В.А.ВИНОКУРОВ
доктор физико-математических наук,
профессор

ОЧЕРК
ТЕОРИИ КОНДЕНСАЦИИ

Москва 1993

Из отзывов о предыдущей работе В.А. Винокурова по математическим основам электродинамики:

«Результаты В.А.Винокурова - одно из величайших достижений математической физики XX века, имеющее принципиальное значение для современной физической картины мира.»

Из отзыва академика А.Н. Тихонова.

«Я должен сказать, что не могу следовать Вашим рассуждениям. ...я не вижу, где Вы отклоняетесь от классического электромагнетизма, с которого Вы начинаете.»

Из письма президента Французской академии наук
Жака Фриделя профессору В.А. Винокурову.

«...речь идет о разработке на основе открытия новой конструкции ускорителя высоких энергий, в сотни раз меньшего по размерам и стоимости, чем существующие. Представьте себе ускоритель электронов радиусом всего лишь в 30 сантиметров рядом с нынешними, 35-метровыми. И ускоритель протонов в шесть метров рядом с километровым гигантом, стоящим миллиарды долларов. Сколько шахт и тоннелей не надо строить, сколько сил и энергии сэкономится...»

Литературная газета от 18 марта 1992 года.

«...рост размеров ускорителей заряженных частиц - от метров в начале века до сотен метров в середине и до десятков километров в его конце - может оказаться, увы, не триумфом науки, а вырождением ускорительной техники. Новые открытия могут в принципе сделать гигантские сооружения бессмысленными. ...Альтернативой ускорителю протонов диаметром около 30 километров и стоимостью 10 миллиардов долларов является ускоритель профессора Валерия Винокурова диаметром в 12 метров и стоимостью в 10 миллионов долларов.

Литературная газета от 21 июля 1993 года.

В.А.ВИНОКУРОВ
доктор физико-математических наук,
профессор

ОЧЕРК
ТЕОРИИ КОНДЕНСАЦИИ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «СОЮЗ»
Москва 1993

УДК 537.8

Винокуров В. А. Очерк теории конденсации. - М.: Издательство "Союз", 1993. - 36 с.

Брошюра содержит первое краткое изложение принадлежащей автору новой теории - теории конденсации. В ней математическими средствами из идеальной сплошной среды, заполняющей все пространство извлекаются частицы, их законы взаимодействия, характеристики и динамика.

Брошюра предназначена для физиков, математиков, специалистов в области механики сплошных сред, инженеров и конструкторов, использующих законы электродинамики, а также для широкого круга читателей, интересующихся основами современной науки.

Издается в авторской редакции.

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Настоящий текст содержит первое краткое эскизное изложение принадлежащей автору теории - **теории конденсации** без математических выкладок и доказательств. Термином "теория конденсации" я назвал схему извлечения дальнодействия точечных частиц из близкодействия сплошной среды. Излагаемый материал по существу следует рассматривать как математическую электродинамику. Автор полностью принимает на себя ответственность за излагаемые результаты и методы, что подчеркивается изложением от первого лица.

Введение

Я рассматриваю бесконечную сплошную среду и ее возмущения, т. е. решения ее уравнений Эйлера, исчезающие в бесконечности. Моя задача - изучить асимптотическую структуру этих возмущений на больших расстояниях от их центра и асимптотическое взаимодействие их в случае, когда расстояние между их центрами много больше диаметров их ядер. Эти возмущения я и называю частицами. Описание динамики частиц требует введения их массы, как некоторой характеристики, вычисляемой по функции состояния. Для описания взаимодействия частиц вводятся моменты их функции состояния, которые дают заряд, спин, дипольный момент и другие характеристики частицы.

§1. Идеальная среда и среда Максвелла

Итак, рассматривается сплошная среда, заполняющая все пространство $\mathbb{R}^3$, в переменных Лагранжа, в которых текущие координаты среды в прямоугольных декартовых координатах есть $\vec{X}(t,\vec{x})$. Здесь t-время, $\vec{x} \in \mathbb{R}^3$ - координаты опорного состояния, т.е. координаты, которыми мы нумеруем точки среды. Для интервала времени $[a,b]$ и пространственного обьема V вводится **действие** - интегральный функционал вида

$$L = \int\limits_a^b \iiint\limits_V \mathcal{L}\, dx_1 dx_2 dx_3\, dt,$$

где $\mathcal{L} = \mathcal{L}(t,\vec{x},\vec{X}, \frac{\partial \vec{X}}{\partial \vec{x}}, \frac{\partial \vec{X}}{\partial t}, \ldots)$ - функция от t, $\vec{x}$, $\vec{X}$ и частных производных функции $\vec{X}(t,\vec{x})$ называемая **плотностью функции Лагранжа** или **лагранжианом**. **Экстремалями** я называю такие функции $\vec{X}(t,\vec{x})$, на которых вариация действия обращается в нуль. Я полагаю, что физические состояния среды есть экстремали.

Далее я сужаю класс рассматриваемых моделей и перехожу к рассмотрению идеальной среды, удовлетворяющей трем аксиомам:

I. Лагранжиан $\mathcal{L}$ является достаточно гладкой числовой функцией $\mathcal{L} = \mathcal{L}(t,\vec{x},\vec{X}, \frac{\partial \vec{X}}{\partial \vec{x}}, \frac{\partial \vec{X}}{\partial t})$ от $1+3+3+9+3=19$ числовых аргументов.

II. Среда стационарна.

III. Величина действия не изменяется при собственных движениях среды.

Используя технику групп Ли из работы [1], находится общий вид лагранжиана $\mathcal{L}(t,\vec{x},\vec{X},\ \frac{\partial\vec{X}}{\partial\vec{x}},\ \frac{\partial\vec{X}}{\partial t})$ идеальной среды в форме $\mathcal{L}=\varphi\left[g\left[\frac{\partial\vec{X}}{\partial\vec{x}},\frac{\partial\vec{X}}{\partial t}\right]\right]$, где φ - произвольная функция 6 переменных, а $g\equiv(g_1,g_2,g_3,g_4,g_5,g_6)$ - 6 конкретных полиномов от переменных $\frac{\partial\vec{X}}{\partial\vec{x}}$ и $\frac{\partial\vec{X}}{\partial t}$.

Идеальная среда, вообще говоря, нелинейна. Для рассмотрения малых ее возмущений я аппроксимирую исходную нелинейную среду последовательно линейными средами (средами с линейным уравнением Эйлера) путем аппроксимации их лагранжиана квадратичными лагранжианами в окрестности опорного состояния. Если $\vec{X}_0\equiv\vec{x}$ есть опорное состояние, то квадратичное по $\vec{U}(t,\vec{x})\equiv\vec{X}(t,\vec{x})-\vec{x}$ приближение к функционалу $L(\vec{X})-L(\vec{X}_0)$ есть

$$L_{ts}(\vec{U}) = \int\limits_a^b \iiint\limits_V \mathcal{L}_{ts}\left[\ \frac{\partial\vec{U}}{\partial\vec{x}},\ \ \frac{\partial\vec{U}}{\partial t}\ \right]\, dx_1 dx_2 dx_3\ dt,$$

где лагранжиан

$$\mathcal{L}_{ts}\left[\ \frac{\partial\vec{U}}{\partial\vec{x}},\ \ \frac{\partial\vec{U}}{\partial t}\ \right] = \frac{\rho}{2}\left[\frac{\partial\vec{U}}{\partial t}\right]^2 - \left[\ (\mu+\nu)\,div\vec{U} + \frac{\mu}{2}\sum_{\alpha,\beta=1}^{3}\left[\frac{\partial U_\alpha}{\partial x_\beta}\right]^2 +\right.$$

$$\left. +\chi(div\ \vec{U})^2/2 + \nu\sum_{\alpha,\beta=1}^{3}\left[\frac{\partial U_\alpha}{\partial x_\alpha}\frac{\partial U_\beta}{\partial x_\beta} - \frac{\partial U_\beta}{\partial x_\alpha}\frac{\partial U_\alpha}{\partial x_\beta}\right]\ \right]$$

