

### П.9. «Субконт» и «антисубконт» Алсигны

После разъяснений, приведенных в предыдущем пункте, изложим отношение Алсигны к 4-мерной метрике.

Вернемся к рассмотрению метрики (П.8.52) в континуальной  $\lambda_{m:n}$ -вакуумной протяженности, деформированной в радиальном направлении, с учетом условия (П.8.53)

$$ds^{(-)2} = g_{00}^{(-)}(r)c^2 dt^2 - g_{11}^{(-)}(r)dr^2 = 0, \quad (\text{П.9.1})$$

где

$$g_{11}^{(-)}(r) = 1/g_{00}^{(-)}(r). \quad (\text{П.9.2})$$

Начнем с того, что Алсигна относится к континуальной протяженности, задаваемой метрикой  $dr^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$ , как к внешней объективно существующей сплошной среде, наделенной атрибутами субстанциональности. Поэтому Алсигна называет данную протяженность «субстанциональным континуумом» (или сокращенно «субконтном»).

*Еще раз отметим, что Алсигне абсолютно ничего не известно о «Пустоте», из которой выделяется исследуемая 3-мерная протяженность  $\lambda_{m:n}$ -вакуума, посредством зондирования Ее монохроматическими лучами света. Высвеченный из «Пустоты» 3-мерный световой ландшафт ( $\lambda_{m:n}$ -вакуум) Алсигна называет «би-субконтном» только для того, чтобы рассматривать его как отдельную объективную сущность. Потому что сплошные материальные среды (вода, воздух, твердые тела) привычны для обыденного восприятия человека. На данном этапе исследования неважно существует данная би-субстанциональность внешнего Бытия или нет (скорее всего - нет, т.к. внешний мир иллюзорен Изначально). Важно, что би - субстанциональность, приписываемая внешним проявлениям Бытия, «формирует» устойчивую «почву» (световую 3-мерную решетку) для сознания. Субстанциональность позволяет рассудку обрести «опору» над Зияющей Тьмой Бездны. Кроме того, условная би-субстанциональность внешнего Бытия не дает человеческому сознанию беспомощно блуждать в логических лабиринтах между Внешней и Внутренней Реальностями и оберегает от множества логических ошибок, приводящих к парадоксам.*

*Реальность или нереальность субстанциональности перестает иметь значение, только в том случае, когда она изначально верно сформулирована относительно «Ноля» (т.е. «Пустоты»). Если субстанциональности (субконтну) противопоставляется антисубстанциональность (антисубконт) так, что они в среднем полностью компенсируют проявления друг друга, то неважно существуют они или нет, поскольку в любом случае такая би-субстанциональность обращается в «Ноль». Важно только во Имя КОГО мы пытаемся влиять на эту внешнюю би - субстанциональность: ради Добра или во зло.*

Пусть субконт – это протяжённость с метрикой

$$ds^{(-)2} = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \text{ с сигнатурой } (+---),$$

а антисубконт – это протяжённость с метрикой

$$ds^{(+ )2} = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 \text{ с сигнатурой } (-+++),$$

тогда они действительно взаимно компенсируют проявления друг друга

$$ds^{(-)2} + ds^{(+ )2} = (c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2) + (-c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2) = 0.$$

Существует еще более изящная возможность получить «нулевую» протяжённость в результате суперпозиции сразу 16 метрик (П.3.26)

$$\begin{aligned} ds_{\Sigma}^2 = & ds^{(+---)2} + ds^{(++++)2} + ds^{(---+)2} + ds^{(+--+ )2} + \\ & + ds^{(-+-)2} + ds^{(+--+ )2} + ds^{(-+-)2} + ds^{(+--+ )2} + \\ & + ds^{(-+++ )2} + ds^{(----)2} + ds^{(+++ )2} + ds^{(-++- )2} + \\ & + ds^{(+++ )2} + ds^{(---+ )2} + ds^{(+--+ )2} + ds^{(-+-)2} = 0 \end{aligned}$$

с сигнатурами (топологиями)

$$\begin{array}{rclcl} (+ + + +) & + & (- - - -) & = & 0 \\ (- - - +) & + & (+ + + -) & = & 0 \\ (+ - - +) & + & (- + + -) & = & 0 \\ (- - + -) & + & (+ + - +) & = & 0 \\ (+ + - -) & + & (- - + +) & = & 0 \\ (- + - -) & + & (+ - + +) & = & 0 \\ (+ - + -) & + & (- + - +) & = & 0 \\ \hline (- + + +) & + & (+ - - -) & = & 0 \\ (0 0 0 0)_+ & & (0 0 0 0)_+ & = & 0. \end{array}$$

В этом случае имеется возможность ввести в рассмотрение 16-ть типов субстанциональностей с различными топологиями (сигнатурами), которые переплетены друг с другом таким образом, что в среднем полностью обращают друг друга в «Пустоту».

По мнению Алсигны, изменение первоначальной величины локального участка «субконта»

$$dr^{(-)'} = \sqrt{g_{11}^{(-)}(r)} dr \quad (\text{П.9.3})$$

неминуемо приводит этот деформированный участок «субконта» в движение со скоростью (П.8.59)

$$v_r = c \left( \sqrt{g_{00}^{(-)}(r)} - 1 \right), \quad (\text{П.9.4})$$

где согласно (П.9.2)

$$g_{00}^{(-)}(r) = 1/g_{11}^{(-)}(r). \quad (\text{П.9.5})$$

Из выражений (П.9.3) и (П.9.4) видно, что компонента метрического тензора  $g_{11}^{(-)}$  однозначно определяет изменение первоначальной величины локального участка «субконта» (в данном случае его сжатие или растяжение), а компонента метрического тензора  $g_{00}^{(-)}$  однозначно определяет линейную скорость движения того же искаженного участка  $v_r$ , поскольку скорость света  $c$  фиксируется как абсолютная (мировая) константа.

*Нечто подобное происходит и в обычных твердых телах. Если, например, перегнуть лист резины, то в месте перегиба неминуемо возникает переток молекул из области повышенного напряжения (давления) в область пониженного напряжения (давления).*

В рамках данной интерпретации интервал (П.9.1) только выглядит как метрика 4-мерного пространства, а на самом деле она просто сразу учитывает два процесса:

- деформацию локального участка 3-мерной протяженности «субконта» (П.9.3); и
- его же движение со скоростью (П.9.4).

Казалось бы, в чем разница между 4-мерным пространственно - временным континуумом Минковского - Эйнштейна и 3-мерным упругопластическим «субконтом» Алсигны, ведь они описываются одним и тем же интервалом (П.9.1)? Оказывается, что от различного восприятия одного и того же объекта зависят исходные посылы при постановке задач по его исследованию. Философы давно сошлись к единому мнению, что: – «Правильно сформулированная задача содержит половину ответа». И, наоборот, неверно заданный вопрос практически не может иметь правильный ответ.

Представление «субконта» в виде сплошной упругопластической среды, локальные искривления которой приводят к ее же локальному движению, уберезжет рассудок от множества проблем и парадоксов.

Попробуем пояснить, в чем кроется источник ошибок, связанных с объективизацией 4-мерного пространственно-временного континуума Минковского - Эйнштейна. Дело в том, что, если рассматривать поведение точечного объекта в искривленном пространственно-временном континууме Минковского - Эйнштейна (например, движение планеты в гравитационном поле звезды), то за счет феноменологической подгонки параметров (т.е. введения в рассмотрение массы звезды и гравитационной постоянной)

можно добиться минимизации ошибки вычислений. В таких задачах пространственно-временной континуум Минковского - Эйнштейна играет для исследуемого точечного объекта практически ту же роль, что и пространство-время Ньютона в классической физике, только в рамках ОТО положение точечного объекта определяется относительно локальной неинерциальной системы отсчета, что эквивалентно его движению по искривленной пространственно-временной протяженности. При этом стороннему наблюдателю кажется, что на пробный точечный объект действует некая приливная сила, заставляющая его двигаться с ускорением по искривленной траектории.

Но, как только сам 4-мерный пространственно - временной континуум Минковского - Эйнштейна становится предметом рассмотрения, начинаются основные проблемы современной физики. Его квантуют, а он «взрывается»! Попытки найти причину его расширения, приводящую к ускоренному разбеганию галактик, породили такое ментальное «чудовище», как «темная энергия»! «Черные дыры», «кротовые норы», «гравитационные волны» – это и есть различные состояния 4-мерного пространственно - временного континуума Минковского - Эйнштейна, которые плохо поддаются экспериментальной проверке.

Алсигна еще раз утверждает, что во Внешней Реальности нет никакого 4-мерия и, тем более, 10-мерия или 11-мерия. **Все объекты, населяющие Внешнюю Реальность 3-мерны, многослойны, упруго-пластичны и подвижны!** Такими же должны быть и математические модели этих объектов, которые формируют в нашем сознании их 3-мерные образы, даже, если они недоступны для непосредственного наблюдения.

Движение точечного объекта в искривленной субстанциональной протяженности объясняется в рамках Алсигны следующим образом. В деформированном би-субстанциональном континууме (субконтенте - антисубконтенте) неминуемо возникает усредненное течение исходной би - субстанции, которое и увлекает точечный объект, подобно тому, как течение реки увлекает лодку (гипотеза Б. Римана [23]).

Рассмотрим искривленный участок «субконтента». В этом случае условие распространения света через такой участок имеет вид

$$\begin{aligned} ds^{(-)2} = & g_{00}^{(-)}c^2 dt dt + g_{10}^{(-)} dx dt + g_{20}^{(-)} dy dt + g_{30}^{(-)} dz dt + \\ & + g_{01}^{(-)} c dt dx + g_{11}^{(-)} dx dx + g_{21}^{(-)} dy dx + g_{31}^{(-)} dz dx + \\ & + g_{02}^{(-)} c dt dy + g_{12}^{(-)} dx dy + g_{22}^{(-)} dy dy + g_{32}^{(-)} dz dy + \\ & + g_{03}^{(-)} c dt dz + g_{13}^{(-)} dx dz + g_{23}^{(-)} dy dz + g_{33}^{(-)} dz dz = 0, \end{aligned} \quad (\text{П.9.6})$$

или в компактном виде

$$ds^{(-)2} = g_{ij}^{(-)} dx^i dx^j = 0 \text{ с сигнатурой } (+---), \quad (\text{П.9.7})$$

где

$$g_{ij}^{(-)} = \begin{pmatrix} g_{00}^{(-)} & g_{10}^{(-)} & g_{20}^{(-)} & g_{30}^{(-)} \\ g_{01}^{(-)} & g_{11}^{(-)} & g_{21}^{(-)} & g_{31}^{(-)} \\ g_{02}^{(-)} & g_{12}^{(-)} & g_{22}^{(-)} & g_{32}^{(-)} \\ g_{03}^{(-)} & g_{13}^{(-)} & g_{23}^{(-)} & g_{33}^{(-)} \end{pmatrix} \quad (\text{П.9.8})$$

– компоненты внешнего метрического тензора (или компоненты метрического тензора «субконта»).

Как показано в приложении П.3, следующие компоненты метрического тензора (П.9.8)

$$g_{\alpha\beta}^{(-)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g_{11}^{(-)} & g_{21}^{(-)} & g_{31}^{(-)} \\ 0 & g_{12}^{(-)} & g_{22}^{(-)} & g_{32}^{(-)} \\ 0 & g_{13}^{(-)} & g_{23}^{(-)} & g_{33}^{(-)} \end{pmatrix} \quad (\text{П.9.9})$$

связаны с 3-мерными деформациями локального участка «субконта».

Согласно (П.9.4), нулевая компонента метрического тензора (П.9.8)

$$g_{00}^{(-)} = \begin{pmatrix} g_{00}^{(-)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{П.9.10})$$

связана с линейным (ламинарным) локальным течением «субконта».

И, наконец, согласно (П.8.39) – (П.8.48), следующие компоненты метрического тензора (П.9.8)

$$g_{0j}^{(-)} = \begin{pmatrix} 0 & g_{10}^{(-)} & g_{20}^{(-)} & g_{30}^{(-)} \\ g_{01}^{(-)} & 0 & 0 & 0 \\ g_{02}^{(-)} & 0 & 0 & 0 \\ g_{03}^{(-)} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{П.9.11})$$

связаны с вращательным (турбулентным) течением «субконта».

Как уже неоднократно отмечалось, данная интерпретация Алсигны физического смысла метрики (П.9.7) и компонент метрического тензора (П.9.8) – это не единственное отличие от пространственно-временных воззрений А. Эйнштейна, изложенных в ОТО. Ранее уже говорилось, что в Алсигне в отличие от ОТО, полностью отсутствует понятие «масса», и ва-

куумная протяженность имеет как минимум две 3-мерные стороны: «внешнюю» (тсубконт) и «внутреннюю» (антисубконт).

Локальный участок внешней стороны вакуумной протяженности (или субконт) описывается метрикой (П.9.7), а тот же участок внутренней стороны вакуумной протяженности (или антисубконт) описывается метрикой (П.8.24)

$$ds^{(+2)} = g_{ij}^{(+)} dx^i dx^j \text{ с сигнатурой } (-+++), \quad (\text{П. 9.12})$$

где

$$g_{ij}^{(+)} = \begin{pmatrix} g_{00}^{(+)} & g_{10}^{(+)} & g_{20}^{(+)} & g_{30}^{(+)} \\ g_{01}^{(+)} & g_{11}^{(+)} & g_{21}^{(+)} & g_{31}^{(+)} \\ g_{02}^{(+)} & g_{12}^{(+)} & g_{22}^{(+)} & g_{32}^{(+)} \\ g_{03}^{(+)} & g_{13}^{(+)} & g_{23}^{(+)} & g_{33}^{(+)} \end{pmatrix} \quad (\text{П. 9.13})$$

– компоненты метрического тензора (КМТ) «антисубконта».

