МЕЖДУНАРОДНЫЙ ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
РАЕН

Г.И.ШИПОВ

ТЕОРИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

ТЕОРИЯ, ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ТЕХНОЛОГИИ

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ, ИСПРАВЛЕННОЕ
И ДОПОЛНЕННОЕ

МОСКВА «НАУКА»
1997

ББК 22.311
Ш 63
УДК 530.1; 530.12; 530.145; 513.731; 533.9.01

Рецензенты:
доктор физико-математических наук,
профессор *Р.Н.Кузьмин*,
доктор физико-математических наук,
профессор *А.А.Рухадзе*.

Шипов Г.И
Ш 63 Теория физического вакуума: Теория, эксперименты и технологии. 2-е изд., испр. и доп. – М.: Наука, 1996. – 450 с.

ISBN 5-02-003682-X

Настоящая книга представляет собой второе издание (первое вышло в 1993 г.) монографии автора, дающее более детальное изложение основ теории физического вакуума. Кроме того, приводятся теоретические и экспериментальные следствия теории вакуума и торсионных полей. Большое внимание уделяется технологиям, которые возникли благодаря новым теоретическим и экспериментальным результатам.

Для специалистов по теоретической физике, преподавателей вузов, аспирантов, студентов, а также для всех тех, кто интересуется новыми физическими теориями, экспериментами и технологиями.

$Ш\frac{1604030000-167}{042(02)-96}$ Без объявления ББК 22.311

ISBN 5-02-003682-X

ПРЕДИСЛОВИЕ К ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Во второе издание вошли материалы лекций, прочитанных автором осенью 1993 и весной 1996 г. на физическом факультете Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова. Дано более подробное изложение идей и принципов, лежащих в основе теории физического вакуума. Основные дополнения коснулись экспериментальных работ, описывающих воздействие статических и динамических торсионных полей на различные физические объекты. Большое внимание уделено торсионным технологиям, т.е. эксперименту в промышленных масштабах. Эти материалы, предоставленные автору А.Е.Акимовым, изложены в гл. 5.

Автор выражает особую благодарность Л.М.Грушиной, без активного содействия которой книга не увидела бы свет.

Геннадий Шипов

Москва, июнь 1996 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящая книга представляет собой краткое изложение идей и методов, использованных автором для развития программы Клиффорда–Эйнштейна по геометризации уравнений физики, а также для решения различных фундаментальных проблем современной теоретической физики с позиций всеобщего принципа относительности и теории физического вакуума. Проводя исследования, автор попытался объединить, казалось бы, различные по своей природе явления и нарисовать обозримую картину современной физики.

Автор выражает благодарность В. Ю. Татуру и всем тем, кто прямо или косвенно способствовал появлению этой книги. Особо хочу отметить большую помощь моих друзей и единомышленников: Е. А. Губарева, А. Н. Сидорова, И. А. Володина.

Многие идеи, развиваемые в этой книге, были обозначены в моей первой монографии, изданной в 1979 г. в Московском государственном университете им. М. В. Ломоносова благодаря поддержке М. А. Адаменковой и И. С. Лакоба.

Весьма плодотворными были беседы с доцентом Словацкого политехнического института В. Скальским, который высказал ценные мысли относительно различных вакуумных состояний материи. Полезные замечания А. Е. Акимова во многом стимулировали мои исследования в области торсионных полей и взаимодействий.

Все это сыграло большую роль в написании предлагаемой читателю книги.

Геннадий Шипов

Москва, май 1993 г.

Принятые обозначения

Трехмерные тензорные индексы обозначаются греческими буквами $\alpha, \beta, \gamma \dots$ и пробегают значения 1, 2, 3.

Трехмерные вектора (например, линейной и угловой скоростей) обозначаются как: $\vec{v}$ и $\vec{\omega}$ или $\mathbf{v}$ и ω.

Четырехмерные тензорные индексы обозначаются латинскими буквами $i, j, k \dots$ и принимают значения 0, 1, 2, 3. Буквы из первой части алфавита $(a, b, \dots, h)$ используются в качестве тетрадных индексов, например $e^i{}_a \ \ (a = 0, 1, 2, 3)$.

Спинорные индексы в спинорном Δ-базисе обозначаются заглавными буквами $A, B, \dots, \dot{C}, \dots, \dot{D}$ и пробегают значения 0,1 или $\dot{0}, \dot{1}$. Спинорные индексы в Γ-базисе обозначаются греческими буквами $\alpha, \beta, \dots, \dot{\gamma}, \dot{\delta}, \dots$.

Симметризация и антисимметризация пар индексов:

$$S_{(ij)} = \frac{1}{2}(S_{ij} + S_{ji}); \quad S_{[ij]} = \frac{1}{2}(S_{ij} - S_{ji}).$$

Исключение индекса из симметризации или антисимметризации:

$$S_{(i|j|k)} = \frac{1}{2}(S_{ijk} + S_{kji}); \quad S_{[i|j|k]} = \frac{1}{2}(S_{ijk} - S_{kji}).$$

Переход к локальным (тетрадным) индексам: $S^a{}_{bc} = e^a{}_i S^i{}_{jk} e^j{}_b e^k{}_c$. Внешнее произведение: $e^a \wedge e^c = a^a e^c - e^c e^a$.

Дуальный тензор: $\overset{*}{S}_{ij} = \frac{1}{2}\varepsilon_{ijkm} S^{km}$.

Псевдотензор Леви–Чивита: ε_{ijkm}.

Матричная запись тензорных величин: $S^a{}_{bk}$ или, опуская матричные индексы a и b, $S^a{}_{bk} \to S_k$; спин-тензорных: $S^{A\dot{B}}{}_{C\dot{D}k} \to S_k$.

Матричное произведение: $[T_m, T_k] = T_m T_k - T_k T_m$. Эрмитово сопряженные матрицы: $S^+{}_{B\dot{D}kn}$.

Производные

Частные производные по трансляционным координатам x^i обозначены запятой перед индексом, т.е. $f_{,k} = \partial f / \partial x^k = \partial_k f$; ковариантная производная относительно символов Кристоффеля $\Gamma^i{}_{jk}$ обозначается как ∇_k или $\nabla_k u^i = \partial_k u^i + \Gamma^i{}_{jk} u^j$.

Локальная ковариантная производная: $\nabla_a u^b = \partial_a u^b + \Gamma^b{}_{ca} u^c$.

Ковариантная производная относительно связности $\Delta^i{}_{jk} = e^i{}_a e^a{}_{j,k}$ геометрии A_4: $\overset{*}{\nabla}_k \ u^i = \partial_k u^i + \Delta^i{}_{jk} u^j$.

Внешняя производная: d.

Спинорная производная: $\partial_{A\dot{B}}$.

Трансляционная метрика и тетрады

Трансляционные координаты: x^0, x^1, x^2, x^3.

Сигнатура метрики: $(+---)$.

Трансляционный линейный элемент:
$ds^2 = \eta_{ab} e^a{}_i e^b{}_j dx^i dx^j$, $\eta_{ab} = \eta^{ab} = \mathrm{diag}(1 -1 -1 -1)$.

Структурные уравнения группы трансляций геометрии A_4:
$\nabla_{[a}\nabla_{b]} x^i = -\Omega_{ab}^{..c}\nabla_c x^i$.

1-форма тетрады: $e^a = e^a{}_i dx^i$.

Вращательная метрика и кручение

Вращательные координаты: $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$.

Вращательная метрика: $d\tau^2 = d\chi^b{}_a d\chi^a{}_b = T^a{}_{bi} T^b{}_{aj} dx^i dx^j$,
$d\chi_{ab} = -d\chi_{ab}$.

Кручение геометрии A_4:$\Omega_{jk}^{..i} = e^i{}_a e^a{}_{[k,j]} = \frac{1}{2} e^i{}_a (e^a{}_{k,j} - e^a{}_{j,k})$.

Тензор конторсии геометрии A_4 (коэффициенты вращения Риччи):

$$T^i{}_{jk} = -\Omega_{jk}^{..i} + g^{im}(g_{js}\Omega_{mk}^{..s} + g_{ks}\Omega_{mj}^{..s}) = e^i{}_a \nabla_k e^a{}_j.$$

1-форма конторсии: $T^a{}_b = T^a{}_{bk} dx^k = T^a{}_{bc} e^c$, $T_{(ab)} = 0$.

Структурные уравнения группы вращений (матричные индексы опущены):
$\nabla_{[k}\nabla_{m]} e^i = \frac{1}{2} R_{km} e^i$, где $R_{km} = 2\nabla_{[m} T_{k]} + [T_m, T_k]$.

Связность и кривизна геометрии A_4

Связность: $\Delta^i{}_{jk} = \Gamma^i{}_{jk} + T^i{}_{jk} = e^i{}_a e^a_{j,k}$;

$$\Delta^i_{[jk]} = T^i_{[jk]} = -\Omega_{jk}^{..i}; \quad \Delta^i_{(jk)} = \Gamma^i{}_{jk} + g^{im}(g_{js}\Omega_{mk}^{..s} + g_{ks}\Omega_{mj}^{..s}).$$

Кривизна:

$$S^i{}_{jkm} = 2\Delta^i_{j[m,k]} + 2\Delta^i_{s[k}\Delta^s_{|j|m]} =$$

$$= R^i_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i_{|j|m]} + 2T^i_{c[k} T^c_{|j|m]} = 0,$$

где $R^i{}_{jkm} = 2\Gamma^i_{j[m,k]} + 2\Gamma^i_{s[k}\Gamma^s_{|j|m]}$ – тензор Римана.

1–форма связности: $\Delta^a{}_b = \Delta^a{}_{bk} dx^k = \Delta^a{}_{bc} e^c$.

Структурные уравнения Картана:

1) $de^a - e^c \wedge T^a{}_c = 0$;

2) $R^a{}_b + dT^a{}_b + T^c{}_b \wedge T^a{}_c = 0$.

Тождества Бианки:

1) $R^a{}_{cfd} e^c \wedge e^f \wedge e^d = 0$;

2) $dR^a{}_b + R^f{}_b \wedge T^a{}_f - T^f{}_b \wedge R^a{}_f = 0$.

Спинорный Δ-базис

Символы Ньюмена–Пенроуза: $\sigma_i^{A\dot{B}}$.

Трансляционная метрика: $g_{ij} = \varepsilon_{AC}\varepsilon_{\dot{B}\dot{D}}\sigma_i^{A\dot{B}}\sigma_j^{C\dot{D}}$, где ε^{AB} – фундаментальный спинор

$$\varepsilon^{AB} = \varepsilon_{AB} = \varepsilon^{\dot{C}\dot{D}} = \varepsilon_{\dot{C}\dot{D}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Коэффициенты вращения Риччи: $T_{A\dot{B}C\dot{D}k} = \sigma^i_{C\dot{D}}\nabla_k\sigma_{A\dot{B}i}$.

Коэффициенты вращения Риччи в матрицах Кармели: $T_{A\dot{B}}$ с матричными элементами $(T_{A\dot{B}})^D{}_C$.

Риманова кривизна в матрицах Кармели: $R_{A\dot{B}C\dot{D}}$.

Уравнения физического вакуума

В векторном базисе:

$$\nabla_{[k}e^a{}_{m]} - e^b{}_{[k}T^a{}_{|b|m]} = 0, \qquad (A)$$

$$R^a{}_{bkm} + 2\nabla_{[k}T^a{}_{|b|m]} + 2T^a{}_{c[k}T^c{}_{|b|m]} = 0. \qquad (B)$$

В виде расширенной системы уравнений Эйнштейна–Янга–Миллса

$$\nabla_{[k}e^a{}_{j]} + T^i{}_{[kj]}e^a{}_i = 0, \qquad (A)$$

$$R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R = \nu T_{jm}, \qquad (B.1)$$

$$C^i{}_{jkm} + 2\nabla_{[k}T^i{}_{,|j|m]} + 2T^i{}_{s[k}T^s{}_{,|j|m]} = -\nu J^i{}_{jkm}, \qquad (B.2)$$

с геометризированными источниками:

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu}\{(\nabla_{[i}T^i{}_{|j|m]} + T^i{}_{s[i}T^s{}_{|j|m]}) - \frac{1}{2}g_{jm}g^{pn}(\nabla_{[i}T^i{}_{|p|n]} + T^i{}_{s[i}T^s{}_{|p|n]})\},$$

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i}T_{j)m]} - \frac{1}{3}Tg_{i[m}g_{k]j}.$$

В виде обобщенных уравнений Гайзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса:

а) геометризированные уравнения Гайзенберга

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}}o_\alpha = \gamma\; o_\alpha o_\beta\bar{o}_{\dot{\chi}} - \alpha\; o_\alpha o_\beta\bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \beta\; o_\alpha\iota_\beta\bar{o}_{\dot{\chi}} + \varepsilon\; o_\alpha\iota_\beta\bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \tau\; \iota_\alpha o_\beta\bar{o}_{\dot{\chi}} +$$

$$+\rho\; \iota_\alpha o_\beta\bar{\iota}_{\dot{\chi}} + \sigma\; \iota_\alpha\iota_\beta\bar{o}_{\dot{\chi}} - \kappa\; \iota_\alpha\iota_\beta\bar{\iota}_{\dot{\chi}}, \qquad (\overset{+}{A}{}^{s^+}.1)$$

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}}\iota_\alpha = \nu\; o_\alpha o_\beta\bar{o}_{\dot{\chi}} - \lambda\; o_\alpha o_\beta\bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \mu\; o_\alpha\iota_\beta\bar{o}_{\dot{\chi}} + \pi\; o_\alpha\iota_\beta\bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \gamma\; \iota_\alpha o_\beta\bar{o}_{\dot{\chi}} +$$

$$+\alpha\; \iota_\alpha o_\beta\bar{\iota}_{\dot{\chi}} + \beta\; \iota_\alpha\iota_\beta\bar{o}_{\dot{\chi}} - \varepsilon\; \iota_\alpha\iota_\beta\bar{\iota}_{\dot{\chi}}, \qquad (\overset{+}{A}{}^{s^+}.2)$$

$$\alpha, \beta ... = 0, 1, \qquad \dot{\chi}, \dot{\mu} ... = \dot{0}, \dot{1};$$

б) геометризированные спинорные уравнения Эйнштейна

$$2\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}} + \Lambda\varepsilon_{AB}\varepsilon_{\dot{C}\dot{D}} = \nu T_{A\dot{C}B\dot{D}}; \qquad (\overset{+}{B}{}^{s^+}.1)$$

в) геометризированные спинорные уравнения Янга–Миллса

$$C_{A\dot{B}C\dot{D}} - \partial_{C\dot{D}} T_{A\dot{B}} + \partial_{A\dot{B}} T_{C\dot{D}} + (T_{C\dot{D}})_A{}^F T_{F\dot{B}} + (T^+{}_{\dot{D}C})^{\dot{F}}{}_{\dot{B}} T_{A\dot{F}} -$$

$$-(T_{A\dot{B}})_C{}^F T_{F\dot{D}} - (T^+{}_{\dot{B}A})^{\dot{F}}{}_{\dot{D}} T_{C\dot{F}} - [T_{A\dot{B}}\ , T_{C\dot{D}}] = -\nu J_{A\dot{B}C\dot{D}}, \qquad (\overset{+}{B}{}^{s+}.2)$$

$$A, C ... = 0, 1, \qquad \dot{B}, \dot{D} ... = \dot{0}, \dot{1}$$

плюс спинорные уравнения для левой материи $\overset{-}{A}{}^{s+}, \overset{-}{B}{}^{s+}$ и для правой и левой антиматерии $\overset{+}{A}{}^{s-}, \overset{+}{B}{}^{s-}, \overset{-}{A}{}^{s-}, \overset{-}{B}{}^{s-}$.

Часть 1

ВСЕОБЩАЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ И ТЕОРИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Введение

Начало теоретическим исследованиям, ставшим темой этой книги, было положено в 1967 г., когда я, заканчивая Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, написал дипломную работу под руководством Л. В. Келдыша. Применяя диаграммную технику Фейнмана для описания взаимодействия сильного электромагнитного излучения с веществом, я столкнулся с проблемой расходимостей в квантовой электродинамике, которую П. Дирак [1], Р. Фейнман [2] и некоторые другие теоретики, считали одной из основных проблем современной теории поля.

Начиная с третьего курса я стал посещать семинары по теоретической физике известного физика-теоретика Д. Д. Иваненко. Тогда я впервые познакомился с программой единой теории поля, выдвинутой в начале нашего века Альбертом Эйнштейном [3]. В качестве одной из первых задач на пути ее реализации великий ученый считал проблему геометризации уравнений электродинамики [4]. Пока чисто интуитивно, не имея на то достаточных логических оснований, я ощущал, что проблема расходимостей квантовой электродинамики должна быть связана с эйнштейновской проблемой геометризации уравнений электродинамики.

Чтобы иметь возможность заниматься эйнштейновской программой единой теории поля профессионально, я поступил в 1969 г. в аспирантуру Университета дружбы народов им. П. Лумумбы и по ее окончании в 1972 г. написал диссертацию под названием «Общерелятивистская электродинамика с тензорным потенциалом» [5].

Это был геометризированный вариант электродинамики (см. гл. 3), в которой в качестве систем отсчета использовались не только инерциальные лоренцовы системы отсчета, но и *ускоренные локально лоренцовы системы*, подобные свободно падающим лифтам теории гравитации Эйнштейна, но связанные с зарядами.

Большинство теоретиков, с которыми я обсуждал принципы общерелятивистской электродинамики, возражали против предложенного мной подхода к геометризации электродинамики, считая, что для электромагнитных явлений нарушается принцип эквивалентности (равенство инерционной и гравитационной масс). Они считали, что при геометризации уравнений гравитационного поля А.Эйнштейн исходил именно из этого принципа. Однако мне удалось доказать теорему (см. гл. 2), согласно которой *риманова геометрия пространства событий возникает всякий раз, когда взаимодействие любой природы приводит к ускоренному локально инерциальному движению систем отсчета.*

Общерелятивистская электродинамика представляла собой принципиальное изменение основ электродинамики Максвелла–Лоренца. В ней допускались преобразования координат, соответствующие переходу из инерциальной системы отсчета в ускоренную локально лоренцову систему, при этом электромагнитные поля, подобно символам Кристоффеля в теории Эйнштейна, имели нетензорный закон преобразования. Конечно, в частном случае, когда мы ограничиваемся преобразованиями Лоренца, электромагнитные поля вновь приобретали тензорный закон преобразования.

По внешнему виду уравнения поля геометризированной электродинамики напоминали уравнения Эйнштейна

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R = \frac{8\pi e}{mc^4}T_{ik} \qquad (1)$$

с новой константой, стоящей перед тензором энергии-импульса материи T_{ik}. Сильные электромагнитные поля, удовлетворяющие уравнениям поля (1), искривляют пространство событий геометризированной электродинамики. При этом потенциал электромагнитного поля оказывается симметричным тензором второго ранга a_{ik} [5], образующим совместно с метрическим тензором плоского пространства η_{ij} метрический тензор общерелятивистской электродинамики $g_{ij} = \eta_{ij} + k\, a_{ij}$, где $k = e/m$ – удельный заряд пробной частицы.

Как только были осмыслены основные принципы и уравнения общерелятивистской электродинамики, я заметил целый ряд ее необычных свойств.

Во-первых, уравнения (1) переходили в уравнения электродинамики Максвелла

$$\partial_i \partial^i A_k = \frac{4\pi}{c} j_k$$

с векторным потенциалом вида

$$A_0 = \frac{1}{2} a_{00} c^2 \frac{dx^0}{ds}, \quad A_\alpha = a_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0} + \frac{c^2}{2} a_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{ds_0},$$

$$\alpha, \beta = 1, 2, 3$$

в приближении слабых полей ($E, H \ll 10^{16}$ ед. СГСЭ) и при не слишком больших скоростях[1].

Во-вторых, в ней допускалось ускоренное безызлучательное движение зарядов в поле центральных сил (общерелятивистский аналог принципа Бора [9]), т.е. один из основных квантовых принципов содержался как следствие в ее уравнениях.