задается четырьмя константами: плотностью среды - ρ и упругими константами - μ, ν, χ. Далее я требую, чтобы уравнения Эйлера полученной линейной среды совпали с системой уравнений Максвелла электромагнитного поля и получаю ограничения на константы: $\nu=-\mu$, $\chi=-\mu$. Для сокращения последующих выкладок я ввожу: константу $c\equiv\sqrt{\mu/\rho}$, величину $x_0\equiv ct$, нормирую действие на μ и получаю следующий лагранжиан

$$M\left[\frac{\partial\vec{U}}{\partial\vec{x}},\ \frac{\partial\vec{U}}{\partial x_0}\right]=\frac{1}{2}\left[\left[\frac{\partial\vec{U}}{\partial x_0}\right]^2-(\,rot\vec{U}\,)^2\right]+$$

$$+\sum_{\alpha,\beta=1}^{3}\frac{\partial U_\alpha}{\partial x_\alpha}\frac{\partial U_\beta}{\partial x_\beta}-\frac{\partial U_\beta}{\partial x_\alpha}\frac{\partial U_\alpha}{\partial x_\beta},$$

который я называю **лагранжианом Максвелла**, соответствующее действие - **действием Максвелла**, а саму сплошную среду - **средой Максвелла**.

Перед подробным изучением среды Максвелла я делаю два упрощающих шага. Во-первых, ввожу **укороченный лагранжиан Максвелла**

$$M\!\!\vartriangle\!\left[\frac{\partial\vec{U}}{\partial\vec{x}},\ \frac{\partial\vec{U}}{\partial x_0}\right]\equiv\frac{1}{2}\left[\left[\frac{\partial\vec{U}}{\partial x_0}\right]^2-(\,rot\vec{U}\,)^2\right]$$

и показываю, что для действия, рассматриваемого на всем пространстве $\mathbb{R}^3$, в классе функций $\vec{U}(t,\vec{x})$, удовлетворяющих условию убывания в пространственной бесконечности вида $|\vec{U}(x_0,\vec{x})|=\underline{O}\left[\frac{1}{|\vec{x}|}\right]$, действие Максвелла и укороченное действие Максвелла совпадают. Таким образом, изучение экстремалей действия Максвелла сведено к изучению экстремалей укороченного действия Максвелла. Во-вторых, ввожу операторную замену переменных $\vec{U}=Bu$, т.е. выражаю 3-вектор-функцию $\vec{U}(x_0,\vec{x})$, через новую 4-вектор-функцию $u(x_0,\vec{x})$ по формуле

$$\vec{U}(x_0,\vec{x}) = \vec{u}(x_0,\vec{x}) - grad \int_{c_0}^{x_0} u_0(x_0,\vec{x})dx_0$$

и убеждаюсь, что

$$M\Delta(Bu) = N(u),$$

где $N\left[\frac{\partial u}{\partial x} \right]$ – **лагранжиан Лоренца**

$$N\left[\frac{\partial u}{\partial x} \right] \equiv \frac{1}{2} \sum_{i,j=0}^{3} \left[-\theta^{rl}\theta_{ij} + \theta_j{}^r\theta_i{}^l \right] \frac{\partial u_r}{\partial x_i}\frac{\partial u_l}{\partial x_j},$$

и

(1) $$\theta^i_j \equiv \theta^{ij} \equiv \theta_{ij} \equiv \begin{cases} 0, & i\neq j; \\ 1, & i=j=0; \\ -1, & i=j\neq 0. \end{cases}$$

Изучение действия Максвелла $M(\vec{U})$ сведено таким образом к изучению **действия Лоренца** $N(u)$.

В результате проведенных построений получена аппроксимация действия идеальной среды $L(\vec{X})$ действием Лоренца $N(u)$, где $\vec{X}=\vec{U}+\vec{X}_0$, $\vec{U}=Bu$, $\vec{X}_0\equiv\vec{x}$. Она имеет вид

$$L\left[\vec{U}+X_0 \right] - L\left[X_0 \right] = \frac{\mu}{c} N(u)+W,$$

где

(2) $$N(u) = \int_{ca}^{cb} \iiint_{\mathbb{R}^3} N\left[\frac{\partial u}{\partial x} \right] dx_1dx_2dx_3dx_0$$

квадратичный функционал, а W – функционал третьего порядка малости по u при $u\to 0$. (Здесь и далее в этом тексте

$x\equiv(x_0, x_1, x_2, x_3)$).

Итак, для достаточно малых смещений $\vec{U}$ изучение общего функционала действия $L(\vec{X})$ сведено к изучению квадратичного функционала действия $N(u)$ с ошибкой третьего порядка малости по смещениям.

§2. Свойства инвариантности действия Лоренца

Действие Лоренца вида

$$N(u) = \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_{\mathbb{R}^3} N\left[\frac{\partial u}{\partial x} \right] dx_1 dx_2 dx_3 dx_0 \tag{3}$$

допускает 10-параметрическую группу преобразований вида

$$T_p(u) \equiv G^{\mathrm{T}} u(G(x-a)), \qquad G \in \Omega(\Theta), \quad a \in \mathbb{R}^4,$$

переводящих функции $u(x)$, исчезающие в пространственной бесконечности, в функции, исчезающие в пространственной бесконечности, и оставляющих неизменным величину функционала (3). Здесь используются следующие обозначения: $\Omega(\Theta)$ - множество всех действительных матриц G размера 4×4, удовлетворяющих условию

$$G^{\mathrm{T}}\Theta G=\Theta$$

с матрицей Θ вида (1), p - элемент группы Пуанкаре преобразований $\mathbb{R}^4$, задаваемый матрицей $G=G(p) \in \Omega(\Theta)$ и вектором $a=a(p) \in \mathbb{R}^4$.

Т.е. преобразования T_p образуют линейное представление группы Пуанкаре P преобразований пространства $\mathbb{R}^4$. Уравнения Эйлера для действия Лоренца $N(u)$ имеют вид

$$(4) \qquad Au=0,$$

где A – линейный дифференциальный оператор второго порядка, переводящий 4-функции $u(x)$ в 4-функции $f(x)$ вида

$$(5) \qquad (Au)_r \equiv \sum_{i,j,l=0}^{3} \left[\theta^{rl}\theta_{ij} - \theta_j{}^r\theta_i{}^l \right] \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_i \partial x_j}, \qquad r \in \overline{0,3}.$$

Оператор A я называю **базовым оператором системы.**

Экстремали действия Лоренца являются решениями уравнения Эйлера (4), но не соответствуют, вообще говоря, физическим состояниям среды. 4-функции $u(x)$, соответствующие физическим состояниям среды таковы, что 3-функция $\vec{X}(t,\vec{x})$, построенная по функции смещения $\vec{U}(x_0,\vec{x})=Bu$ является экстремалью исходного действия идеальной среды, но применяя к ним оператор A, я получаю 4-функцию $j\equiv Au$, вообще говоря, не равную нулю. 4-функцию $u(x)$ я называю **4-функцией (функцией) состояния**, а 4-функцию $j(x)$ – **4-функцией (функцией) тока.** Из вида (5) базового оператора A следует, что функция тока удовлетворяет уравнению

$$(6) \qquad \sum_{k=0}^{3} \frac{\partial j_k}{\partial x_k}(x) = 0.$$

Я называю компоненту $j_0(x)$ **плотностью заряда**, а 3-вектор $\vec{j}\equiv(j_1,j_2,j_3)$ – **плотностью тока.** Тогда соотношение (6) интерпретируется как уравнение непрерывности или как закон сохранения заряда в дифференциальной форме.

Замечание 1. При данном выборе базового оператора и плотности заряда заряд электрона будет положительным.