Из которых:

$$g_{\alpha\beta}^{(+)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g_{11}^{(+)} & g_{21}^{(+)} & g_{31}^{(+)} \\ 0 & g_{12}^{(+)} & g_{22}^{(+)} & g_{32}^{(+)} \\ 0 & g_{13}^{(+)} & g_{23}^{(+)} & g_{33}^{(+)} \end{pmatrix} \quad (\text{П. 9.14})$$

– КМТ, связаны с 3-мерными деформациями локального участка «антисубконта».

$$g_{00}^{(+)} = \begin{pmatrix} g_{00}^{(+)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{П.9.15})$$

– КМТ, связаны с линейным (ламинарным) локальным течением «антисубконта».

$$g_{0j}^{(+)} = \begin{pmatrix} 0 & g_{10}^{(+)} & g_{20}^{(+)} & g_{30}^{(+)} \\ g_{01}^{(+)} & 0 & 0 & 0 \\ g_{02}^{(+)} & 0 & 0 & 0 \\ g_{03}^{(+)} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{П.9.16})$$

– КМТ, связанные с вращательным (турбулентным) течением «антисубконта».

Вакуумное условие требует, чтобы, две эти стороны вакуумной протяженности полностью компенсировали проявления друг друга

$$ds^{(-)2} + ds^{(+2)} = g_{ij}^{(-)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(+)} dx^i dx^j = (g_{ij}^{(-)} + g_{ij}^{(+)}) dx^i dx^j = 0. \quad (\text{П.9.17})$$

Выражение (П.9.17) Алсигна называет «локальным вакуумным условием».

Но возможны ситуации, когда субконт и антисубконт компенсируют проявления друг друга не локально (т.е. в каждой точке вакуумной протяженности), а в среднем по некоторой ее глобальной области

$$\langle ds^{(-)2} + ds^{(+2)} \rangle = \langle g_{ij}^{(-)}(x^0, x^1, x^2, x^3) + g_{ij}^{(+)}(x^0, x^1, x^2, x^3) \rangle dx^i dx^j = 0. \quad (\text{П.9.18})$$

Выражение (П.9.18) Алсигна называет «глобальным вакуумным условием».

Поясним данную ситуацию на примере. Для этого вернемся к рассмотрению метрики (П.9.1)

$$ds^{(-)2} = g_{00}^{(-)}(r) c^2 dt^2 + g_{11}^{(-)}(r) dr^2 = 0 \quad (\text{П.9.19})$$

и антиподной ей метрики

$$ds^{(+2)} = g_{00}^{(+)}(r) c^2 dt^2 + g_{11}^{(+)}(r) dr^2 = 0. \quad (\text{П.9.20})$$

Из локального вакуумного условия (П.9.17) следует

$$g_{00}^{(-)}(r) = -g_{00}^{(+)}(r), \quad g_{11}^{(-)}(r) = -g_{11}^{(+)}(r), \quad (\text{П.9.21})$$

а из глобального вакуумного условия (П.9.18) следует, что возможна ситуация «фазового сдвига»

$$g_{00}^{(-)}(r) \neq -g_{00}^{(+)}(r'), \quad g_{11}^{(-)}(r) \neq -g_{11}^{(+)}(r'), \quad (\text{П.9.22})$$

но при этом должно выполняться усредненное равенство

$$\langle g_{00}^{(-)}(r) + g_{00}^{(+)}(r') \rangle c dt^2 + \langle g_{11}^{(-)}(r) + g_{11}^{(+)}(r') \rangle dr^2 = 0. \quad (\text{П.9.23})$$

В рамках представлений Алсигны именно возможность существования устойчивых и/или периодически изменяющихся «фазовых сдвигов» между проявлениями внешней стороны вакуумной протяженности (субконта) и антипроявлениями внутренней стороны вакуумной протяженности (антисубконта), допускаемых глобальным вакуумным условием (П.9.18), обеспечивает возможность проявлений Внешней Реальности. Различные примеры подобных «фазовых сдвигов» рассмотрены в [6,7,8,9].

Получается, что Внешняя Реальность повсеместно локально проявлена, а глобально (т.е. в среднем) – отсутствует, что, в итоге, полностью согласуется с условием (75) для в среднем Риччи - плоского мира.

Возможность пространственно разнесенного сосуществования элементарных «частиц» (проявлений субконта) и «античастиц» (проявлений антисубконта) описано в Зеленой Алсигне [7], а сосуществование *голых* «планет» и «звезд» описано в Голубой Алсигне [8].

### П.10. Фоновое подпространство-время

Имеется еще одна проблема, решение которой значительно отличает Алсигну от ОТО А. Эйнштейна.

*На самом деле, все усилия Алсигны направлены исключительно на развитие ОТО Эйнштейна.*

Чтобы разъяснить суть дела, еще раз обратимся к метрикам (П.9.19) и (П.9.20)

$$ds^{(-)2} = g_{00}^{(-)}(r)c^2 dt^2 + g_{11}^{(-)}(r)dr^2 = 0, \quad (\text{П.10.1})$$

$$ds^{(+ )2} = g_{00}^{(+)}(r)c^2 dt^2 + g_{11}^{(+)}(r)dr^2 = 0. \quad (\text{П.10.2})$$

Очевидно, что в данных метриках компоненты метрических тензоров  $g_{00}^{(-)}(r)$ ,  $g_{11}^{(-)}(r)$ ,  $g_{00}^{(+)}(r)$ ,  $g_{11}^{(+)}(r)$  являются функциями тех же координат  $dr = (dx^2 + dy^2 + dz^2)^{1/2}$ , которые подвергаются искажению:

$$dr^{(-)'} = \sqrt{g_{11}^{(-)}(r)}dr, \quad dr^{(+)' } = \sqrt{g_{11}^{(+)}(r)}dr.$$

Теперь допустим, что в вакуумной протяженности имеется не одна, а две стабильные «выпуклости» (рис. П.10.1).

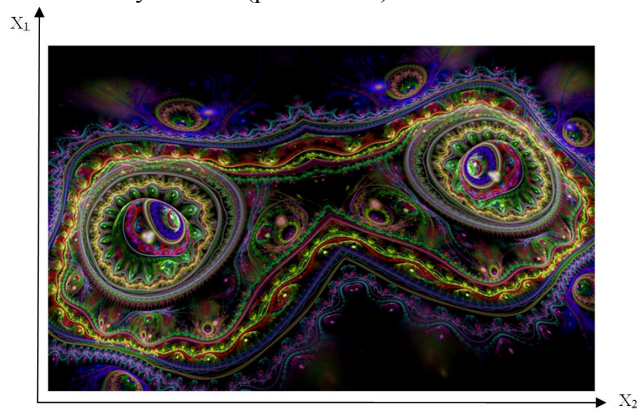


Рис. П.10.1. Фрактальная иллюстрация двух пространственно разнесенных «выпуклостей» вакуумной протяженности, центры которых имеют разные координаты в некоем фоновом подпространстве  $X_0, X_1, X_2, X_3$

Более того, очевидно, что в вакуумной протяженности имеется не-счетное множество стабильных частице-подобных вакуумных образований (рис. П.10.2).

Найти решения вакуумного уравнения Эйнштейна (15) сразу для множества пространственно-разнесенных частице-подобных вакуумных образований практически невозможно. Однако имеется возможность обойти данную трудность (подробности в п. 2.4 в [7]).

Пусть начало вектора  $\mathbf{r}$  находится в центре первого выпуклого вакуумного образования, имеющего координаты  $X_0^{(1)}, X_1^{(1)}, X_2^{(1)}, X_3^{(1)}$  в некой «фоновой» системе отсчета  $X_0, X_1, X_2, X_3$ , связанной с неким Сторонним Наблюдателем. Тогда решения уравнения Эйнштейна (15) для данного вакуумного образования можно записать в виде функции от координат его центра  $X_0^{(1)}, X_1^{(1)}, X_2^{(1)}, X_3^{(1)}$

$$ds^{(1)-2} = g_{00}^{(-)}(r^{(1)}, X_0^{(1)}, X_1^{(1)}, X_2^{(1)}, X_3^{(1)})c^2 dt^2 + g_{11}^{(-)}(r^{(1)}, X_0^{(1)}, X_1^{(1)}, X_2^{(1)}, X_3^{(1)})dr^{(1)2} = 0,$$

$$ds^{(1)+2} = g_{00}^{(+)}(r^{(1)}, X_0^{(1)}, X_1^{(1)}, X_2^{(1)}, X_3^{(1)})c^2 dt^2 + g_{11}^{(+)}(r^{(1)}, X_0^{(1)}, X_1^{(1)}, X_2^{(1)}, X_3^{(1)})dr^{(1)2} = 0. \quad (\text{П.10.3})$$



Рис. П.10.2. Фрактальная иллюстрация множества пространственно-разнесенных частице-подобных вакуумных образований

Точно так же, решения уравнения Эйнштейна (15) для второго вакуумного образования можно записать в виде функции координат его центра  $X_0^{(2)}, X_1^{(2)}, X_2^{(2)}, X_3^{(2)}$

$$ds^{(2) (-)2} = g_{00}^{(-)}(r^{(2)}, X_0^{(2)}, X_1^{(2)}, X_2^{(2)}, X_3^{(2)})c^2 dt^2 + g_{11}^{(-)}(r^{(2)}, X_0^{(2)}, X_1^{(2)}, X_2^{(2)}, X_3^{(2)})dr^{(2)2} = 0,$$

$$ds^{(2) (+)2} = g_{00}^{(+)}(r^{(2)}, X_0^{(2)}, X_1^{(2)}, X_2^{(2)}, X_3^{(2)})c^2 dt^2 + g_{11}^{(+)}(r^{(2)}, X_0^{(2)}, X_1^{(2)}, X_2^{(2)}, X_3^{(2)})dr^{(2)2} = 0. \quad (\text{П.10.4})$$

Аналогично записываются решения уравнения Эйнштейна (15) для  $n$ -го вакуумного образования

$$ds^{(n) (-)2} = g_{00}^{(-)}(r^{(n)}, X_0^{(n)}, X_1^{(n)}, X_2^{(n)}, X_3^{(n)})c^2 dt^2 + g_{11}^{(-)}(r^{(n)}, X_0^{(n)}, X_1^{(n)}, X_2^{(n)}, X_3^{(n)})dr^{(n)2} = 0,$$

$$ds^{(n) (+)2} = g_{00}^{(+)}(r^{(n)}, X_0^{(n)}, X_1^{(n)}, X_2^{(n)}, X_3^{(n)})c^2 dt^2 + g_{11}^{(+)}(r^{(n)}, X_0^{(n)}, X_1^{(n)}, X_2^{(n)}, X_3^{(n)})dr^{(n)2} = 0. \quad (\text{П.10.5})$$

Попытка проиллюстрировать взаимодействие нескольких пространственно-разнесенных частице-подобных вакуумных образований приведена на рис. П.10.3.

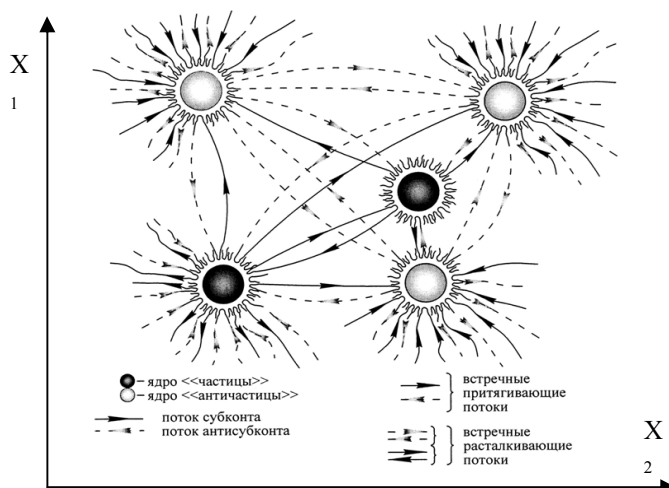


Рис. П.10.3. Взаимодействие множества пространственно-разнесенных частице-подобных вакуумных образований

Общее метрико-динамическое состояние вакуумной протяженности в каждой пространственно-временной точке  $X_0, X_1, X_2, X_3$  фонового пространства в этом случае приближенно характеризуется суммарными компонентами метрических тензоров

$$g_{11}^{(-)}(X_0, X_1, X_2, X_3) = \sum_{i=1}^n g_{11}^{(-)}(r^{(i)}, X_0^{(i)}, X_1^{(i)}, X_2^{(i)}, X_3^{(i)}), \quad (\text{П.10.6})$$

$$g_{00}^{(-)}(X_0, X_1, X_2, X_3) = \sum_{i=1}^n g_{00}^{(-)}(r^{(i)}, X_0^{(i)}, X_1^{(i)}, X_2^{(i)}, X_3^{(i)}), \quad (\text{П.10.7})$$

$$g_{11}^{(+)}(X_0, X_1, X_2, X_3) = \sum_{i=1}^n g_{11}^{(+)}(r^{(i)}, X_0^{(i)}, X_1^{(i)}, X_2^{(i)}, X_3^{(i)}), \quad (\text{П.10.8})$$

$$g_{00}^{(+)}(X_0, X_1, X_2, X_3) = \sum_{i=1}^n g_{00}^{(+)}(r^{(i)}, X_0^{(i)}, X_1^{(i)}, X_2^{(i)}, X_3^{(i)}). \quad (\text{П.10.9})$$

Суперпозиции (П.10.6) – (П.10.9) решений множества нелинейных вакуумных уравнений Эйнштейна выглядит небезупречной с точки зрения математической строгости, но применение данного подхода к конкретным задачам взаимодействия частице-подобных вакуумных образований позволяет корректно описать их гравитационное, кулоновское, электрослабое и ядерное взаимодействия (подробности в [7,8]).