В-третьих, решения вакуумных уравнений ($R_{ik} = 0$) общерелятивистской электродинамики позволяли получать не только потенциал Кулона, но и новые статические потенциалы, образующие потенциальные энергии вида

$$U = -mc^2 \frac{r_N^2}{r^2 + r_N^2}, \quad r_N = \text{const},$$

$$U = -\frac{mc^2}{2} \frac{r r_e + 2r_N^2}{r^2 + r_N^2}, \quad r_e = \pm 2Zze^2/mc^2 = \text{const}.$$

Эти потенциалы обобщают кулоновский и имеют короткодействующий характер.

В-четвертых, энергия электростатического кулоновского поля заряда в геометризированной электродинамике оказывалась конечной величиной, поскольку интервал

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_e}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_e}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2),$$

описывающий взаимодействие заряда $-ze$ массы m с центральным зарядом Ze, показывает, что взаимодействие начинается с трехмерной сферы радиуса $r_e = 2Zze^2/mc^2$. Этот радиус представляет собой аналог гравитационного радиуса $r_g = 2MG/c^2$ теории гравитации Эйнштейна. При взаимодействии электрона с позитроном эта сфера имеет величину двойного классического радиуса электрона (примерно $5,6 \times 10^{-13}$см).

---

[1] Отметим, что отклонение от кулоновского рассеяния α-частиц на ядрах было обнаружено Э.Резерфордом [6] в полях $E, H \approx 10^{16}$ ед. СГСЭ, а при больших скоростях электронов отклонение от кулоновского рассеяния на ядрах было обнаружено Э.Кизингером [7] и Р.Хофштадтером [8].

Полученное таким образом «обрезание» устраняет расходимости из уравнений электродинамики при интегрировании собственной энергии заряда, сохраняя при этом ее релятивистскую инвариантность.

В-пятых, новые потенциалы позволили фундаментальным образом описать (см. гл. 4) открытое Э.Резерфордом отклонение от кулоновского рассеяния α-частиц на ядрах (ядерные взаимодействия), что приводит к естественному объединению электромагнитных и ядерных взаимодействий на уровне потенциалов.

Эти обнадеживающие свойства геометризированных уравнений электромагнитного поля уверили меня в правильности избранного пути, хотя я и понимал, что проблема единой теории поля еще далека от своего завершения. Дело в том, что тензор энергии-импульса материи, стоящий в правой части уравнений (1), имеет феноменологическую природу и, подобно тензору энергии-импульса материи в уравнениях Эйнштейна, фактически вводится в уравнения руками. А. Эйнштейн считал такое положение вещей временным и много сил потратил на то, чтобы найти уравнения поля с геометризированной правой частью. Геометризация полей, определяющих тензор энергии-импульса материи, является частью эйнштейновской программы единой теории поля [10]. А. Эйнштейн также считал, что геометризация полей материи позволит нам найти уравнения «совершенной квантовой теории» [11].

Кроме этой идеи общего характера, выдвинутой А. Эйнштейном, перед геометризированной электродинамикой встали проблемы, без решения которых невозможно было бы развитие теории:

как описывать излучение заряда (например, при переходе с одной стационарной орбиты электрона в атоме на другую);

каким образом связана общерелятивистская электродинамика с современной квантовой электродинамикой (например, с уравнением Дирака);

как связаны между собой уравнения гравитации Эйнштейна с уравнениями электродинамики (1), т.е. существуют ли единые уравнения, из которых следовали бы уравнения Эйнштейна и уравнения (1) в виде частных случаев.

Но поскольку теория, созданная мной, была принята в то время научной общественностью без особого энтузиазма, то и решать эти проблемы, естественно, пришлось мне. Я понимал, что их решение выходит за рамки римановой геометрии, на которой базируются теория гравитации Эйнштейна и общерелятивистская электродинамика с уравнениями поля (1).

Изучая классические геометрии по работам Я. Схоутена, я пришел к выводу, что для решения возникших проблем более всего подходит геометрия Римана–Картана, обладающая не только римановой кривизной, но и кручением. В 70-е годы эта геометрия использовалась многими физиками-теоретиками в общей теории относительности.

Рассуждал я тогда следующим образом. Уравнения геодезических пространства Римана–Картана после умножения на пробную массу содержат дополнительную (по сравнению с геодезическими пространства Римана) силу, порождаемую кручением. Когда эта сила равна нулю, то мы получаем обычные уравнения движения теории гравитации Эйнштейна или уравнения движения общерелятивистской электродинамики [5].

В данном случае система отсчета, связанная с массой или зарядом, – это ускоренная локально лоренцова система, а заряд или масса движется хотя и ускоренно, но без излучения. Излучение появляется тогда, когда ускоренная система отсчета, связанная с зарядом или массой, перестает быть локально лоренцовой за счет действия дополнительной силы в уравнениях движения, определяемой кручением.

Доказательство того, что ускоренная система отсчета, движущаяся согласно уравнениям геодезических пространства Римана–Картана, не локально лоренцова, следовало из тензорного закона преобразования кручения относительно произвольных координатных преобразований. Поэтому при переходе к локальным (или нормальным [12]) координатам символы Кристоффеля, описывающие сильные гравитационные или электромагнитные поля, локально равны нулю, а тензор кручения локально в нуль не обращался.

Таким образом, получалось, что излучают только те массы и заряды, с которыми связаны ускоренные локально неинерциальные системы отсчета, движущиеся под действием поля кручения; при этом сила, порождаемая кручением, интерпретировалась как сила реакции излучения.

Другим важным для моих поисков свойством геометрии Римана-Картана являлась возможность представить тензор полной кривизны этого пространства в виде суммы тензора римановой кривизны и определенной комбинации, составленной из квадратичных комплексов тензора кручения и ковариантных производных тензора кручения. Это позволяло (при определенном условии) рассматривать кручение пространства как источник римановой кривизны.

Несмотря на такие интересные свойства геометрии Римана–Картана она не годилась для решения перечисленных выше проблем по следующим причинам:

в отличие от символов Кристоффеля тензор кручения не имеет потенциалов, т.е. не может быть представлен в виде производных от каких-либо геометрических величин;

кручение определяет риманову кривизну только в том случае, если сделать дополнительное предположение о равенстве нулю полного тензора кривизны геометрии Римана–Картана.

Последнее из требований означало, что необходимая для построения теории геометрия должна обладать *абсолютным параллелизмом* (по определению, пространство обладает абсолютным параллелизмом, если его тензор кривизны обращается в нуль).

Я познакомился с работами А. Эйнштейна (их всего 13), в которых он использовал геометрию абсолютного параллелизма (геометрию A_4) для поиска уравнений единой теории поля, однако они не решали поставленных им же самим задач, о чем он сам неоднократно говорил.

Замечательным свойством геометрии абсолютного параллелизма является то, что ее кручение $\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i} = -\Omega_{kj}^{\cdot\cdot i}$ имеет «потенциал», в качестве которого выступает тетрада $e^a{}_k$

$$\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i} = e^i{}_a e^a{}_{[k,j]} = \frac{1}{2} e^i{}_a (e^a{}_{k,j} - e^a{}_{j,k}). \qquad (2)$$

Используя необходимые для моих исследований свойства геометрии A_4, я опубликовал в 1976 г. работу [13], в которой показал, что проблема геометризации правой части уравнений Эйнштейна и уравнений общерелятивистской электродинамики может быть успешно решена, если в качестве пространства событий использовать геометрию не Римана, а абсолютного параллелизма (см. ч. 2). Новые уравнения поля записывались в виде

$$R_{jm} - \frac{1}{2} g_{jm} R = \nu T_{jm}, \qquad (3)$$

где тензор энергии-импульса материи

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu}\{(\nabla_{[i}T^{i}{}_{|j|m]} + T^{i}{}_{s[i}T^{s}{}_{|j|m]}) -$$
$$-\frac{1}{2}g_{jm}g^{pn}(\nabla_{[i}T^{i}{}_{|p|n]} + T^{i}{}_{s[i}T^{s}{}_{|p|n]})\}, \qquad T_{[jm]} = 0 \tag{4}$$

имеет геометрическую природу и посредством величин

$$T^{i}{}_{jk} = -\Omega_{jk}{}^{\cdot\cdot i} + g^{im}(g_{js}\Omega_{mk}{}^{\cdot\cdot s} + g_{ks}\Omega_{mj}{}^{\cdot\cdot s}) \tag{5}$$

определяется через кручение (2) геометрии A_4.

Поскольку величины (5), называемые в математике коэффициентами вращения Риччи, определяют геометризированный тензор энергии-импульса (4), то было бы разумно назвать их *полями материи*. Из формул (5) и (2) следует, что поля материи формируются кручением пространства абсолютного параллелизма. Легко видеть, что формально уравнения (3) подобны уравнениям Эйнштейна, если положить $\nu = \nu_g = 8\pi G/c^4$, или уравнениям общерелятивистской электродинамики (1), если считать, что $\nu = \nu_e = 8\pi e/mc^4$. С другой стороны, множитель ν в уравнениях (3) сокращается после подстановки соотношения (4) в уравнения (3), поэтому уравнения поля (3) первоначально не содержат никаких физических констант. Таковой оказалась цена за геометризацию тензора энергии-импульса материи и полей, его образующих. Меня это нисколько не смутило, поскольку вакуумные уравнения Эйнштейна $R_{jm} = 0$ тоже не содержат никаких физических констант. Поэтому уравнения (3) я стал рассматривать как обобщение вакуумных уравнений в пространстве с кривизной и кручением. Для случая вакуумных уравнений Эйнштейна $R_{jm} = 0$ левая часть уравнений (3) оказывается одинаковой как в теории гравитации Эйнштейна, так и в теории, построенной на базе геометрии A_4. Однако левая часть уравнений (3) в этом случае представляет собой уравнения

$$\nabla_{[i}T^{i}{}_{|j|m]} + T^{i}{}_{s[i}T^{s}{}_{|j|m]} = 0,$$

которым удовлетворяет поле кручения (2). Подобных уравнений нет ни в теории Эйнштейна, ни в общерелятивистской электродинамике.

Все эти необычные свойства уравнений (3) позволили заключить, что мной найдено принципиальное обобщение уравнений Эйнштейна и уравнений геометризированной электродинамики (1), приводящее к их естественному объединению. Как правило, принципиальное обобщение какой-либо фундаментальной физической теории сопровождается выдвижением нового физического принципа. Много лет спустя я понял, что для физического обоснования уравнений поля (3) необходимо дополнить эйнштейновский общий принцип относительности *вращательной относительностью* (см. гл. 1).

Для отличия от уравнений Эйнштейна и уравнений общерелятивистской электродинамики (1) мои друзья посоветовали называть уравнения (3) с геометризированным тензором энергии-импульса (4) уравнениями Шипова–Эйнштейна.

Как всегда, при решении какого-либо принципиального вопроса вновь возникают проблемы, но уже другого, более высокого уровня, а именно: каким методом решать уравнения поля (3); с каким физическим полем связано поле материи $T^{i}{}_{jk}$; какой физический принцип, расширяющий общий принцип относительности Эйнштейна, надо ввести, для того чтобы дать физическое обоснование уравнениям, (3) и т.д.

Занимаясь первым из этих вопросов, я нашел три метода для решения уравнений Шипова–Эйнштейна [13]. Это прежде всего методы спиновых коэффициентов Ньюмена–Пенроуза [14], внешних дифференциальных форм Дебнея–Керра–Шильда [15] и Вайдя [16]. В отличие от решения уравнений Эйнштейна любое решение уравнений Шипова–Эйнштейна (3) позволяло найти не только риманову метрику, но и явный вид тензора энергии-импульса (4), создающего эту метрику. Кроме того, отдельно вычислялись компоненты тензора кручения (2) для данного точного решения.

Далее, используя точное решение уравнений Шипова–Эйнштейна с римановой метрикой типа метрики Шварцшильда и подставляя полученные из решения $\Gamma^i{}_{jk}$ и $T^i{}_{jk}$ в уравнения геодезических пространства A_4

$$\frac{d^2x^i}{ds^2} + \Gamma^i{}_{jk}\frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds} + T^i{}_{jk}\frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds} = 0, \tag{6}$$

описывающие движение пробной массы m в этой метрике, можно искать соответствия уравнений (6) известным физическим уравнениям. Действуя таким образом, я установил, что частицеподобные решения уравнений Шипова–Эйнштейна приводят к потенциалам, содержащим константы гравитационного, электромагнитного и ядерного взаимодействия.

В результате исследований удалось установить [17], что поля $T^i{}_{jk}$, образующие тензор материи в полностью геометризированных уравнениях Шипова–Эйнштейна, оказываются *полями инерции*, вызывающими силы инерции в ускоренных системах отсчета. Оказалось также, что уравнения (6) описывают движение ускоренных локально неинерциальных систем отсчета, которые становятся локально инерциальными лишь при условии, что сила инерции

$$F_1^i = -mT^i{}_{jk}\frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds}$$

обращается в нуль [9]. Удалось также показать, что хотя в инерциальных (и локально инерциальных) системах отсчета силы инерции равны нулю, поле инерции отлично от нуля (в силу свойств симметрии поля инерции $T^i{}_{jk}$, которые определяются соотношением (5)).

Этот результат заставил обратить внимание на проблему полей и сил инерции в теоретической физике, начиная с классической механики и кончая современной теорией поля. Оказалось, что эта проблема, сформулированная еще И. Ньютоном [18], до сих пор является *наименее разработанной частью современной физики* [19]. Тогда я понял, что найден не только правильный путь для поиска уравнений единой теории поля, но и новый фундаментальный объект исследования теоретической физики – поле инерции. Основные результаты исследований уравнений Шипова–Эйнштейна таковы.

Во-первых, пространство событий в теория поля, учитывающей вращательную относительность, имеет структуру геометрии абсолютного параллелизма.

Во-вторых, поля материи – это *торсионные поля*[2], являющиеся источником нового вида взаимодействий – торсионных.

В-третьих, торсионные поля $T^i{}_{jk}$ в механике порождают силы инерции.

В-четвертых, удалось установить существование ускоренных локально инерциальных систем отсчета второго рода и предсказать возможность построения движителя принципиально нового типа (см. гл. 4, 5).

[2]Название *торсионные поля* происходит от английского слова *torsion*, что означает кручение.

В-пятых, появилась основа для фундаментального объединения (на базе единых потенциалов) сильных электромагнитных и гравитационных взаимодействий.

Новые представления о полях и силах инерции выводят нас за рамки некоторых теорем, сформулированных ранее в классической механике. Например, теорема сохранения импульса центра масс изолированной механической системы принимает более общую формулировку, если учитывать силы инерции, которые:

1) не удовлетворяют третьему закону Ньютона (в классической механике);

2) являются одновременно как внутренними, так и внешними по отношению к изолированной (в механическом смысле) системе.

На основе обобщенного закона сохранения центра масс изолированной механической системы предложена модель движителя, позволяющая перемещать его центр масс за счет управления силами инерции, действующими на этот центр (см. гл. 5). В настоящее время модель проходит всестороннюю экспериментальную проверку.

Интенсивный поиск окончательных динамических уравнений, которым подчиняются поля инерции закончился изданием в 1979 г. на химическом факультете МГУ моей первой монографии [20]. В ней в качестве динамических уравнений для полей инерции ${T^i}_{jk}$ была предложена следующая система уравнений:

$$\overset{*}{\nabla}_{[k}\, {e^a}_{j]} = \nabla_{[k} {e^a}_{j]} + {T^i}_{[kj]} {e^a}_i = 0, \tag{7}$$

$$ {S^i}_{jkm} = {R^i}_{jkm} + 2\nabla_{[k} {T^i}_{|j|m]} + 2{T^i}_{s[k} {T^s}_{|j|m]} = 0, \tag{8}$$

$$\overset{*}{\nabla}_{[k}\, {P^i}_{jk]m} = 0, \tag{9}$$

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

где ${S^i}_{jkm}$ – тензор кривизны пространства A_4, $\overset{*}{\nabla}_k$ – ковариантная производная относительно связности абсолютного параллелизма
${\triangle^i}_{jk} = {\Gamma^i}_{jk} + {T^i}_{jk}$; ∇_k – ковариантная производная относительно связности ${\Gamma^i}_{jk}$ и ${P^i}_{jkm} = 2\nabla_{[k} {T^i}_{|j|m]} + 2{T^i}_{s[k} {T^s}_{|j|m]}$.

Уравнения (7)–(9) обладали рядом интересных свойств:

из уравнений (8) следовали уравнения Шипова–Эйнштейна (3) с геометризированным тензором энергии-импульса (4);

уравнения (7) и (8) совпадали с основными уравнениями формализма Ньюмена–Пенроуза [14];

они допускали спинорную формулировку, подобную той, которая используется в формализме Ньюмена–Пенроуза;

их можно было представить в виде $SL(2.C)$ калибровочной теории Янга–Миллса;

можно было записать лагранжиан, из которого с помощью вариационного принципа эти уравнения выводились и т.д.

Было также показано (правда, в нынешнем понимании, не достаточно строго), что в инерциальных системах отсчета поля инерции, образующие плотность материи, удовлетворяют волновым уравнениям, подобным уравнению Шредингера современной квантовой механики [20]. При этом *волновая функция квантовой теории оказывается связанной с реальным физическим полем – полем инерции* и получает детерминистическую интерпретацию [21].

Изучение физических свойств полей инерции убедило меня в том, что эти поля играют в физике первостепенную роль и что явление инерции связывает классическую и квантовую физику не только на формальном уровне, но и на уровне физических принципов. Это означало, что динамические уравнения для полей инерции

(7)– (9) реализуют в себе эйнштейновскую программу - минимум по геометризации электромагнитного поля и программу - максимум по геометризации полей материи, т.е. квантовых полей. В то время объявлять об этом фантастическом результате я не решался, зная что А.Эйнштейн несколько раз делал это ошибочно и тем самым дискредитировал в глазах научной общественности саму попытку заявить о реализации программы единой теории поля.

Несмотря на ряд публикаций и многочисленные выступления на научных семинарах и конференциях (и даже чтение лекций на химическом факультете МГУ и в Институте проблем нефти и газа им. И. М. Губкина в 1980 – 1985 г.) специалисты в области общей теории относительности и теории гравитации нашей страны хранили глубокое молчание по поводу результатов моих исследований. Первое сообщение о перспективности работы [22], опубликованной в 1977 г., было сделано Международной комиссией по общей теории относительности и гравитации [23]. Это была очень важная для меня моральная поддержка, и я продолжил исследования, опираясь на собственные результаты.

Уравнения динамики полей инерции (7)–(9), подобно вакуумным уравнениям Эйнштейна и уравнениям Шипова–Эйнштейна (3), не содержат первоначально никаких физических констант. Поэтому и те и другие можно было рассматривать как обобщение вакуумных уравнений Эйнштейна.

Заменяя материю кручением пространства A_4, мы тем самым переходим к чисто пространственному описанию полей материи и внешних полей. Следуя У. Клиффорду [24], можно теперь сказать, что в мире не происходит ничего, кроме изменения кривизны и кручения пространства. Эту идею еще в большей степени реализуют динамические уравнения для полей инерции (7)–(9). Они не содержат ничего, кроме геометрических характеристик пространства с геометрией A_4, частным случаем которой является геометрия Г. Минковского.

В 1985 г. я отмечал [25], что уравнения (7) и (8) представляют собой структурные уравнения Картана геометрии абсолютного параллелизма, которые, как оказалось [26], являются одновременно структурными уравнениями соответственно группы трансляций (группа T_4) и группы вращений (группы $O(3.1)$).

Структурные уравнения геометрии A_4 не были использованы А. Эйнштейном и его последователями в качестве новых физических уравнений. Правда они рассматривались Э. Ньюменом и Р.Пенроузом только как вспомогательные уравнения для поиска решений уравнений Эйнштейна [14], однако Э.Ньюмен и Р.Пенроуз не заметили их связи с геометрией абсолютного параллелизма.