§3. Состояния частицы

Пусть u – функция состояния и $j=Au$ - соответствующая функция тока. Я подвергну функцию состояния u преобразованию T_p и получу новую функцию $\tilde{u}\equiv T_p u$. Возникает вопрос: как связаны соответствующие функции тока $j=Au$ и $\tilde{j}=A\tilde{u}$. Оказывается $\tilde{j}=\tilde{T}_p j$, где преобразование $\tilde{T}_p$ имеет вид

$$[\ \tilde{T}_p j\ ](x) = G^{-1} j[\ G(x-a)\ ],$$

если преобразование Пуанкаре $p \in P$ задается парой $G\in\Omega(\Theta)$, $a \in \mathbb{R}^4$. Преобразования $\{\tilde{T}_p\}_{p\ \in\ P}$ также образуют группу преобразований, являющихся линейным представлением группы Пуанкаре P.

Пусть функция $u(x)$ соответствует некоторому физическому состоянию идеальной среды, т. е. $\vec{X}=Bu+\vec{x}$ есть с точностью до нормировки переменных экстремаль действия идеальной среды L, тогда функция $\tilde{u}=T_p u$, вообще говоря, уже не будет соответствовать физическим состояниям идеальной среды, так как преобразование T_p оставляет инвариантным действие Лоренца, но, вообще говоря, не действие идеальной среды. Однако, с точки зрения аппроксимации, функция смещения $\vec{U}=B\tilde{u}$ остается достаточно хорошей аппроксимацией некоторого нового физического состояния, ибо новая 4-функция тока $\tilde{j}=\tilde{A}\tilde{u}=T_p j$ сохраняет те же свойства малости и убывания в пространственной бесконечности, что и исходная функция тока j. Поэтому функции $T_p u$ я называю соответствующими различным физическим состояниям частицы, когда p пробегает связную компоненту единицы P_e группы Пуанкаре P.

Я прихожу к квазистационарному описанию частицы, т.е. предполагаю, что ее различные физические состояния хорошо аппроксимируются (и поэтому заменяются в модели) состояниями вида

$$\tilde{u}=T_p u, \tag{7}$$

$p \in P_e$ и вся эволюция частицы заключается лишь в изменении параметра p в представлении (7) как функции времени x_0. Итак, динамика частицы сводится к изучению зависимости параметра $p \in P_e$ от времени x_0. Т.е. я получаю динамику точки на связной компоненте единицы P_e группы Пуанкаре. Состояния частицы нумеруются элементами p группы Пуанкаре. Состояние, в котором элемент p равен единичному элементу e, я называю **стандартным.**

§4. Агвиды

Я сужаю класс функций состояния $u(x)$ следующим образом. Пусть функция $u(x)$ есть 4-функция от 4-вектора x, определенная на $\mathbb{R}^4$, т.е. отображение $u:\mathbb{R}^4 \to \mathbb{R}^4$. Если существуют отображение $uf:\mathbb{R}^3 \to \mathbb{R}^4$ и вектор $\vec{l} \in \mathbb{R}^3$, что

$$u(x) = uf(\vec{x}-\vec{l}x_0),$$

то отображение $u(x)$ я называю **агвидным.** Далее в этом параграфе я рассматриваю лишь агвидные функции состояния и соответствующие частицы называю **агвидными.** Нетрудно видеть, что агвидная частица есть частица-волна, т. е. возмущение, распространяющееся с постоянной скоростью $\vec{l}$. Далее агвидную функцию состояния я буду записывать в виде

$$u(x) = uf(\vec{x}-\vec{b}(x_0)),$$

где $\vec{b}(x_0)$ – определенный некоторым образом центр частицы, например, зарядовый центр. При этом $\frac{d}{dx_0}\vec{b}(x_0) = \vec{l}$ и предполагается, что функция трех переменных $uf(\vec{x})$ имеет центр в нуле. Аналогичное представление через функцию от трех переменных будет верно и для соответствующей функции тока

$$j(x) = jf(\vec{x}-\vec{b}(x_0)).$$

Всюду далее для агвидных функций переход от функции четырех аргументов x_0, x_1, x_2, x_3 к соответствующей функции трех аргументов x_1, x_2, x_3 я обозначаю добавлением буквы f к символу функции.

Правила преобразования функций $u(x)$ и $j(x)$ влекут правила преобразования функций $uf(\vec{x})$ и $jf(\vec{x})$. Какой вид имеют эти последние правила?

Введем 4-вектор скорости частицы $l \equiv \begin{bmatrix} 1 \\ \vec{l} \end{bmatrix}$, добавляя к пространственным компонентам скорости единицу как нулевую компоненту. Для преобразования Пуанкаре $p \in P_e$ его действие на точку $x \in \mathbb{R}^4$ будет записываться в виде

$$p(x)=G(x-a), \qquad G \in \Omega_e(\Theta), \quad a \in \mathbb{R}^4,$$

где $\Omega_e(\Theta)$ – связная компонента единицы группы Лоренца. Всякая матрица $G \in \Omega_e(\Theta)$ может быть записана с помощью вектора $\vec{\beta} \in \mathbb{R}^3$, такого, что $|\vec{\beta}|<1$ и ортогональной матрицы $Q \in SO(3)$ в виде

$$(8) \qquad G = G_t G_s,$$

где G_t, G_s - матрицы 4×4. Матрица

$$(9) \qquad G_s = \begin{bmatrix} 1 & 0\ 0\ 0 \\ 0 & \\ 0 & Q \\ 0 & \end{bmatrix}.$$

Матрица

$$(10) \qquad G_t = \begin{bmatrix} \xi_0 & -\vec{\xi}^T \\ \vec{\xi} & B \end{bmatrix},$$

где $\xi_0 = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\vec{\xi} = \dfrac{\vec{\beta}}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\beta \equiv |\vec{\beta}|$, и B - матрица 3x3 с элементами

$$b_{\psi\alpha} = \delta_{\psi\alpha} + \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right] \frac{\beta_\psi \beta_\alpha}{\beta^2}; \qquad \psi, \alpha \in \overline{1,3}.$$

Представление (8) я буду называть левым представлением матрицы Лоренца G.

Введем матрицу

$$(11) \qquad R \equiv (E + \vec{1} \cdot \vec{\xi}^T) BQ$$

с определителем

$$det[\, R\,] = \langle l,\xi\rangle \equiv \sum_{i=0}^{3} l_i\xi_i .$$

Тогда, если $\tilde{u} = T_p(u)$ и $\tilde{j} = \tilde{T}_p(j)$, то

$$\tilde{u}f(\vec{x}) = G^{\mathrm{T}}uf(R\vec{x}),$$

$$\tilde{j}f(\vec{x}) = G^{-1}jf(R\vec{x}).$$

4-вектор скорости преобразуется по правилу

$$\tilde{l} = \frac{1}{(G^{-1}l)_0}\, G^{-1}l,$$

откуда следует, что

$$\langle\xi, l\rangle^2 [\, 1-\vec{\tilde{l}}^{\,2}\,] = 1-\vec{l}^{\,2}$$

и, в частности, величина $1-\vec{l}^{\,2}$ имеет один и тот же знак во всех состояниях частицы. Поэтому все частицы разбиваются на три класса: 1) досветовые – при $1-\vec{l}^{\,2}>0$, 2) световые – при $1-\vec{l}^{\,2}=0$, 3) сверхсветовые – при $1-\vec{l}^{\,2}<0$.

Функцию состояния $u(x)$ я называю **лоренцевой**, если выполнено условие

$$\frac{\partial u_0}{\partial x_0} - \left[\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right] = 0.$$

Для лоренцевых агвидных частиц при соблюдении некоторых условий регулярности между функциями состояния $uf(\vec{x})$ и функциями тока $jf(\vec{x})$ имеет место взаимно-однозначное соответствие.

