\Phi_{m,n}$ используются как начальные и конечные для построения амплитуды рассеяния. Матрица рассеяния определяется стандартным образом:

$$S_{BA} = \langle \Psi_B^{(-)} | \Psi_A^{(+)} \rangle = \delta_{BA} - 2\pi i T_{BA},$$

где $\Psi_A^{(\pm)}$ – собственные функции гамильтониана H с соответствующими граничными условиями,

$$\Psi_A^{(\pm)} = \Phi_A - \frac{1}{H - E_A \pm i\epsilon} (H - E_A) \Phi_A,$$

в которых предполагается, что Φ_A взяты с использованием облаченных нуклонов. Амплитуда рассеяния есть

$$T_{BA} = \langle \Psi_B^{(-)} | H - E_A | \Phi_A \rangle.$$

Она удовлетворяет уравнению

$$T_{BA} = \langle \Phi_B | H - E_A | \Phi_A \rangle - \sum_C \frac{T_{CB}^* T_{CA}}{E_C - E_B - i\epsilon}$$

и таким образом задается неоднородным членом в этом уравнении.

Для вычисления этого члена предлагается техника введения отдельных мезонных переменных для каждого нуклона. Вводятся независимые операторы рождения и уничтожения пионов в облаке каждого нуклона $a_i^\dagger(q)$, $a_i(q)$, так что состояния одного нуклона записываются в виде $F_i(k_i, a_i^\dagger)|0\rangle$. Новые облаченные состояния

$$\Phi^{(0)}(k_1, k_2, \dots, k_n) = F_1(k_1, a^\dagger)_1 F_2(k_2, a^\dagger)_2 \dots F(k_n, a^\dagger)_n |0\rangle$$

ортогональны и асимптотически совпадают с Φ . Вычисления дают

$$\begin{aligned} \langle \Phi_B | H - E_A | \Phi_A \rangle &= \langle \Phi_B^{(0)} | :[1 + \hat{N}] L(a, a^\dagger) : | \Phi_A(0) \rangle, \\ 1 + \hat{N} &=: \exp \left[\sum_{i \neq j} \int d^3 q a_i^\dagger(q) a_j(q) \right]. \end{aligned}$$

Здесь

$$a(q) = \sum_i a_i(q), \quad a^\dagger = \sum_i a_i^\dagger(q)$$

и $L(a^\dagger, a)$ – некоторый оператор, определяемый из вида взаимодействия. Важно, что все содержащиеся в нем эффекты собственной массы нуклона устраняются автоматически за счет использования базиса облаченных частиц.

Эта техника была использована Ю. В. Новожиловым в цикле работ с участием его учеников для построения потенциала взаимодействия двух нуклонов в описанной модели. Эти работы были положены в основу его докторской диссертации.

4. ГРУППА ПУАНКАРЕ

В 60-е годы в связи с обнаружением многочисленных новых адронов намечился поворот в сторону исследования симметрий фундаментальных взаимодействий. Уже при изучении алгебры токов было обнаружено, что значительные упрощения происходят при использовании системы отсчета бесконечно большого импульса, связанной с переменными светового конуса. Это побудило Ю. В. Новожилова и Е. В. Прохвятилова рассмотреть представления группы Пуанкаре в этих переменных (в $E(2)$ базисе) [5]. Результаты этой работы имеют непреходящее значение для построения квантовой теории поля в переменных светового конуса.

Рассматривается стандартная группа Пуанкаре с генераторами $M_{\mu\nu}$, P_μ . В каноническом базисе $|\mathbf{p}, m, s, M\rangle$ диагональны операторы импульса $\mathbf{P}$, третьей проекции спина m , спина s и массы M . В $E(2)$ базисе диагональными выбирают операторы $E_{(1,2)} = M_{0(1,2)} + M_{3(1,2)}$, $P_0 + P_3$, $K_3 = (W_0 + W_3)/(P_0 + P_3)$, где $W_\mu = (1/2)\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} P^\nu M^{\rho\sigma}$, операторы спина и массы с собственными значениями ϵ_1 , ϵ_2 , μ , k , s , M и собственными векторами $|E(2)\rangle \equiv |\epsilon_1 \epsilon_2, \mu, k, s, M\rangle$.