Теперь надо было дать физическое обоснование для введения уравнений (7) и (8) в качестве новых фундаментальных уравнений физики. Было ясно, что их утверждение как новых физических уравнений требует расширения не только общего принципа относительности, но и принципа вращательной относительности. Поиски этого нового принципа продолжались в течение 1980 – 1989 гг. В результате удалось установить:

1) уравнения (7) и (8) описывают структуру десятимерного пространства событий произвольно ускоренных четырехмерных систем отсчета с четырьмя трансляционными координатами x^0, x^1, x^2, x^3 и шестью угловыми координатами: тремя пространственными углами $\varphi^1, \varphi^2, \varphi^3$ и тремя псевдоевклидовыми $\theta^1, \theta^2, \theta^3$;

2) кроме четырех уравнений движения (6), описывающих движения начала O произвольно ускоренной системы отсчета, в геометрии A_4 существуют еще шесть

торсионных уравнений движения [25, 27]:

$$\frac{d^2e^i{}_a}{ds^2} + (\Gamma^i{}_{jk,m} + T^i{}_{jk,m} - \Gamma^i{}_{sk}\Gamma^s{}_{jm} - \Gamma^i{}_{sk}T^s{}_{jm} - \\ -T^i{}_{sk}\Gamma^s{}_{jm} - T^i{}_{sk}T^s{}_{jm} - \Gamma^i{}_{js}\Gamma^s{}_{km} - T^i{}_{js}\Gamma^s{}_{km} - \\ -\Gamma^i{}_{js}T^s{}_{km} - T^i{}_{js}T^s{}_{km})\frac{dx^k}{ds}\frac{dx^m}{ds}e^j{}_a = 0, \qquad (10)$$

описывающих изменение ориентации четырехмерной системы;

3) кроме трансляционной римановой метрики $ds^2 = e^a{}_i e_{ja} dx^i dx^j$, в геометрии A_4 существует вращательная метрика Киллинга–Картана

$$d\tau^2 = d\chi^b{}_a d\chi^a{}_b = T^a_{bi} T^b_{ak} dx^i dx^k, \qquad (11)$$

характеризующая квадрат бесконечно малого поворота векторов, образующих четырехмерную систему отсчета;

4) источником полей инерции $T^i{}_{jk}$ является четырехмерное вращение системы отсчета, при этом в группе трансляций T_4 эти поля преобразуются как тензор, а в группе вращений $O(3.1)$ они имеют нетензорный закон преобразования;

5) уравнения (9) представляют собой тождества Бианки геометрии A_4 и являются следствием уравнений (8), а их запись в общем случае имеет вид [27]

$$\nabla_{[n} R^a{}_{|b|km]} + R^c{}_{b[km} T^a{}_{|c|n]} + T^c{}_{b[n} R^a{}_{|c|km]} = 0. \qquad (12)$$

Уравнения вращательного движения (10) и вращательная метрика Киллинга–Картана (11) до сих пор в теории поля никем не использовались, поэтому их исследование применительно к наблюдаемым явлениям представляло для меня особый интерес. Оказалось, например, что первый интеграл вращательных уравнений (10), записываемый как

$$\frac{de^i{}_a}{ds} + \Gamma^i{}_{jk}e^j{}_a\frac{dx^k}{ds} + T^i{}_{jk}e^j{}_a\frac{dx^k}{ds} = 0,$$

в локальном базисе переходит в четырехмерные уравнения Френе [12]. Использование этих уравнений в электродинамике, которая следует из динамических уравнений для полей инерции (7) – (9), позволяет теоретически предсказать существование электроторсионной компоненты $E_{\kappa\chi}$ в излучении заряженных частиц со спином [28] вида (см. также гл. 5)

$$E_{\kappa\chi} = \frac{2e}{3c^3}\kappa\chi,$$

где κ – кривизна траектории заряда, определяемая внешним электромагнитным полем, а χ – кручение траектории, задаваемое спином. Этот теоретический вывод блестяще подтверждается многочисленными экспериментами, проводимыми с использованием *торсионных генераторов* Акимова [29].

Поскольку точные решения динамических уравнений для полей инерции (7) и (8) позволяли вычислить не только трансляционную метрику Римана, но и вращательную метрику Киллинга–Картана (11), то стало ясно, в каком направлении надо расширять эйнштейновский принцип общей относительности. Необходимо было добавить к трансляционной относительности Эйнштейна вращательную относительность, связанную с преобразованиями в угловых координатах в группе $O(3.1)$ и с метрикой (11). Для уравнений (7) и (8) группа $O(3.1)$ является группой «внутренних» калибровочных симметрий. Кроме того, вращения учитывают киральные симметрии, позволяя различать правое и левое вращения.

Исходя из этого, в 1988 г. я выдвинул *принцип всеобщей относительности* [30], который требует относительности всех физических полей и включает в себя поступательную, вращательную (калибровочную, киральную) и конформную относительность.

Вращательная относительность привела к относительности полей материи (поле материи $T^{i}{}_{jk}$ может быть обращено в нуль с помощью преобразований в группе $O(3.1)$), поэтому в уравнениях (7) и (8) относительными являются не только внешние поля (гравитационные и электромагнитные), описываемые символами Кристоффеля, но и поля материи (квантовые поля). Для выполнения всеобщей относительности необходимо было добавить конформную относительность, делающую относительным тензор кривизны $R^{i}{}_{jkm}$, через который вычисляются массы, заряды и другие характеристики частицеподобных решений. В результате все физические объекты становятся относительными, приобретая возможность менять свои массы, заряды, спины и т.д. при рождении из вакуума. Именно это понимание принципа всеобщей относительности позволяет воспринимать пустоту (или пустое пространство A_4) как физический вакуум – источник любой материи.

Простейшая геометрия A_4 – геометрия Минковского – обладает равной нулю римановой кривизной и равным нулю тензором кручения. Поэтому возникла идея, что именно геометрия Минковского описывает на языке геометрии основное низшее состояние всех физических полей – абсолютный вакуум.

Завершением эйнштейновской единой теории поля явилось выдвижение в 1988 г. новой научной программы – *программы всеобщей относительности и теории физического вакуума* [31] с уравнениями вакуума следующего вида [32]:

$$\nabla_{[k}e^{a}{}_{m]} - e^{b}{}_{[k}T^{a}{}_{|b|m]} = 0, \qquad (A)$$

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

$$i,j,k... = 0,1,2,3, \qquad a,b,c... = 0,1,2,3,$$

допускающими также конформную инвариантность. В работе словацкого физика и философа В. Скальского [33] они впервые были названы именем автора.

Уравнения (A) и (B) записаны в векторном базисе. Фактически это матричная запись уравнений (7) и (8), в которых матрицы $e^{a}{}_{m}$, $T^{a}{}_{bm}$ и $R^{a}{}_{bkm}$ выступают как основные калибровочные потенциалы и поля теории физического вакуума. Далее я заметил, что если в качестве системы наблюдения выбрать комплексную световую тетраду $z^{a}{}_{k}$ [14], связанную со световой волной, то уравнения вакуума (A) и (B) могут быть записаны в спинорном базисе в виде геометризированной системы фундаментальных физических уравнений – уравнений Гайзенберга–Эйнштейна–Янга–Миллса

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}}o_{\alpha} = \gamma o_{\alpha}o_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} - \alpha o_{\alpha}o_{\beta}\bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \beta o_{\alpha}\iota_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} + \varepsilon o_{\alpha}\iota_{\beta}\bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \tau\iota_{\alpha}o_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} +$$

$$+\rho\iota_{\alpha}o_{\beta}\bar{\iota}_{\dot{\chi}} + \sigma\iota_{\alpha}\iota_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} - \kappa\iota_{\alpha}\iota_{\beta}\bar{\iota}_{\dot{\chi}}, \qquad (\overset{+}{A}{}^{s^+}.1)$$

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}}\iota_{\alpha} = \nu o_{\alpha}o_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} - \lambda o_{\alpha}o_{\beta}\bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \mu o_{\alpha}\iota_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} + \pi o_{\alpha}\iota_{\beta}\bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \gamma\iota_{\alpha}o_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} +$$

$$+\alpha\iota_{\alpha}o_{\beta}\bar{\iota}_{\dot{\chi}} + \beta\iota_{\alpha}\iota_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} - \varepsilon\iota_{\alpha}\iota_{\beta}\bar{\iota}_{\dot{\chi}}, \qquad (\overset{+}{A}{}^{s^+}.2)$$

$$2\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}} + \Lambda\varepsilon_{AB}\varepsilon_{\dot{C}\dot{D}} = \nu T_{A\dot{C}B\dot{D}}; \qquad (\overset{+}{B}{}^{s^+}.1)$$

$$C_{A\dot{B}C\dot{D}} - \partial_{C\dot{D}}T_{A\dot{B}} + \partial_{A\dot{B}}T_{C\dot{D}} + (T_{C\dot{D}})_{A}{}^{F}T_{F\dot{B}} + (T^{+}{}_{\dot{D}C})^{\dot{F}}{}_{\dot{B}}T_{A\dot{F}} -$$

$$-(T_{A\dot{B}})_C{}^F T_{F\dot{D}} - (T^{+}{}_{\dot{B}A})^{\dot{F}}{}_{\dot{D}} T_{C\dot{F}} - [T_{A\dot{B}}\ , T_{C\dot{D}}] = -\nu J_{A\dot{B}C\dot{D}}, \qquad (\overset{+}{B}{}^{s+}.2)$$

$$\alpha, \beta ... = 0, 1, \qquad \dot{\chi}, \dot{\mu} ... = \dot{0}, \dot{1}; \qquad A, C ... = 0, 1, \qquad \dot{B}, \dot{D} ... = \dot{0}, \dot{1},$$

которые описывают рождение квадриг Я.Терлецкого из вакуума [34].

Когда физик-теоретик предлагает новые физические уравнения, претендующие на обобщение уже известных, проверенных на опыте, он должен предъявить к новым уравнениям целый ряд требований.

1. Необходимо проверить, удовлетворяют ли новые уравнения принципу соответствия, т.е. переходят ли они в старые уравнения в некотором предельном случае. Такая проверка была проведена для уравнений вакуума (A), (B) и было показано, что соответствие основным фундаментальным уравнениям физики для них выполняется (см. гл. 3).

2. Если предлагаемые уравнения носят фундаментальный характер, то для их обоснования необходимо ввести новый фундаментальный физический принцип, обобщающий старые принципы (или принцип). Уравнения вакуума базируются на всеобщем принципе относительности, который объединяет принципы квантовой теории с принципами общей теории относительности (см. гл. 2, 4).

3. Новые уравнения должны описывать не только изученные физикой явления, но и предсказывать новые, еще неизвестные. Более того, новые уравнения должны объяснять наблюдаемые явления, квалифицированные наукой, базирующейся на старых уравнениях, как аномальные. Уравнения (A), (B) удовлетворяют и этому требованию (см. гл. 4, 5), поскольку они, например, предсказывают существование новых физических объектов, которые по своим физическим свойствам могут претендовать на роль посредника в психофизических явлениях.

4. Новая теория должна снять трудности, существующие в старой. Теория вакуума решает эту проблему (см. гл. 1, 3, 4).

5. Новая фундаментальная теория требует нового математического аппарата.

Уравнения теории физического вакуума базируется на геометрии абсолютного параллелизма, обладающей спинорной структурой.

Если осмелиться предположить, что уравнения, найденные мной, относятся к числу фундаментальных уравнений физики, то можно построить график, отражающий вклад автора в развитие фундаментальной физики (рис.1).

Нет ничего практичней хорошей теории. Теория вакуума в полной мере подтверждает этот тезис, поскольку она описывает не только известные эксперименты, но и предсказывает целый ряд новых неизвестных ортодоксальной науке явлений. Более того, возникли новые физические инструменты – генераторы и приемники торсионных полей, которые привели к появлению суперсовременных, весьма эффективных технологий (см. гл. 5). В настоящее время некоторые торсионные технологии доведены до уровня *коммерческого продукта* с высоким уровнем прибыли. Такое в науке происходит впервые, поскольку ни одна из фундаментальных физических теорий прошлого не смогла за относительно короткий период времени стать «теорией под ключ», т.е. включить в себя все звенья цепочки *теория–эксперимент–технология–коммерческий продукт.*

Наши современные представления об источнике всех частиц и полей связываются с физическим вакуумом – основным состоянием любого вида материи. С моей точки зрения, *проблема создания единой теории поля получила свое решение в теории физического вакуума.* Как появляются фундаментальные уравнения современной физики из уравнений вакуума (A) и (B), какие новые явления предсказывают

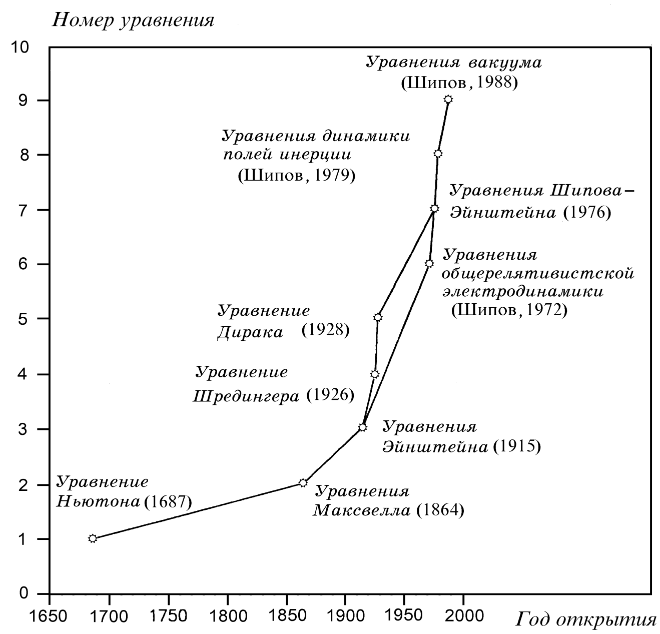

Рис. 1: Появление фундаментальных уравнений физики

и способны описать эти уравнения, какова новая картина мира? На эти и многие другие вопросы будет дан ответ в последующих главах книги. Прочитав ее, многие найдут подтверждение своим интуитивным догадкам, а главное получат стимул для дальнейших исследований в различных областях современной физики.

Глава 1

Нерешенные проблемы современной теоретической физики

1.1. Проблема сил инерции

Проблема сил и полей инерции в классической механике и в других разделах физики является одной из запутанных. Дело в том, что силы инерции не удовлетворяют третьему закону Ньютона [35]. Кроме того, возникают трудности в разделении их на внешние и внутренние по отношению к изолированной системе. Наши знания об этих силах почти не изменились со времен И. Ньютона. В знаменитой книге А. Пайса «Научная деятельность и жизнь Альберта Эйнштейна» автор замечает: «По моему мнению, проблема происхождения инерции была и остается наиболее темным вопросом в теории частиц и полей» [19].

В нашей стране дискуссии по проблеме сил инерции периодически возникают через 20–30 лет. Основные вопросы, которые при этом обсуждаются, следующие:

1) реальны ли силы инерции;

2) что является их источником;

3) являются ли они внешними или внутренними силами по отношению к изолированной механической системе.

Анализ учебников по теоретической механике показывает отсутствие единого мнения по этим вопросам. Например, по вопросу, реальны или нереальны силы инерции, мнения распределяются (приблизительно) следующим образом:

60% авторов считает, что силы инерции нереальны [36];

20% – что они реальны [37];

10% – что часть сил инерции реальна, а часть нереальна;

10% авторов вообще обходят этот вопрос.

Силы инерции наблюдаются в ускоренных системах отсчета, поэтому И. Ньютон, Л. Эйлер, Э. Мах, А. Эйнштейн и многие другие исследователи рассматривали эти силы как реальные.

Из опыта также следует, что при ускоренном движении в протяженном теле возникает поле сил инерции, равнодействующая которых приложена (иногда) к центру масс данного тела. Поэтому целесообразно поставить вопрос об изучении физических свойств поля инерции, порождающего силы инерции. Полагаю, что *вопрос о силах и тем более о полях инерции выходит далеко за рамки не только механики Ньютона, но и классической механики вообще.*

1.1.1. Четыре типа сил инерции

В настоящее время в нерелятивистской механике ускоренных систем отсчета известны четыре типа сил инерции. Три силы связаны с вращением в трехмерном пространстве, а именно:

центробежная

$$\mathbf{F}_1 = -m[\omega[\omega\mathbf{r}]], \tag{1.1}$$

сила Кориолиса

$$\mathbf{F}_2 = -2m[\omega\mathbf{v}] \tag{1.2}$$

и сила, связанная с вращательным ускорением,

$$\mathbf{F}_3 = -m[\dot{\omega}\mathbf{r}]. \tag{1.3}$$

Четвертая сила инерции

$$\mathbf{F}_4 = -m\mathbf{W} \tag{1.4}$$

возникает при поступательном ускорении тела $\mathbf{W}$ и также связана с вращением в пространственно-временных плоскостях (рис.1.1), поэтому единое описание всех сил инерции требует релятивистского подхода [38]. Например, ускоренное движение тела вдоль оси x представляется через псевдоевклидов угол θ в виде

$$W = \dot{v} = c(\dot{tg\theta}),$$

где c – скорость света.

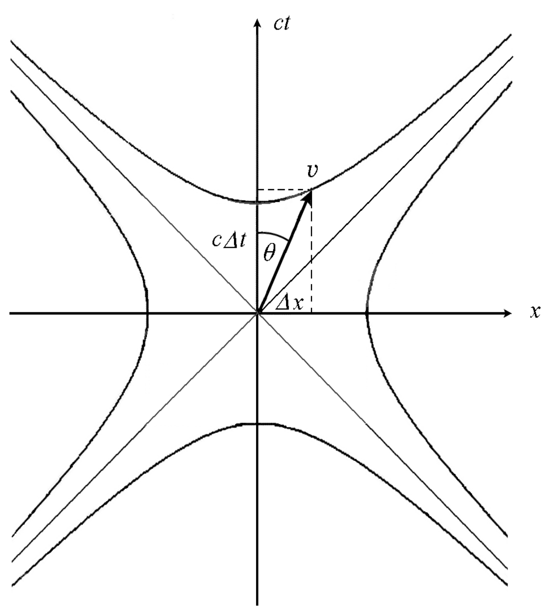

Рис. 1.1: Поступательное ускорение $W = dx/dt = c(\dot{tg\theta})$ вдоль оси x есть вращение в плоскости $ct - x$

Мы уже отметили, что силы инерции вызваны полями инерции, поэтому проблема сил инерции в классической механике не может быть успешно решена без исследования такого важного вопроса, как динамика полей инерции.

Эту проблему не решает и общая теория относительности, предложенная А. Эйнштейном. Он считал [39], что *геометрия на вращающемся диске изменяется* и вместо евклидовой становится геометрией поверхности отрицательной кривизны в трехмерном евклидовом пространстве. Из формул (1.1)–(1.3) видно, что всякое вращение материи вызывает в ней действие сил инерции. Кроме того, вращение представляет собой движение в угловых координатах (например, в углах Эйлера). Поэтому представления А.Эйнштейна о вращении не являются полными, так как риманова геометрия не учитывает движение в неголономных координатах $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$, описывающих реальное (а не координатное, как у Эйнштейна) вращение.

1.1.2. Силы инерции и вращательная относительность

Общая теория относительности Эйнштейна, специальная теория относительности и относительность Галилея–Ньютона представляют собой класс теорий, в основу которых положена поступательная относительность. В таких теориях рассматривают преобразования голономных поступательных (или трансляционных) координат. В нерелятивистской физике это преобразования координат x, y, z, а в релятивистской соответственно x^1, x^2, x^3 и $x^0 = ct$. Однако при описании вращательного движения к преобразованиям трансляционных координат необходимо добавлять преобразования угловых (или вращательных) координат. В трехмерном пространстве ими могут быть три пространственных угла $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$. Производные этих углов определяют компоненты угловой скорости в формулах (1.1)–(1.3). Для описания силы инерции (1.4) необходимо ввести дополнительно три псевдоевклидовых угла $\theta_1, \theta_2, \theta_3$, поэтому полное описание сил инерции требует расширения теории относительности путем включения в нее теории *вращательной относительности* и десятимерного пространства событий.

В отличие от голономных (интегрируемых) трансляционных координат *вращательные координаты неголономны.* Об этом свойстве вращательных координат часто забывают при исследовании проблемы сил и полей инерции.

1.2. Неголономные координаты

Известно, что в классической механике произвольно ускоренная система отсчета имеет шесть степеней свободы, поэтому взаимное положение трехмерных ускоренных систем задается шестью координатами: тремя трансляционными координатами x_1, x_2, x_3, задающими положения начала O системы отсчета, и тремя углами Эйлера $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$, определяющими их взаимную ориентацию. Этим шести степеням свободы соответствуют шесть уравнений движения механики твердого тела:

три уравнения Ньютона для центра масс твердого тела

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} \tag{1.5}$$

и три уравнения Эйлера

$$J\frac{d\omega}{dt} = \mathbf{M}, \tag{1.6}$$

описывающие вращательное движение твердого тела.