В каждом состоянии введем матрицу 4×4 вида

$$D \equiv \begin{bmatrix} 1 & -\vec{l}^{\,T} \\ -\vec{l} & E_3 \end{bmatrix},$$

где $\vec{l}$ - скорость частицы в данном состоянии, E_3 - единичная матрица 3x3, и введем функцию **квазитока**

$$jt \equiv Dj. \tag{12}$$

При изменении состояния функция квазитока преобразуется по правилам

$$\widetilde{jtf_0}(\vec{x}) = det\,(R^{-1})\ jtf_0(R\vec{x}), \tag{13}$$

$$\widetilde{\overrightarrow{jtf}}(\vec{x}) = R^{-1}\ jtf(R\vec{x}). \tag{14}$$

Таким образом, плотности **квазизаряда** jtf_0 и 3-**квазитока** $\overrightarrow{jtf}$ преобразуются независимо. Кроме того, если в одном состоянии плотность квазиряда (3-квазитока) равна нулю, то она равна нулю во всех состояниях. Поэтому я ввожу понятие **квазикиперной** частицы, у которой плотность квазизаряда $jtf_0(\vec{x})=0$ и **скалярной** частицы, у которой плотность 3-квазитока $\overrightarrow{jtf}(\vec{x}) = 0$.

Закон сохранения заряда, справедливый для любой функции тока $j(x)$ влечет для 3-функции квазитока $\overrightarrow{jtf}(\vec{x})$ соотношение

$$div\ \overrightarrow{jtf}(\vec{x}) = 0,$$

откуда следует существование **спиновой** функции $\overrightarrow{sf}(\vec{x})$, такой, что

$$\overrightarrow{jtf}(\vec{x}) = rot\ \overrightarrow{sf}(\vec{x}).$$

Заряд частицы и спин в данном состоянии определяются соответственно формулами

$$e \equiv \iiint\limits_{\mathbb{R}^3} j_0(x)\ dx_1 dx_2 dx_3,$$

$$\vec{S} \equiv \iiint\limits_{\mathbb{R}^3} \vec{s}(x)\ dx_1 dx_2 dx_3,$$

Заряд e агвидной частицы постоянен во времени и не зависит от состояния частицы, а спин $\vec{S}$ – постоянен во времени, но зависит от состояния частицы.

Каждая несветовая агвидная частица однозначно разлагается на сумму скалярной и квазикиперной частиц.

Для досветовой частицы условие агвидности эквивалентно существованию состояния покоя, в котором 4-функция тока $j(x)$ не зависит от времени x_0.

Скалярность частицы означает, что функция тока имеет вид $j(x)=l j_0(x)$, где l – вектор скорости.

Досветовая агвидная частица квазикиперна тогда и только тогда, когда у нее в состоянии покоя плотность заряда равна нулю, $j_0(x)=0$.

Функция квазитока jt обладает тем преимуществом перед функцией тока j, что ее временная и пространственные компоненты при изменении состояния преобразуются независимо согласно формулам *(13,14)*. Однако, переход от функции тока к функции квазитока обладает тем недостатком, что при $|\vec{l}|=1$ матрица D в формуле *(12)* вырождена, ибо $det(D) = 1-|\vec{l}|^2$, и величина j не выражается через величину jt. Поэтому я ввожу 4-функцию псевдотока js, состоящую из плотности заряда $js_0 \equiv j_0$ и 3-вектора квазитока $\overrightarrow{js} \equiv \overrightarrow{jt}$. Тогда

$$js = Aj,$$

Где матрица

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0\ 0\ 0 \\ -\vec{l} & E_3 \end{bmatrix}$$

и

$$j = A^{-1} js,$$

где

$$A^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0\ 0\ 0 \\ \vec{l} & E_3 \end{bmatrix}.$$

Преобразование функции псевдотока jsf происходит уже по правилам

$$j\tilde{s}f_0(\vec{x}) = (det(R))\, jsf_0(R\vec{x}) + \langle \vec{\xi}, \overrightarrow{jsf}(R\vec{x}) \rangle,$$

$$\overrightarrow{j\tilde{s}f}(\vec{x}) = R^{-1}\, \overrightarrow{jsf}(R\vec{x}).$$

§5. Процедура конденсации

Итак, для достаточно малых возмущений сплошной среды мной введено две аппроксимации: 1) исходное действие идеальной среды аппроксимировано квадратичным действием Лоренца; 2) физические состояния среды аппроксимированы с помощью 4-функций состояния вида $T_p(u)$, где u - 4-функция стандартного состояния, p - элемент связной компоненты единицы P_e группы Пуанкаре.

Пусть u' и u'' - две 4-функции состояния, соответствующие двум физическим состояниям идеальной среды. Тогда их сумма $u'+u''$, вообще говоря, уже не будет соответствовать физическому состоянию идеальной среды в силу, вообще говоря, неквадратичности действия идеальной среды L. Для действия же Лоренца N в силу его квадратичности сумма двух экстремалей - снова экстремаль. Я делаю следующее предположение аппроксимации - считаю, что сумма

$$u = T_{p'}(u') + T_{p''}(u'') \tag{15}$$

дает аппроксимацию экстремали идеальной среды, если параметры p', $p'' \in P_e$ взяты из условия экстремальности действия Лоренца $N(u)$.

Рассмотрим действие Лоренца (2). Внутренний интеграл по пространству дает функцию Лагранжа

$$n(u) \equiv \iiint_{\mathbb{R}^3} N\left[\frac{\partial u}{\partial x} \right] dx_1 dx_2 dx_3. \tag{16}$$

Введем билинейный функционал $ni(u',u'')$ вида

$$ni(u',u'') \equiv \iiint_{\mathbb{R}^3} (- \theta^{kl}\theta_{ij} + \theta^k_j\, \theta^l_i) \frac{\partial u'_k}{\partial x_i} \frac{\partial u''_l}{\partial x_j} \; dx_1 dx_2 dx_3. \tag{17}$$

С его помощью для функции Лагранжа справедливо представление:

$$n(u' + u'') = ni(u',u')/2 + ni(u',u'') + ni(u'',u'')/2.$$

Величину

$$m(u) \equiv ni(u,u)/2 = n(u)$$

я называю **массой** частицы (системы) с функцией состояния u. Т. е. масса есть значение функции Лагранжа (16) в данном состоянии. Функционал $ni(u',u'')$ я называю **функционалом взаимодействия**.

Взяв стандартные состояния двух частиц u' и u'' и вычисляя функцию Лагранжа $n(u)$ согласно (12, 13), я получу функцию Лагранжа

(18) $$n = m(x_0,p',u') + ni(x_0,p',p'',u',u'') + m(x_0,p'',u'')$$

как функцию элементов p' и p'' группы P_e. Далее для векторов центров частиц $\vec{b}'(x_0)$ и $\vec{b}''(x_0)$ я рассматриваю вариационную задачу с закрепленными концами для функционала

$$L = \int_{ac}^{bc} (m(x_0,p') + ni(x_0,p',p'') + m(x_0,p''))dx_0.$$

Выражая скорости частиц $\dfrac{d\vec{b}'(x_0)}{dx_0}$ и $\dfrac{d\vec{b}''(x_0)}{dx_0}$ через параметры p' , p'' соответственно, я прихожу затем к системе уравнений Эйлера для построенной вариационной задачи.

Для агвидной частицы масса равна

$$m = m_0\sqrt{|\,1 - |\vec{l}|^2|}\quad .$$

где m_0 – константа, $\vec{l}$ – вектор скорости частицы.