В работе получено явное представление для недиагональных генераторов. Пусть $\eta = \partial/\partial\epsilon$, $\xi = \mu\partial/\partial\mu$. Тогда

$$\begin{aligned} \langle E(2) | P_{(1,2)} &= i\mu\eta_{1,2} \langle E(2) | P_{(1,2)}, \\ \langle E(2) | (P_0 - P_3) &= \left(-\eta_1 a^2 - \eta_2 b^2 + \frac{M^2}{\mu} \right) \langle E(2) |, \\ \langle E(2) | M_{12} &= (i\epsilon_2 \eta_1 - i\epsilon_1 \eta_2 + k) \langle E(2) |, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\langle E(2)|M_{03} &= \frac{1}{i}(1 + \epsilon_1\eta_1 + \epsilon_2\eta_2 + \xi)\langle E(2)|, \\ \langle E(2)|(M_{01} - M_{31}) &= \left(\epsilon_1\eta_1^2 - \epsilon_1\eta_2^2 + 2\epsilon_2\eta_1\eta_2 + \right. \\ &\quad \left. + 2\eta_2 + 2\eta_2\xi + \frac{\eta M^2}{\mu^2} - \frac{2MK_2}{\mu} - 2ik\eta_2 \right) \langle E(2)|.\end{aligned}$$

Состояния $\langle E(2)|(M_{02} - M_{32})|$ получаются из предыдущих выражений перестановкой $1 \leftrightarrow 2$. Здесь $K_{(1,2)} = (W_{(1,2)} - K_3 P_{(1,2)})/M$, а действие этого оператора дается формулами

$$\langle \epsilon_1, \epsilon_2, \mu, k, s, M | (K_1 \pm iK_2) = \sqrt{(s \pm k)(s \mp k + 1)} \langle \epsilon_1, \epsilon_2, \mu, k \mp 1, s, M |.$$

В работе также получены формулы для перехода от $E(2)$ базиса к каноническому базису.

Таким образом, работа содержит полное решение проблемы представления группы Пуанкаре в $E(2)$ базисе.

5. БОЗОНИЗАЦИЯ

Цикл работ Ю. В. Новожилова с соавторами, получивший широкую известность, связан с идеей бозонизации фермионов в квантовой теории поля в присутствии аномалий. Замысел бозонизации вкратце сводится к следующему. Пусть фермионы q , $\bar{q}$ находятся, например, в аксиальном поле A . Функциональный интеграл, их описывающий, есть

$$Z(A) = \int Dq D\bar{q} e^{iS(q,A)},$$

где $S(q, A)$ – обычное действие для фермионов во внешнем поле. Совершим некоторое локальное унитарное преобразование фермионного поля $q \rightarrow Uq$. Тогда

$$S(q, A) \rightarrow S(q, A^U), \quad Z(A) \rightarrow Z(A^U).$$

С другой стороны, преобразование $q \rightarrow Uq$ можно рассматривать как просто переход к новым переменным интегрирования $q \rightarrow q' = Uq$, что не должно менять величину интеграла. Можно наивно ожидать тогда, что $Z(A^U) = Z(A)$ и, таким образом, эта величина не зависит от U , которое бесследно исчезает из теории. Однако вследствие наличия аномалий в квантованной теории дело обстоит не так. Величина $Z(A)$ есть фермионный детерминант в присутствии внешнего поля, и аномалии делают его зависимым от поля, порождающего аномалии. В этом случае $Z(A^U)$ зависит от U . Это обстоятельство принято записывать введением эффективного действия $W(U, A)$, полагая

$$Z(A) = \frac{\int DU e^{iW(U,A)}}{\int DU Z^{-1}(A^U)}.$$

Справедливость нормировки подтверждается в пределе отсутствия нарушения инвариантности после сокращения на $\int DU$, когда $W(U, A) = 0$. Эта формула как раз

и трактуется как бозонизация: замена первоначальных фермионных переменных в исходном функционале $Z(A)$ на бозонные переменные U в конечном функционале. Эффективное действие выделяет неинвариантную часть фермионных полей. Фактически нарушение инвариантности за счет аномалий проявляется в низкоэнергетической области. Поэтому бозонизация служит методом построения эффективных низкоэнергетических лагранжианов. Метод бозонизации реализуется в теориях, различающихся по начальным лагранжианам и наборам внешних полей. В этом ряду работы Ю. В. Новожилова с соавторами занимают видное место. Мы остановимся на двух работах, которые, с нашей точки зрения, наиболее показательны для демонстрации вклада Ю. В. Новожилова в применение метода бозонизации.