Уравнения (1.5) и (1.6) могут быть заданы на шестимерном многообразии координат $x_1, x_2, x_3, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$. В этом случае для создания теории относительности, описывающей динамику твердого тела необходимо, кроме преобразований Галилея–Ньютона для трансляционных координат $\mathbf{x}$ вида

$$\mathbf{x}' = \mathbf{x} - \mathbf{V}t, \qquad \mathbf{V} = \text{const}, \tag{1.7}$$

ввести преобразования для угловых координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$.

Геометрия такого шестимерного многообразия должна отличаться от евклидовой геометрии механики Ньютона тем, что координаты x_1, x_2, x_3 образуют полярный вектор, а координаты $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ не образуют вектора вообще. Вектор (аксиальный) образуют бесконечно малые приращения углов $d\varphi_1, d\varphi_2, d\varphi_3$.

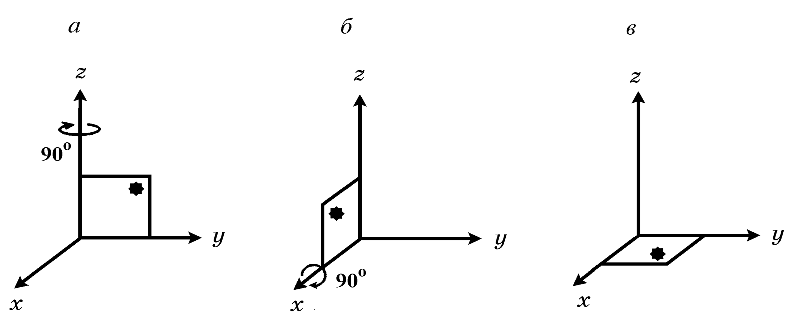

Рис. 1.2: Два последовательных поворота на угол 180° *а* – поворот на 90° по часовой стрелке вокруг оси z; *б* – то же, вокруг оси x; *в* – результат двух последовательных поворотов

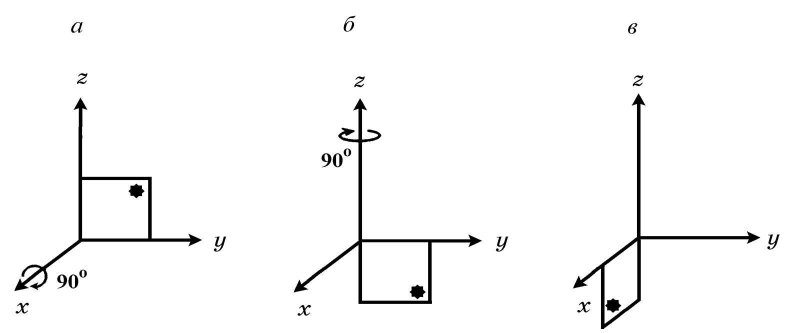

Рис. 1.3: Смена порядка последовательных поворотов на угол 180° *а* – поворот по часовой стрелке на угол 90° вокруг оси x; *б* – то же, вокруг оси z; *в* – результат двух последовательных поворотов

В общем случае полярный и аксиальный вектора имеют различные законы преобразования; если любая из координат полярного вектора является скаляром, то координаты аксиального вектора являются псевдоскалярами. Это означает, что аксиальный вектор при поворотах преобразуется как полярный вектор при трансляциях, т.е. знак проекций этого вектора на координатные оси не меняется; при дискретном преобразовании, соответствующем инверсии координатных осей, проекции аксиального вектора не меняют своего знака, в то время как проекции полярного вектора меняют знак.

Координаты $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ с указанными свойствами называются неголономными координатами (матрицы преобразования поворотов на конечный угол не коммутируют друг с другом) в отличие от голономных координат x_1, x_2, x_3. При движении в неголономных координатах результат двух поворотов на конечные углы, вообще говоря, зависит от последовательности этих поворотов. Для иллюстрации этого утверждения, рассмотрим два последовательных поворота вокруг осей x и z на углы 90° (рис. 1.2, 1.3).

Из рисунков видно, что результат двух конечных поворотов вокруг осей x и z зависит от последовательности этих поворотов (положения квадрата со звездочкой в верхнем правом углу на рис.1.2, *в* и рис.1.3, *в* не совпадают).

Аксиальные вектора различаются ориентацией, и для их полного описания необходимо задавать ориентируемые многообразия, характеризуемые правыми и левыми системами отсчета. В ориентируемых многообразиях появляются правые и левые аксиальные вектора и всякий нулевой аксиальный вектор можно представить как пару аксиальных векторов, проекции которых различаются знаками.

Примером аксиального вектора является трехмерная угловая скорость ω, входящая в уравнения Эйлера (1.6). Этот вектор преобразуется не только в группе Галилея–Ньютона (1.7), но и в группе трехмерных вращений $O(3)$, действующей на многообразии угловых координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$.

Если теперь мы захотели бы построить теорию относительности, совмещающую поступательную относительность Галилея–Ньютона с вращательной относительностью, нам необходимо было бы расширить наши представления о геометрии пространства событий такой теории.

1.3. Ограниченность специального принципа относительности в электродинамике

В современной физике электродинамика считается наиболее разработанной теорией, которая представляет собой образец построения других теорий поля. Однако еще В.Паули заметил, что уравнения Максвелла «строго справедливы только для равномерно движущихся тел и степень их точности, вообще говоря, тем больше, чем меньше ускорение материи» [40]. Ограничение на ускорение движущихся зарядов приводит к ограничению применимости специального принципа относительности в электродинамике [5, 38].

Наиболее просто доказательство ограниченности специального принципа относительности проведено в работе А. Эйнштейна «К электродинамике движущихся тел» [41]. Здесь А. Эйнштейн показывает, что *специальный принцип справедлив только при медленном ускорении заряженных частиц*.

Утверждение, что четырехмерная формулировка уравнений электродинамики, данная впоследствии Г. Минковским, снимает требование медленного ускорения зарядов при доказательстве ковариантности ее уравнений, несостоятельно. Это мы и покажем ниже.

1.3.1. Теорема Эйнштейна–Пуанкаре

Ввиду важности поднятой проблемы и из-за отсутствия в современной научной литературе работ в этом направлении приведем подробно основные положения теоремы Эйнштейна–Пуанкаре, в которой требование малости ускорения выступает основным пунктом при доказательстве ковариантности уравнений электродинамики.

Доказательство релятивистской ковариантности уравнений движения

$$\frac{d^2x^i}{ds_0^2} = \frac{e}{mc^2}F^{ik}\frac{dx_k}{ds_0} \tag{1.8}$$

невозможно провести без дополнительного условия

$$u_x = v = \mathrm{const}, \tag{1.9}$$

означающего, что скорость движения заряда u_x вдоль оси X равна скорости v инерциальной системы отсчета, т.е. *постоянна*. Действительно, плотность заряда ρ_e в некоторой инерциальной системе отсчета S связана с плотностью ρ_e' в системе отсчета S', движущейся относительно S с постоянной скоростью v, следующим образом [41]

$$\rho_e' = \rho_e(1 - \frac{u_x v}{c^2})\beta, \tag{1.10}$$

где u_x – скорость заряда в системе S и

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \tag{1.11}$$

– релятивистский множитель.

Инвариантность заряда e в системах S и S'

$$e' = e = \mathrm{inv} \tag{1.12}$$

выполняется при условии, когда плотность заряженной материи преобразуется согласно соотношению [41]

$$\rho_e' = \rho_e\beta^{-1}. \tag{1.13}$$

Эта формула совпадает с равенством (1.10) лишь тогда, когда справедливо соотношение (1.9). Иными словами, инвариантность заряда (1.12) существует только при движении зарядов с постоянной скоростью.

Пусть в системе отсчета S заряд e с массой покоя m движется согласно уравнениям

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = eE_x, \quad m\frac{d^2y}{dt^2} = eE_y, \quad m\frac{d^2z}{dt^2} = eE_z. \tag{1.14}$$

Перейдем в систему отсчета S', которая движется со скоростью $v = \mathrm{const}$ вдоль оси X. Полагая, что в системе S' уравнения (1.14) не меняют своего вида, запишем

$$m'\frac{d^2x'}{dt'^2} = e'E_x', \quad m'\frac{d^2y'}{dt'^2} = e'E_y', \quad m'\frac{d^2z'}{dt'^2} = e'E_z'. \tag{1.15}$$

Вычислим в этих уравнениях производные

$$\frac{dx'}{dt'}, \ \frac{dy'}{dt'}, \ \frac{dz'}{dt'}, \qquad \frac{d^2x'}{dt'^2}, \ \frac{d^2y'}{dt'^2}, \ \frac{d^2z'}{dy'^2},$$

используя преобразования Лоренца

$$x' = (x - vt)\beta, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = (t - \frac{xv}{c^2})\beta. \tag{1.16}$$

Вычисляя компоненты скорости заряда в системе S', имеем

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - u_x v/c^2}, \qquad u'_y = \frac{u_y}{\beta(1 - u_x v/c^2)}, \qquad u'_z = \frac{u_z}{\beta(1 - u_x v/c^2)}.$$

Соответственно для компонент ускорения находим [41]

$$\frac{d^2x'}{dt'^2} = \frac{du'_x}{dt'} = \frac{1}{\beta}\frac{\dot u_x(1 - u_x v/c^2) + (u_x - v)\dot u_x v/c^2}{(1 - u_x v/c^2)^3}\ , \tag{1.17}$$

$$\frac{d^2y'}{dt'^2} = \frac{du'_y}{dt'} = \frac{1}{\beta}\frac{\dot u_y(1 - u_x v/c^2) + u_y \dot u_x v/c^2}{(1 - u_x v/c^2)^3}\ , \tag{1.18}$$

$$\frac{d^2z'}{dt'^2} = \frac{du'_z}{dt'} = \frac{1}{\beta}\frac{\dot u_z(1 - u_x v/c^2) + u_z \dot u_x v/c^2}{(1 - u_x v/c^2)^3}\ , \tag{1.19}$$

где

$$\dot u_x = du_x/dt, \quad \dot u_y = du_y/dt, \quad \dot u_z = du_z/dt. \tag{1.20}$$

Пусть теперь в системе отсчета S' заряд «мгновенно покоится» [41], тогда выполняются соотношения

$$u'_x = 0, \qquad u_x = v = \mathrm{const}, \qquad e' = e = \mathrm{inv}, \qquad m' = m, \tag{1.21}$$

где m – масса покоя заряда. Поскольку движение идет только вдоль оси X, то составляющие скорости вдоль осей Y и Z равны нулю

$$u_y = u_z = 0. \tag{1.22}$$

Выражение «мгновенно покоится» означает, что система отсчета S' связана в данный момент с самим зарядом. Для заряда, движущегося прямолинейно и равномерно, S' является системой отсчета, в которой он «мгновенно покоится» во всех точках траектории. Поэтому для рассматриваемой ситуации, когда выполняются условия (1.21, 1.22), обращаются в нуль как производные (1.17)–(1.19), так и производные (1.20), поскольку заряд движется относительно системы S прямолинейно и равномерно со скоростью $u_x = v = \mathrm{const}$. Очевидно, что прямолинейное и равномерное движение зарядов происходит в отсутствие внешних полей, поэтому уравнения движения (1.15) строго ковариантны относительно преобразований Лоренца (1.16) только для свободных зарядов.

Предположим теперь, что заряд движется, согласно уравнениям (1.15), с малым ускорением, вызываемым внешним электрическим полем с напряженностью **E**. Теперь условия (1.21) выполняются лишь приближенно

$$u'_x \simeq 0, \qquad u_x \simeq v = \mathrm{const}, \qquad e' = e = \mathrm{inv}, \qquad m' = m. \tag{1.23}$$

Используя первые два условия (1.23), можно записать производные (1.17–1.19) в виде

$$\frac{d^2x'}{dt'^2} = \beta^3\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{d}{dt^2}(u_x\beta), \tag{1.24}$$

$$\frac{d^2y'}{dt'^2} = \beta^2\frac{d^2y}{dt^2}, \tag{1.25}$$

$$\frac{d^2z'}{dt'^2} = \beta^2\frac{d^2z}{dt^2}. \tag{1.26}$$

Первое из этих соотношений доказывается следующим образом. Из условия малости ускорения $u_x(t) \simeq v = \text{const}$ вместо (1.11) можно записать

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - u_x^2(t)/c^2}} \simeq \text{const}, \tag{1.27}$$

поэтому

$$\frac{d}{dt}(u_x\beta) = \beta\dot{u}_x + u_x\dot{\beta} = \beta\dot{u}_x + \beta^3\dot{u}_x\frac{u_x^2}{c^2} = \beta^3\dot{u}_x\left(\frac{u_x^2}{c^2} + \frac{1}{\beta}\right) = \beta^3\dot{u}_x.$$

Здесь было использовано соотношение

$$\left(\frac{u_x^2}{c^2} + \frac{1}{\beta}\right) \simeq 1,$$

которое следует из (1.27). Подставляя (1.24)–(1.26) в уравнения (1.15) и учитывая соотношения (1.23), а также преобразование полей

$$E'_x = E_x, \quad E'_y = (E_y - \frac{v}{c}H_z)\beta, \quad E'_z = (E_z + \frac{v}{c}H_y)\beta,$$

$$H'_x = H_x, \quad H'_y = (H_y + \frac{v}{c}E_z)\beta, \quad H'_z = (H_z - \frac{v}{c}E_y)\beta,$$

запишем уравнения (1.15) в виде

$$\begin{aligned} m\beta^3\frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{d}{dt}(mu_x\beta) = eE_x, \\ m\beta\frac{d^2y}{dt^2} &= \frac{d}{dt}(mu_y\beta) = e(E_y - \frac{v}{c}H_z), \\ m\beta\frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{d}{dt}(mu_z\beta) = e(E_z + \frac{v}{c}H_y). \end{aligned} \tag{1.28}$$

Поскольку $v \simeq u_x$ и $u_y = u_z = 0$, то мы можем переписать уравнения (1.28) как

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(mu_x\beta) &= e(E_x + \frac{u_y}{c}H_z - \frac{u_z}{c}H_y), \\ \frac{d}{dt}(mu_y\beta) &= e(E_y + \frac{u_z}{c}H_z - \frac{u_x}{c}H_z), \\ \frac{d}{dt}(mu_z\beta) &= e(E_z + \frac{u_x}{c}H_y - \frac{u_y}{c}H_x). \end{aligned} \tag{1.29}$$

1.3.2. Четырехмерная запись уравнений движения

Далее, следуя Г. Минковскому, можно записать уравнения (1.29) в четырехмерном виде. Для этого введем четырехмерное псевдоевклидово пространство Минковского с интервалом

$$\begin{aligned} ds_0 = cdt\left\{1 - \frac{1}{c^2}\left[(\frac{dx}{dt})^2 + (\frac{dy}{dt})^2 + (\frac{dz}{dt})^2\right]\right\}^{1/2} &= \\ = cdt\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}&, \end{aligned} \tag{1.30}$$

четырехмерный вектор скорости u^i с компонентами

$$u^i = (\beta \ , \frac{u^\alpha}{c}\beta), \qquad \alpha = 1, 2, 3 \tag{1.31}$$

и четырехмерный тензор электромагнитного поля F^{ik} с компонентами

$$F^{ik} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -H_z & H_y \\ E_y & H_z & 0 & -H_x \\ E_z & -H_y & -H_x & 0 \end{pmatrix}, \qquad i, k = 0, 1, 2, 3. \tag{1.32}$$

Используя соотношения (1.30)–(1.32), перепишем уравнения (1.29) следующим образом:

$$\frac{d}{ds_0}(mu^\alpha) = \frac{e}{c^2}F^{i\alpha}u_i. \tag{1.33}$$

Добавляя к уравнениям (1.33) уравнение для мощности электрических сил, которое через величины (1.30)–(1.32) запишется как

$$\frac{d}{ds_0}(mu^0) = \frac{e}{c^2}F^{i0}u_i,$$

получим уравнения движения классической электродинамики (1.8), записанные в четырехмерном виде. При получении этих уравнений мы нигде не вышли за рамки приближенных равенств (1.23), поэтому *четырехмерная запись уравнений движения сохраняет условие малости ускорений заряда.*

1.4. Пределы применимости специального принципа относительности в электродинамике

Выше было показано, что четырехмерная запись уравнений движения ничего не изменила относительно условия малости ускорения заряда. Более того, можно утверждать, что без этого условия четырехмерная запись уравнений электродинамики в ковариантном относительно преобразований Лоренца виде *вообще невозможна.* Современные теоретики забыли об этом весьма важном обстоятельстве.

Величину внешних полей, для которых справедлив специальный принцип относительности в электродинамике Максвелла–Лоренца, можно определить следующим образом.

Умножим уравнения движения (1.8) на $r_e = e^2/mc^2$ – классический радиус электрона (характерный параметр классической электродинамики)

$$\frac{e^2}{mc^2}\frac{d^2x^i}{ds_0^2} = \frac{e^3}{m^2c4}F^{ik}\frac{dx_k}{ds_0}.$$

Условие малости ускорения означает, что безразмерное ускорение в левой части этих уравнений мало, откуда следует

$$\left|\frac{e^3}{m^2c^4}F^{ik}\frac{dx_k}{ds_0}\right| \ll 1. \tag{1.34}$$

Ускорение, удовлетворяющее неравенству (1.34), как раз и определяет границы применимости специального принципа относительности в электродинамике.

В структурном виде неравенство (1.34) можно записать как

$$\left| \frac{e^3}{m^2c^4} \frac{F}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right| \ll 1. \tag{1.35}$$

Из этого неравенства следует, что специальный принцип относительности в электродинамике нарушается: в больших по величине электромагнитных полях и при ультрарелятивистских скоростях заряженных частиц. При нерелятивистских скоростях из (1.35) следует

$$|F| \ll \frac{m^2c^4}{e^3}.$$

Подставляя сюда заряд и массу электрона, имеем следующую оценку для сильных электромагнитных полей

$$E, H \ll 10^{16}. \, . \tag{1.36}$$

Электромагнитные поля, удовлетворяющие неравенству (1.36), являются слабыми, и для малых времен наблюдения специальный принцип относительности для таких полей выполняется с достаточной степенью точности. Для заряда, равного заряду электрона, поля E и H появляются на расстояниях

$$r \geq r_e = e^2/mc^2 \simeq 2,8 \times 10^{-13} \text{ см}. \tag{1.37}$$

Сделанные нами выводы оказываются справедливыми как для классической, так и для квантовой электродинамики. Вот что говорит П. Дирак о границах применимости квантовой электродинамики: «Существующая квантовая теория хороша до тех пор, пока мы не пытаемся распространить ее слишком далеко, а именно когда мы не пытаемся применить ее к частицам высоких энергий, а также в области малых расстояний» [1].

1.5. Некоторые следствия нарушения специального принципа относительности в электродинамике

Условие применимости специального принципа относительности в электродинамике (1.34) накладывает ограничение на допустимые ускорения и скорости зарядов, поэтому, как только мы попытаемся использовать уравнения электродинамики для ситуаций, где неравенство (1.34) нарушается, возникает целый ряд трудностей.

1.5.1. Бесконечная собственная энергия заряда

Единственная модель заряда, которая следует из линейных уравнений электродинамики, – это модель точечного заряда с плотностью

$$\rho_e = e\delta(\mathbf{r}),$$

где $\delta(\mathbf{r})$ – трехмерная δ-функция Дирака.

Электромагнитное поле такого заряда простирается по координате r от 0 до ∞, однако уже на расстояния $r \simeq r_e = 2,8 \cdot 10^{-13}$ от центра заряда, равного заряду электрона, специальный принцип относительности нарушается. Попытка применить уравнения электродинамики на расстояниях меньше r_e приводит к результатам, противоречащим здравому смыслу. Действительно, вычислим энергию W электростатического поля E заряда, радиус которого равен a

$$W = \frac{1}{8\pi}\int E^2 dV = \frac{1}{8\pi}\int_a^\infty \frac{e^2}{r^4} 4\pi r^2 dr = -\frac{e^2}{2r}|_a^\infty = \frac{e^2}{2a}\ . \tag{1.38}$$

Для точечного заряда $a \to 0$, поэтому из (1.38) следует $W \longrightarrow \infty$.