Для агвидных лоренцевых частиц, обладающих некоторыми свойствами регулярности поведения функции $uf(\vec{x})$, – "натуральных" частиц в моей терминологии, – функционал взаимодействия

$$(19)\qquad ni(u'.u'') = nit(\vec{b}'' - \vec{b}'),$$

где $nit(\vec{y})$ – функция, определенная на $\mathbb{R}^3$, трансформация Фурье которой равна

$$(20)\qquad \widehat{nit}(\vec{\eta}) = \Big[(\vec{\eta}^2 - \langle\vec{l}', \vec{\eta}\rangle \langle\vec{l}'', \vec{\eta}\rangle) \langle\widehat{jf}'(\vec{\eta}), \widehat{jf}''(-\vec{\eta})\rangle - -\langle\vec{l}'' - \vec{l}', \vec{\eta}\rangle^2 \widehat{jf}_0(\vec{\eta})\ \widehat{jf}''_0(-\vec{\eta})\Big] / \Big[(\vec{\eta}^2 - \langle\vec{l}', \vec{\eta}\rangle^2)(\vec{\eta}^2 - \langle\vec{l}'', \vec{\eta}\rangle^2)\Big].$$ *

Здесь $\vec{l}'$, $\vec{l}''$ – скорости частиц; $\widehat{jf}'(\vec{\eta})$, $\widehat{jf}''(\vec{\eta})$ – трансформации Фурье функций тока $jf'(\vec{x})$, $jf''(\vec{x})$.

Для случая k взаимодействующих частиц с функциями состояния $u^1, u^2, \ldots, u^k$ аналогично (18) я получаю функцию Лагранжа

$$n = \sum_{i=1}^{k} m_i(x_0, p^i, u^i) + \sum_{1\le i<j\le k} ni(x_0, p^i, p^j, u^i, u^j).$$

---

* ***Примечание:*** *Каждую из формул в тексте, обведенную в рамки и отмеченную звездочкой, следует рассматривать как отдельное законченное произведение, авторские права на которые принадлежат автору В.А.Винокурову. Любые их записи в любых носителях следует рассматривать как переводы, если сохраняется функциональная зависимость и физический смысл. Права автора распространяются и на все производные выражения, полученные из отмеченных формул математическими операциями. Использование или воспроизведение отмеченных формул возможно только с разрешения автора.*

Итак, для агвидных частиц получение функции Лагранжа в силу предыдущего сведено к вычислению функции $nit(\vec{y})$ для попарных взваимодействий частиц.

§6. Асимптотическое описание частиц и взаимодействий

Ядром частицы я называю пространственную область, где функция тока существенно отлична от нуля. При рассмотрении поля частицы на расстояниях от центра больших по сравнению с размером ядра частицы я аппроксимирую функцию тока $jf(\vec{x})$ соответствующей обобщенной функцией с точечным носителем в нуле. Полученную обобщенную частицу я называю **влавином**. Аппроксимация частицы влавином эквивалентна аппроксимации ее трансформации Фурье $\hat{jf}(\vec{\eta})$ полиномом Тейлора соответствующего порядка с центром в нуле.

Тот же прием я применяю при вычислении функции взаимодействия двух агвидных частиц $nit(\vec{y})$. А именно, в формуле *(20)* я подставляю вместо трансформаций Фурье функций тока $\hat{jf}'(\vec{\eta})$ и $\hat{jf}''(\vec{\eta})$ их полиномы Тейлора $t_m(\hat{jf}')(\vec{\eta})$ и $t_k(\hat{jf}'')(\vec{\eta})$ с центром в нуле. Полученная приближенная обобщенная функция $nit_a(\vec{y})$ дает аппроксимацию функции $nit(\vec{y})$ на расстояниях много больших размеров ядер частиц. Вычисление функции $nit_a(\vec{y})$ производится по формуле *(20)* с использованием техники замены переменных в обобщенных функциях, представленной в *[2]*.

Каждый влавин можно сложить из конечного числа **элементарных влавинов**, а именно, таких обобщенных частиц, у которых трансформация Фурье - однородный полином степени m, называемой порядком влавина. Таким образом, я ввожу некоторый набор элементарных влавинов, из которых можно получить асимптотическую аппроксимацию как полей частиц – путем суммирования полей элементарных влавинов, так и их взаимодействий – путем суммирования попарных взаимодействий элементарных влавинов.

Трансформация Фурье функции псевдотока, дважды дифференцируемая в нуле, представляется в виде:

$$\hat{jsf}_0(\vec{\eta}) = e + i\langle\vec{d},\ \vec{\eta}\rangle - \langle Q_v\vec{\eta},\ \vec{\eta}\rangle + \bar{\bar{o}}(\vec{\eta}^2),$$

$$\hat{jsf}\ (\vec{\eta}) = i\ [\vec{S},\vec{\eta}] - [F\vec{\eta},\vec{\eta}] + \bar{\bar{o}}(\vec{\eta}^2),$$

где константы я называю следующим образом: $e \in \mathbb{R}$ - **заряд**, $\vec{d} \in \mathbb{R}^3$ - **дипольный момент**, Q_V – симметричная матрица 3×3 – **квадр**, $\vec{S} \in \mathbb{R}^3$ - **спин**; F – матрица 3×3, след которой равен нулю – **квин**. Величины e, $\vec{d}$, Q_V, $\vec{S}$, F являются характеристиками частицы, при изменении состояния преобразующимися по следующим правилам:

$$(21)\qquad \tilde{e} = e,$$

$$(22)\qquad \tilde{\vec{S}} = \frac{1}{(det\,(R))^2}\ R^{\mathrm{T}}\vec{S},$$

$$(23)\qquad \tilde{\vec{d}} = R^{-1}(\ \vec{d} + \frac{1}{det\,(R)}\ [\vec{\xi},\vec{S}])\ ),$$

$$(24)\qquad \tilde{F} = \frac{1}{(det\,(R))^2}\ R^{\mathrm{T}}FR^{-1\mathrm{T}},$$

$$(25)\qquad \tilde{Q}_V = R^{-1}(Q_V + \frac{1}{2det\,(R)}\ (S_W(\vec{\xi})F + (S_W(\vec{\xi})F)^{\mathrm{T}}))R^{-1\mathrm{T}},$$

где: R – матрица вида (11); $\vec{\xi}$ – вектор, введенный в представлении

(10) матрицы G_t; $Sw(\vec{\xi})$ – кососимметричная матрица вида

$$Sw(\vec{\xi}) = \begin{bmatrix} 0 & -\xi_3 & \xi_2 \\ \xi_3 & 0 & -\xi_1 \\ -\xi_2 & \xi_1 & 0 \end{bmatrix}. \tag{26}$$

Я определяю элементарные влавины так, чтобы каждый из них представлял одну из введенных характеристик частицы. Название влавина начинается со слога "вла": власкайл, владип, влаквазикипер, власарм, вланюр, влaмар. Для досветовых частиц их введенные выше характеристики: заряд, дипольный момент, спин, квадр, квин – могут принимать любые значения. Для того, чтобы иметь аппроксимацию с ошибкой второго порядка любой досветовой агвидной частицы достаточно трех влавинов:

1) **власкайла** – скалярного влавина, представляющего заряд e с $j\hat{f}_0(\vec{\eta}) = e$;

2) **владипа** – скалярного влавина, представляющего дипольный момент $\vec{d}$, с $j\hat{f}_0(\vec{\eta}) = i\langle\vec{d}\,,\ \vec{\eta}\rangle$;

3) **влаквазикипера** – квазикиперного влавина, представляющего спин $\vec{S}$, с $j\hat{f}(\vec{\eta}) = i\,[\vec{S},\vec{\eta}]$.

Для световых и сверхсветовых частиц введенные характеристики уже не могут принимать произвольные значения, а удовлетворяют некоторым дополнительным ограничениям, следущим из условий конечности массы и энергии. Поэтому перейдем к рассмотрению законов сохранения.