Итак, Алсигне по необходимости пришлось ввести в рассмотрение 4-мерное фоновое подпространство  $X_0, X_1, X_2, X_3$ , связанное со Сторонним Наблюдателем, в поле «Зрения» Которого происходит взаимодействие множества частице-подобных вакуумных образований.

### П.11. Объективизация фоновых Подпространств

До этого момента Алсигна не выходила за рамки объективного восприятия Внешней Реальности, и в точности следовала основам научного мировоззрения и научной методологии познания окружающей действительности. В этом пункте вносятся некие аспекты Субъективизма.

Выше было показано, что компоненты метрических тензоров (П.10.6) – (П.10.9)  $g_{ij}^{(p)}$  неизбежно должны быть функциями не только самих деформируемых координат  $(ct, x, y, z)$  или  $(ct, r, \theta, \varphi)$ , но и функцией положения в некотором фоновом 4-мерном подпространстве  $(X_0, X_1, X_2, X_3)$  или  $(c_1 T_1, X_1, Y_1, Z_1)$ , где  $c_1$  - скорость распространения возмущений в «фоновом» подпространстве, являющемся «полем Зрения» (или «областью Компетенции») некоего 1-го Стороннего Наблюдателя. При этом свойства фонового 4-мерного подпространства определяются метрикой

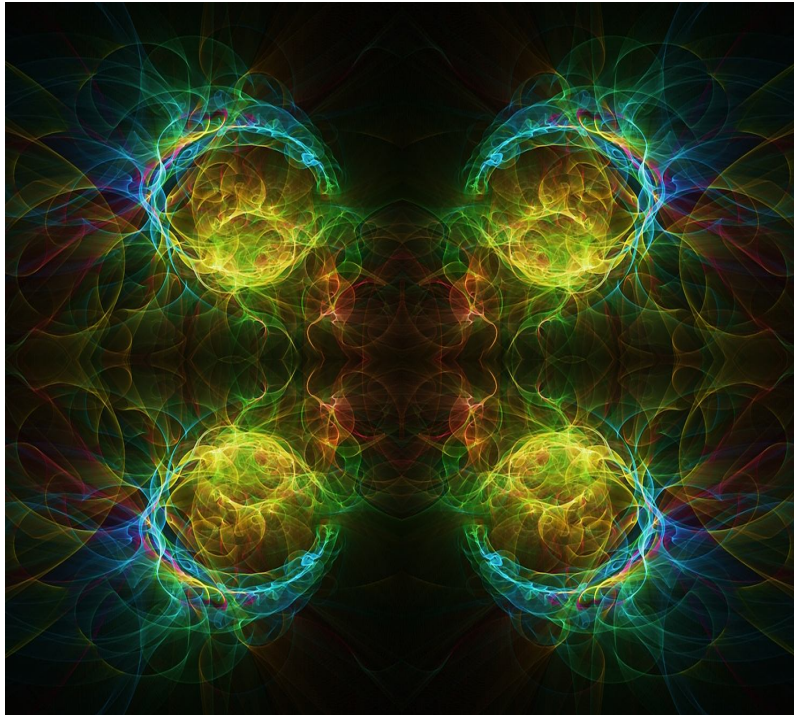
$$dS^{(-)2} = c_1 dT_1^2 - dX_1^2 - dY_1^2 - dZ_1^2. \quad (\text{П.11.1})$$

Выясняется, что компоненты метрического тензора, определяющие

метрико-динамическое состояние локальных участков вакуумной протяженности, могут зависеть не только от флуктуаций самого светового вакуума (т.е. вакуума, высвеченного из «Пустоты» посредством монохроматических лучей света), но и от точки зрения 1-го стороннего Наблюдателя (Супервайзера)

$$g_{ij}^{(p)} = g_{ij}^{(p)}(ct, r, \theta, \varphi; c_1 T_1, X_1, Y_1, Z_1). \quad (\text{П.11.2})$$

Проделаем несколько экспериментов, чтобы осознать, что «фоновый» пространственно-временной континуум может быть вполне реальной сущностью.



**Эксперимент 1:** Закройте глаза, все, что «видело» ваше сознание исчезнет. Таким образом, все, что видит человек - это отражение Внешней Реальности в поле его зрения (т.е. в некоем внутреннем пространственно-временном континууме, связанном с вашим сознанием).

**Эксперимент 2:** Закройте глаза, прокрутите себя вокруг своей оси раз десять и откройте глаза. При этом ваше сознание увидит «отслоение» вашего внутреннего пространственно-временного континуума (т.е. поля зрения) от протяженной Внешней Реальности.

**Эксперимент 3:** Поднимите свою вытянутую руку на уровень глаз, и удерживайте ее в таком положении около минуты. С одной стороны, мышцы вашей руки – это чрезвычайно сложно переплетенное состояние вакуума (т.е. Внешней Реальности).



Рис. П.11.1. Фрактальная иллюстрация сложнейших переплетений вакуумной протяженности (или  $\lambda_{m-n}$ -вакуума)

С другой стороны, руку в поднятом состоянии удерживает волевое усилие вашего сознания. То есть, в данное время на вашу руку влияют две основные силы: сила тяжести, влекущая руку к земле, и сила вашей воли, заставляющая руку оставаться неподвижной. Получается, что ваше сознание, в рамках его компетенции, в состоянии управлять вакуумным образованием. Скептики скажут, что не само сознание управляет рукой. Оно только сообщает свое желание коре головного мозга, а мозг подает команду нервной системе так сократить мышцы руки, что она остается в поднятом состоянии. Так и есть! Но ваше сознание все равно не может быть исключено из рассматриваемой ситуации, т.к. нет другой причины, заставляющей руку удерживаться на заданной высоте.

Можно привести много других примеров, когда сознание (в рамках зоны его ответственности) управляет метрико-динамическими характеристиками Окружающей Реальности. Однако, в средние века Священная инквизиция наложила табу на решение подобного класса задач в христиан-

ских университетах Европы, т.к. при этом затрагиваются проблемы сообщения Внешней Реальности с потусторонними Силами (т.е. с Внутренней Реальностью).

С тех времен физика тщательно избегает обсуждения проблемы влияния стороннего Наблюдателя на Внешнюю Реальность. Исаак Ньютон (будучи воспитанником Тринити-колледжа Кембриджского университета) связывал Абсолютную систему отсчета с Абсолютным НАБЛЮДАТЕЛЕМ (т.е. с ВСЕВЫШНИМ). Но позже в эпоху воинствующего атеизма при молчаливом согласии христианской церкви эта проблема была практически предана забвению.

Тем не менее, проблема Потустороннего Влияния на Внешнюю Реальность не перестала быть актуальной. Например, в рамках научной парадигмы до сих пор полностью отсутствуют подходы к решению следующих проблем:

- как сформировалась первая биологическая клетка?
- как формируются различные биологические организмы из одного типа протоклеток?
- почему одна и та же стволовая клетка, развивается в одном случае в одну ткань или орган, а в других случаях в другие ткани и органы?

Без признания возможности влияния Потустороннего Рассудка на биофизические процессы, происходящие во Внешней Реальности, человечеству никогда не удастся ответить на выше сформулированные вопросы.

Более того, при изучении свойств «Пустоты» Алсигна вынуждена вернуться к рассмотрению базовых (фоновых) подпространств. В противном случае, невозможно ввести понятия «деформация» и «напряжение» светового вакуума, и логически замкнуть теорию (подробности в [6,7,8]).

Итак, следует учитывать, что две стороны искривленной вакуумной протяженности  $ct, x, y, z = x_0, x_1, x_2, x_3$  существуют и действуют на фоне первого базового (фонового) 4-мерного подпространства  $c_1 T_1, X_1, Y_1, Z_1 = X_{(1)0}, X_{(1)1}, X_{(1)2}, X_{(1)3}$ , связанного с первым Сторонним Наблюдателем

$$ds^{(-)2} = g_{ij}^{(-)}(x_0, x_1, x_2, x_3; X_{(1)0}, X_{(1)1}, X_{(1)2}, X_{(1)3}) dx^i dx^j = 0 \text{ с сигнатурой } (+---), \quad (\text{П.11.3})$$

$$ds^{(+2)} = g_{ij}^{(+)}(x_0, x_1, x_2, x_3; X_{(1)0}, X_{(1)1}, X_{(1)2}, X_{(1)3}) dx^i dx^j = 0 \text{ с сигнатурой } (-+++). \quad (\text{П.11.4})$$

Следует, также допустить, что первый базовый пространственно-временной континуум  $c_1 T_1, X_1, Y_1, Z_1 = X_{(1)0}, X_{(1)1}, X_{(1)2}, X_{(1)3}$  не всегда пассивен. В ряде случаев он может проявлять себя как «первый под-Вакуум», который высвечивается из исходной «Пустоты» посредством лучей «первого Света», распространяющихся со скоростью  $c_1$ , точно так же, как высвечивается световой вакуум (т.е. нулевой вакуум) посредством обычных лучей (нулевого) света, распространяющихся со скоростью  $c = c_0$ . При этом следует ожидать, что  $c_1 \gg c_0$ , т.е. скорость распространения волновых

возмущений в более глубинном и, следовательно, более тонко проявленном «первом под-Вакууме»  $c_1$  значительно превышает скорость распространения волновых возмущений в световом вакууме  $c = c_0$ .

Судя по всему, во всем остальном первый под-Вакуум ничем не отличается от нулевого светового вакуума. Первый под-Вакуум должен быть двухсторонним, т.е. каждая его локальная область должна характеризоваться двумя метриками

$$dS_{(1)}^{(-)2} = G_{(1)ij}^{(-)}(X_{(1)0}, X_{(1)1}, X_{(1)2}, X_{(1)3})dX_{(1)}^i dX_{(1)}^j \text{ с сигнатурой } (+---), \quad (\text{П.11.5})$$

$$dS_{(1)}^{(+2)} = G_{(1)ij}^{(+)}(X_{(1)0}, X_{(1)1}, X_{(1)2}, X_{(1)3})dX_{(1)}^i dX_{(1)}^j \text{ с сигнатурой } (-+++), \quad (\text{П.11.6})$$

где  $X_{(1)0}, X_{(1)1}, X_{(1)2}, X_{(1)3} = c_1 T_1, X_1, Y_1, Z_1$ ,

$$G_{(1)ij}^{(-)} = \begin{pmatrix} G_{(1)00}^{(-)} & G_{(1)10}^{(-)} & G_{(1)20}^{(-)} & G_{(1)30}^{(-)} \\ G_{(1)01}^{(-)} & G_{(1)11}^{(-)} & G_{(1)21}^{(-)} & G_{(1)31}^{(-)} \\ G_{(1)02}^{(-)} & G_{(1)12}^{(-)} & G_{(1)22}^{(-)} & G_{(1)32}^{(-)} \\ G_{(1)03}^{(-)} & G_{(1)13}^{(-)} & G_{(1)23}^{(-)} & G_{(1)33}^{(-)} \end{pmatrix}, \quad G_{(1)ij}^{(+)} = \begin{pmatrix} G_{(1)00}^{(+)} & G_{(1)10}^{(+)} & G_{(1)20}^{(+)} & G_{(1)30}^{(+)} \\ G_{(1)01}^{(+)} & G_{(1)11}^{(+)} & G_{(1)21}^{(+)} & G_{(1)31}^{(+)} \\ G_{(1)02}^{(+)} & G_{(1)12}^{(+)} & G_{(1)22}^{(+)} & G_{(1)32}^{(+)} \\ G_{(1)03}^{(+)} & G_{(1)13}^{(+)} & G_{(1)23}^{(+)} & G_{(1)33}^{(+)} \end{pmatrix} \quad (\text{П.11.7})$$

- компоненты метрических тензоров соответственно первого под-Субконта и первого под-Антисубконта.

Метрики (П.11.5) и (П.11.6) должны подчиняться тем же вакуумным уравнениям (П.8.0.2). То есть стабильные образования в первом под-Вакууме должны описываться метриками

$$dS_{(1)}^{(-)2} = G_{(1)ij}^{(-)}dX_{(1)}^i dX_{(1)}^j = 0 \text{ с сигнатурой } (+---), \quad (\text{П.11.8})$$

$$dS_{(1)}^{(+2)} = G_{(1)ij}^{(+)}dX_{(1)}^i dX_{(1)}^j = 0 \text{ с сигнатурой } (-+++), \quad (\text{П.11.9})$$

являющимися решениями вакуумных уравнений (П.8.0.2), с учетом  $c_1 \gg c$ .

*Почему Алсигна уверена, что первый под-Вакуум устроен точно так же, как световой (нулевой) вакуум? Во-первых, потому, что еврейская каббала [13] говорит, что глубинные Уровни Бытия подобны более поверхностным Его Уровням. Но они могут находиться на различных этапах Развития. Например, более тонко проявленный Уровень Бытия может быть в состоянии взрослого Человека, а более грубый Уровень Бытия может быть в состоянии Младенца. С другой стороны, тонкий Уровень Бытия может спать, а более грубый Уровень Бытия - бодорствовать. То есть, Телесность разной степени проявленности Бытия может находиться в различных состояниях, но Принципы построения Телесности во всех Мирах (т.е. Уровнях Бытия) одинаковые.*

Во-вторых, интуиция Алсигны подсказывает, что принципы - механизмы проявления чего-либо из «Пустоты» должны быть одинаковыми независимо от тонкости проявленности и скорости передачи сигналов на разных Уровнях Бытия. Другими словами, каббалистический принцип «Боре Еш ми Айн» (Творение того, что Есть из Ничего), т.е. методы Боре (Творения) ВСЕВЫШНИМ из «Пустоты» одинаковы для всех Сотворенных миров, независимо от их Возвышенности.