По формуле $m = W/c^2$ масса такого заряда бесконечно большая, и, следовательно, его невозможно было бы сдвинуть с места. Понятно, что противоречащий здравому смыслу результат получился из-за неправомерности применения формулы (1.38) на расстояниях $r \leq r_e$.

1.5.2. Проблема излучения заряда

Нарушение специального принципа относительности при больших ускорениях заряда (в сильных полях) возникает и при изучении проблемы излучения ускоренно движущегося заряда. При ускоренном движении заряда в уравнениях движения (1.8) появляется дополнительный член, связанный с силой реакции излучения. Эту силу находим из решения уравнений Максвелла

$$\partial_i \partial^i A_k = \frac{4\pi}{c} j_k, \qquad i,k = 0,1,2,3,$$

в которых скорость источника переменна. Рассматривая заряд как жесткую сферу радиуса a с равномерным распределением заряда на ней, М. Абрагаам и Г. Лоренц нашли следующие уравнения движения заряда с учетом силы реакции излучения [40]

$$\left(m + \frac{2e^2}{3ac^2}\right)\ddot{\mathbf{x}} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\dot{\mathbf{x}}\mathbf{H}] + \frac{2e^2}{3c^3}\dddot{\mathbf{x}} + \ldots, \tag{1.39}$$

$$\dot{\mathbf{x}} = \frac{d\mathbf{x}}{dt}.$$

Остальные не выписанные члены этого уравнения, содержащие четвертую и другие производные $\mathbf{x}$ по времени, умножаются на возрастающие степени радиуса a.

В уравнениях (1.39)

$$e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\dot{\mathbf{x}}\mathbf{H}]$$

представляет собой внешнюю силу, под действием которой происходит ускорение заряда,

$$\frac{2e^2}{3c^3}\dddot{\mathbf{x}}$$

и является силой реакции излучения. Дополнительная к массе покоя m электромагнитная масса

$$\delta m = \frac{2e^2}{3ac^2}$$

для точечной частицы (при $a\to 0$) становится бесконечно большой, поэтому никакими разумными внешними силами ускорить такой заряд невозможно. Этот результат получается как следствие того, что мы продвинули уравнения электродинамики в область малых расстояний, где поля становятся сильными и неравенство (1.34) для них нарушается.

Обычно при переходе к точечной частице член, содержащий массу δm, отбрасывают и записывают уравнения движения излучающего заряда в виде

$$m\ddot{\mathbf{x}} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\dot{\mathbf{x}}\mathbf{H}] + \frac{2e^2}{3c^3}\,\dddot{\mathbf{x}}. \tag{1.40}$$

Этот прием отбрасывания бесконечно больших величин из уравнений квантовой электродинамики получил название «процедура перенормировки» [42]. Однако прием подобного рода только маскирует существующую в электродинамике проблему – ограниченность специального принципа относительности и, как правило, приводит к другим бессмысленным результатам. Например, при отсутствии внешней силы уравнения (1.40) принимают вид

$$m\ddot{\mathbf{x}} = \frac{2e^2}{3c^3}\,\dddot{\mathbf{x}}.$$

Эти уравнения имеют два решения:

а) тривиальное, когда $\ddot{\mathbf{x}} = 0$;

б) самоускоряющееся, когда

$$\ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{a}\ \exp(\frac{3e^3}{2mc^2}t), \tag{1.41}$$

где $\mathbf{a}$ – ускорение в момент времени $t = 0$. Из решения (1.41) следует, что достаточно самого небольшого начального ускорения для того, чтобы заряд начал самоускоряться под действием силы реакции излучения. Таким образом, в электродинамике существует проблема излучения ускоренного заряда, которая опять-таки связана с ограниченностью специального принципа относительности. Это следует из уравнений, которые представляют собой четырехмерную запись уравнений (1.40)

$$\frac{d^2x^i}{ds_0^2} = \frac{e}{mc^2}F^{ik}\frac{dx_k}{ds_0} + \frac{1}{mc}g^i, \tag{1.42}$$

где g^i – четырехмерная сила реакции излучения. Явный вид силы g^i у различных авторов различен (нужно только, чтобы трехмерная нерелятивистская часть силы g^i совпадала с $(2e^2/3c^3)\,\dddot{\mathbf{x}}$), что является указанием на неоднозначность понимания авторами проблемы излучения в электродинамике. Условие малости ускорения для уравнений (1.42) запишется в виде неравенства

$$|g^i| \ll \left|\frac{e}{c}F^{ik}u_k\right|. \tag{1.43}$$

Если взять g^i из известного учебника Л.Д. Ландау [43] и произвести ее оценку, то из неравенства (1.43) следует неравенство (1.35), которое дает ограничение на применение специального принципа относительности при исследовании проблемы излучения в электродинамике.

1.5.3. Мнение авторитетных физиков

Все приведенные выше оценки в полной мере относятся и к квантовой электродинамике, поскольку в ее основе лежит специальный принцип относительности. В квантовой теории заряды и фотоны рассматриваются как точечные частицы, поэтому в интегралах, соответствующих собственной энергии электрона и фотона, интегрирование по координате (или импульсу) ведется в пределах от 0 до ∞, в результате чего соответствующие интегралы обращаются в бесконечность.

Чтобы устранить бесконечно большие величины из уравнений квантовой электродинамики, теоретиками была проделана поистине титаническая работа. В ней принимали участие такие известные физики, как В. Паули, В. Гайзенберг, Дж. Оппенгеймер, Р.Фейнман и др. Все работы в этом направлении представляли собой различные непринципиальные модификации квантовой электродинамики и поэтому оказались не в состоянии окончательно решить проблему расходимостей. По мнению Р. Фейнмана [2], «теории перенормировки – это просто один из способов заметать под ковер трудности электродинамики, связанные с расходимостью».

Еще более радикальную позицию в этом вопросе занимал создатель квантовой электродинамики П. Дирак. В работе [1] он писал: «Правильный вывод состоит в том, что основные уравнения неверны. Их нужно существенно изменить, с тем чтобы в теории вообще не возникали бесконечности и чтобы уравнения решались точно, по обычным правилам, без всяких трудностей. Это условие потребует каких-то очень серьезных изменений: небольшие изменения ничего не дадут».

Богатый экспериментальный материал, с большой точностью подтверждающий справедливость уравнений квантовой электродинамики (кстати, при условиях, когда справедлив специальный принцип относительности), не может служить аргументом в пользу окончательной завершенности этой теории, поскольку опыт является всего лишь критерием истины, а не самой истиной.

Ограниченность уравнений электродинамики прекрасно осознавал А.Эйнштейн, когда писал: «Теория Максвелла описывается на обширном материале как полевая теория первого приближения; нельзя упускать из вида, что линейность уравнений Максвелла может не соответствовать действительности и что истинные уравнения электромагнетизма для сильных полей могут отличаться от максвелловских» [44].

1.6. Завершенность квантовой механики

Современная квантовая теория вещества – еще одна «загадка» теоретической физики. Многие ее положения до сих пор дискуссионны. Пожалуй, наиболее точно современное положение дел в квантовой механике охарактеризовано в работе создателя кварковой модели строения материи М. Гелл-Манна [45]: «Квантовая механика, это полная загадок и парадоксов дисциплина, которую мы не понимаем до конца, но умеем применять». Эти слова находят подтверждение во многих публикациях по квантовой механике. По мнению их авторов, различные обобщения должны привести к разрешению наиболее спорных вопросов.

После того как были сформулированы основные принципы и уравнения квантовой механики, физики-теоретики разделились на сторонников А. Эйнштейна и копенгагенскую школу.

$\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$
$E = \hbar\omega$
$\psi = \psi_0 \ \exp -(\frac{i}{\hbar}Et - \frac{i}{\hbar}\mathbf{pr})$
$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \hat{H}\psi$

$\hbar\omega_{mn} = E_m - E_n$
$q_{mn} = a_{mn}\exp(i\omega t)$
$W = \psi^*\psi$
$(\gamma^n\frac{\partial}{\partial x^n} + \frac{mc}{\hbar})\psi = 0$

Обе группы внесли большой вклад в развитие квантовой теории, о чем свидетельствуют введенные ими в теорию формулы (справа от фамилий).

Возникновение этих групп характеризует глубокий кризис в понимании физической реальности, который длится вот уже более полувека. Наиболее дискуссионны следующие вопросы: что такое волновая функция ψ в уравнениях Шредингера и Дирака, т.е. какое физическое поле она представляет; существует ли детерминизм и причинность в области микромира; каков образ квантовой частицы; полна ли квантовая механика?

Представление Л. де Бройля о квантовой частице как о волне [46] вида

$$\psi = \psi_0 \ \exp -(\frac{i}{\hbar}Et - \frac{i}{\hbar}\mathbf{pr}) \qquad (1.44)$$

было обобщено Э. Шредингером, выдвинувшим предположение о квантовой частице как о волновом пакете, локализованном в малой области пространства [47, 48]. При нормированном на единицу поле ψ плотность заряда квантовой частицы определяется в виде

$$\rho_e = e\psi^*\psi = e|\psi|^2. \qquad (1.45)$$

Опираясь на эту формулу, Э. Шредингер рассматривал ψ как реальное физическое поле и называл его *полем материи.*

Такой же точки зрения интуитивно придерживался и А. Эйнштейн. Как известно, он до конца жизни не мог смириться с вероятностной трактовкой волновой функции, предложенной М. Борном [49], считая такую интерпретацию временной и подлежащей пересмотру при последующем развитии теории.

Интерпретация волновой функции, данная Э .Шредингером, сразу же столкнулась с рядом трудностей, поскольку не могла объяснить следующие факты:

1) волновой пакет, удовлетворяющий уравнению Шредингера для свободной частицы

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m}\triangle\psi = 0, \qquad (1.46)$$

с течением времени расплывается [50], а реальная квантовая частица оказывается стабильной;

2) в квантовой теории, так же как и в классической, частица является точечной, причем в стационарном состоянии ее плотность не зависит от времени и имеет двойное определение

$$\rho_e(\mathbf{r}) = e\psi^*\psi \ , \qquad \rho_e(\mathbf{r}) = e\delta(\mathbf{r}), \qquad (1.47)$$

отражающее корпускулярно-волновой дуализм квантовой частицы. Если же заряженная частица, скажем электрон в атоме, переходит (излучая) из одного стационарного состояния в другое, то

$$\rho_e(\mathbf{r}\ , t) = e\psi^*\psi = \sum_{n,m} C_n C_m^* \exp\left[\frac{2\pi i}{\hbar}(E_n - E_m)t\right] = e\delta(\mathbf{r}, t), \tag{1.48}$$

т.е. плотность заряда перестает быть постоянной по времени, осциллируя с частотой $\omega_{nm} = 2\pi(E_n - E_m)h$.

Этот вывод противоречил классическим представлениям о неизменности плотности излучающей частицы.

На первых этапах создания квантовой теории подобные вопросы, не находящие ответа в рамках детерминистических представлений, возникали сплошь и рядом. Именно поэтому потребовалась такая интерпретация волновой функции, которая бы избавила теорию от целого ряда «неудобных вопросов». Более всего для этой цели подходила вероятностная трактовка функции ψ, данная М. Борном [49]. Величина

$$W = \frac{\rho_e}{e} = \psi^*\psi \tag{1.49}$$

была им интерпретирована как плотность вероятности найти частицу в некоторой точке пространства в некоторый момент времени.

Спрашивается, изменилось ли что-либо при переходе к вероятностной трактовке волновой функции? Ответ такой: и да и нет. В самом деле, при вероятностной трактовке отпали основные вопросы, которые следовали из интерпретации Э. Шредингера, а именно: какие детерминированные физические процессы связаны с полем ψ и что это за поле?

С другой стороны, вероятностная трактовка не объясняет многие содержательные вопросы. Например, волновой пакет, удовлетворяющий уравнению (1.46), расплывается с течением времени независимо от того, какую интерпретацию имеет волновая функция. При вероятностной трактовке это означает, что через некоторое время свободная квантовая частица обнаруживается равновероятно во всех точках пространства, причем с вероятностью близкой к нулю.

Дальнейшее развитие квантовой теории шло по двум направлениям: с одной стороны, возрастало число экспериментов, подтверждающих справедливость ее уравнений и методов расчета наблюдаемых данных, а с другой – возрастали трудности, связанные с созданием физически наглядных образов, которые соответствуют этим экспериментам. В такой ситуации вероятностная трактовка представляла собой удобный способ избежать указанные трудности за счет отказа от образности мышления в квантовой теории.

Надо отметить, что в математическом отношении уравнения квантовой теории не представляют особой сложности. Уравнения эйнштейновской теории гравитации в этом смысле гораздо сложнее, однако в ней образное мышление ничем не отличается от остальных «классических» физических теорий. Это объясняется тем, что в «классические» уравнения входят поля, которые могут измеряться непосредственно в эксперименте, чего нельзя сказать о волновой функции квантовой механики в ее вероятностной трактовке.

Отсутствие образного мышления является источником индетерминизма в квантовой теории, что составило основной предмет дискуссии между сторонниками А. Эйнштейна и Н. Бора. Наиболее точно позицию детерминистов в этом вопросе сформулировал П. Ланжевен [51], который характеризовал отказ представителей копенгагенской школы от детерминизма, как «интеллектуальный разврат». Он отметил, что «ничто в переживаемых нами трудностях не оправдывает и не требует изменения наших установок, что было бы равносильно отречению».

Однако ни А.Эйнштейн, ни его сторонники не смогли достаточно убедительно обосновать детерминистическое представление о волновой функции, поскольку в то время невозможно было указать реальное физическое поле, претендующее на роль поля материи.

Теоретическое решение этого вопроса А. Эйнштейн видел в геометризации тензора энергии-импульса материи [52], стоящего в правой части его уравнений. По мнению ученого, геометризация тензора энергии-импульса материи приведет нас к геометризации полей материи, т.е. квантовых полей и позволит построить полную, детерминированную квантовую теорию. В одной из последних работ он писал [11]: «Мои усилия пополнить общую теорию относительности путем обобщения уравнений гравитации были предприняты отчасти в связи с предположением о том, что, по-видимому, разумная общерелятивистская теория могла бы дать ключ к более совершенной квантовой теории».

Причину непонимания квантовой теории А. Эйнштейн и его сторонники видели в ее незавершенности, причем к такому же выводу приходили впоследствии (каждый по-своему) некоторые представители копенгагенской школы, в частности В. Гайзенберг и П. Дирак. В результате титанической работы по осмыслению противоречий созданной им же квантовой электродинамики П. Дирак пришел к заключению, «что Эйнштейн был прав, поскольку существующая форма квантовой механики не является окончательной» [1].

К сожалению, у большинства современных ведущих физиков взгляды А. Эйнштейна и П. Дирака на квантовую теорию не находят должной поддержки. На вопрос автора, заданный одному известному теоретику, понимает ли он квантовую теорию, ответ был следующий: «Да, я понимаю эту теорию, поскольку умею решать ее уравнения, сравнивать результаты теоретических расчетов с экспериментом и получать в ряде случаев согласие между тем и другим».

Такая позиция может трактоваться скорее как установка, которая исключает рассмотрение каких-либо вопросов, обсуждавшихся сторонниками А.Эйнштейна и Н.Бора. Некоторые теоретики рассматривают дискуссии на эти темы как неуместное в «серьезной физике» философствование. Полагаю, что подобная точка зрения не приводит ни к чему конструктивному.

1.7. Попытки возврата к детерминизму

Некоторые соотношения, аналогичные соотношениям квантовой теории, были получены в процессе развития классической механики. Механика Ньютона, которая рассматривает все тела как точечные объекты, сводит все измерения к измерению и описанию движения всего лишь одной выделенной точки тела – его центра масс. Для этого оказалось достаточным записать три уравнения движения центра масс, задать начальные условия и с помощью решения этих уравнений полностью определить будущую историю движения тела. В механике Ньютона предполагается также, что тело не вращается вокруг какой-либо собственной оси.

Дальнейший существенный шаг в развитии классической механики был сделан

Л. Эйлером, который ввел в механику еще три уравнения [53], описывающие собственное вращение твердого тела. В механике Ньютона–Эйлера теперь уже шесть уравнений движения и четыре начальных условия полностью определяют будущую историю вращающегося абсолютно твердого тела.

У абсолютно твердого тела расстояние между любыми двумя его точками остается неизменным. Если отказаться от этого условия, то мы приходим к механике «пластичного тела переменной формы». Это означает, что граница тела может как угодно менять свою форму, но при этом тело остается единым целым. Характерным примером такого тела может служить капля ртути. Для измерения и описания различных физических характеристик капли уже недостаточно уравнений механики Ньютона, а также механики Ньютона–Эйлера, поскольку каждый бесконечно малый элемент капли движется самостоятельно, подчиняясь лишь гидродинамическому уравнению Эйлера.

Движение капли как целостного образования описывается движением ее плотности ρ и удовлетворяет уравнению непрерывности для несжимаемой жидкости

$$\frac{d\rho}{dt} = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \tag{1.50}$$

причем вычисление координат центра масс производится с помощью соотношения $x_c = \int \rho x \, dx$, где x – координаты бесконечно малого объема капли, dx – бесконечно малый объем. Ясно, что такой объект (хотя и ведет себя как единое целое) обладает бесконечным числом степеней свободы. Кроме того, его масса определяется через интеграл $m = \int \rho dx$ и каждый бесконечно малый элемент обладает импульсом $p = \triangle m v = \rho v \triangle x$.

Набор координат x каждого бесконечно малого элемента капли образует конфигурационное пространство (или пространство конфигурации). Добавляя к конфигурационному пространству капли набор импульсов p каждого бесконечно малого элемента, мы получим фазовое пространство конфигурации. Теперь для описания движения капли как целостного объекта вместо уравнений (1.50) можно ввести совместную плотность вероятности $W(x,p,t)$ и уравнения Лиувилля для этой функции [35]

$$\frac{dW}{dt} = 0, \qquad \frac{\partial W}{\partial t} + [W, H] = 0, \tag{1.51}$$

где квадратными скобками обозначены скобки Пуассона, а H – функция Гамильтона, которая для нерелятивистской капли, движущейся в потенциальном поле U, имеет вид

$$H = \frac{p^2}{2m} + U(x).$$

Заметим, что вероятностная трактовка динамики такого классического объекта, как капля жидкости, в механике Лиувилля обусловлена тем, что протяженный объект переменной формы имеет бесконечное число степеней свободы. Связь между плотностью капли ρ в уравнениях (1.50) и плотностью вероятности $W(x)$, трактуемой как вероятность найти всю каплю в объеме $\triangle x$ пространства конфигурации, имеет вид

$$\rho(x,t) = mW(x,t) = m \int W(x,p,t) dp. \tag{1.52}$$

Согласно теореме Лиувилля, фазовый объем капли сохраняется, поэтому имеет место соотношение

$$\triangle p \triangle x = \mathrm{const}. \tag{1.53}$$

Формула (1.53) напоминает соотношение неопределенности квантовой теории и имеет наглядную интерпретацию. Действительно, если вытянуть каплю, например вдоль оси X, в виде тонкой бесконечной нити (идеальная ситуация), то все координаты капли становятся равноправными, и в этом смысле ее координата не определена. Зато все импульсы, составляющие фазовое пространство капли, направлены вдоль оси X, и их сумма является вполне определенной.

Классическое описание протяженных, стабильных, чисто полевых образований (полевых солитонов) еще больше напоминает описание квантовых объектов, если представить классическое поле через положительные и отрицательные частотные функции [54]. В этом случае уравнения Лиувилля (1.51) также справедливы, как и вероятностная трактовка динамики полевого сгустка.