§7. Законы сохранения

Я ввел действие идеальной среды, которое по определению допускает 13-параметрическую группу инвариантных преобразований, порождаемую: 3-параметрической группой сдвигов опорного состояния; 3-параметрической группой ортогональных поворотов опорного состояния; 3-параметрической группой сдвигов текущего состояния; 3-параметрической группой ортогональных поворотов текущего состояния; 1-параметрической группой сдвигов по времени. По теореме Нетер вариационного исчисления каждое 1-параметрическое инвариантное преобразование порождает локальный закон сохранения, записываемый в дифференциальной форме как равенство нулю некоторой 4-дивергенции. Итак, исходное действие идеальной среды имеет 13 независимых локальных законов сохранения, допускающих простую физическую интерпретацию. Если я теперь хочу рассматривать решения - малые возмущения среды, исчезающие в бесконечности, то я должен ограничить группу преобразований решений условием, чтобы исчезающие в пространственной бесконечности решения оставались после преобразования исчезающими в пространственной бесконечности. Это условие запрещает сдвиги текущего состояния на постоянный вектор, согласует повороты в опорном и текущем состояниях и приводит к 7-параметрической группе инвариантных преобразований. Получившиеся 7 локальных законов сохранения имеют простой физический смысл: 3 закона сохранения импульса, 3 закона сохранения момента, 1 закон сохранения энергии.

При некоторых дополнительных условиях локальный закон сохранения, записанный в дифференциальной форме, порождает глобальный закон сохранения некоторой величины, записываемый в форме постоянства значений некоторого интеграла по всему пространству. При этом разные локальные законы сохранения могут давать одинаковые глобальные законы сохранения.

Действие идеальной среды в смещениях я аппроксимировал действием Максвелла, укороченным действием Максвелла, действием Лоренца, а затем перешел к конденсированному действию. При этом для агвидных частиц 7-параметрическая группа инвариантных преобразований сохраняется для всех этих действий с естественной физической интерпретацией соответствующих законов сохранения. Возникает вопрос: как соотносятся законы сохранения импульса, момента и энергии для всех этих пяти систем?

На примере закона сохранения энергии я устанавливаю следующее. Локальные законы сохранения энергии для действия идеальной среды, действия Максвелла, укороченного действия Максвелла, действия Лоренца - все различны. Глобальные законы сохранения энергии для действия Максвелла и укороченного действия Максвелла совпадают и являются аппроксимацией глобального закона сохранения энергии для идеальной среды. Глобальный закон сохранения энергии для действия Лоренца, глобальный закон сохранения энергии для укороченного действия Максвелла и закон сохранения энергии для конденсированного действия - все различны. Глобальный закон сохранения энергии для среды Лоренца не является аппроксимацией глобального закона сохранения энергии для идеальной среды.

Далее я называю величину энергии для укороченного действия Максвелла физической энергией. Требование конечности физической энергии агвидной частицы: 1) в досветовом случае не дает дополнительных ограничений на характеристики частицы; 2) в световом случае влечет равенство нулю заряда $e = 0$, спина $\vec{S} = 0$ и ортогональность векторов дипольного момента $\vec{d}$ и скорости $\vec{l}$; 3) в сверхсветовом случае влечет равенства: $e = 0$, $\vec{d} = 0$, $\vec{S} = 0$ и специальный вид квина и квадра.

Для аппроксимации световой частицы конечной физической энергии в главном порядке я ввожу **власарм** - скалярный влавин с трансформацией Фурье плотности псевдозаряда

$$\hat{jsf}_0(\vec{\eta}) = i \langle \vec{d}, \vec{\eta} \rangle,$$

представляющий "в чистом виде" одну характеристику - дипольный момент $\vec{d}$, причем скалярное произведение $\langle \vec{d}, \vec{l} \rangle = 0$. Закон преобразования дипольного момента при изменении состояния частицы - формула (23) в данном случае принимает вид:

$$\vec{\tilde{d}} = R^{-1}\vec{d}.$$

Для сверхсветовой агвидной частицы конечной физической энергии я ввожу новые характеристики: **сквадр** $c \in \mathbb{R}$ **и веквин** $\vec{h} \in \mathbb{R}^3$. Соответственно, для аппроксимации в главном порядке сверхсветовой агвидной частицы я ввожу **вланюр** - скалярный сверхсветовой влавин с трансформацией Фурье плотности псевдозаряда

$$\hat{jsf}_0(\vec{\eta}) = - \langle Q_V\vec{\eta}, \vec{\eta} \rangle,$$

где $Q_V = c\, K\delta(\vec{l})$ и $K\delta(\vec{l})$ - матрица 3×3 вида $K\delta(\vec{l}) \equiv E_3 - \vec{l}\,\vec{l}^{\mathrm{T}}$, и **вламар** - квазикиперный влавин с трансформацией Фурье 3 - функции псевдотока

$$\hat{\vec{jsf}}(\vec{\eta}) = -[F\, \vec{\eta}, \vec{\eta}],$$

где матрица $F = Sw(\vec{h})\; K\delta(\vec{l})$ - произведение матрицы $K\delta(\vec{l})$ и матрицы (26). Законы преобразования сквадра и веквина при изменении состояния имеют вид:

$$\tilde{c} = c,$$

$$\vec{\tilde{h}} = \frac{1}{det(R)} R^{-1}\vec{h}.$$

§8. Скайлы и их взаимодействие

Оказывается, для того, чтобы получить классическую электродинамику взаимодействия зарядов и токов, достаточно использовать аппроксимацию досветовых агвидных частиц элементарными влавинами нулевого порядка, а именно, **власкайлами**. Власкайл имеет трансформацию Фурье функции тока

$$\hat{j}\vec{f}(\eta) = el,$$

где e - заряд власкайла, l - 4-вектор скорости. Согласно формулам (17, 19, 20), функционал взаимодействия двух власкайлов равен

$$ni(u',u'') = e'e''\ vin(\vec{\beta}',\ \vec{\beta}'',\ \vec{b}'' - \vec{b}'),$$

где $vin(\vec{\beta}',\ \vec{\beta}'',\ \vec{y})$ - явно вычисленная функция трех векторных аргументов, предъявленная в [3].

Я ввожу понятие **скайла** - досветовой скалярной сферически-симметричной агвидной частицы, для которой предписана аппроксимация взаимодействия ее с другими частицами власкайлом. Таким образом, система двух взаимодействующих скайлов описывается функцией Лагранжа

$$(27) \qquad n = m'\sqrt{1-(\vec{\beta}')^2} + e'e''\, vin(\vec{\beta}', \vec{\beta}'', \vec{b}''-\vec{b}') +$$

$$+m''\sqrt{1-(\vec{\beta}'')^2}.$$

Соответственно, система k взаимодействущих скайлов описывается функцией Лагранжа

$$(28) \qquad \underset{\bullet}{n} = \sum_{i=1}^{k} m_i\sqrt{1-(\vec{\beta}_i)^2} + \sum_{1\le i<j\le k} e_i\, e_j vin(\vec{\beta}_i, \vec{\beta}_j, \vec{b}_j - \vec{b}_i).$$

Переходя к пределу по числу частиц $k \longrightarrow \infty$, я получаю в пределе и лагранжиан взаимодействия скайла с внешним полем, созданным непрерывно распределенной системой зарядов и токов.

Функция $vin(\vec{\beta}', \vec{\beta}'', \vec{y})$ обладает тем свойством, что если скорость $\vec{\beta}'' = 0$, то функция $vin(\vec{\beta}', 0, \vec{y}) = 1/(4\pi|\vec{y}|)$, т.е. совпадает с кулоновским потенциалом. Таким образом, для движения заряда в электростатическом поле моя теория дает описание, совпадающее с классическим описанием.