Отсюда становится понятным Заинтересованность ПРОВИДЕНИЯ в человеческом эмпирио - философском переосмыслении Внешней Реальности, в т.ч. различных метрико-динамических проявлений световой  $\lambda_{m-n}$ -вакуумной протяженности (нулевого вакуума). Просто результаты эмпирического опыта и познания человеком доступного для его восприятия этого мира распространяются на все Уровни и Планы Вселенского Бытия.

С другой стороны, Знания о Высших Мирах (Небесах), зафиксированные в еврейской каббале и других сакральных учениях, предначертывают Ориентиры для развития человеческих представлений о Внешней Реальности. Поэтому Алсигна развивает свето-геометрию нулевого вакуума в строгом соответствии с Принципами и Алгоритмами Раскрытия Имени ВСЕВЫШНЕГО (подробности в Оранжевой Алсигне [21]). При этом происходит взаимообогащение различных отраслей Знаний. Наука получает от каббалы надежные Критерии Истинности и ориентиры развития даже в такие области Бытия, которые не поддаются непосредственной экспериментальной проверке. В свою очередь, каббала получает от кошерной науки (т.е. науки, опирающейся на Алгоритмы Раскрытия Имени ВСЕВЫШНЕГО) конкретизацию и уточнение Базовых Понятий, таких как: «Древо Сфирот», «Ракия», «Свет», «Пустота» и т.д.

В случае вложения искривленной области нулевого светового вакуума (или  $\lambda_{m-n}$ -вакуума) в искривленную область первого под-Вакуума (рис. П.11.2) метрики (П.11.3) и (П.11.4) можно переписать в виде зависимости от компонент метрических тензоров первого под-Субконта и первого под-Антисубконта (П.11.7)

$$ds^{(-)2} = g_{ij}^{(-)}(G_{(1)ij}^{(-)}, G_{(1)ij}^{(+)})dx^i dx^j = 0 \text{ с сигнатурой } (+---), \quad (\text{П.11.10})$$

$$ds^{(+2)} = g_{ij}^{(+)}(G_{(1)ij}^{(-)}, G_{(1)ij}^{(+)})dx^i dx^j = 0 \text{ с сигнатурой } (-+++). \quad (\text{П.11.11})$$

Не исключено, что именно через данный «механизм» первый под-Вакуум (т.е. более тонко проявленный Уровень Бытия, который в некоторой степени соответствует Уровню Души «Нефеш» в еврейской каббале) может оказывать влияние на световой вакуум (или  $\lambda_{m-n}$ -вакуум, соответствующий уровню проявленности этого мира). Но в обыденном существо-

вании (т.е. при отсутствии «Чудес») влияние верхнего Уровня Бытия на Его нижний Уровень может быть только таким, что не нарушаются законы существования нижнего Уровня. То есть, как бы искривление первого под-Вакуума не влияло на искривление светового вакуума (нулевого вакуума), законы существования данной, самой нижней, вакуумной протяженности продолжают подчиняться сигнатурным принципам формирования свето-геометрии Алсигны и дифференциальным уравнениям Эйнштейна - Картана - Вайценбека (П.8.0.2). Предыдущее высказывание, по сути, является принципом сосуществования Миров с различной степенью проявленности из Великой «Пустоты».

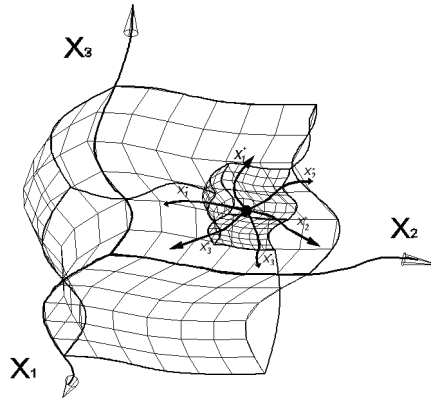


Рис. П.11.2. Попытка проиллюстрировать вложение искривленной 3-мерной области светового вакуума (или  $\lambda_{m+n}$ -вакуума) в 3-мерную искривленную область первого под-Вакуума

В случае учета локальных искривлений первого под-Вакуума, сразу же возникает потребность во введении представлений о втором под-Вакууме (пространственно-временном континууме  $X_{(2)0}, X_{(2)1}, X_{(2)2}, X_{(2)3} = c_2 T_2, X_2, Y_2, Z_2$ ), на фоне которого происходят эти локальные искривления.

Отношения между вторым под-Вакуумом и первым под-Вакуумом в точности такие же, как отношения между первым под-Вакуумом и световым (нулевым) вакуумом. Компоненты метрических тензоров первого под-Субконтанта и первого под-Антисубконтанта оказываются функциями координат  $X_{(2)0}, X_{(2)1}, X_{(2)2}, X_{(2)3} = c_2 T_2, X_2, Y_2, Z_2$

$$dS_{(1)}^{(-)2} = G_{(1)ij}^{(-)}(X_{(1)0}, X_{(1)1}, X_{(1)2}, X_{(1)3}; X_{(2)0}, X_{(2)1}, X_{(2)2}, X_{(2)3}) dX_{(1)}^i dX_{(1)}^j \quad (\text{П.11.12})$$

с сигнатурой (+ ---),

$$dS_{(1)}^{(+2)} = G_{(1)ij}^{(+)}(X_{(1)0}, X_{(1)1}, X_{(1)2}, X_{(1)3}; X_{(0)0}, X_{(2)1}, X_{(2)2}, X_{(2)3}) dX_{(1)}^i dX_{(1)}^j \quad (\text{П.11.13})$$

с сигнатурой (- + + +),

Второй под-Вакуум также должен быть двухсторонним, т.е. каждая его локальная область должна характеризоваться двумя метриками

$$dS_{(2)}^{(-)2} = G_{(2)ij}^{(-)}(X_{(2)0}, X_{(2)1}, X_{(2)2}, X_{(2)3}) dX_{(2)}^i dX_{(2)}^j \text{ с сигнатурой } (+ ---), \quad (\text{П.11.14})$$

$$dS_{(2)}^{(+2)} = G_{(2)ij}^{(+)}(X_{(2)0}, X_{(2)1}, X_{(2)2}, X_{(2)3}) dX_{(2)}^i dX_{(2)}^j \text{ с сигнатурой } (- +++), \quad (\text{П.11.15})$$

где  $X_{(2)0}, X_{(2)1}, X_{(1)2}, X_{(2)3} = c_2 T_2, X_2, Y_2, Z_2$

$$G_{(2)ij}^{(-)} = \begin{pmatrix} G_{(2)00}^{(-)} & G_{(2)10}^{(-)} & G_{(2)20}^{(-)} & G_{(2)30}^{(-)} \\ G_{(2)01}^{(-)} & G_{(2)11}^{(-)} & G_{(2)21}^{(-)} & G_{(2)31}^{(-)} \\ G_{(2)02}^{(-)} & G_{(2)12}^{(-)} & G_{(2)22}^{(-)} & G_{(2)32}^{(-)} \\ G_{(2)03}^{(-)} & G_{(2)13}^{(-)} & G_{(2)23}^{(-)} & G_{(2)33}^{(-)} \end{pmatrix}, \quad G_{(2)ij}^{(+)} = \begin{pmatrix} G_{(2)00}^{(+)} & G_{(2)10}^{(+)} & G_{(2)20}^{(+)} & G_{(2)30}^{(+)} \\ G_{(2)01}^{(+)} & G_{(2)11}^{(+)} & G_{(2)21}^{(+)} & G_{(2)31}^{(+)} \\ G_{(2)02}^{(+)} & G_{(2)12}^{(+)} & G_{(2)22}^{(+)} & G_{(2)32}^{(+)} \\ G_{(2)03}^{(+)} & G_{(2)13}^{(+)} & G_{(2)23}^{(+)} & G_{(2)33}^{(+)} \end{pmatrix} \quad (\text{П.11.16})$$

- компоненты метрических тензоров соответственно второго под-Субконта и второго под-Антисубконта (или под-под-Субконта и под-под-Антисубконта).

Метрики (П.11.14) и (П.11.15) должны подчиняться тем же вакуумным дифференциальным уравнениям (П.8.0.2), а стабильные образования во втором под-Вакууме должны описываться метриками

$$dS_{(2)}^{(-)2} = G_{(2)ij}^{(-)} dX_{(2)}^i dX_{(2)}^j = 0 \text{ с сигнатурой } (+ ---), \quad (\text{П.11.17})$$

$$dS_{(2)}^{(+2)} = G_{(2)ij}^{(+)} dX_{(2)}^i dX_{(2)}^j = 0 \text{ с сигнатурой } (- +++), \quad (\text{П.11.18})$$

являющимися решениями вакуумных уравнений Эйнштейна - Картана - Вайценбека (П.8.0.2), с учетом  $c_2 \gg c_1 \gg c_0$ .

В случае вложения искривленной области первого под-Вакуума в искривленную область второго под-Вакуума метрики (П.11.12) и (П.11.13) можно переписать в виде зависимости от компонент метрических тензоров второго под-Субконта и второго под-Антисубконта (П.11.16)

$$dS_{(1)}^{(-)2} = G_{(1)ij}^{(-)}(G_{(2)ij}^{(-)} G_{(2)ij}^{(+)}) dX_{(1)}^i dX_{(1)}^j = 0 \text{ с сигнатурой } (+ ---), \quad (\text{П.11.19})$$

$$dS_{(1)}^{(+2)} = G_{(1)ij}^{(+)}(G_{(2)ij}^{(-)} G_{(2)ij}^{(+)}) dX_{(1)}^i dX_{(1)}^j = 0 \text{ с сигнатурой } (- +++), \quad (\text{П.11.20})$$

В случае вложения искривленной области светового вакуума (или  $\lambda_{m-n}$ -вакуума) в искривленную область первого под-Вакуума, который в свою очередь, вложен в искривленную область второго под-Вакуума, мет-

рики (П.11.3) и (П.11.4) можно представить в следующем виде

$$ds^{(-)2} = g_{ij}^{(-)} [G_{(1)ij}^{(-)} (G_{(2)ij}^{(-)} G_{(2)ij}^{(+)}), G_{(1)ij}^{(+)} (G_{(2)ij}^{(-)} G_{(2)ij}^{(+)})] dx^i dx^j = 0 \quad (\text{П.11.10})$$

с сигнатурой (+ ---),

$$ds^{(+2)} = g_{ij}^{(+)} [G_{(1)ij}^{(-)} (G_{(2)ij}^{(-)} G_{(2)ij}^{(+)}), G_{(1)ij}^{(+)} (G_{(2)ij}^{(-)} G_{(2)ij}^{(+)})] dx^i dx^j = 0 \quad (\text{П.11.11})$$

с сигнатурой (- + + +).

Так может продолжаться до бесконечности.

*Еврейская каббала выделяет из всего множества Духовных Уровней и под-Уровней, только пять основных миров: Адам Кадмон, Ацилут, Брия, Асия, соответствующих пяти символам, присутствующим в Великом и Грозном Имени ВСЕВЫШНЕГО ה-ו-ה-י (подробности в [13, 21]).*

*Самый нижний мир Асия состоит из 10 под-Уровней: Кетер де Асия, Хохма де Асия, Бина де Асия, Хесед де Асия, Гвура де Асия, Тиферет де Асия, Нецах де Асия, Ход де Асия, Йесод де Асия, Малхут де Асия.*

*Последний под-Уровень Малхут де Асия делится еще на 10 под-под-Уровней, каждый из них делится еще на 10 под-под-под-Уровней. Последний из них Малхут де Малхут де Малхут де Асия, судя по всему, и есть наш плотный мир, который в этой работе называется Внешней Реальностью по отношению к восприятию земного человека.*

Итак, до тех пор, пока первое базовое под-пространство  $c_1 T_1, X_1, Y_1, Z_1$  (связанное с первым Сторонним Наблюдателем) не 4-искривлено, компоненты метрических тензоров (П.10.6) – (П.10.9) просто существуют на его фоне  $g_{ij}^{(p)}(c_1 T_1, X_1, Y_1, Z_1)$ , и не взаимодействуют с ним. Но, если по воле первого Стороннего Наблюдателя первое «базовое подпространство» 4-искривится, то это может повлиять на изменение компонент метрических тензоров  $g_{ij}^{(p)} [G_{ij}^{(p)}(c_2 T_2, X_2, Y_2, Z_2)]$ , где  $G_{ij}^{(p)}(c_2 T_2, X_2, Y_2, Z_2)$  - компоненты метрических тензоров первого 4-искривленного «базового под - пространства», существующего на фоне второго «базового под-пространства»  $c_2 T_2, X_2, Y_2, Z_2$  (где  $c_2$  – скорость распространения возмущений во втором базовом под-пространстве, которое связано со вторым Сторонним Наблюдателем с более высоким Уровнем Восприятия). Второе базовое пространство может быть 4-искривлено на фоне третьего базового пространства  $c_3 T_3, X_3, Y_3, Z_3$ . Так может продолжаться до бесконечности, т.е. до ВЕРХОВНОГО НАБЛЮДАТЕЛЯ.

Бесконечную Иерархию базовых под-пространств Алсигна подразделяет на *имманентное* (внутреннее) и *трансцендентное* (внешнее) расслоения Исходной «Пустоты». При этом Исходную «Пустоту» следует рассматривать как бесконечно сложный психо-физический Объект.