5.1. “Киральная бозонизация в неабелевых калибровочных теориях” (Андрианов и Новожилов [6]). Рассматривается стандартная КХД в присутствии внешнего аксиально-векторного поля A . Кварковый функционал Z_q разбивается на два множителя $Z_q = Z_q^\Lambda \tilde{Z}_q$, где множитель $\tilde{Z}_q$ кирально инвариантен, а неинвариантная часть сосредоточена в Z_q^Λ , причем Λ ограничивает область малых энергий. Совершается киральное преобразование кваркового поля

$$q \rightarrow q^U = \frac{1}{2}[U(1 - \gamma_5) + (1 + \gamma_5)]q.$$

После этого находится эффективное действие с учетом киральной аномалии изложенным выше способом. Для иллюстрации приведем его часть, содержащую только цветное киральное поле:

$$W_{\text{eff}}(U) = \int d^4x \operatorname{Tr} \left\{ \frac{N_F \Lambda^2}{16\pi^2} \partial U \partial U^{-1} + \frac{N_F}{192\pi^2} (\partial U \partial U)(\partial U^{-1} \partial U^{-1}) - \right. \\ \left. - \frac{1}{32g^2} [U \partial_\mu U^{-1}, U \partial_\nu U^{-1}]^2 \right\} - N_f W_{\text{WZW}},$$

где W_{WZW} – известное действие Весса–Зумино–Виттена.

Авторы заключают: “В то время как в случае ароматов киральное поле описывает физические объекты, цветное киральное поле имеет ту же реальность, что и кварки и глюоны. В пределе $\Lambda \rightarrow \infty$ киральные поля исчезают, и остается кирально-инвариантный функционал”.

5.2. “Бозонизация конформной аномалии и индуцированная гравитация” (Василевич и Новожилов [7]). Здесь бозонизацией конформной аномалии получено эффективное низкоэнергетическое действие эйнштейновского типа с использованием только одного размерного параметра – границы низкоэнергетической области Λ .

Континуальный интеграл по низкоэнергетической области определяется как

$$Z^\Lambda(e_\mu^\alpha) = \det(1 - P_\Lambda + P_\Lambda \hat{D} P_\Lambda),$$

где P_Λ – проектор на низкоэнергетическую область,

$$P_\Lambda = \theta \left(1 - \frac{\hat{D}^2}{\Lambda^2} \right),$$

а $\hat{D}$ – оператор Дирака в искривленном пространстве,

$$\hat{D} = -i\gamma^\alpha e_\alpha^\mu \left(\partial_\mu + \frac{1}{4} \omega_{\beta\delta} \gamma^\beta \gamma^\delta \right).$$

Конформная аномалия имеет вид

$$\mathcal{A}(x) = e_\mu^\alpha(x) \frac{\delta \ln Z_\Lambda}{\delta e_\mu^\alpha(x)} = -\text{tr} \langle x | P_\Lambda | x \rangle.$$

Вычисления дают

$$\mathcal{A}(x) = \sqrt{g} \left(-\frac{\Lambda^4}{8\pi^2} - \frac{\Lambda^2 R}{48\pi^2} + \{R^2\} \right),$$

где $\{R^2\}$ – ранее известные члены, квадратичные по тензору Римана R . Из аномалии интегрированием находится аномальное действие, а затем с использованием общей схемы бозонизации получается эффективное низкоэнергетическое действие в пространстве Минковского. Предполагая внешнее гравитационное поле слабым, авторы находят эффективный функционал в виде

$$Z_{\text{eff}}(e_\mu^\alpha) = \int D \ln \Omega \exp \left\{ i \int d^4 x \sqrt{-g} \frac{R - 2\lambda_{\text{tot}} - \Omega^2 R - 6\Omega \partial^2 \Omega + 2\omega^4 \lambda_{\text{tot}}}{15\pi G_{\text{tot}}} \right\},$$

$$G_{\text{tot}}^{-1} = G_0^{-1} + \frac{\Lambda^2}{6\pi}, \quad \frac{\lambda_{\text{tot}}}{G_{\text{tot}}} = \frac{\lambda_0}{G_0} - \frac{\Lambda^4}{4\pi},$$

где G_0 и λ_0 – затравочные ньютоновская и космологическая константы.