Аппроксимация функции $vin(\vec{\beta}', \vec{\beta}'', \vec{y})$ полиномом Тейлора второго порядка по аргументам $\vec{\beta}'$, $\vec{\beta}''$ с центром в нуле дает функцию

$$vis(\vec{\beta}', \vec{\beta}'', \vec{y}) = \frac{1}{4\pi|\vec{y}|}\left[\, 1 - \langle\, \vec{\beta}', \vec{\beta}''\rangle + \frac{\langle[\vec{\beta}', \vec{y}], [\vec{\beta}'', \vec{y}]\rangle}{2|\vec{y}|^2}\,\right].$$

Поэтому аппроксимация второго порядка по скоростям дает из функции Лагранжа (28) путем предельного перехода следующую функцию Лагранжа для скайла во внешнем поле, созданным стационарным распределением зарядов с плотностью $j_0(\vec{x})$ и токов с плотностью $\vec{j}(\vec{x})$

$$n_a = m(1 - \vec{\beta}^2/2) + e(\varphi - \langle\vec{\beta}, \vec{A}\rangle), \tag{29}$$

где φ - скалярный, $\vec{A}$ - векторный потенциал внешнего поля и

$$\varphi(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi} \iiint\limits_{\mathbb{R}^3} \frac{j_0(\vec{y})}{|\vec{y} - \vec{x}|} dy_1 dy_2 dy_3 , \tag{30}$$

$$\vec{A}(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi} \iiint\limits_{\mathbb{R}^3} \frac{\vec{j}(\vec{y})}{|\vec{y} - \vec{x}|} dy_1 dy_2 dy_3 . \tag{31}$$

Итак, с точки зрения моей теории классическая релятивистская функция Лагранжа, описывающая движение заряженной частицы во внешнем поле,

$$n_c = m \sqrt{1 - (\vec{\beta})^2} + e(\varphi - \langle\vec{\beta}, \vec{A}\rangle) \tag{32}$$

является лишь аппроксимацией второго порядка по скоростям точного закона взаимодействия. Хотя в случае $\vec{A} = 0$ (электростатическое поле) описание с помощью функции Лагранжа (32) является точным.

Однако, в общем случае динамика скайлов отличается от классической релятивистской электродинамики зарядов, что я продемонстрирую на двух примерах: на движении скайла в постоянном магнитном поле и на центрально - симметричном движении двух скайлов одинаковой массы.

§9. Движение скайла в магнитостатическом поле

Следуя введенной выше терминологии, магнитостатическим полем я называю поле покоящегося квазикиперного агвида. Вычисляя функцию взаимодействия власкайла и покоящегося квазикиперного агвида согласно формуле (20), получаю следующую функцию Лагранжа для скайла в поле покоящегося квазикиперного агвида

$$n = m\sqrt{1 - (\vec{\beta})^2} - e\langle\vec{\beta},\ \vec{A}\rangle, \tag{33}$$

где величина $\vec{A} = \vec{A}(\vec{\beta},\ \vec{x})$ $\left[\ \vec{\beta} \equiv \dfrac{d\vec{x}}{dx_0}\ \right]$ выражается через 3 - функцию тока $\vec{j}(\vec{x}) = \vec{jf}(\vec{x})$ покоящейся частицы формулой

$$\vec{A}(\vec{\beta},\vec{x}) = \frac{1}{4\pi}\iiint\limits_{\mathbb{R}^3}\frac{\vec{jf}(\vec{y})}{\sqrt{(\vec{y} - \vec{x})^2 - [\vec{\beta},\ \vec{y} - \vec{x}]^2}}\,dy_1dy_2dy_3.$$

Если в качестве второго агвида берется соленоид, обтекаемый по окружности током постоянной плотности, то аналогичные вычисления дают для функции Лагранжа (33) выражение

$$n = m\sqrt{1 - \vec{\beta}^2} + e\,\frac{\langle\vec{\beta},\ [\vec{H},\ \vec{x}\,]\rangle}{1 + \sqrt{1 - \vec{\beta}_\perp^2}}, \tag{34}$$

т. е. в этом случае

$$A(\vec{\beta}, \vec{x}) = \frac{[\vec{x}, \vec{H}]}{1 + \sqrt{1 - (\vec{\beta}_\perp)^2}},$$

где $\vec{H}$ – напряженность магнитного поля внутри соленоида, $\vec{\beta}_\perp$ – проекция скорости скайла на плоскость, перпендикулярную вектору $\vec{H}$, и начало координат выбрано на оси соленоида с осью x_3 по направлению вектора $\vec{H}$.

Среди экстремалей функции Лагранжа (34) существуют винтовые траектории вокруг оси соленоида, на которых абсолютная величина скорости $\beta \equiv |\vec{\beta}|$ постоянна. Радиус такой винтовой линии

$$r = \frac{\beta_\perp m \sqrt{1 - \beta_\perp^2}}{e\, H \sqrt{1 - \beta^2}},$$

угловая скорость вращения

$$\omega = \frac{e\, H}{m} \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\sqrt{1 - \beta_\perp^2}}$$

где $\beta_\perp \equiv |\vec{\beta}_\perp|$. Однако, существуют и траектории, не являющиеся винтовыми линиями.

В частном случае плоского движения с $\beta_\parallel = \beta_3 = 0$ кроме круговых траекторий с центром на оси соленоида существуют траектории более сложной природы, на которых абсолютная величина скорости β не постоянна. Причем существуют траектории, на которых частица за конечное время увеличивает скорость до скорости света.

Отметим для сравнения, что классическое релятивистское описание движения заряженной частицы, исходящее из функции Лагранжа (32), в данном случае постоянного однородного магнитного поля приводит к функции Лагранжа вида (33), где величина $\vec{A} = \vec{A}(0, \vec{x}) = \frac{1}{2} [\vec{x}, \vec{H}]$. При этом при любых начальных данных частица движется по винтовой линии с радиусом

$$r = \frac{\beta_{\perp} m}{e\ H\ \sqrt{1 - \beta^2}}$$

и постоянной угловой скоростью

$$\omega = \frac{e\ H\ \sqrt{1 - \beta^2}}{m}.$$

§10. Центрально - симметричное движение двух скайлов одинаковой массы

Для случая системы двух скайлов одинаковой массы покоя m_0 ее функция Лагранжа *(27)* допускает центрально-симметричные движения с радиус-векторами частиц $\vec{b}'' = - \vec{b}'$ и векторами скорости $\vec{\beta}'' = - \vec{\beta}'$. В этом случае в полярных координатах $(r,\ \varphi)$ в плоскости движения функция Лагранжа равна

$$(35) \qquad sim = 2m_0\sqrt{1 - (\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2)} +$$

$$+ \frac{e'e''}{8\pi}\,\frac{1}{r}\cdot\left[\,1 + \frac{\dot{r}^2}{1 - r^2\ \dot{\varphi}^2}\,\right]\cdot(1 - r^2\ \dot{\varphi}^2)^{-1/2},$$

где точка сверху означает дифференцирование по нормированному времени x_0.

Функция Лагранжа *(35)* допускает вращательные орбиты с $r = const$. На такой орбите радиус траектории r, момент системы M, энергия системы $\mathcal{H}$ и масса системы m_S следующим образом зависят от абсолютной величины скорости $\beta = |r\,\dot{\varphi}|$ на круговой траектории:

$$(36) \qquad r = \frac{e'e''}{16\pi m_0} \cdot \frac{2\beta^2 - 1}{\beta^2(1 - \beta^2)};$$

$$(37) \qquad M = - \frac{e'e''}{8\pi} \cdot \frac{1}{\beta\sqrt{1 - \beta^2}};$$

$$(38) \qquad \mathcal{H} = 2m_0\sqrt{1 - \beta^2};$$

$$(39) \qquad m_S = 2m_0\frac{3\beta^2 - 1}{2\beta^2 - 1} \cdot \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Если заряды разного знака $e'e'' < 0$, то из формулы (36) следует, что вращательные решения существуют при $\beta \in \,]0, \frac{1}{\sqrt{2}}[$. При этом, когда скорость β изменяется от 0 до $\frac{1}{\sqrt{2}}$, радиус r изменяется от $+\infty$ до 0, момент M – от $+\infty$ до $\frac{-e'e''}{4\pi}$, энергия системы $\mathcal{H}$ – от $2m_0$ до $m_0\sqrt{2}$, масса системы m_S изменяется от $2m_0$ до 0, когда β пробегает значения от 0 до $\frac{1}{\sqrt{3}}$ и от 0 до $-\infty$, когда β пробегает значения от $\frac{1}{\sqrt{3}}$ до $\frac{1}{\sqrt{2}}$.