Пусть мы имеем электромагнитное поле без зарядов, удовлетворяющее уравнениям Максвелла в вакууме, и пусть это поле представляет собой протяженный волновой пакет. Плотность материи (1.52) для такого объекта определяется через квадраты напряженностей электрических и магнитных полей:

$$\rho = \frac{1}{2}(\mathbf{E^2} + \mathbf{H^2}).$$

Здесь выбрана система единиц Хевисайда, а также $c = \hbar = 1$. Фазовое пространство чисто полевого протяженного объекта образует множество координат и волновых векторов k плоских волн, составляющих полевой объект. Для полевых объектов оказалось удобным записывать полевые величины в пространстве волновых векторов k. В частности, в пространстве волновых векторов уравнения Максвелла для чисто полевого объекта принимают вид уравнений Шредингера [42]

$$i\frac{\partial \psi_k}{\partial t} = \hat{w}\psi_k, \qquad (1.54)$$

где ψ_k – комплексная волновая функция фотона, связанная с электрическим полем $\mathbf{E}_k$ в пространстве волновых векторов с помощью соотношения $\mathbf{E}_k = N(k)(\psi_k + \psi_k^*)$; $\hat{w}$ – оператор Гамильтона с собственными значениями k. Плотность электромагнитного поля протяженного объекта определяется теперь так: $\rho = \omega\psi_k^*\psi_k$, где $\omega = k$.

Полученное соотношение для классической плотности электромагнитной материи чисто полевого протяженного объекта формально совершенно идентично квантовому соотношению (1.49). Различие состоит в том, что в случае электромагнитного поля волновая функция ψ_k связана с реальным физическим полем. Совершив обратное преобразование Фурье над функцией $\psi_{\mathbf{k}}$: $\psi(\mathbf{x}, t) = \int \psi_k \exp(i\mathbf{kx})d^3k$, можно построить гильбертово пространство состояний, аналогичное пространству состояний квантовой механики. Для этой цели обычно вводится нормировочный объем V и считается, что внутри его сосредоточено все поле. В результате такой операции электромагнитное поле представляется в виде бесконечного набора гармонических осцилляторов, каждый из которых соответствует плоской волне с волновым вектором $\mathbf{k}$.

В рассматриваемом примере теорема Лиувилля о сохранении фазового объема полевого протяженного объекта приводит к соотношению: $\triangle x \triangle k = \pi$, которое скорее количественно, чем качественно отличается от равенства (1.53).

Важно отметить, что преобразования, подобные тем, которые были проделаны с электромагнитным полем, можно предпринять в отношении любого классического поля, подчиняющегося линейным уравнениям волнового типа. Кроме того, в процессе выкладок нам нигде не пришлось отказываться от образного мышления и в этом смысле рассматриваемая квантовая физика остается детерминированной.

Попытки отойти от вероятностной трактовки волновой функции Ψ стимулировали работы, в которых авторы вводили детерминизм и классическую причинность в квантовой теории. Одними из первых в этом направлении были работы Л. де Бройля [55, 56], Б. Маделунга [57] и других авторов [58–60].

Наиболее интересна, с нашей точки зрения, гидродинамическая модель Маделунга, развиваемая в работах современных авторов [60]. Согласно этой модели, уравнение Шредингера

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}+\frac{\hbar^2}{2m}\triangle\psi-U(\mathbf{r})\psi=0 \tag{1.55}$$

для частицы, движущейся в потенциальном поле $U(\mathbf{r})$, эквивалентно уравнениям «вакуумной гидродинамики»: уравнению неразрывности (1.50) и уравнениям движения квантовой жидкости (квантовый аналог уравнения Эйлера) вида

$$\rho\frac{d\mathbf{v}}{dt}=-\frac{\rho}{m}\nabla U(\mathbf{r})+\rho\frac{\hbar^2}{4m^2}\nabla\left[\frac{\triangle\rho}{\rho}-\frac{1}{2}\left(\frac{\nabla\rho}{\rho}\right)^2\right]. \tag{1.56}$$

В этих уравнениях величины $\mathbf{v}, \psi$ и ρ определяются как

$$\psi=a\exp(\frac{iS}{\hbar}),\quad \rho=\psi^*\psi=|\psi|^2=a^2,\quad \mathbf{v}=\frac{\nabla S}{m}. \tag{1.57}$$

Уравнения квантовой жидкости (1.50) и (1.56) отличаются от уравнений классической жидкости добавочной квантовой потенциальной энергией

$$U_q=\rho\frac{\hbar^2}{4m^2}\nabla\left[\frac{\triangle\rho}{\rho}-\frac{1}{2}\left(\frac{\nabla\rho}{\rho}\right)^2\right], \tag{1.58}$$

которая отлична от нуля, даже когда квантовая частица свободна.

Квантовую жидкость, описываемую уравнениями (1.50) и (1.56), можно рассматривать как возбужденные состояния некоторой упругой среды, называемой в квантовой теории поля физическим вакуумом. Отсюда следует очень важный вывод: детерминистический подход в квантовой теории возможен в том случае, если мы сможем построить теорию физического вакуума и будем рассматривать частицы различной природы как его возбужденные состояния.

К подобным взглядам пришли российские физики Я.Френкель [61] и Д.Блохинцев [62]. Д.Блохинцев, например, пишет [63]: «Согласно этой точке зрения, частицы являются лишь возбуждениями вакуума, который продолжает жить и тогда, когда никаких частиц нет; в нем флуктуирует электромагнитное поле и электрическая поляризация. Это – не покой, а вечное движение, подобно зыби на поверхности моря. . . С этой точки зрения ясно также, что никаких изолированных, предоставленных самим себе ("свободных", как говорят) частиц не существует. Даже в случае значительного удаления частиц друг от друга они все же продолжают принадлежать породившей ее среде, находящейся в состоянии непрерывного движения. Возможно, что в этой связи частиц и среды и скрывается природа той невозможности изолировать частицу, которая проявляется в аппарате квантовой механики».

Фактически Д.Блохинцев заметил, что в квантовой теории, основанной на специальном принципе относительности, предполагающем существование изолированных (движущихся прямолинейно и равномерно) частиц, в действительности таковых частиц не существует из-за флуктуаций физического вакуума. Это еще одно из серьезных противоречий квантовой теории, которое А.Эйнштейн пытался преодолеть путем построения «разумной общерелятивистской теории» и в рамках ее «более совершенной квантовой теории» [11].

1.8. Феноменология микромира

Все физические теории можно разделить на три больших класса: фундаментальные, феноменологические (или конструктивные) и полуфеноменологические.

1.8.1. Фундаментальные теории

Эти теории базируются на физических принципах, имеющих всеобщую приложимость (конечно, в тех рамках, в которых эти принципы справедливы). Уравнения фундаментальных теорий обладают «абсолютной» предсказуемостью, т.е. теоретические предсказания явлений, сделанные на основании точных решений фундаментальных уравнений, полностью подтверждаются экспериментальными фактами. Это свойство фундаментальных уравнений делает их бесценным и наиболее совершенным орудием исследования природы.

Обобщение фундаментальных теорий – *стратегическая* задача теоретической физики – представляет собой наиболее трудоемкую работу для физика-теоретика. Физиков, которые создавали или обобщали уже существующие фундаментальные физические теории, можно пересчитать по пальцам. Примерами фундаментальных физических теорий являются: теории гравитации Ньютона и Эйнштейна, электродинамика Максвелла–Лоренца, и т.д.

Здесь мы перечислили теории, которые позволяют описывать гравитационные и электромагнитные взаимодействия фундаментальным образом. Действительно, точные решения уравнений только этих теорий приводят к потенциалам взаимодействия масс и зарядов (потенциалы Ньютона, Кулона, Эйнштейна, следующий из решения Шварцшильда). Все другие взаимодействия (сильные и слабые), обнаруженные экспериментально как отклонения от законов фундаментальных теорий, имеют феноменологическое или полуфеноменологическое описание.

1.8.2. Феноменологические теории

В отличие от фундаментальных теорий, в которых применяется аналитический метод, феноменологические используют метод синтетический. Эти теории возникают в физике под давлением экспериментальных фактов и представляют собой скорее метод для систематизации данных опыта в тех областях физики, где фундаментальные теории еще не созданы.

Потенциалы взаимодействия в феноменологических теориях *подбираются искусственным образом* так, чтобы удовлетворительно описать феноменологические взаимодействия. Как правило, в феноменологические потенциалы входят одна или несколько подгоночных констант, значения которых определяются путем согласования теории с данными эксперимента. Феноменологические теории обладают слабой предсказательной силой (образно говоря, предсказывают на расстоянии вытянутой руки) и не раскрывают истинной природы физического явления. Примерами феноменологических теорий являются теории ядерных сил, электромагнитных формфакторов и др.

Как известно, ядерные взаимодействия были впервые обнаружены Э. Резерфордом [6] при исследовании упругого рассеяния α-частиц (ядер гелия) в кулоновском поле ядер тяжелых элементов. Ученому удалось показать, что на расстояниях $r \gg 10^{-12} \text{div} 10^{-13}$ см от центра ядра взаимодействие α-частиц и ядер описывается фундаментальным потенциалом Кулона. На расстояниях же порядка $10^{-12} \text{div} 10^{-13}$ см от центра ядра было обнаружено отклонение от фундаментального кулоновского рассеяния.

Для феноменологического описания этого отклонения Э. Резерфорд ввел понятие гипотетических ядерных сил, действующих на малых расстояниях от ядра, поскольку в те времена (и по сей день) не существовало фундаментальных уравнений для описания ядерных сил[1], пришлось вводить феноменологические потенциалы, позволяющие хоть как-то описать и систематизировать ядерные взаимодействия. В ядерной физике существует несколько типов таких потенциалов. Приведем некоторые из них [64–66].

Сферически-симметричная прямоугольная яма конечной глубины

$$V(r) = \begin{cases} -V_0, & r \leq R \\ 0, & r > R \end{cases} . \tag{1.59}$$

Экспоненциальный потенциал

$$V(r) = -V_0 \exp(-r/a). \tag{1.60}$$

Потенциал Хюльтена

$$V(r) = -V_0 \frac{\exp(-r/R)}{1 - \exp(-r/R)}. \tag{1.61}$$

Потенциал Вудса–Саксона

$$V(r) = -V_0 \frac{1}{1 + \exp((r - R)/a)}. \tag{1.62}$$

Оптический потенциал

$$V(r) = -\frac{U}{1 + \exp\left((r - r_R A^{1/3})/a_R\right)} - \frac{iW}{1 + \exp\left((r - r_i A^{1/3})/a_i\right)}. \tag{1.63}$$

Все параметры, входящие в потенциалы (1.59–1.63) определяются с помощью подгонки к экспериментальным данным. Они не являются константами, а варьируются в зависимости от внешних условий (энергии частицы, зарядового и массового чисел ядер и т.д.) Естественно, что наилучшим образом воспроизводит экспериментальные данные потенциал, имеющий наибольшее число подгоночных параметров (в данном случае оптический потенциал, имеющий шесть параметров).

[1] Известное решение уравнения Юкавы [64], приводящее к короткодействующему потенциалу взаимодействия, не описывает всего многообразия свойств ядерных сил.

Подобно ядерным взаимодействиям, феноменологическая теория электромагнитных формфакторов была построена после того, как Е. Кизингер [7] и Р. Хофштадтер [8, 67] обнаружили отклонение от кулоновского взаимодействия при упругом рассеянии электронов на ядрах (отклонение от формулы Мотта [68]).

Р. Хофштадтер [8] предложил смоделировать аномальное рассеяние электронов с помощью введения некоторого феноменологического распределения заряда ядра, отличного от точечного. Таким образом, рассеяние электронов стало зависеть от формы распределения заряда в ядре. Явный вид распределения зарядов вводится в теорию искусственно, поскольку не существует каких-либо фундаментальных уравнений, из которых его можно получить.

Приведем некоторые распределения заряда, используемые в теории электромагнитных формфакторов [69]:

однородное

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0, & r \le a \\ 0, & r > a \end{cases}; \tag{1.64}$$

гауссовское

$$\rho(r) = \rho_0 \exp(-r^2/a^2); \tag{1.65}$$

экспоненциальное

$$\rho(r) = \rho_0 \exp(-r/a); \tag{1.66}$$

модифицированное экспоненциальное

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{\exp(-r/a)}{1 + r/a}. \tag{1.67}$$

Вудса–Саксона

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp((r - R)/a)}. \tag{1.68}$$

Однопараметрические распределения заряда (1.64–1.68) применяются в основном для легких и средних ядер. Для тяжелых – двухпараметрические (1.68) и более сложные распределения заряда. Параметры распределений (1.64–1.68) не являются раз и навсегда установленными константами для одного сорта ядер, а зависят от внешних условий, например от диапазона энергии рассеиваемых электронов.

1.8.3. Полуфеноменологические теории

Существующие теории элементарных частиц носят полуфеноменологический характер. В основе каждой из них лежит фундаментальная теория, усложненная добавочными предположениями феноменологического характера. Наиболее яркий пример полуфеноменологической теории – теория электрослабых взаимодействий Вайнберга–Салама–Глэшоу [70–73].

Создание феноменологических и полуфеноменологических теорий – *оперативная* задача теоретической физики. Подобные теории представляют собой всего лишь промежуточный этап при создании фундаментальной теории, и основная цель теоретической физики состоит в замене феноменологических и полуфеноменологических теорий фундаментальными.

Следует отметить, что А. Эйнштейн никогда не занимался теорией ядерных сил, электромагнитных формфакторов или какой-либо другой феноменологической теорией. Для себя он считал эту работу бесполезной, полагая, что «теории, которые постепенно приспосабливаются к наблюдаемым данным, приводят к страшному накоплению разрозненных утверждений» [74].

Опасения А. Эйнштейна не были напрасными, поскольку современные теории объединительного характера представляют собой пеструю картину многих аналитически трудно объединяемых явлений. Идет процесс дезинтеграции науки, и теоретикам приходится больше запоминать, чем понимать физические явления. Дело дошло даже до того, что теоретикам приходится составлять словари для объяснения многих понятий и явлений в области микромира.

Подойти к построению фундаментальной теории явлений в области микромира А. Эйнштейн предполагал следующим образом. В левой части его знаменитых уравнений

$$R_{jm} - \frac{1}{2} g_{jm} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{jm} \tag{1.69}$$

стоит чисто геометрическая величина, а справа феноменологический, «введенный руками», тензор энергии-импульса материи T_{jm}. Таким образом, в теории А. Эйнштейна материя выступает на фоне искривленного пространства–времени как самостоятельная, независимая от пространства–времени сущность.

Феноменологическое представление тензора T_{jm} не устраивало А. Эйнштейна [75]: «Правая часть включает в себя все то, что не может быть пока объединено в единой теории поля. Конечно, я ни одной минуты не сомневался в том, что такая формулировка есть только временный выход из положения, предпринятый с целью дать общему принципу относительности какое-то замкнутое выражение. Эта формулировка была ведь по существу не более чем теорией поля тяготения, несколько искусственно оторванного от единого поля пока еще неизвестной природы».

Способ, с помощью которого можно избавиться от произвола при выборе тензора энергии-импульса, А. Эйнштейн видел в геометризации тензора энергии-импульса материи, стоящего в правой части уравнений Эйнштейна (1.69). По мнению ученого, геометризация тензора энергии-импульса материи должна привести к геометризации полей материи, образующих его. Для А. Эйнштейна геометризация полей материи означала построение фундаментальной теории явлений в области микромира, согласованной с принципом относительности.

1.9. Проблема вакуума

Мысль о том, что великая пустота (или вакуум) есть источник окружающего нас мира, уходит вглубь веков. Согласно представлениям древних философов Востока, все материальные объекты возникают из великой пустоты, являются ее частью и в этом смысле иллюзорны. В самой великой пустоте постоянно совершаются акты творения реальных объектов. Например, вот как описан диалог о великой пустоте между учителем и учеником (ученик задает вопрос) в древнеиндийских ведах [76]: «Каков источник этого мира? – Пространство, – ответил тот. – Поистине все эти существа выходят из пространства и возвращаются в пространство, ибо пространство больше их, пространство – последнее их прибежище».

Подобные взгляды на пространство у европейцев возникли перед созданием механики Ньютона. В конце XVI в. итальянский философ Ф. Патрицци по этому поводу писал [77]: «Итак, пространство есть то, что было прежде мира и будет после него, что стоит во главе мира, из него исходит и, наконец, обращается в нечто... Разве оно тогда не является субстанцией? Если субстанция – то, что лежит в основе, то пространство и есть скорее всего сущность».

Современная физика, начало которой положила механика Ньютона, развивалась как теория измерения расстояний и моментов времени движущихся относительно инерциальных систем отсчета материальных тел. Полученное в результате измерений множество координат и времени подвергалось обработке, после чего строились сперва уравнения траекторий, а затем и уравнения движения в дифференциальной форме. Эта связь между геометрией пространства событий и механикой была замечена уже И. Ньютоном [18], который писал: «Геометрия основывается на механической практике и есть не что иное, как та часть общей механики, в которой излагается и доказывается искусство точного измерения».

Так же как евклидова геометрия механики Ньютона, геометрия искривленных пространств, созданная Н. Лобачевским [78] и Б. Риманом, в своей основе содержит физический опыт измерения. В работе «О гипотезах, лежащих в основании геометрии» Б. Риман отмечал [79]: «Предложения геометрии не выводятся из общих свойств протяженных величин, напротив, те свойства, которые выделяют пространство из других мыслимых трижды протяженных величин, могут быть почерпнуты не иначе, как из опыта».

Еще большее сближение точек зрения восточных и европейских ученых мы находим в высказываниях о природе материи английского математика В. Клиффорда, который в философской статье «О пространственной теории материи» [24] прямо говорил: «В физическом мире не происходит ничего, кроме изменения кривизны пространства, подчиняющегося (возможно) закону непрерывности».

Согласно В. Клиффорду, материя представляет собой сгустки пространства, своеобразные холмы кривизны на фоне плоского пространства.

Эти идеи в дальнейшем получили развитие в работах А. Эйнштейна, который рассматривал гравитационное поле как кривизну четырехмерного пространства–времени. Пустое, но искривленное пространство в теории Эйнштейна удовлетворяет вакуумным уравнениям

$$R_{ik} = 0, \tag{1.70}$$

решение Шварцшильда [80] которых находит подтверждение опытным путем (смещение перигелия Меркурия, отклонение луча света в поле Солнца, запаздывание радиосигналов в гравитационном поле и т.д.).

Заметим, что вакуумные уравнения Эйнштейна *не содержат никаких физических констант*. Они являются чисто полевыми нелинейными уравнениями, поэтому А. Эйнштейн считал, что правильное обобщение именно этих уравнений приведет нас к уравнениям единой теории поля. Он писал [81]: «Я считаю далее, что уравнения гравитации для пустого пространства представляют собой единственный рационально обоснованный случай теории поля, который может претендовать на строгость (с учетом также нелинейных членов). Все это приводит к попытке обобщения теории гравитации для пустого пространства».

Опираясь на работу Г. Райнича [82], ученик А. Эйнштейна Дж. Уилер предложил рассматривать уравнения Эйнштейна, в правой части которых стоит тензор энергии-импульса электромагнитного поля

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{ik} = \tag{1.71}$$

$$= -\frac{8\pi G}{c^4}\left[\frac{1}{4\pi}(F_{im}F^m_{\ k} - \frac{1}{4}g_{ik}F_{sp}F^{sp})\right],$$

как уравнения «исконно единой теории поля» [83]. Однако отметим, что эти уравнения были известны А. Эйнштейну [84], и он не считал их уравнениями единой теории поля, поскольку правая часть этих уравнений отлична от нуля в пределе $R_{ik} = R = 0$, а левая обращается в нуль; неизвестно, каким образом в данном случае описываются частицы материи спина 1/2, например электроны, создающие электромагнитные поля.

Трудности в геометрическом описании спинорных полей, по мнению самого Дж. Уилера [83], состоят в том, что «мысль о получении понятия спина из одной лишь классической геометрии представляется столь же невозможной, как и потерявшая смысл надежда некоторых исследователей прежних лет вывести квантовую механику из теории относительности».

Дж. Уилер произнес эти слова в 1960 г. во время чтения лекции в Международной школе физики им. Э.Ферми. Правда тогда он не знал, что уже начал свои блестящие работы Р.Пенроуз [85, 86], который показал, что именно спиноры могут быть положены в основу классической геометрии и что именно они определяют топологические и геометрические свойства пространства-времени, например его размерность и сигнатуру.