Авторы заключают: “Границу низкоэнергетической области Λ следует определять из внешних по отношению к данному подходу соображений, например из требования сокращения затравочной космологической постоянной, появляющейся при компактификации многомерных моделей. Заметим, что кинетический член поля Ω входит в действие с правильным знаком”.

6. КИРАЛЬНАЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ГЛЮОННОГО ПОЛЯ

Это тема, которой Юрий Викторович занимался в последние годы жизни. Ей посвящены две работы Ю.В. Новожилова и В.Ю. Новожилова, опубликованные в 2006 и 2008 годах. Мы кратко обсудим здесь работу 2008 года “Киральная параметризация квантово-хромодинамического векторного поля в $SU(3)$ ” [8].

Исследование этой проблемы было инициировано Л.Д. Фаддеевым с соавторами в поисках подходящей параметризации калибровочного поля с топологическими свойствами, соответствующими решениям, подходящим для изучения структуры вакуума и конфайнмента. Работа представляет результаты обобщения на группу $SU(3)$ киральной параметризации, предложенной в 2006 году для группы $SU(2)$ [9].

Вводится киральное цветное поле, глюонное поле кирально поворачивается и векторная компонента повернутого глюонного поля определяется исходя из требования, чтобы в ней не появлялось новых переменных за счет кирального поля. Безмассовые фермионы помещаются во внешние векторное и аксиальное поля V и A и со-

вершается локальное киральное преобразование левых и правых кварков: $q'_{(L,R)} = U_{(L,R)} q_{(L,R)}$. Поля преобразуются: $V, A \rightarrow V^U, A^U$. Строится кирально-инвариантная комбинация V^Ω полей V и V^U , обладающая свойством

$$(V^U)^U = V.$$

Это поле параметризуется следующим образом:

$$V_\mu^\Omega = C_\mu \left(m - \frac{1}{3} \right) + G_\mu + \frac{1}{2} m \partial_\mu m,$$

где C – абелево калибровочное поле, G – компонента $U(2)$ поля V^Ω , а m – одна из трех единичных матриц, удовлетворяющих условию $m^2 = 1$. Соответствующее аксиальное поле $\hat{A}$ определяется из разложения

$$V = V^\Omega - \hat{A}.$$

Затем конструируется эффективное действие в виде

$$W_{\text{eff}} = -i \ln \{ Z_q(V^\Omega, \hat{A}) Z^{-1}(V, 0) \},$$

где Z_q – кварковая часть генерирующего функционала. Действие состоит из двух частей: действие Весса–Зумино–Виттена W_{WZW} и часть W_{an} , обусловленная аномалией. Последняя имеет ту же структуру, что и в случае $SU(2)$. В конце работы приводится явное выражение для W_{WZW} .

В заключение авторы пишут: “Показано, что в киральной параметризации КХД векторного поля для $SU(3)_C$ эффективное цветное пространство определяется эрмитовым цветным полем $U = m$, представляющим орбиту по гиперзаряду SYS^{-1} . Параметризация содержит абелево поле, направленное вдоль m и $U(2)$, поле G , которое коммутирует с m . Аксиальное поле A антикоммутирует с m и принадлежит к касательному пучку $\mathbb{C}P^2$. Таким образом, цветная параметризация ограничивает цветное пространство, в котором живут глюоны в отсутствие киральных цветных кварков”.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высокая творческая активность, широкая эрудиция, острый ум, личное обаяние и доброжелательность всегда делали Ю. В. Новожилова центром притяжения молодых физиков-теоретиков, желающих трудиться в живой и многообещающей области теории элементарных частиц. С самого начала своего творческого пути Ю. В. Новожилов был окружен учениками, которые под его руководством постигали переменчивый мир современной физики частиц, учились у него трудолюбию, упорству, требовательности к себе, умению работать с литературой, высокой математической культуре и ясности физических замыслов. Сегодня можно по праву говорить о школе теоретиков, созданной Ю. В. Новожиловым. Среди его питомцев – 4 заведующих кафедрами, 15 докторов наук, более трех десятков кандидатов наук. На лекциях Ю. В. Новожилова знакомились со своей будущей специальностью такие выдающиеся теоретики, как академики Л. Н. Липатов, В. А. Матвеев, Л. Д. Фаддеев, чл.-корр. АН СССР В. Н. Грибов.