*В период с 20 по 23 марта 2014 г. в городе Воронеж автор Алсигны принял участие в нескольких сеансах «подключения» Сергея Григорьевича Прохорова (которого в кругу друзей называют Сергеем Воронежским) к некой Космической Сущности.*

*С.Г. Прохоров не был уверен, с Кем происходило Общение, но он не исключал, что одного из Космических Собеседников звали Матрейя. Возможно также, что Матрейя принял участие только в одном из сеансов Связи, а в остальных Беседах участвовали другие Разумные Существа.*

*Подытоживая суть этих Бесед, Алсигна констатирует, что через С.Г. Прохорова было Передано следующее:*

1). Метрика «Пустоты» обладает как бы двумя типами проявлений:  
– с одной стороны, «Пустоте» присущи признаки протяженной телесности (субстанциональности), подверженной деформациям и текучести;

– с другой стороны, метрика «Пустоты» способна отражать изменчивые проявления Мыслеформ, формируемых потоками Разума, подобно тому, как наш рассудок формирует образы в нашем сознании.

2) Ток Разума влияет не на саму метрику вакуумной протяженности, а на ее кручения и вращения [возможно, что это они описываются компонентами тензора кривизны (27.2) и коэффициентами вращения Риччи (27.9)]. Возбуждение вращений и кручений, приводит к порождению псевдо-сил (полей) инерции (аналогичных силам Кориолиса), которые, в итоге, искривляют локальные участки вакуумной протяженности.

3) При более детальном рассмотрении Токи Разума влияют не на сами кручения и вращения вакуумной протяженности, а на некую «Прослойку», которую условно можно назвать зоной Действия «Четырех Стихий». При этом сама зона «Четырех Стихий» разделяется на 10 Уровней (Сфирот). Самым высоким (1-й) из Них является Уровень проявлений четырех типов темперамента:

<i>H</i>	<i>V</i>	<i>H</i>	<i>I</i>
Меланхолик	Флегматик	Сангвиник	Холерик,

а самый низкий (10-й) Уровень соответствует четырем видам характера проявлений Бытия:

<i>H</i>	<i>V</i>	<i>H</i>	<i>I</i>
Земля	Вода	Воздух	Огонь,

которые, в итоге, Влияют на четыре вида состояния Вещества

<i>H</i>	<i>V</i>	<i>H</i>	<i>I</i>
твердь	жидкость	газ	плазма.

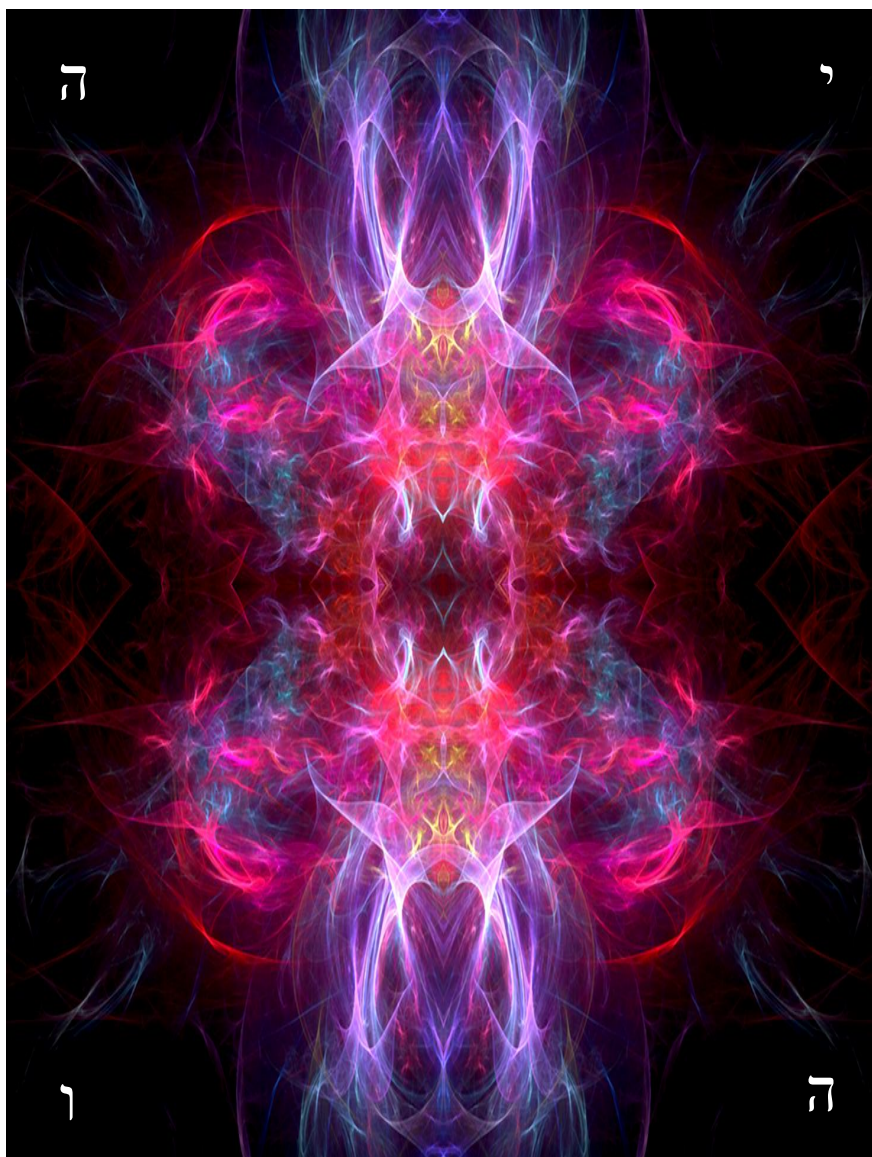
Как Сказано (Библия, Иоиль 2, 28-32): – «И будет после того, Излию от Духа МОЕГО на всякую плоть, и будут пророчествовать сыны ваши и дочери ваши; старцам вашим будут сниться сны, и юноши ваши будут видеть видения.

И также на рабов и на рабынь в те дни Излию от Духа МОЕГО.

И Покажу знамения на небе и на земле: кровь и огонь и столпы дыма.

Солнце превратится во тьму, и луна – в кровь, прежде, нежели наступит день 7-7-7 (Г-СПОДЕНЬ) Великий и Страшный.

*И будет: всякий, кто призовет Имя  $\eta\text{-}\nu\text{-}\eta\text{-}\nu$ , спасется»; ибо на горе Сионе и в Иерусалиме будет Спасение, как Сказал  $\eta\text{-}\nu\text{-}\eta\text{-}\nu$  (Г-СПОДЬ), и у остальных, которых Призовет  $\eta\text{-}\nu\text{-}\eta\text{-}\nu$  (Г-СПОДЬ)».*



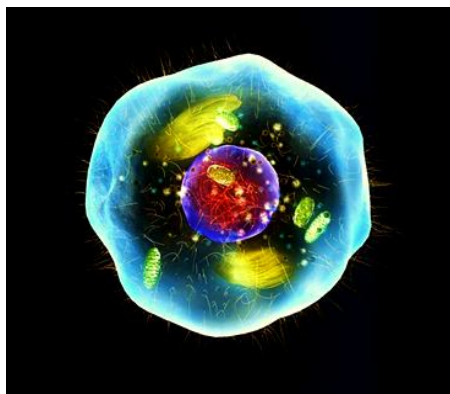
### П.12. Вывод уравнения Шредингера

До этого пункта в данной работе рассматривались метрико - динамические модели стабильных вакуумных образований. Теперь попытаемся рассмотреть поведение центральных (частице-подобных) областей этих вакуумных образований, наблюдая за ними, как бы со стороны.

*В рамках данного пункта Алсигна ставит перед собой задачу показать, что квантовая механика (КМ) представляет собой свод статистических и вероятностных правил отличных от аксиоматики детерминированной свето-геометрии вакуума (СГВ). Другими словами, КМ и СГВ не вытекают одна из другой, а дополняют друг друга. Однако вероятностный и детерминистский формализмы имеют единый идейный корень, т.к. основные уравнения КМ и СГВ выводятся на основании одних и тех же экстремальных принципов «наименьшего действия» и «максимума энтропии».*

Для примера рассмотрим ядро свободного «электрона» с радиусом  $r \sim 10^{-13}$  см, находящегося в объеме вакуумной протяженности с размерами, значительно превышающими его радиус (рис. П.12.1). Метрико-динамическая структура «электрона» подробно рассмотрена в главах 2.2 – 2.5 Зеленой Алсигны [7] и отчасти в пп. 10 – 14 настоящего исследования.

*Все последующие рассуждения касаются не только ядра «электрона», но и любого другого локального вакуумного образования, будь то ядро биологической клетки, ядро планеты, гало галактики или эмбрион в материнской утробе. Поведение различных ядер отличается в основном масштабами процессов и характером сторонних воздействий на них. В остальном они подобны.*



Из-за множества сторонних воздействий, вакуум вокруг ядра «электрона» очень сложно колеблется (флуктуирует), оказывая на него суммарное воздействие. Поэтому ядро «электрона» постоянно движется по хаотической траектории (рис. П.12.1а).

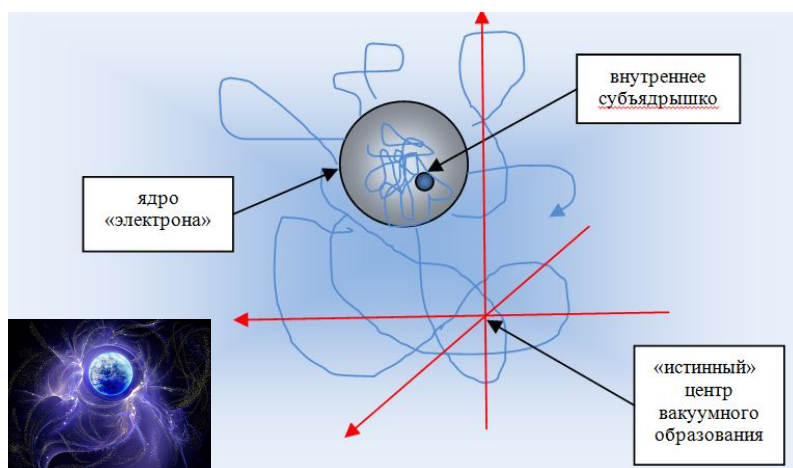


Рис. П.12.1а. Хаотически блуждающее ядро «электрона», внутри которого также хаотически блуждает внутреннее субъядрышко

Спектр флуктуаций вакуума огромен. Но, если масштаб вакуумной флуктуации (течения) значительно превышает размеры ядра «электрона», то такое воздействие можно рассматривать, как локально детерминированное, и его можно исключить из числа более мелких «случайных» воздействий. В этом случае скорость блуждающего ядра «электрона» может быть разложена на две аддитивные составляющие: детерминированную (точнее псевдо-детерминированную) и хаотическую.

Ниже будет рассмотрена только хаотическая составляющая движения ядра «электрона», которая связана с большим количеством несвязанных между собой сторонних воздействий, масштаб которых соизмерим с размерами самого локального вакуумного образования (в частности, ядра «электрона»).

### П.12.1. Проблемы квантово-механической парадигмы

Сначала напомним о проблемах квантовой физики, которая около века претендовала на эксклюзивные права на описание явлений микромира.

Одной из основных загадок квантовой механики и, следовательно, всех современных продолжений данной теории (квантовой теории поля и теории суперструн) остается тайна появления уравнения Шредингера. Отсутствие логически обоснованного вывода данного исходного уравнения не позволяет заглянуть в суть явлений микромира, что, в итоге, отрицательно сказывается на развитии наших представлений о структурной организации естества.

Вывод уравнения Шредингера возможен только при разрешении всех противоречий в логических основаниях квантовой физики, поэтому он влечет за собой полную переоценку научных воззрений на явления микро- и макромира.

*Верные последователи неопозитивистов пребывают в полной уверенности, что логичного вывода уравнения Шредингера в принципе не существует, т.к. оно само является исходной данностью для всего квантового мировоззрения.*

*В прениях после доклада автора о представленном в этом разделе «Выводе уравнения Шредингера» на семинаре А.А. Рухадзе в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Г.И. Шипов чтобы разрядить напряжённую обстановку вспомнил следующие слова В.Д. Кривченкова (одного из соратников академика Л.Д. Ландау, на фото слева): - «Плюньте в лицо тому человеку, который скажет, что он вывел уравнение Шредингера».*

*Тем не менее, руководители семинара А.А. Рухадзе и А.М. Игнатов не последовали совету В.Д. Кривченкова, решив опубликовать данную статью в журнале «Инженерная физика» № 3 за 2016 г., за что приношу им глубокую благодарность.*

Уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U(x, y, z) \psi, \quad (\text{П.12.1})$$

где  $\psi = \psi(x, y, z, t)$  – волновая функция, характеризующая состояние элементарной частицы;

$U(x, y, z)$  – потенциальная энергия элементарной частицы;

$\hbar$  – постоянная Планка;

$m$  – масса частицы.

Считается, что это уравнение было получено Эрвином Шредингером (1887 – 1961) на основании индуктивных и дедуктивных предпосылок, сложившихся к 1926 году в результате экспериментальных исследований свойств элементарных частиц.

Особое значение в то время имела идея Луи Виктора де Бройля (1892 – 1987) о возможности существования волновых свойств материи. Луи де



Академик Лев Давыдович Ландау и Владимир Дмитриевич Кривченков в аудитории физического факультета. На втором плане стоит Николай Вячеславович Балашов, сидит Николай Прокофьевич Юдин. 1957 г.