1.9.1. Геометрическое описание спинорных полей

Р. Пенроуз записал вакуумные уравнения Эйнштейна (1.70) в спинорном виде [74]

$$\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}} = 0, \qquad A, B... = 0, 1, \quad \dot{C}, \dot{D}... = \dot{0}, \dot{1} \tag{1.72}$$

и совместно с Э. Ньюменом предложил систему нелинейных спинорных уравнений [14]:

$$\begin{aligned}
a)\quad & \partial_{A\dot{B}}\sigma^i{}_{C\dot{D}} - \partial_{C\dot{D}}\sigma^i{}_{A\dot{B}} = \varepsilon^{PQ}(T_{PAC\dot{D}}\sigma^i{}_{Q\dot{B}} - \\
& -T_{PCA\dot{B}}\sigma^i{}_{Q\dot{D}}) + \varepsilon^{\dot{R}\dot{S}}(\bar{T}_{\dot{R}\dot{B}\dot{D}C}\sigma^i{}_{A\dot{S}} - \bar{T}_{\dot{R}\dot{D}\dot{B}A}\sigma^i{}_{C\dot{S}}), \\
\\
)\quad & \Psi_{ACDF}\varepsilon_{\dot{E}\dot{B}} + \Phi_{AC\dot{B}\dot{E}}\varepsilon_{FD} + \Lambda\varepsilon_{\dot{E}\dot{B}}(\varepsilon_{CD}\varepsilon_{AF} + \varepsilon_{AD}\varepsilon_{CF}) - \\
& -\partial_{D\dot{B}}T_{ACF\dot{E}} + \partial_{FE}T_{A\dot{C}D\dot{B}} + \varepsilon^{PQ}(T_{APD\dot{B}}T_{QCF\dot{E}} + \\
& +T_{ACP\dot{B}}T_{QDF\dot{E}} - T_{APF\dot{E}}T_{QCD\dot{B}} - T_{ACP\dot{E}}T_{QFD\dot{B}}) + \\
& +\varepsilon^{\dot{R}\dot{S}}(T_{ACD\dot{R}}\bar{T}_{\dot{S}\dot{B}\dot{E}F} - T_{ACF\dot{R}}\bar{T}_{\dot{S}\dot{E}\dot{B}D}) = 0\ , \\
\\
)\quad & \partial^P{}_{\dot{D}}\Psi_{ABPC} - \partial^{\dot{X}}{}_{(C}\Phi_{AB)\dot{D}\dot{X}} - 3\Psi_{PR(AB}T_{C)}{}^{PR}{}_{\dot{D}} - \\
& -\Psi_{ABCP}T^P{}_R{}^R{}_{\dot{D}} + 2T^P{}_{(AB}{}^{\dot{X}}\Phi_{C)P\dot{X}\dot{D}} - \\
& -\bar{T}_{\dot{X}\dot{D}\dot{V}(A}\Phi_{BC)}{}^{\dot{X}\dot{V}} - \bar{T}_{\dot{X}}{}^{\dot{V}}{}_{\dot{V}(A}\Phi_{BC)}{}^{\dot{X}}{}_{\dot{D}} = 0, \\
\\
& 3\partial_{A\dot{B}}\Lambda + \partial^{P\dot{X}}\Phi_{AP\dot{B}\dot{X}} - \varepsilon^{\dot{V}\dot{W}}(\Phi_{AP}{}^{\dot{X}}{}_{\dot{W}}\bar{T}_{\dot{B}\dot{X}\dot{V}}{}^P + \\
& +\Phi_{AP\dot{B}}{}^{\dot{X}}\bar{T}_{\dot{X}\dot{W}\dot{V}}{}^P) + \Phi_{PR\dot{B}}{}^{\dot{X}}T_A{}^{PR}{}_{\dot{X}} + \Phi_{AP\dot{B}}{}^{\dot{X}}T^P{}_R{}^R{}_{\dot{X}} = 0,
\end{aligned} \tag{1.73}$$

$$A, B \ldots = 0, 1, \qquad \dot{C}, \dot{D} \ldots = \dot{0}, \dot{1}$$

для решения вакуумных уравнений Эйнштейна (1.72).

Метод спиновых коэффициентов [14], предложенный Э.Ньюменом и Р.Пенроузом для решения уравнений Эйнштейна (1.72), оказался столь плодотворным, что почти сразу был найден ряд новых решений, обобщающих решение Шварцшильда [80]. Это известные решения Ньюмена–Унти–Тамбурино (НУТ) [87], Керра [15], Киннерсли [88] и т.д.

Р.Пенроуз первым записал известную систему уравнений Эйнштейна–Максвелла (1.71) в спинорном виде

$$2\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}} + \Lambda\epsilon_{AB}\epsilon_{\dot{C}\dot{D}} = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{A\dot{C}B\dot{D}}, \tag{1.74}$$

где спинорный тензор энергии-импульса $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$ выражается через спинорное представление Φ_{AB} и $\Phi_{\dot{C}\dot{D}}$ тензора электромагнитного поля F_{ik} следующим образом [85]:

$$T_{A\dot{C}B\dot{D}} = \frac{1}{2}\Phi_{AB}\bar{\Phi}_{\dot{C}\dot{D}}. \tag{1.75}$$

В соотношении Пенроуза (1.75) спин-тензор $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$ не имеет геометрической природы, поэтому принципиально ничем не отличается от тензора энергии-импульса в уравнениях (1.71).

1.9.2. $SL(2.C)$ калибровочная теория гравитации

Используя 2×2 комплексные матрицы, М. Кармели записал уравнения формализма Ньюмена–Пенроуза (1.73) в виде системы уравнений [80-91]:

$$\begin{aligned}
a)\quad & \partial_{C\dot{D}}\sigma^i{}_{A\dot{B}} - \partial_{A\dot{B}}\sigma^i{}_{C\dot{D}} = (T_{C\dot{D}})_A{}^P\sigma^i{}_{P\dot{B}} + \\
& +\sigma^i{}_{A\dot{R}}(T^+_{\dot{D}C})^{\dot{R}}{}_{\dot{B}} - (T_{A\dot{B}})_C{}^P\sigma^i{}_{P\dot{D}} - \sigma^i{}_{C\dot{R}}(T^+_{\dot{B}A})^{\dot{R}}{}_{\dot{D}}, \\
\\
)\quad & R_{A\dot{B}C\dot{D}} = \partial_{C\dot{D}}T_{A\dot{B}} - \partial_{A\dot{B}}T_{C\dot{D}} - \\
& -(T_{C\dot{D}})_A{}^F T_{F\dot{B}} - (T^+_{\dot{D}C})^{\dot{F}}{}_{\dot{B}}T_{A\dot{F}} + (T_{A\dot{B}})_C{}^F\, T_{F\dot{D}} + \\
& +(T^+_{\dot{B}A})^{\dot{F}}{}_{\dot{D}}T_{C\dot{F}} + [T_{A\dot{B}}\ ,T_{C\dot{D}}], \\
\\
)\quad & \partial^{C\dot{D}}\ \overset{*}{R}_{E\dot{F}C\dot{D}} - (T^{C\dot{D}})^A{}_E\ \overset{*}{R}_{A\dot{F}C\dot{D}} - \\
& -(T^{+\dot{D}C})_{\dot{F}}{}^{\dot{B}}\ \overset{*}{R}_{E\dot{B}C\dot{D}} + (T_P{}^{\dot{D}})^{CP}\ \overset{*}{R}_{E\dot{F}C\dot{D}} + \\
& +(T^{+C}_{\dot{Q}})^{\dot{Q}\dot{D}}\ \overset{*}{R}_{E\dot{F}C\dot{D}} + [T^{C\dot{D}}, \overset{*}{R}_{E\dot{F}C\dot{D}}] = 0,
\end{aligned} \tag{1.76}$$

которая может быть представлена как $SL(2.C)$ калибровочная теория гравитационного поля с уравнениями поля [92]

$$\nabla^n\ \overset{*}{R}_{kn} + [\overset{*}{R}_{kn}, T^n] = 0, \tag{1.77}$$

$$R_{kn} + 2\nabla_{[k}T_{n]} - [T_k, T_n] = 0, \tag{1.78}$$

$$\nabla_{[k}\sigma^{i]} - T_{[k}\sigma^{i]} - \sigma^{[i}T_{k]} = 0. \tag{1.79}$$

Здесь спинорные $SL(2.C)$ калибровочные индексы у матриц σ^i, T^k и R_{kn} опущены. Далее М. Кармели заметил, что уравнения (1.76б) могут быть расщеплены на спинорные уравнения Эйнштейна:

$$2\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}} + \Lambda\epsilon_{AB}\epsilon_{\dot{C}\dot{D}} = \kappa T_{A\dot{C}B\dot{D}} \tag{1.80}$$

и уравнения для спин-тензора Вейля $C_{A\dot{B}C\dot{D}}$:

$$
\begin{aligned}
C_{A\dot{B}C\dot{D}} - \partial_{C\dot{D}}T_{A\dot{B}} + \partial_{A\dot{B}}T_{C\dot{D}} + \\
+(T_{C\dot{D}})_A{}^F T_{F\dot{B}} + (T^+{}_{\dot{D}C})^{\dot{F}}{}_{\dot{B}} T_{A\dot{F}} - (T_{A\dot{B}})_C{}^F T_{F\dot{D}} - \\
-(T^+{}_{\dot{B}A})^{\dot{F}}{}_{\dot{D}} T_{C\dot{F}} - [T_{A\dot{B}}, T_{C\dot{D}}] = -\kappa J_{A\dot{B}C\dot{D}},
\end{aligned}
\tag{1.81}
$$

где κ – эйнштейновская константа.

Необходимо отметить, что ни Р. Пенроуз, ни М. Кармели не продвинули вперед в содержательном физическом смысле теорию гравитации Эйнштейна, ограничившись лишь формальным развитием методов для решения уравнений Эйнштейна.

В отличие от теории гравитации Эйнштейна в квантовой теории поля не существует никаких уравнений (подобных уравнениям (1.70)), которые описывали бы вакуум непосредственно. С другой стороны, в квантовой теории все частицы и поля рассматриваются как возбужденные состояния вакуума. Поэтому уравнения Шредингера, Клейна–Гордона и Дирака описывают возбужденные состояния вакуума, т.е. оказываются простейшими «проявленными» вакуумными уравнениями. Одновременно уравнения квантовой теории представляются как простейшие уравнения единой теории поля, в роли которого выступает волновая функция. В самом деле, с помощью волновой функции можно с одинаковым успехом описывать электромагнитные, гравитационные, ядерные и другие физические явления. Эта идея была высказана впервые Д.Д.Иваненко [93, 94] и затем активно развивалась В. Гайзенбергом [95, 96]. Программа Гайзенберга–Иваненко, предполагающая построить все частицы материи из частиц спина 1/2, базируется на нелинейном спинорном уравнении [95]

$$
\gamma^n \frac{\partial \Psi}{\partial x^n} + l^2 \gamma_k \gamma_5 \Psi (\Psi^* \gamma^k \gamma_5 \Psi) = 0 \tag{1.82}
$$

с кубической нелинейностью. В этом уравнении, содержащем фундаментальную длину l, спинор Ψ выступает как единое поле на фоне плоского пространства.

Хотя нам уже известно достаточно много о возбужденных состояниях вакуума благодаря квантовой теории поля, тем не менее основной вопрос состоит в том, чтобы узнать, каким уравнениям подчиняется основное состояние всех физических полей – физический вакуум.

Здравый смысл подсказывает, что эти уравнения могут быть найдены лишь на пути объединения программы Клиффорда–Эйнштейна–Пенроуза с программой Гайзенберга–Иваненко, т.е. на пути такого обобщения спинорных вакуумных уравнений Эйнштейна (1.72), которые бы привели к геометризированным уравнениям для полей материи типа уравнений Гайзенберга (1.82).

Само собой разумеется, что новые уравнения должны разрешить проблемы фундаментальных физических теорий, а именно классической механики, электродинамики, квантовой теории и т.д., о которых говорилось выше.

1.9.3. Геометризированные уравнения физического вакуума

В основе нового подхода лежат всеобщий принцип относительности и уравнения физического вакуума [31]:

$$
\nabla_{[k} e^a{}_{m]} - e^b{}_{[k} T^a{}_{|b|m]} = 0, \tag{A}
$$

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

$$i, j, k... = 0, 1, 2, 3, \qquad a, b, c... = 0, 1, 2, 3,$$

которые совпадают со структурными уравнениями Картана геометрии абсолютного параллелизма [26].

Уравнения физического вакуума (A) и (B) могут быть представлены в виде расширенной системы уравнений Эйнштейна–Янга–Миллса

$$\begin{array}{rr} \nabla_{[k}e^a{}_{j]} + T^i{}_{[kj]}e^a{}_i = 0, & (A) \\ R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R = \nu T_{jm}, & (B.1) \\ C^i{}_{jkm} + 2\nabla_{[k}T^i{}_{|j|m]} + 2T^i{}_{s[k}T^s{}_{|j|m]} = -\nu J^i{}_{jkm}, & (B.2) \end{array} \qquad (1.83)$$

В отличие от обычных уравнений Эйнштейна и Янга–Миллса, в уравнениях $(B.1)$ и $(B.2)$ геометризированные источники T_{jm} и $J^i{}_{jkm}$ определяются через кручение геометрии абсолютного параллелизма (геометрии A_4). Обобщение вакуумных уравнений Эйнштейна (1.70) в теории физического вакуума имеет вид

$$\begin{array}{rr} \nabla_{[k}e^a{}_{j]} + T^i{}_{[kj]}e^a{}_i = 0, & (i) \\ R_{jm} = 0, & (ii) \\ C^i{}_{jkm} + 2\nabla_{[k}T^i{}_{|j|m]} + 2T^i{}_{s[k}T^s{}_{|j|m]} = 0. & (iii) \end{array} \qquad (1.84)$$

С помощью спинорных 2×2 матриц Кармели уравнения физического вакуума для правой материи (в теории различаются правая и левая материя и антиматерия [97]) представляются как

$$\partial_{C\dot{D}}\sigma^i{}_{A\dot{B}} - \partial_{A\dot{B}}\sigma^i{}_{C\dot{D}} = (T_{C\dot{D}})_A{}^P\sigma^i{}_{P\dot{B}} + \sigma^i{}_{A\dot{R}}(T^+{}_{\dot{D}C})^{\dot{R}}{}_{\dot{B}} -$$

$$- \ (T_{A\dot{B}})_C{}^P\sigma^i{}_{P\dot{D}} - \sigma^i{}_{C\dot{R}}(T^+{}_{\dot{B}A})^{\dot{R}}{}_{\dot{D}}, \qquad (\overset{+}{A}{}^{s})$$

$$2\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}} + \Lambda\varepsilon_{AB}\varepsilon_{\dot{C}\dot{D}} = \nu T_{A\dot{C}B\dot{D}}, \qquad (\overset{+}{B}{}^{s^+}.1)$$

$$C_{A\dot{B}C\dot{D}} - \partial_{C\dot{D}}T_{A\dot{B}} + \partial_{A\dot{B}}T_{C\dot{D}} \ + \ (T_{C\dot{D}})_A{}^F T_{F\dot{B}} + (T^+{}_{\dot{D}C})^{\dot{F}}{}_{\dot{B}}T_{A\dot{F}} \ -$$

$$-(T_{A\dot{B}})_C{}^F T_{F\dot{D}} - (T^+{}_{\dot{B}A})^{\dot{F}}{}_{\dot{D}}T_{C\dot{F}} - \ [T_{A\dot{B}}\ , T_{C\dot{D}}] = -\nu J_{A\dot{B}C\dot{D}}, \qquad (\overset{+}{B}{}^{s^+}.2)$$

где константа принимает значения $\nu = (8\pi G)/c^4 = \nu_g$ для случая гравитационного взаимодействия или $\nu = (8\pi e)/m_0c^4 = \nu_e$ – для случая электромагнитного взаимодействия [31]. Уравнения $(B^{s^+}.1)$ представляют собой спинорную запись полностью геометризированных (включая тензор энергии-импульса материи) уравнений Эйнштейна, при этом источник $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$ в общем случае определяется через двухкомпонентные спиноры o_α, τ_β и их производные [98]. С другой стороны, уравнения $(B^{s^+}.2)$ представляют собой полностью геометризированные уравнения Янга–Миллса, в которых ток $J_{A\dot{B}C\dot{D}}$ также определяется через двухкомпонентные спиноры o_α, ι_β.

Двухкомпонентные спиноры $\iota^{\alpha}, o^{\beta}$ играют роль потенциалов торсионных полей геометрии A_4 и удовлетворяют системе нелинейных спинорных уравнений вида [99]

$$
\begin{gathered}
\nabla_{\beta\dot{\chi}} o_{\alpha} = \gamma\ o_{\alpha} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} - \alpha\ o_{\alpha} o_{\beta} \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \\
-\beta\ o_{\alpha} \iota_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} + \varepsilon\ o_{\alpha} \iota_{\beta} \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \tau\ \iota_{\alpha} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} + \\
+\rho\ \iota_{\alpha} o_{\beta} \bar{\iota}_{\dot{\chi}} + \sigma\ \iota_{\alpha} \iota_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} - \kappa\ \iota_{\alpha} \iota_{\beta} \bar{\iota}_{\dot{\chi}}\ , \\
\\
\nabla_{\beta\dot{\chi}} \iota_{\alpha} = \nu\ o_{\alpha} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} - \lambda\ o_{\alpha} o_{\beta} \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \\
-\mu\ o_{\alpha} \iota_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} + \pi\ o_{\alpha} \iota_{\beta} \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \gamma\ \iota_{\alpha} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} + \\
+\alpha\ \iota_{\alpha} o_{\beta} \bar{\iota}_{\dot{\chi}} + \beta\ \iota_{\alpha} \iota_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} - \varepsilon\ \iota_{\alpha} \iota_{\beta} \bar{\iota}_{\dot{\chi}}, \\
\\
\alpha, \beta, \gamma ... = 0, 1, \qquad \dot{\chi}, \dot{\mu}, \dot{\nu} ... = \dot{0}, \dot{1},
\end{gathered}
\tag{1.85}
$$

обобщающей нелинейные спинорные уравнения Гайзенберга–Иваненко (1.82).

Спинорная запись уравнений физического вакуума ($\overset{+}{A}{}^{s}$) и ($\overset{+}{B}{}^{s+}$) совпадает с матричными уравнениями Кармели (1.76 а) и (1.76 б) и эквивалентна спинорным уравнениям (1.73 а) и (1.73 б). Это означает, что Э. Ньюмен, Р. Пенроуз и М. Кармели (при использовании уравнений формализма Ньюмена–Пенроуза) вышли за рамки традиционной геометрии Римана, лежащей в основе теории гравитации Эйнштейна и фактически имели дело со структурными уравнениям Картана геометрии абсолютного параллелизма [97, 100].

С точки зрения теоретической физики такой шаг не может трактоваться чисто формально и требует весомых физических обоснований. Всеобщий принцип относительности только позволяет сделать это, но и утверждает, что уравнения формализма Ньюмена–Пенроуза можно рассматривать как новые физические уравнения.

Таким образом, теория физического вакуума, основанная на всеобщем принципе относительности предлагает реализацию программы Клиффорда–Римана–Эйнштейна–Пенроуза–Гайзенберга в рамках геометрии абсолютного параллелизма со спинорной структурой. При этом структурные уравнения геометрии абсолютного параллелизма (A) и (B) *объявляются* уравнениями физического вакуума. Они обладают тремя особенностями, отличающими их от всех существовавших до сих пор физических уравнений. Во-первых, они не содержат никаких физических констант, во-вторых, их решения скорее конструируются, чем находятся (см. ч. 2), и наконец все входящие в них величины носят относительный характер.

Перечисленные свойства уравнений вакуума потребуют от исследователей использования новой научной методологии.

Литература

[1] *Дирак П.А.М.* Пути физики. М.: Энергатомиздат, 1983.

[2] *Feynman R.* // Phys. Today. 1966. Vol. 19. P.31.

[3] *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т.2. С. 63.

[4] *Эйнштейн А.* // Там же. С.171.

[5] *Шипов Г.И.* // Изв. вузов. Физика. 1972. №10. С. 98–104.

[6] *Rutherford E.* // Philos. Mag. 1919. Vol. 37. P.537.

[7] *Kinzinger E.* // Ztschr. Naturforsch. A. 1949. Bd.4. S.88.

[8] *Hofstadter R.* // Rev. Mod. Phys. 1956. Vol. 28, №3. P.814.

[9] *Bohr N.* // Philos. Mag. Ser.6. 1913. Vol. 26. P.476.

[10] *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966, Т.2. С. 243, 450, 674, 722.