Если заряды одного знака $e'e'' > 0$, то из формулы (36) следует, что вращательные движения существуют, при $\beta \in \,]\frac{1}{\sqrt{2}}, 1[$ При этом, когда скорость β изменяется от $\frac{1}{\sqrt{2}}$ до 1, радиус r изменяется от 0 до $+\infty$, момент M – от $-\frac{e'e''}{4\pi}$ до $-\infty$, энергия $\mathcal{H}$ – от $m_0\sqrt{2}$ до 0, масса системы – m_S – от $+\infty$ до 0.

Итак, при скоростях движения $\beta > \frac{1}{\sqrt{2}}$ два одинаковых скайла могут образовывать стационарную вращательную систему. Таким образом, одних электромагнитных сил в принципе достаточно для удержания одинаково заряженных частиц в ядрах атомов.

Кроме того, в данном примере мы видим как из досветовых агвидных частиц с положительной массой покоя могут образовываться системы, имеющие нулевую или отрицательную массу.

§11. Применение рассмотренной схемы к другим сплошным средам

Изложенная схема построения электродинамики точечных частиц из свойств идеальной среды допускает обобщение для построения динамики точечных частиц из свойств произвольной сплошной среды на многообразии в виде следующей последовательности действий:

1) Исходный функционал действия в окрестности опорного состояния аппроксимируется квадратичным функционалом действия.

2) Проводится линейная операторная замена переменных.

3) Находится группа G инвариантных преобразований квадратичного действия в новых переменных.

4) Путем интегрирования по пространственным переменным получается функция Лагранжа, зависящая от времени t и элемента g группы G.

5) Для аппроксимативного вычисления интеграла по пространственным переменным используется аппроксимация функции тока частицы обобщенной функцией с точечным носителем.

Пользуясь языком лагранжевой механики, я научился по данной сплошной среде строить частицы и изучать свойства их полей и их взаимодействий, из динамики сплошной среды извлекать динамику частиц, как некоторое приближенное асимптотическое описание сплошной среды. Итак, проблема извлечения дальнодействия частиц из близкодействия сплошной среды мной решена как конкретно для электродинамики, так и в смысле построения общей схемы.

Литература

1. Винокуров В. А. Логарифм решения линейного дифференциального уравнения, формула Хаусдорфа и законы сохранения. - ДАН СССР, 1991, 319, N 4, с. 792-797.

2. Винокуров В. А. Замена переменных и умножение обобщенных функций. - ДАН СССР, 1991, 319, N 5, с. 1057-1064.

3. Винокуров В. А. Закон взаимодействия движущихся зарядов. - Гипотеза, 1993, N 1, с. 24-36.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие автора

Введение

§1. Идеальная среда и среда Максвелла....................3

§2. Свойства инвариантности действия Лоренца.............7

§3. Состояния частицы....................................9

§4. Агвиды..10

§5. Процедура конденсации...............................16

§6. Асимптотическое описание частиц и взаимодействий....20

§7. Законы сохранения...................................23

§8. Скайлы и их взаимодействие..........................26

§9. Движение скайла в магнитостатическом поле...........29

§10. Центрально - симметричное движение двух скайлов одинаковой массы....................................31

§11. Применение рассмотренной схемы к другим сплошным средам...33

Литература..35

Винокуров В.А. Очерк теории конденсации. М.: издательство «Союз», 1993. ISBN 5-7139-0006-1

Редактор А.А.Рыбаков
Компьютерный набор и верстка С.И.Соловьевой

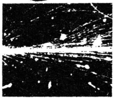
ЛР N 020658 от 12.10.92

Подписано в печать с оригинала-макета 05.11.93. Формат 60 x 84/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Уч.-изд.л. 1,6. Тираж 300 экз.
Заказ 1043.

Издательство «Союз» Российского государственного социального института.
107150, г.Москва, ул.Лосиноостровская, 24.
Отпечатано в типографии "Союз".

ЛИТЕРАТУРНАЯ ГАЗЕТА
21.VII.93 № 29 (5457)

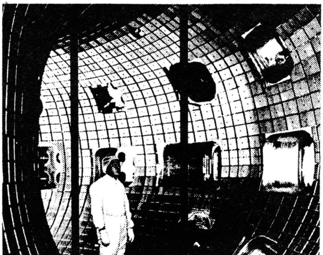
Суперпроекты XX века



Беломорканал, атомная бомба и энергетика, БАМ, высадка на Луну, «Шаттл» и «Буран», туннель под Ла-Маншем, поворот северных рек — сколько грандиозных проектов стало спутниками бурного XX века! Их горячо поддерживали и пламенно осуждали. Одни долго и нудно обсуждались целыми народами и парламентами, другие принимались в узком кругу власть имущих, гнавших затем массы обездоленных на выполнение своих бесполезных фантазий. Исполняя волю политиков или военных, ученые послушно, а порой с энтузиазмом участвовали и в их проектировании, и в якобы экономическом обосновании, а затем и в пропагандистских кампаниях по прославлению управляющей мудрости. Несмотря на открытые шлюзы для огласки «взаимных болей, бед и обид», у нас все еще туго с независимой, въедливой, гласной экспертизой тех программ и задач, на которые тратятся миллионы, а то и миллиарды из скудного российского бюджета. Между тем дерзкие и неожиданные идеи, замыслы, предложения продолжают вспыхивать на базарном фоне новорыночной суеты, удивляя тем, что ряды мечтателей не редеют. Одни пробиваются к свету гласности, требуя всестороннего обсуждения и признания, другие, наоборот, скромно прячутся глубже в нее, получив удовлетворение в рублях или долларах.

Кому давать и зачем давать! Тут наши распределители поистине могут вывихнуть мозги. Рыдает заброшенный «Буран», стучится в дверь загадочный самолет-тарелка, очень хочется сбивать вражеские ракеты гигантским плазменным залпом, прожигающим атмосферу... Решение норовят принимать втихую, рецензии заведомо клепают в нужном направлении, парламентские разборки посвящены внутриусобным склокам, а не пристрастному взвешиванию глобальных программ.

И все же независимые экспертные ростки пробиваются сквозь угрюмый официальный бетон. Группы, институты, ассоциации оформляют свое существование и заявляют о готовности способствовать поискам единственной и беспристрастной истины. К ним подключился и представитель «ЛГ», войдя в число учредителей недавно созданной Ассоциации независимых экспертов. Освещение изнутри возникающих проблем и дискуссий, рычагов принятия решений даст пищу для наших общих мозговых штурмов. А подискутировать есть о чем — судя по предложениям наших сегодняшних авторов.



Туннели в черную дыру

Гигантомания в науке — это признак ее вырождения

На финише века, в его последнее десятилетие, мы, судя по всему, увидим реализацию двух суперпроектов. Это строительство гигантских ускорительных комплексов элементарных частиц: SSC — суперколлайдера в штате Техас и LHC — большого адронного коллайдера в Женеве.

Парадоксально, но чтобы разогнать до скорости, близкой к световой, крохотульку-протон, предлагается строить, говоря языком космонавтики, стартовый комплекс стоимостью 10 миллиардов долларов, сопоставимый по размаху с московским метрополитеном. Техническая же его насыщенность — на границе возможного.

Масштабы проекта привели в смущение даже американских законодателей, привыкших к многозначным числам в статьях государственного

ров является ускоритель профессора Валерия Винокурова диаметром в 12 метров и стоимостью в 10 миллионов долларов.

Подробности на уровне физико-математических законов и формул можно найти в статье нового независимого научного журнала «Гипотеза» (№ 1, 1993 г.).

Мы привыкли к тому, что отечественная бюрократия наиболее медлительна и признает изобретения и открытия своих граждан только после их широкого использования за рубежом. Однако в данном случае следует признать, что новая постперестроечная администрация Министерства науки и технической политики России в течение месяца дала ответ на предложения профессора Винокурова и оказала финансовую помощь в проведении экспериментов, включив данный проект в список приоритетных направлений фундаментальных исследований. Американская же бюрократия в данном случае действовала в советском стиле.