Фотография представлена Г.И. Шиповым

Бройль, сопоставив прямолинейную траекторию движения свободной частицы и распространение луча света, пришел к выводу, что путь прямолинейно движущейся материальной частицы и луч света описываются одним и тем же уравнением Якоби, вытекающим из фундаментального принципа «экстремума действия». Оказалось, что траектория движения свободной частицы и луч света являются экстремалами практически одного и того же функционала действия. Данное обстоятельство натолкнуло Луи де Бройля на мысль, что если волне, описываемой уравнением

$$w = \exp\{i(\nu t - \mathbf{k}\mathbf{r})\}, \quad (\text{П.12.2})$$

где  $\nu$  и  $\mathbf{k}$  – частота и волновой вектор электромагнитной волны;  
 $t$  – время;

$\mathbf{r}$  – вектор, задающий направление ее распространения, присущи некие свойства частицы – фотона (т. е. корпускулярные свойства), то вполне возможно существование симметрии, т. е. движущейся материальной частице может соответствовать некая плоская волна материи

$$\psi = \exp\{i(Et - \mathbf{p}\mathbf{r})/\hbar\}, \quad (\text{П.12.3})$$

где  $E$  – энергия движущейся частицы;

$\mathbf{p} = m\mathbf{v}$  – ее импульс.

Другими словами, Луи де Бройль предположил, что любой движущейся частице можно поставить в соответствие волну с частотой  $\omega = E/\hbar$  и длиной волны  $\lambda = 2\pi\hbar/p$ . Эта идея оказалась не только логически красивой, но и продуктивной. В 1929 г. О. Штерн и И. Эстерман показали, что идея существования волн материи, предложенная де Бройлем, применима для описания явления дифракции атомов на кристаллических решетках кристаллов.

Кроме того, в одной из ранних работ Эрвин Шредингер, критически относясь к статистике Бозе – Эйнштейна, задался вопросом: – «Почему бы не начать с волнового представления частиц газа, а затем наложить на такие «волны» условия квантования «а ля условие Дебая»? После чего следует ключевая идея: – «Это означает не что иное, как необходимость серьезно отнестись к предложенной Л. де Бройлем и А. Эйнштейном волновой теории движущихся частиц».

Следующая статья Шредингера уже содержала уравнение (П.12.1), положившее начало квантовой механике, наряду с пионерскими работами Макса Планка, Альберта Эйнштейна, Нильса Бора и Вернера Гейзенберга.

Доводы, приведенные Шредингером при выводе уравнения (П.12.1), впоследствии были признаны специалистами неверными, однако само уравнение оказалось верным. Это не единственный случай в науке.

Например, основные уравнения электродинамики также были получены Джеймсом Клерком Максвеллом из неверных предположений о механических свойствах эфира.

Позже было установлено, что уравнение Шредингера (П.12.1) получается в результате следующей формальной квантово-механической процедуры. Полная механическая энергия  $E$  нерелятивистской частицы в некоем потенциальном поле  $U(\vec{r}, t)$  равна

$$E = \frac{|\vec{p}|^2}{2m} + U(\vec{r}, t) \quad (\text{П.12.4})$$

где  $\mathbf{p}$  – импульс частицы,

$\mathbf{r}$  – вектор, задающий ее местоположение в потенциальном поле,

$t$  – время.

Заменим в уравнении (П.12.4) физические величины на операторы:

$$E \rightarrow i\hbar \partial/\partial t, \quad \mathbf{p} \rightarrow -i\hbar \nabla, \quad U \rightarrow U, \quad (\text{П.12.5})$$

где  $\nabla = \partial/\partial x + \partial/\partial y + \partial/\partial z$ .

При подстановке этих операторов в выражение (П.12.4) и умножении его справа на  $\Psi$  - функцию получается уравнение Шредингера (1):

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x, y, z, t)}{\partial t} = \hat{H} \Psi(x, y, z, t), \quad (\text{П.12.6})$$

где  $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U$  – оператор, получивший название гамильтониана

квантовой системы. Аналогичным образом строятся все операторы квантовых теорий.

Данный рецептурный формализм квантовой механики окутывает суть происходящего в микромире интеллектуальным туманом, полностью оторванным от реальности. Численные методы, развитые неопозитивистами, были нацелены не на постижение сути явлений в микромире, а на сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными. Надо выразить им глубокое почтение, ибо они явили торжество человеческой мысли на рубеже между познанным и непознанным. Но неопозитивисты возвели отличие квантовых явлений микромира от свойств наблюдаемой реальности в философский принцип: – «Не знаем, и не узнаем». Это, на взгляд Алсигны, отрицательно повлияло на несколько поколений ученых, и, в итоге, привело к кризису современного естествознания.

То, что результаты экспериментов по рассеянию элементарных частиц удалось объяснить с помощью волн материи де Бройля – это чудо, т. к. это не результат детального исследования микроскопических процес-

сов рассеяния частиц на атомных кристаллических решетках, а просто феноменальное совпадение экспериментального факта с оригинальной идеей. Ниже (рис. П.12.3) будет показано, что явление дифракции частиц на кристаллах может быть объяснено без использования гипотезы де Бройля о существовании волн материи.

Как бы там ни было, но именно это совпадение привело к развитию корпускулярно-волнового дуализма и, в итоге, к созданию квантовой теории поля.

За девяносто лет, прошедших с 1926 года много исследователей предлагали различные способы вывода уравнений Шредингера. Но, насколько мне известно, не одна из этих попыток не увенчалась успехом. Основы квантовой механики и по сей день вызывают дискуссии в научном сообществе.

Выработанный в Копенгагене еще в начале прошлого века концептуальный подход, выраженный в вероятностной интерпретации волновой функции  $\psi(x, y, z, t)$  и развитый на этом основании квантово-механический формализм практически полностью исключает возможность любого причинного описания явлений микромира. Неопозитивисты, создавшие и возглавившие квантово-механическое движение, настояли на том, что на пикоскопическом ( $\sim 10^{-11} \dots 10^{-13}$  см) уровне организации материи детерминизм полностью уступает место вероятностному формализму. Любое упоминание о траектории движения элементарных частиц и их размерах выходит за рамки неопозитивистских воззрений, что вначале послужило колоссальному прогрессу в развитии квантовых теорий, а теперь, на взгляд Алсигны, является препятствием на пути развития наших представлений о глубинах мироздания.

Логическая незавершенность основ квантовой механики вызывала душевный дискомфорт практически всех у ее создателей: Макса Планка, Луи де Бройля, Альберта Эйнштейна, Эрвина Шредингера. Все они полагали, что квантовая механика лишь прелюдия перед будущей обоснованной теорией. Им принципиально возражал лишь Нильс Бор, утверждавший: – «Все согласны, что наша теория безумна. Мы расходимся лишь в одном: достаточно ли она безумна?». На что Альберт Эйнштейн ответил: – «Кто бы мог подумать, что мы будем так много знать, и так мало понимать!»

Действительно, трудно осознать, что у материальной частицы нет размеров и траектории движения, тем не менее, копенгагенской школе удалось убедить в этом все цивилизованное человечество.

Школа Н. Бора одержала в начале 20-го века «пиррову» победу благодаря блистательной плеяде его учеников и единомышленников: Гейзенбергу, Йордану, Борну, Паули, Дираку и многих других их последователей. Это поколение ученых легко «скинуло» с себя ментальный груз детерминистских воззрений. Они без особых душевных терзаний легко обменяли

«здравый смысл» (т.е. наглядную физику) на рецептурный математический формализм.

С тех пор последователи копенгагенской школы с переменными успехами пытаются дважды проквантовать все виды взаимодействий, чтобы в итоге рассчитать все компоненты (амплитуды) универсальной  $S$ -матрицы. При этом они не особо заботятся о наглядности физических моделей, а цепляются за мощный математический аппарат теории групп и формализм калибровочных преобразований.

Для выхода из сложившейся в современной физике микромира ситуации, на взгляд Алсигны, необходимо опереться на наглядные модели элементарных частиц (развиваемые, например, в Алгебре сигнатур [6,7,8]) и избавиться от понятия «масса». В связи с этим следует произвести ревизию логических основ квантовой механики. Именно этой проблеме и посвящен нижеизложенный пункт настоящей работы.

Предложенная здесь модель блуждающей частицы (обладающей объемом и хаотичной траекторией движения), явно противоречит неопозитивистским воззрениям, но приводит к выводу уравнения Шредингера, и уже только поэтому достойна внимания.

### П.12.2. Модель блуждающей частицы

Рассмотрим частицу, обладающую массой  $m$  и небольшим объемом по сравнению с рассматриваемой областью окружающего ее пространства (рис. П.12.1б). Условно будем называть данную частицу «материальной точкой» (или для краткости «точкой»).

Допустим, что данная частица хаотически блуждает в окрестностях условного «центра» (совмещенного с началом системы координат  $X Y Z$ ) под действием множества не связанных между собой силовых факторов.

Примером такого поведения частицы может послужить хаотическое дрожание ядра внутри биологической клетки, или колебания твердого ядра планеты в ее расплавленных недрах.

Предположим, что при отклонении рассматриваемой «точки» от «центра» возникает сила, стремящаяся вернуть ее в исход-

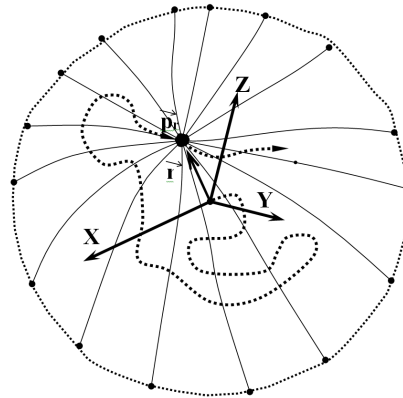


Рис.П.12.1б. Частица (материальная «точка») хаотически блуждающая в окрестности условного «центра» таким образом, что ее полная механическая энергия  $E$  всегда остается постоянной ( $E = \text{const}$ )

ный «центр». При этом, чем дальше «точка» отклоняется от «центра», тем больше влияние возвращающей силы (аналог сил упругости).

В рассматриваемой модели «точка» достигает определенного удаления от «центра» за счет расхода своей кинетической энергии  $T(x, y, z, t)$  (т.е. с замедлением), а затем под действием возвращающей силы упругости [или накопленной потенциальной энергии  $U(x, y, z, t)$ ] она возвращается к «центру» с ускорением. За счет приобретенной кинетической энергии «точка» проскакивает «центр», и вновь удаляется от него с замедлением. Такое хаотическое движение «точки», в рассматриваемой модели, продолжается «вечно», поскольку ее полная механическая энергия  $E$  всегда остается постоянной

$$E = T(x, y, z, t) + U(x, y, z, t) = \text{const}, \quad (\text{П.12.7})$$

где  $T(x, y, z, t)$  – кинетическая энергия «точки», обусловленная скоростью ее движения;

$U(x, y, z, t)$  – потенциальная энергия «точки», обусловленная силой (например, силой упругости окружающей среды), стремящейся вернуть «точку» в «центр» рассматриваемого локального образования (или замкнутой механической системы).

Другими словами, в рассматриваемой модели каждая из энергий  $T(x, y, z, t)$  и  $U(x, y, z, t)$  «точки» является случайной функцией времени и места ее положения относительно «центра». Но эти энергии плавно перетекают друг в друга таким образом, что их сумма (т.е. полная механическая энергия  $E$ ) всегда остается постоянной.

Если скорость хаотического движения «точки» в окрестности условного «центра» данной механической системы (рис. П.12.1б) невелика, то согласно нерелятивистской механике, она обладает кинетической энергией

$$T(x, y, z, t) = \frac{p_x^2(x, y, z, t) + p_y^2(x, y, z, t) + p_z^2(x, y, z, t)}{2m}. \quad (\text{П.12.8})$$

Для сокращения записей вместо (П.12.8) будем писать

$$T(t) = \frac{p_x^2(t) + p_y^2(t) + p_z^2(t)}{2m}, \quad (\text{П.12.9})$$

где  $p_x(t)$ ,  $p_y(t)$ ,  $p_z(t)$  – мгновенные значения компонент импульса блуждающей «точки»,

$$|\vec{p}| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}, \quad (\text{П.12.10})$$

$$p_i = mv_i = m \frac{dx_i}{dt} = m \cdot x'_i.$$

Вид потенциальной энергии «точки»  $U(x, y, z, t)$  не конкретизируется.

Действие рассматриваемой «точки»  $S$  в нерелятивистской механике определено следующим образом [1]

$$S(t) = \int_{t_1}^{t_2} [T(p_x, t) - U(x, t)] dt + Et. \quad (\text{П.12.11})$$

Для упрощения выкладок здесь рассмотрен одномерный случай, не ограничивающий общность заключений. В случае трех измерений увеличивается только число интегрирований.

Из-за сложности движения блуждающей «точки» нас будет интересовать не само действие (П.12.11), а его усреднение по времени (или по реализациям)

$$\bar{S} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_i(t) = \int_{t_1}^{t_2} [\overline{T(p_x, t)} + \overline{U(x, t)}] dt + \bar{E}t. \quad (\text{П.12.12})$$

Напомним, что для эргодического случайного процесса имеет место равенство между усреднением по времени и усреднением по реализациям.

Знак плюс в подынтегральном выражении (П.12.12) поставлен потому, что усредненная потенциальная энергия  $\overline{U(x, t)}$  отрицательна, т. к. всегда стремится вернуть «точку» в «центр» исследуемого в среднем сферически симметричного образования. Усреднение (П.12.12) осуществляется по реализациям, взятым за один и тот же промежуток времени  $\Delta t = t_2 - t_1$ .

Усредненную кинетическую энергию блуждающей «точки» представим в виде

$$\overline{T(p_x, t)} = \frac{1}{2m} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(p_x) p_x^2 dp_x, \quad (\text{П.12.13})$$

где  $\rho(p_x)$  – плотность распределения вероятности (ПРВ) составляющей импульса  $p_x$  материальной «точки».

Усредненную потенциальную энергию «точки» представим в виде

$$\overline{U(x, t)} = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x) U(x) dx, \quad (\text{П.12.14})$$

где  $\rho(x)$  – ПРВ места нахождения проекции на ось  $x$  «точки», блуждающей в окрестности условного «центра» (рис. П.12.1б).