Ю. В. Новожилов – выдающийся организатор науки, умелый научный руководитель. Он был создателем и в течение долгого времени заведующим Кафедрой теории ядра и элементарных частиц в ЛГУ, одной из первых и немногих по сей день специальных кафедр в области квантовой теории поля, теории элементарных частиц, физики высоких энергий и релятивистской теории ядра. В 1960–1964 гг. Ю. В. Новожилов – проректор ЛГУ по научной работе. В сложное время перед переездом в Петергоф он работал деканом Физического факультета (1968–1972 гг.). В 1973–1981 гг. Ю. В. Новожилов занимал ответственные посты на работе за рубежом: директора департамента научной политики и информации, а затем заместителя директора сектора науки ЮНЕСКО. В 1991 г. по инициативе Ю. В. Новожилова была создана ежегодная Международная школа физики ЮНЕСКО, которая в год столетнего юбилея академика В. А. Фока была переименована в Международную школу молодых ученых по физике им. В. А. Фока. С 1986 г. Юрий Викторович – заведующий отделом теоретической физики Института физики им. В. А. Фока Ленинградского (Санкт-Петербургского) университета. Он был председателем диссертационного совета по физике атомного ядра и элементарных частиц, членом диссертационного совета по теоретической физике, в течение длительного времени членом Ученого совета университета и Физического учебно-научного центра СПбГУ, вице-президентом Физического общества СССР, вице-президентом Евразийского физического общества (1991–2006 гг.), членом Совета ЮНЕСКО по физике, членом Международной ассоциации математической физики, действительным членом Академии естественных наук (РАЕН).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Биографические моменты

Личный листок по учету кадров (1982). ЮРИЙ ВИКТОРОВИЧ НОВОЖИЛОВ родился 13 ноября 1924 года в Ленинграде. Сословие родителей – дворяне, после Октябрьской революции – служащие. Отец – Виктор Валентинович Новожилов, ученый-экономист, профессор Ленинградского политехнического института им. М. И. Калинина, во время войны – скрипач Театра оперетты. Мать – Елена Робертовна Новожилова, урожденная Шлейфер, юрисконсульт, член коллегии адвокатов, во время войны – секретарь Театра оперетты.

В ряды ВЛКСМ вступил в апреле 1941 года. 1941–1943 гг. – студент Казанского авиационного института, Министерство авиапромышленности, г. Казань, ТАССР. Сентябрь 1943 – октябрь 1943 – студент Воронежского авиационного института, г. Ташкент УзССР. Октябрь 1943 – август 1948 – студент Ленинградского политехнического института им. М. И. Калинина, г. Ленинград, Министерство высшего образования. Специальность: инженер-исследователь в области технической физики. В октябре 1943 года поступил в Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина (г. Ленинград, Министерство высшего образования), который окончил в 1947 году по специальности инженера-исследователя в области технической физики. 1948–1949 – инженер, старший инженер завода “Электросила” им. С. М. Кирова.

Автобиография. Родился 13 ноября 1924 года в Ленинграде в семье преподавателя Высшей школы. В 1932 году поступил в 178 среднюю школу Ленинграда, закончил в 1941 году с аттестатом отличника. Во время войны эвакуирован с ЦНИИ

им. академика А. Н. Крылова в Казань. С августа 1941 года по август 1943 года учился в Авиационном институте на Самолетостроительном факультете. В октябре 1943 года перешел на Физико-механический факультет Ленинградского политехнического института им. М. И. Калинина, который в августе 1944 года возвратился в Ленинград. В 1947 году окончил с отличием факультет по специальности “Теоретическая физика”.

Начало трудовой деятельности. Поступление в университет. До 1949 года работал на заводе “Электросила” им. С. М. Кирова. Одновременно преподавал на Физическом факультете Ленинградского государственного университета в 1948/49 учебном году. С 1949 года работал в ЛГУ.

Приказ № 2605 по ЛГУ от 01.11.1949 г.: Зачислить на должность ассистента Математико-механического факультета с 01.10.1949 г.

Работа в университете. 1952 г. – защита кандидатской диссертации.

Заседание Ученого совета ЛГУ от 30.03.1953 г.: Утвердить в должности доцента кафедры теоретической физики.

Проект приказа по Физическому факультету от 22.04.1955 г.: Назначить на должность заместителя декана Физического факультета с 29.09.1955 г.

Первые работы: “О собственной энергии электрона и радиационных поправках” [10], “Применение метода функционалов Фока к задачам о собственной энергии” [2].