[11] *Эйнштейн А.* // Там же. Т.3. С. 626.

[12] *Рашевский П.К.* Риманова геометрия и тензорный анализ. М.: Наука, 1964.

[13] *Шипов Г.И.* // Изв. вузов. Физика. 1976. №6. С. 132.

[14] *Newman E., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, №3. P.566 – 587.

[15] *Debney G., Kerr R., Schield A.* // Ibid. 1969. Vol. 10, №10. P. 1842.

[16] *Vaidya P.* // Tensor. 1972. Vol. 24. P. 1.

[17] *Шипов Г.И.* // Изв. вузов. Физика. 1977. №6. С. 142.

[18] *Ньютон И.* Математические начала натуральной философии. СПб., 1915–1916. Изв. Николаев. Мор. акад.; Вып. 4, 5.

[19] *Пайс А.* Научная деятельность и жизнь Альберта Эйнштейна. М.: Наука, 1989. 280 с.

[20] *Шипов Г.И.* Проблемы физики элементарных взаимодействий. М.: Изд-во МГУ, 1979. 146 с.

[21] *Шипов Г.И.* // Концептуальные проблемы квантовой теории измерений. М., 1992. С. 134–143.

[22] *Шипов Г.И.* // Изв. вузов. Физика. 1977. №3. С. 121.

[23] *Шипов Г.И.* // Gen. Relat. and Gravit. 1983. Vol. 15, №1. P. 98.

[24] *Клиффорд В.* // Альберт Эйнштейн и теория гравитации. М.: Мир, 1979. С.36–46.

[25] *Шипов Г.И.* // Изв. вузов. Физика. 1985. №3. С. 74.

[26] *Шипов Г.И.* Геометрия абсолютного параллелизма. Ч. 1. М., 1992. 62 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №14.

[27] *Шипов Г.И.* Математические основы калибровочной модели физического Вакуума. М., 1987. Деп. в ВИНИТИ, №5326–В87.

[28] *Шипов Г.И.* Теоретическая оценка электроторсионного излучения. М., 1996. 20 с. Препр. МИТПФ АЕН; №1.

[29] *Акимов А.Е.* Эвристическое обсуждение проблемы поиска дальнодействий: EGS – концепция. М., 1991. 63 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №7А.

[30] *Шипов Г.И.* // Материалы VII Всесоюзн. конф. «Современные теоретические и экспериментальные проблемы теории относительности и гравитации». Ереван, 1988. С. 233–235.

[31] *Шипов Г.И.* Программа всеобщей относительности и теория вакуума. М., 1988. Деп. в ВИНИТИ, N 6947–В88.

[32] *Шипов Г.И.* Теория физического вакуума. Ч.1. Физические принципы и уравнения теории физического вакуума. М., 1992. 65 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №30.

[33] *Skalsky V.* // Astrophys. and Space Sci. 1990. Vol. 166. P. 159.

[34] *Терлецкий Я.П.* // Материалы VII Всесоюз. конф. «Современные теоретические и экспериментальные проблемы теории относительности и гравитации». Ереван, 1988. С. 457.

[35] *Ольховский И.И.* Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970.

[36] *Ишлинский Ю.А.* Механика относительного движения и силы инерции. М.: Наука, 1983.

[37] *Седов Л.И.* Очерки, связанные с основаниями механики и физики. М.: Знание, 1983.

[38] *Шипов Г.И.* Проблемы современной физики и теория вакуума. М., 1987. Деп. в ВИНИТИ, №5325–В87.

[39] *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 571.

[40] *Паули В.* Теория относительности. М.;Л.: Гостехтеоретиздат, 1947. 149 с.

[41] *Einstein A.* // Ann. Phys. 1905. Vol. 17. P.891.

[42] *Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.* Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1969.

[43] *Ландау Л.Д.,Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1973.

[44] *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 2. С. 366.

[45] *Гелл-Манн М.* // Фундаментальная структура материи. М.: Мир, 1984. С.266.

[46] *De Broglie L.* // C.r.Acad. sci. 1923. Vol. 77. P. 507.

[47] *Schrodinger E.* // Naturwissenschaften. 1926. Jg.14, №28. S. 666.

[48] *Schrodinger E.* Abhandlungen zur Wellenmechanic. Leipzig, 1927.

[49] *Born M.* // Zetsch. Phys. B. 1926. Bd. 38. S. 803.

[50] *Блохинцев Д.И.* Основы квантовой механики. М.: Высш. шк., 1963.

[51] *Ланжевен П.* // Избр. произведения. М.: Изд-во иностр. лит., 1949. С. 332.

[52] *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 2. С.63, 243, 450, 674, 722.

[53] *Эйлер Л.* Теория движения твердых тел. М.;Л.: ОНТИ, ГРФМЛ, 1938.

[54] *Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В.* // Введение в теорию квантовых полей. М.: Наука, 1976. С.29.

[55] *De Broglie L.* // C. r. Acad. sci. 1926. Vol. 183. P. 447.

[56] *De Broglie L.* // Ibid. 1927. Vol. 184. P. 273.

[57] *Madelung B.* // Zetschr. Phys. 1926. Bd. 40. S. 332.

[58] *Bohm D.* // Phys.Rev. 1953. Vol. 84. P. 1458.

[59] *Takalayasi T.* // Progr. Theor. Phys. 1952. Vol. 8. P.143; 1953. Vol. 9. P. 187.

[60] *Алексеев Б.В., Абакумов А.М.* // ДАН СССР. 1982. Т. 262, №5. С. 1100.

[61] *Френкель Я.И.* // УФН. 1950. Т.42, вып. №2. С. 69.

[62] *Блохинцев Д.И.* // Там же. С. 76.

[63] *Блохинцев Д.И.* // Философские вопросы современной физики. М.: Мир, 1952. С. 395.

[64] *Маляров В.В.* Основы теории атомного ядра. М.: Физматгиз, 1958.

[65] *Бете Г.* Теория ядерной материи. М.: Мир, 1974.

[66] *Валантэн Л.* Субатомная физика: Ядра и частицы: В 2 т. М.: Мир, 1986.

[67] *Chambers E., Hofstadter R.* // Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. 2. 1957. Vol.2;*Bimiller F., Hofstadter R.* // Phys. Rev. 1956. Vol. 103. P. 1454.

[68] *Mott N.* // Proc. Roy. Soc. London A. 1929. Vol. 124. P. 425.

[69] *Федянин В.* Электромагнитная структура ядер и нуклонов. М.: Высш. шк., 1968.

[70] *Glashow S.L.* // Nucl. Phys. 1961. Vol. 22. P. 579.

[71] *Weinberg S.* // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. P. 1264.

[72] *Salam A.* // Elementary particle theory. Ed. N.Svartholm. Stockholm: Almquist and Wiksell, 1968.

[73] *Глэшоу Ш., Салам А.* // УФН. 1980. Т. 132, №2. С. 34.

[74] *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1967. Т. 4. С. 573.

[75] *Эйнштейн А.* // Там же. С. 286.

[76] The Taittiriya Upanishad with commentaries. Mysore, 1903.

[77] *Patrizzi F.* Nova de Universis Philosophia. Pt 4. Pancosmia, libro 1. De Spacio Physio Meiettus. Venice, 1593.

[78] *Лобачевский Н.И.* // Полн. собр. соч. М.;Л.: Гостехиздат, 1946, Т. 1. С. 185–261.

[79] *Риман Б.* Сочинения. М.;Л., 1948. 279 с.

[80] *Schwarzschild K.* // Sitzungsber. Akad. Wiss. Berlin. 1916. Bd. 189. S. 195.

[81] *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 2. С. 789.

[82] *Rainich G.* // Trans. Amer. Math. Soc. 1925. Vol. 27. P. 106.

[83] *Уилер Дж.* Гравитация, нейтрино и Вселенная. М.: Изд-во иностр. лит. 1962. 153 с.

[84] *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 2. С. 431.

[85] *Penrose R.* // Ann. Phys. 1960. Vol. 10. P. 171–201.

[86] *Пенроуз Р., Риндлер В.* Спиноры и пространство-время. Т. 1. М.: Мир, 1987.

[87] *Newman E., Tamburino L., Unti T.* // J. Math. Phys. 1963. Vol. 4, N 7. P. 915.

[88] *Kinnersley W.* // Ibid. №7. P. 1195–1203.

[89] *Carmeli M.* // Ibid. 1970. Vol. 11, №10. P. 2728–2732.

[90] *Carmeli M.* // Lett. nuovo cim. 1970. Vol. 4. P. 40–46.

[91] *Carmeli M.* // Phys. Rev.D. 1972. Vol. 5. P. 5–8.

[92] *Carmeli M., Malin S.* // Ann. Phys. 1977. Vol. 103. P. 208–232.

[93] *Иваненко Д.* // Phys. Ztschr. Sowjetunion. 1938. Bd. 13. S. 141.

[94] *Иваненко Д.* // Nuovo cim. Suppl. 1957. Vol. 6. P. 349.

[95] *Heisenberg W.* // Rev. Mod. Phys. 1957. Vol. 29. P. 269.

[96] *Duerr H.P., Heisenberg W., Mitter H., et al.* // Ztschr. Naturforsch. A. 1959. Bd. 14. S. 441.

[97] *Шипов Г.И.* Геометрия абсолютного параллелизма. Ч. 2. М., 1992. 67 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №15.

[98] *Geroch R., Held A., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1973. Vol. 14. P. 874.

[99] *Jogia S., Griffiths J.* // Gen. Relat. and Gravit. 1980. Vol. 12, №8. P. 597–617.

[100] *Шипов Г.И.* Геометрия абсолютного параллелизма. Ч. 3. М., 1992. 76 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №16.

[101] Николай Коперник: Сб. ст. к четырехсотлетию со дня смерти. Изд-во АН СССР. М.; Л.: 1947. С. 185.

[102] *Шипов Г.И.* Теория физического вакуума. Новая парадигма. М.: НТ Центр. 1993. 362 с.

[103] *Barut A., Haugen R.* // Ann. Phys. 1972. Vol. 71. P. 519.

[104] *Carmeli M.* // Intern. J. Theor. Phys. 1986. Vol. 25, №1. P. 89.

[105] *Схоутен Я.* Тензорный анализ для физиков. М.: Наука, 1965.
81 с.

[106] *Shipov G., Skalsky V.* // Proc. of the Intern. conf. on differential geometry and its applications. Brno, 1989. P.422–431.

[107] *Hagelin J.S.* // Mod. Sci. and Vedic Sci. 1989. Vol. 3, №1. P. 3–72.

[108] *Terletsky J.P.* // J. Phys. Radiat. 1962. Vol. 23. P. 910.

[109] *Терлецкий Я.П.* Парадоксы теории относительности. М.: Наука, 1966.

[110] *Hsin-Yang Yeh.* // J. Math. Phys. 1974. Vol. 15, №7. P.1085–1095.

[111] *Шипов Г.И.* Теория физического вакуума. Ч.2. М., 1992. 65 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №31.

[112] *Шипов Г.И.* Теория физического вакуума. Ч.3. М., 1992. 72 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №32.

[113] *Mathisson M.* // Acta. phys. pol. 1937. Vol. 4. P. 163.

[114] *Papapetrou A.* // Proc. Roy. Soc. London A. 1951. Vol. 209. P. 248.

[115] *Акимов А.Е.* //Тез. докл. VIII Рос. гравитац. конф. «Теоретические и экспериментальные проблемы теории гравитации» .М.: Рос. гравитац. ассоц.,1993. С. 247.

[116] *Акимов А.Е.* // Тез. докл. XXVIII науч. конф. фак. физ.-мат. и естеств. наук Ун-та дружбы народов. М., 1992. Ч. 1. С. 51.

[117] *Мах Э.* Механика: Историко-критический очерк ее развития. 6-е изд., СПб., 1909.

[118] *Эйлер Л.* Основы динамики точки. М.;Л., 1938. С. 276.

[119] *Шипов Г.И.* Теоретические основы новых принципов движения. М., 1992. 68 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №60.

[120] *Панов В.Ф., Шипов Г.И.* // Проблемы механики управляемого движения. Пермь. 1992. С. 96.

[121] *Vaidya P.* // Nature. 1953. Vol. 171. P. 260–265.

[122] *Infeld L., B. der Werden* // Akad. Wiss. Phys.-math. Kl. 1933. Bd. S. 380–395.

[123] *Шипов Г.И.* Квантовая механика, о которой мечтал Эйнштейн, следует из теории физического вакуума. М., 1992. 64 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №20.

[124] *Татарский В.И.* // УФН. 1983. Т. 139, №4. С. 587–619.

[125] *Губарев Е.А.,Сидоров А.Н.* // Гравитация и фундаментальные взаимодействия. М.: Изд-во Ун-та дружбы народов, 1988. С. 92.

[126] *Губарев Е.А., Сидоров А.Н., Шипов Г.И.* // Актуальные проблемы фундаментальных наук. М.: Изд-во МГТУ, 1991. Т. 3, С. 102–105.

[127] *Губарев Е.А., Сидоров А.Н., Шипов Г.И.* Фундаментальные модели элементарных взаимодействий и теория физического вакуума. М.: МНТЦ ВЕНТ, 1992. 68 с.

[128] *Machwe M.K., Kent P.W., Snowdon S.C.* // Phys. Rev. 1959. Vol. 114, №6. P. 1563.

[129] *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Тез. докл. XXVIII науч. конф. фак. физ.-мат. и естеств. наук Ун-та дружбы народов. М., 1992. Доп. вып. С. 3.

[130] *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Тез. докл. VIII Рос. гравитац. конф. «Теоретические и экспериментальные проблемы гравитации». М.: Рос. гравитац. ассоц., 1993. С. 251.

[131] *Губарев Е.А., Сидоров А.Н., Шипов Г.И.* // Тр. V семинара «Гравитационная энергия и гравитационные волны». Дубна. 1993. С. 232–238.

[132] *Шипов Г.И.*// Тр. VI семинара «Гравитационная энергия и гравитационные волны». Дубна. 1994. С. 141–145.

[133] *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Тр. VI семинара «Гравитационная энергия и гравитационные волны». Дубна. 1994. С. 146–152.

[134] *Криш А.Д.* // В мире науки. 1987. №10. С.12.

[135] *Фролов В.П.* // ТМФ. 1974. Т.21, №2. С.213–223.

[136] *Гулак Ю.К.* // Изв. вузов. Физика. 1971. №10. С. 46,52; 1973. №4, С.51.

[137] *Чечельницкий А.М.* Экстремальность, устойчивость, резонансность в астродинамике и космонавтике. М.: Машиностроение, 1980.

[138] *Шипов Г.И.* // Гравитация и фундаментальные взаимодействия. М., 1988. С. 93.

[139] *Буллен К.Е.* // Плотность Земли М.: Мир, 1978. С. 437.

[140] *Шипов Г.И.* О дискретной структуре Солнечной системы. М., 1992. 12 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №62.

[141] *Козырев Н.А.* Причинная или несимметричная механика в линейном приближении. Пулково, 1958. 232 с.

[142] *Козырев Н.А.* // Астрономические наблюдения посредством физических свойств времени. Вспыхивающие звезды. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1977. С. 168–179.

[143] *Козырев Н.А., Насонов В.В.* // Проб. исслед. Вселенной: 1980. Вып. 9. С. 76–84.

[144] *Козырев Н.А., Насонов В.В.* // Там же. 1980. Вып. 7. С. 168–179.

[145] *Лаврентьев М.М., Еганова И.А., Луцет М.К. и др.* // ДАН СССР. 1990. Т. 314, N 2. С. 352–354.

[146] *Лаврентьев М.М., Гусев В.А., Еганова И.А. и др.* // Там же. С. 368–370.

[147] *Акимов А.Е. Пугач А.Ф.* К вопросу о возможности обнаружения торсионных волн астрономическими методами. М., 1992. 19 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №17.

[148] *Акимов А.Е., Курик М.В., Тарасенко В.Я.* // Биотехнология. 1991. №3. С. 69.

[149] *Pagot J.* Radiesthesie et emission de forme. P.: Malonie, 1978. 277 p.

[150] *Winter D.* // The Seed and the EGG. A Galacti context. Cristal hill farm. Eden, N.Y., 1988. P. 219.

[151] *Schweitzer P.* Pat. P3320518.3. (Bundesrepublic Deuschland). Publ. 13.12.84.

[152] *Fantuzzi G.* Pat. 250943.9. (Bundesrepublic Deuschland). Publ. 18.09.75.

[153] *Майборода В.П, Акимов А.Е, Тарасенко В.Я, и др.* Структура и свойства меди, унаследованные из расплава после воздействия на него торсионным излучением. М.: МНТЦ ВЕНТ, 1995. 9 с.

[154] *Соколова В.А.* Исследование реакции растений на воздействие торсионных излучений, М.: МНТЦ ВЕНТ, 1994. 32 с.

[155] *Филатов Н.В.* Исследование удара тел с большими кинетическими моментами: Письмо Н.В. Филатова к Чичерину В.Г. 08.07. 1969.

[156] *Толчин В.Н.* Инерциоид, силы инерции как источник движения, Пермь, 1977.

[157] *Финогеев В.П.* // Системный подход к теории и практике концепции торсионных полей. Возможные пути реализации. МТЦ «Информтехника». 1993. 18 с.

[158] *Акимов А.Е., Финогеев В.П.* Торсионные поля и их технологические проявления, «Вопросы оборонной техники». 1995. Сер. 9.
28 с.

[159] *Акимов А.Е., Финогеев В.П.* Экспериментальное проявление торсионных полей и торсионные технологии. МТЦ «Информтехника». 1966. 35 с.

[160] *Окунь Л.Б.*// Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988, С.272.

[161] Протокол экспериментальной проверки возможности организации канала связи, 22–29 апреля 1986 г. Утвержден И.В.Мещеряковым 15 мая 1986 г.

[162] *Перебейнос К.Н.* Предложения по организации исследований в области гравитационных взаимодействий и поиска наличия гравитационных волн для оценки возможности их использования в целях передачи информации и связи. Пояснительная записка №1. 1974.

[163] Исследование возможностей биоиндикации торсионных полей и апробация средств защиты. Результаты исследований В.В.Алабовского, Ю.Ф.Перова, Воронеж: НТЦ «Бриз», 1990. 19 с.

[164] Протокол экспериментальной проверки возможностей переноса информационного действия, 1–4 апреля 1986 г. Утвержден Н.В.Мещеряковым 07.04.1986 г.

[165] *Бобров А.В.* Сенсорные свойства двойных электрических слоев в биологии и технике регистрации слабых и сверхслабых излучений. М., 1994. 14 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №54.

[166] *Бобров А.В.* Инструментальное исследование природы и свойств высокопроникающего нетеплового компонента излучения человека. М., 1994. 46 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №55.

[167] *Акимов А.Е., Терехов Ю.Ф., Тарасенко В.Я.* // Междунар. конф. «Современные телекоммуникационные технологии и услуги связи в России». М., 1995.

[168] *Maiboroda V.P.* // Thin Solid Films, 1990. Vol. 195. P. 1–10.

[169] *Майборода В.П., Акимов А.Е, Максимова Г.А, Тарасенко В.Я.* Влияние торсионных полей на расплав олова. М., 1994. 13 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №49.

[170] *Майборода В.П.* // УФЖ. 1991. Т. 36, №6.

[171] *Richter V.H., Breitling G.* // Ztschr. Metallkunde, 1979. Bd. 61, №9. S. 628-636.

[172] *Майборода В.П.* Исследование закономерности переохлаждения жидкого железа от температуры перегрева. Киев, 1987. Препр. Ин-та пробл. материаловедения АН УССР; №11.

[173] *Майборода В.П.* // Изв. АН СССР. Металлы. 1990. №4. С. 49–52.

[174] *Хирт Дж., Лоте И.* // Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. С.530–531.

[175] *Майборода В.П., Копань В.С.* // Изв.АН СССР. Металлы. 1973. №3, С.132–136.

[176] *Уилер Дж.* Предвидение Эйнштейна. М.: Мир, 1970. 122 с.

[177] *Фокс Х.* Холодный ядерный синтез. М.: ПГ «СВИТЭКС», 1993. 183 с.

[178] *Шипов Г.И.* Преодоление кулоновского барьера за счет торсионных эффектов, М., 1992. 12 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №61.

[179] *Herbert L.* // Calif. Sun. Vol. 11, 1996. May.