Подставляя (П.12.13) и (П.12.14) в усредненное действие (П.12.12), получим

$$\bar{S} = \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \frac{1}{2m} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(p_x) p_x^2 dp_x + \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x) U(x) dx \right\} dt + \bar{E}t. \quad (\text{П.12.15})$$

Для дальнейшего вывода обобщенного уравнения Шредингера ниже приведены два вспомогательных пункта. Первый пункт, являющийся разработкой автора [6,7,33], посвящен определению плотности распределения вероятности производной  $n$ -го порядка  $n$  раз дифференцируемого случайного стационарного процесса. Второй пункт «Координатное представление усредненного импульса частицы», в основном, позаимствован для удобства ссылок из работ Д.И. Блохинцева [24].

### П.12.3. Определение плотности распределения вероятности производной $n$ -го порядка $n$ раз дифференцируемого случайного стационарного процесса

Определение способа нахождения плотности распределения вероятности (ПРВ) производной стационарного в узком смысле случайного процесса при известной ПРВ самого этого процесса является ключом к пониманию квантовой механики и границ ее применения. Решение данной задачи позволяет обосновать квантово-механическую процедуру перехода от координатного представления к импульсному и, наоборот. Это становится возможным в силу того, что импульс частицы (материальной «точки») линейно связан с производной от ее координаты  $p_x = m \cdot dx/dt = mx'$ . Именно это обстоятельство позволяет обосновать связь между импульсным и координатным представлениями квантово-механической системы, исходя не из феноменологических принципов корпускулярно-волнового дуализма Луи де Бройля, а из взаимосвязи между ПРВ случайного процесса и ПРВ его первой производной. Кроме того, проблема определения одномерной ПРВ  $\rho_1[\zeta'(t)]$  – производной  $n$ -го порядка  $n$  раз дифференцируемого случайного стационарного процесса  $\zeta(t)$ , при известной только его одномерной ПРВ  $\rho_1[\zeta(t)]$ , возникает в ряде других задач радиофизики и статистической механики.

Отметим вначале общие свойства первой производной случайного стационарного процесса  $\zeta'(t)$ . Для этого рассмотрим  $m$  его реализаций (рис. П.12.2).

Из рис. П.12.2 видно, что значение случайной величины  $\zeta(t_i)$  в сечении  $t_i$  и значение производной этого процесса

$$\xi'(t_i) = \frac{\partial \xi(t_i)}{\partial t_i}$$

при том же значении аргумента  $t_i$  являются независимыми, а следовательно, и некоррелированными, случайными величинами. Данное утверждение может быть выражено аналитически [25]

$$\langle \xi(t_i) \xi'(t_i) \rangle = \left\langle \frac{d}{dt} \frac{1}{2} [\xi(t_i)]^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \langle [\xi(t_i)]^2 \rangle = 0, \quad (\text{П.12.16})$$

где  $\langle \rangle$  означает усреднение по реализациям. Здесь учтено, что операции дифференцирования и усреднения в данном случае являются коммутативными операциями, и, что все усредненные характеристики стационарного в узком смысле процесса являются постоянными величинами, в том числе его дисперсия не зависит от времени  $\langle [\xi(t_i)]^2 \rangle = \text{const}$ .

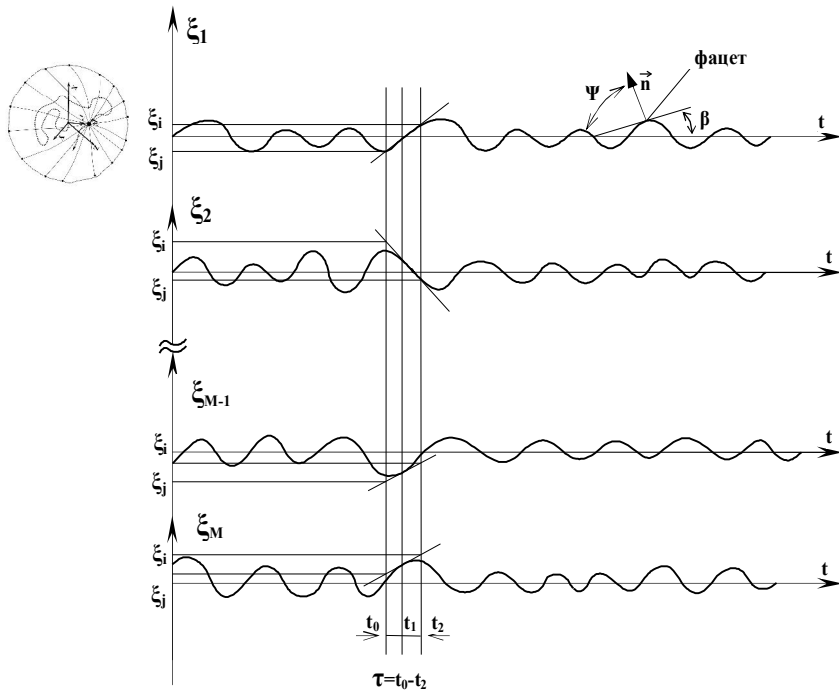


Рис. П.12.2. Реализации, по крайней мере, один раз дифференцируемого случайного стационарного процесса  $\xi(t)$

Реализации стационарного случайного процесса  $\xi(t_i)$ , показанные на (рис. П.12.2), могут интерпретироваться как случайные изменения проекции на ось  $x$  места нахождения блуждающей материальной «точки»  $x(t) = \xi(t_i)$  (см. рис. П.12.1 б).

Существует также класс случайных процессов, в которых  $\zeta(t_i) = \xi_i$  и  $\zeta'(t_i) = \xi_i'$  являются не только некоррелированными, но и независимыми случайными величинами. К ним относится случайный стационарный гауссовский процесс [25, 26].

Однако даже при статистической независимости случайных величин  $\xi_i$  и  $\xi_i'$  некая связь между ПРВ  $\rho_1(\xi_i)$  и ПРВ  $\rho_1(\xi_i')$  существует. Это вытекает из известной процедуры [25, 26] получения ПРВ производной  $\rho_1(\zeta')$  при известной двумерной ПРВ случайного стационарного процесса

$$\rho_2(\xi_i, \xi_j) = \rho_2(\xi_i, t_i; \xi_j, t_j). \quad (\text{П.12.17})$$

Для этого в выражении (П.12.17) необходимо сделать замену переменных

$$\xi_i = \xi_k - \frac{\tau}{2} \xi_k'; \quad \xi_j = \xi_k + \frac{\tau}{2} \xi_k'; \quad t_i = t_k - \frac{\tau}{2}; \quad t_j = t_k + \frac{\tau}{2}, \quad (\text{П.12.18})$$

где

$$\tau = t_j - t_i; \quad t_k = \frac{t_j + t_i}{2}$$

с якобианом преобразования  $[J] = \tau$ .

В результате из ПРВ (П.12.17) получим

$$\rho_2(\xi_k, \xi_k') = \lim_{\tau \rightarrow 0} \tau \rho_2\left(\xi_k - \frac{\tau}{2} \xi_k', t_k - \frac{\tau}{2}; \xi_k + \frac{\tau}{2} \xi_k', t_k + \frac{\tau}{2}\right). \quad (\text{П.12.19})$$

Далее, интегрируя полученное выражение по  $\xi_k$ , найдем искомую ПРВ производной исходного процесса в сечении  $t_k$  [25, 26]:

$$\rho_1(\xi_k') = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_2(\xi_k, \xi_k') d\xi_k. \quad (\text{П.12.20})$$

Формальная процедура (П.12.17) – (П.12.20) позволяет решить задачу определения ПРВ  $\rho_1(\zeta')$  при известной двумерной ПРВ (П.12.17). Однако двумерные ПРВ определены для очень ограниченного класса случайных процессов. Поэтому необходимо рассмотреть возможность получения ПРВ  $\rho_1(\zeta_i')$  при известной одномерной ПРВ  $\rho_1(\zeta_i)$ .

Для решения поставленной задачи воспользуемся следующими свойствами случайных процессов:

1. Двухмерная ПРВ любого случайного процесса может быть представлена в виде [25, 26]

$$\rho_2(\xi_i, t_i; \xi_j, t_j) = \rho_1(\xi_i, t_i) \rho(\xi_j, t_j / \xi_i, t_i), \quad (\text{П.12.21})$$

где  $\rho(\xi_j, t_j / \xi_i, t_i)$  – условная ПРВ.

2. Для стационарного в узком смысле случайного процесса справедливо тождество [25, 26]

$$\rho_1(\xi_i, t_i) = \rho_1(\xi_j, t_j). \quad (\text{П.12.22})$$

3. Условная ПРВ случайного стационарного процесса при  $t_i \rightarrow t_j$  вырождается в дельта-функцию [26]

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \rho_2(\xi_i, t_i / \xi_j, t_j) = \delta(\xi_i - \xi_j). \quad (\text{П.12.23})$$

На основании вышеперечисленных свойств попытаемся рассмотреть случайный процесс на участке  $] t_i - \tau_0; t_i + \tau [$  при  $\tau \rightarrow 0$  посредством следующей формальной процедуры. ПРВ  $\rho_1(\xi_i) = \rho_1(\xi_i, t_i)$  и  $\rho_1(\xi_j) = \rho_1(\xi_j, t_j)$  всегда можно представить в виде произведения двух функций

$$\begin{aligned} \rho(\xi_i) &= \varphi(\xi_i) \varphi(\xi_i) = \varphi^2(\xi_i) \\ \rho(\xi_j) &= \varphi(\xi_j) \varphi(\xi_j) = \varphi^2(\xi_j), \end{aligned} \quad (\text{П.12.24})$$

где  $\varphi(\xi_i)$  – плотность амплитуды вероятности (ПАВ) случайной величины  $\xi_i$  в сечении  $t_i$ .

Для стационарного случайного процесса справедливо тождество

$$\varphi(\xi_i) = \varphi(\xi_j), \quad (\text{П.12.25})$$

в чем легко убедиться, взяв квадратный корень от обеих частей тождества (П.12.22). Тогда, согласно (П.12.24), получим (П.12.25). Отметим, что тождество (П.12.25) приближенно справедливо и для большинства нестационарных случайных процессов при  $\tau \rightarrow 0$ , т. е.

$$\varphi(\xi_i, t_i) = \lim_{\tau \rightarrow 0} \varphi(\xi_j, t_j = t_i - \tau). \quad (\text{П.12.26})$$

При выполнении условия (П.12.25) выражение (П.12.21) может быть представлено в симметричном виде

$$\rho(\xi_i, \xi_j) = \varphi(\xi_i) \rho(\xi_j / \xi_i) \varphi(\xi_j), \quad (\text{П.12.27})$$

где  $\rho(\xi_j / \xi_i)$  – условная ПРВ, или в развернутом виде

$$\begin{aligned} & \rho \left[ \xi_i, t_i = t_k - \frac{\tau}{2}; \xi_j, t_j = t_k + \frac{\tau}{2} \right] = \\ & = \varphi \left[ \xi_i, t_j = t_k - \frac{\tau}{2} \right] \rho \left[ \xi_j, t_j = t_k + \frac{\tau}{2} / \xi_i, t_i = t_k - \frac{\tau}{2} \right] \varphi \left[ \xi_i, t_i = t_k + \frac{\tau}{2} \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.12.28})$$

Устремим в (П.12.28)  $\tau$  к нулю, но таким образом, чтобы интервал  $\tau$  равномерно слева и справа стягивался в точку  $t_k = (t_j - t_i)/2$ . Обозначим симметричное стягивание  $\tau$  к нулю через  $\tau \rightarrow \pm 0$ , тогда с учетом (П.12.23) из (П.12.27) получим

$$\lim_{\tau \rightarrow \pm 0} \rho(\xi_i, \xi_j) = \lim_{\tau \rightarrow \pm 0} \left\{ \varphi(\xi_i) \rho(\xi_j / \xi_i) \varphi(\xi_j) \right\} = \varphi(\xi_{ik}) \delta(\xi_{ik} - \xi_{ik}) \varphi(\xi_{jk}), \quad (\text{П.12.29})$$

где  $\xi_{ik}$  – результат стремления случайной величины  $\zeta(t_i)$  к случайной величине  $\zeta(t_k)$  слева (т. е.  $\xi_i \rightarrow \xi_{ik}^- = \xi_{ik}$  – предел слева при  $t_i \rightarrow t_k^-$ );

$\xi_{jk}$  – результат стремления случайной величины  $\zeta(t_j)$  к случайной величине  $\zeta(t_k)$  справа (т. е.  $\xi_j \rightarrow \xi_{jk}^+ = \xi_{jk}$  – предел справа при  $t_j \rightarrow t_k^+$ ).

Проинтегрировав обе части выражения (П.12.29) по  $\xi_{ik}$  и  $\xi_{jk}$ , получим тождество

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi_{ik}) \delta(\xi_{jk} - \xi_{ik}) \varphi(\xi_{jk}) d\xi_{ik} d\xi_{jk} = 1. \quad (\text{П.12.30})$$

Выражение (П.12.30) является формальным математическим тождеством из теории обобщенных функций, учитывающим свойства дельта - функции ( $\delta$ -функции). Для того, чтобы наполнить это выражение физическим содержанием, необходимо задать конкретный вид данной  $\delta$ -функции.

Определим вид  $\delta$ -функции для марковского случайного процесса.

Хотя марковские случайные процессы (т. е. процессы без вероятностного последствия) представляют собой специальный класс случайных процессов, значение их очень велико, поскольку выделяющие их условия оказываются выполненными в широкой области приложений теории вероятности [26].