В 1956 г. направляется в Институт теоретической физики Университета Копенгагена.

С ноября 1952 г. по октябрь 1955 г. – редактор Гостехиздата.

С 1958 г. по 1 июня 1959 г. работает по совместительству на 1/2 ставки в Ленинградском математическом институте им. В. А. Стеклова.

ВАК СССР утвердил присуждение ученой степени доктора физико-математических наук на основании защиты 29.06.1958 г. “Облаченные частицы в квантовой теории поля”.

24.05.1961 г. получил звание профессора по специальности “Теоретическая физика”. 29.06.1961 г. избран на должность заведующего кафедрой теории ядра и элементарных частиц.

В 1960 г. присуждена I-я университетская премия по теме докторской диссертации.

Занимаемые должности: 1961–1992 гг. – заведующий кафедрой теории ядра и элементарных частиц; 1955–1957 гг. – заместитель декана Физического факультета; 1960–1964 гг. – проректор по научной работе и заведующий кафедрой теории ядра и элементарных частиц; 1968–1972 гг. – декан Физического факультета.

Зарубежные поездки: 1960 г. с делегацией ЛГУ посетил Великобританию; 1961 г. – читал лекции в Гарвардском университете США; 1963 г. – посетил Францию и Югославию; 1964 г. – консультант ЮНЕСКО в Индии и Пакистане; 1965 г. – посетил ГДР; 1967 г. – по линии ЮНЕСКО посетил Индию; 1968 г. – посетил Венгрию.

Общественная работа: 1965–1966 гг. – секретарь партбюро Физического факультета; 1973–1981 г. – директор научной политики и информации ЮНЕСКО, позже заместитель директора сектора науки ЮНЕСКО.

Ю. В. Новожиллов – автор более 160 работ. Заслуженной популярностью пользуется изданная на русском языке книга Ю. В. Новожилова “Элементарные частицы” [11], переведенная на английский, немецкий, польский, румынский, чешский и китайский языки, где в доступной форме, но на современном научном уровне излагаются достижения теории элементарных частиц. В монографии “Введение в теорию элементарных частиц” [12], изданной позже в Англии, впервые в мировой литературе систематически изложена теория группы Пуанкаре и динамических групп симметрии адронов типа $SU(6)$, включая и собственные работы Ю. В. Новожилова. В 1978 г. Ю. В. Новожилловым (совместно с Ю. А. Яппой) опубликован учебник для университетов “Электродинамика” [13], впоследствии дважды изданный на английском языке. В связи со столетием со дня рождения В. А. Фока Ю. В. Новожиллов опубликовал ряд статей, посвященных творческому пути и отдельным работам своего учителя.

Список литературы

- [1] Ю. В. Новожиллов, А. В. Тулуб, *УФН*, **61**:1 (1957), 53–102.
- [2] Ю. В. Новожиллов, *ЖЭТФ*, **22** (1952), 264–275.
- [3] Ю. В. Новожиллов, *ТМФ*, **60**:3, 372–386.
- [4] Ю. В. Новожиллов, *ЖЭТФ*, **32** (1958), 1262–1264.
- [5] Ю. В. Новожиллов, Е. В. Прохвятилов, *ЯФ*, **10** (1969), 199.
- [6] A. A. Andrianov, Yu. V. Novozhilov, *Phys. Lett. B*, **153**:6 (1985), 422–426.
- [7] Д. В. Василевич, Ю. В. Новожиллов, *ТМФ*, **73**:2 (1987), 308–310.
- [8] V. Yu. Novozhilov, Yu. V. Novozhilov, *Modern Phys. Lett. A*, **23**:39 (2008), 3285–3297, arXiv: 0809.1781.
- [9] V. Yu. Novozhilov, Yu. V. Novozhilov, *Modern Phys. Lett. A*, **21**:35 (2006), 2649–2661, arXiv: hep-ph/0605238.
- [10] Ю. В. Новожиллов, *Докл. АН СССР*, **83**:2 (1952), 207–210.
- [11] Ю. В. Новожиллов, *Элементарные частицы*, Физматгиз, М.-Л., 1974.
- [12] Ю. В. Новожиллов, *Введение в теорию элементарных частиц*, Наука, М., 1972.
- [13] Ю. В. Новожиллов, Ю. А. Яппа, *Электродинамика*, Наука, М., 1978.