Рассмотрим непрерывный марковский процесс, для которого справедливо уравнение Эйнштейна - Фоккера [26,27]

$$\frac{\partial \rho(\xi_j / \xi_i)}{\partial t} = B \frac{\partial^2 \rho(\xi_j / \xi_i)}{\partial \xi^2}, \quad (\text{П.12.31})$$

где  $B$  – коэффициент диффузии.

Это дифференциальное уравнение параболического типа имеет три решения, одно из которых может быть представлено в виде [26,27]

$$\rho_2(\xi_j, t_j / \xi_i, t_i) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{iq(\xi_j - \xi_i) - q^2 B(t_j - t_i)\} dq, \quad (\text{П.12.32})$$

где  $q$  – обобщенный параметр.

При  $t_j - t_i = \tau \rightarrow \pm 0$  из (П.12.32) получим одно из определений  $\delta$ -функции

$$\lim_{\tau \rightarrow \pm 0} \rho(\xi_i / \xi_j) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{iq(\xi_{jk} - \xi_{ik})\} dq = \delta(\xi_j - \xi_i), \quad (\text{П.12.33})$$

Подставив полученную  $\delta$ -функцию (П.12.33) в выражение (П.12.30), получим

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi_{ik}) \varphi(\xi_{jk}) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{iq(\xi_{jk} - \xi_{ik})\} dq d\xi_{ik} d\xi_{jk}. \quad (\text{П.12.34})$$

Поменяв в (П.12.34) порядок интегрирования, имеем

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi_{ik}) \exp\{-iq\xi_{ik}\} d\xi_{ik} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi_{jk}) \exp\{iq\xi_{jk}\} d\xi_{jk} \right] dq. \quad (\text{П.12.35})$$

Учтем, что, согласно (П.12.25),  $\varphi(\xi_{ik}) = \varphi(\xi_{jk})$  и, что с учетом свойств  $\delta$ -функции  $\xi_{ik} = \xi_{jk} = \xi_k$ . При этом выражение (П.12.35) принимает вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(q) \varphi^*(q) dq = 1, \quad (\text{П.12.36})$$

где

$$\varphi(q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi_k) \exp\{-iq\xi_k\} d\xi_k, \quad (\text{П.12.37})$$

$$\varphi^*(q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi_k) \exp\{iq\xi_k\} d\xi_k. \quad (\text{П.12.38})$$

Подынтегральное выражение  $\varphi(q)\varphi^*(q)$  в интеграле (П.12.36) отвечает всем требованиям ПРВ  $\rho(q)$  случайной величины  $q$ :

$$\rho(q) = \varphi(q)\varphi^*(q) = |\varphi(q)|^2. \quad (\text{П.12.39})$$

Выясним теперь, что представляет собой случайная величина  $q$ . Для этого вернемся к рассмотрению выражения (П.12.32). Результат интегрирования в правой части этого выражения не зависит от величины  $q$ . Поэто-

му ее можно рассматривать как некую обобщенную частоту. Однако физическая постановка задачи и формализм математической записи выражения (П.12.32) накладывают на величину  $q$  следующие ограничения:

1) величина  $q$  должна характеризовать случайный процесс в исследуемом интервале  $]t_i - \tau_0; t_i + \tau[$  при  $\tau \rightarrow 0$ ;

2) величина  $q$ , согласно математической записи правой части выражения (П.12.32), должна принадлежать множеству действительных чисел ( $q \in R'$ ), имеющему мощность континуума, т. е.  $q$  должна иметь возможность принимать любое значение из диапазона  $]-\infty, \infty[$ ;

3)  $q$  должна быть случайной величиной.

Всем трем требованиям удовлетворяют любая из следующих случайных величин, связанных со случайным процессом на исследуемом интервале  $\tau$ :

$$\xi'_i = \frac{\partial \xi_k}{\partial t}, \quad \xi''_i = \frac{\partial^2 \xi_k}{\partial t^2}, \quad \dots, \quad \xi^{(n)}_i = \frac{\partial^n \xi_i}{\partial t^n}. \quad (\text{П.12.40})$$

Однако, эти случайные величины характеризуют процесс на исследуемом интервале времени  $\tau$  не в равной степени. Рассмотрим одну из реализаций исследуемого процесса. Функция  $\zeta(t)$  (рис. П.12.2) в интервале  $[t_i; t_j = t_i + 2\tau]$  при  $\tau < \tau_{\text{кор}}$  (где  $\tau_{\text{кор}}$  – радиус корреляции случайного процесса) может быть разложена в ряд Тейлора - Маклорена

$$\xi(t_j) = \xi(t_i) + \xi'(t_i)\tau + \frac{\xi''(t_i)}{2}\tau^2 + \dots + \frac{\xi^{(n)}}{n!}\tau^n + \dots \quad (\text{П.12.41})$$

Запишем выражение (П.12.41) в симметричном виде

$$\frac{\xi_j - \xi_i}{\tau} = \xi'_i + \frac{\xi''_i}{2!}\tau + \dots + \frac{\xi^{(n)}_i \tau^{n-1}}{n!} + \dots \quad (\text{П.12.42})$$

Из выражения (П.12.42) видно, все случайные величины (П.12.40) имеют значение при переходе случайного процесса  $\zeta(t)$  из точки  $(\xi_i, t_i)$  в точку  $(\xi_j, t_j = t_i + \tau)$ , но не в равной степени. Так же как в (П.12.32), устремим  $\tau$  к нулю, при этом (П.12.42) сводится к тождеству

$$\lim_{\tau \rightarrow \pm 0} \frac{\xi_j - \xi_i}{\tau} = \xi'_k. \quad (\text{П.12.43})$$

Таким образом, единственной случайной величиной, удовлетворяющей всем вышеперечисленным требованиям на исследуемом временном интервале  $[t_i = t_k - \tau/2; t_j = t_k + \tau/2]$ , при  $\tau \rightarrow \pm 0$ , является первая производная исходного случайного процесса  $\zeta'_k$  в сечении  $t_k$ . Следовательно, остается

положить, что случайная величина  $q$  в выражении (П.12.32) линейно связана только с  $\xi'_k$ , т. е.

$$q = \frac{\xi'_k}{\eta}, \quad (\text{П.12.44})$$

где  $1/\eta$  – коэффициент пропорциональности.

Подставляя (П.12.44) в (П.12.36) – (П.12.39), получим следующую искомую процедуру определения ПРВ производной  $\rho(\xi'_k)$  случайного стационарного марковского процесса  $\zeta(t)$  в сечении  $t_k$  при известной одномерной ПРВ  $\rho(\xi_k)$  в том же сечении:

1. Заданная одномерная ПРВ  $\rho(\xi)$  представляется в виде произведения двух плотностей амплитуд вероятности (ПАВ)  $\varphi(\xi)$ :

$$\rho(\xi) = \varphi(\xi)\varphi(\xi). \quad (\text{П.12.45})$$

2. Осуществляются два преобразования Фурье

$$\varphi(\xi') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi) \exp\{i\xi'\xi/\eta\} d\xi, \quad (\text{П.12.46})$$

$$\varphi^*(\xi') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi) \exp\{-i\xi'\xi/\eta\} d\xi. \quad (\text{П.12.47})$$

3. Окончательно для произвольного сечения случайного стационарного марковского процесса получим искомую ПРВ производной

$$\rho(\xi') = \varphi(\xi')\varphi^*(\xi') = |\varphi(\xi')|^2. \quad (\text{П.12.48})$$

Для выяснения физического смысла коэффициента пропорциональности  $1/\eta$  воспользуемся сравнением с известными результатами. Данный подход непротиворечив с точки зрения математической строгости, но позволяет достаточно эффективно получить конкретный, практически важный результат.

Рассмотрим стационарный гауссовский случайный процесс. При этом в каждом сечении этого процесса случайная величина  $\xi$  распределена по гауссовому закону:

$$\rho(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_\xi^2}} \exp\left\{-\frac{(\xi - a_\xi)^2}{2\sigma_\xi^2}\right\}, \quad (\text{П.12.49})$$

где  $\sigma_\xi^2$  и  $a_\xi$  – дисперсия и математическое ожидание исходного гауссовского случайного процесса  $\zeta(t)$ .

Осуществляя с ПРВ (П.12.49) последовательность операций (П.12.45) – (П.12.48), получим ПРВ производной рассматриваемого случайного процесса:

$$\rho(\xi') = \frac{1}{\sqrt{2\pi[\eta/2\sigma_\xi]^2}} \exp\left\{-\frac{\xi'^2}{2[\eta/2\sigma_\xi]^2}\right\}, \quad (\text{П.12.50})$$

С другой стороны, с помощью известной процедуры (П.12.17) – (П.12.20) для аналогичного случая получим [25,26]

$$\rho(\xi') = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\xi'}^2}} \exp\{-\xi'^2/2\sigma_{\xi'}^2\}, \quad (\text{П.12.51})$$

где

$\sigma_{\xi'} = \sigma_\xi/\tau_{\text{кор}}$ ,  $\tau_{\text{кор}}$  – радиус корреляции исходного, случайного процесса  $\zeta(t)$ .

Сравнивая выражения (П.12.50) и (П.12.51), находим, что при

$$\eta = \frac{2\sigma_\xi^2}{\tau_{\text{кор}}} \quad (\text{П.12.52})$$

эти ПРВ полностью совпадают.

Выражение (П.12.52) получено для гауссового случайного процесса, но  $\sigma_\xi$  – среднеквадратическое отклонение, и  $\tau_{\text{кор}}$  – радиус корреляции – это основные характеристики любого стационарного случайного процесса. Все остальные начальные и центральные моменты в случае негауссового распределения случайной величины  $\zeta(t)$  дадут малый (незначительный) вклад в выражение (П.12.52), поэтому с высокой степенью достоверности можно утверждать, что оно применимо для большого класса стационарных случайных процессов.

Необходимо отметить, что в статистической физике и квантовой механике для перехода от координатного представления функции состояния элементарной частицы к ее импульсному представлению применяется формальная процедура, практически полностью аналогичная процедуре (П.12.45) – (П.12.48). Различие заключается только в определении коэффициента пропорциональности  $1/\eta$ .

В квантовой механике хорошо известно, что если проекция на ось  $x$  положения свободной элементарной частицы, например, электрона описывается гауссовым распределением [28]

$$\rho(x) = |\psi(x)|^2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_x^2}} \exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right\}, \quad (\text{П.12.53})$$

где  $\sigma_x$  – среднеквадратичное отклонение (флуктуация) проекции на ось  $x$  положения элементарной частицы в окрестности среднего значения (т.е.

«центра» системы), то в результате операций, аналогичных операциям (П.12.45) – (П.12.48), получается, что ПРВ составляющей импульса  $p_x$  элементарной частицы тоже гауссова [28]

$$\rho(p) = |\psi(p_x)|^2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{p_x}^2}} \exp\left\{-\frac{p_x^2}{2\sigma_{p_x}^2}\right\} \quad (\text{П.12.54})$$

со среднеквадратичным отклонением

$$\sigma_{p_x} = \frac{\hbar}{2\sigma_x}, \quad (\text{П.12.55})$$

где  $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$  Дж/Гц – постоянная Планка.

Если теперь учесть, что составляющая импульса элементарной частицы (например, электрона)  $p_x$  равна

$$p_x = m_e \frac{dx}{dt} = m_e x', \quad (\text{П.12.56})$$

где  $m_e$  – масса покоя электрона, то ПРВ (П.12.54) с учетом (П.12.55) принимает вид

$$\rho(x') = \frac{1}{\sqrt{2\pi[\hbar/(m_e 2\sigma_x)]^2}} \exp\left\{-\frac{x'^2}{2[\hbar/(m_e 2\sigma_x)]^2}\right\}. \quad (\text{П.12.57})$$

Сравнивая (П.12.50) и (П.12.57) с учетом (П.12.52) и  $\zeta' = x'$ , обнаруживаем, что для данного состояния элементарной частицы (электрона)

$$\eta = \frac{2\sigma_{ex}^2}{\tau_{ex}} = \frac{\hbar}{m_e}, \quad (\text{П.12.58})$$

где

$$\tau_{ex} = \frac{2m_e\sigma_{ex}^2}{\hbar} = \frac{2 \cdot 0,91 \cdot 10^{-30}}{1,055 \cdot 10^{-34}} \cdot \sigma_{ex}^2 = 1,73 \cdot 10^4 \sigma_{ex}^2 \quad (\text{П.12.59})$$

– радиус корреляции стационарного случайного процесса, который является результатом проекции хаотического движения элементарной частицы (электрона) на ось  $x$  возле условного неподвижного «центра» системы (рис. П.12.1).

$\sigma_{ex}$  – среднеквадратичное отклонение проекции хаотически движущейся элементарной частицы (электрона) на ось  $x$  в окрестности среднего значения (т.е. условного «центра» системы).

С другой стороны, из выражения (П.12.58) следует, что постоянная Планка – это не фундаментальная константа (т.е. не высшая данность), а величина, выражаемая через усредненные параметры стационарного случайного марковского процесса

$$\hbar = \frac{2\sigma_{cx}^2 m}{\tau_{cx}}, \quad (\text{П.12.60})$$

где в общем случае:

$\sigma_{cx}$  – среднеквадратичное отклонение проекции на ось  $x$  хаотически движущейся частицы («точки») в окрестности среднего значения (т.е. «центра» системы);

$\tau_{cx}$  – радиус корреляции стационарного случайного процесса, который является результатом проекции на ось  $x$  хаотического движения частицы («точки») возле неподвижного «центра» системы;

$m$  – масса частицы (материальной «точки»).

При этом  $\hbar$  – «постоянная Планка», оказывается константой лишь в том смысле, что она не зависит от масштабов рассматриваемого процесса. Другими словами, три параметра  $m$ ,  $\tau_{cx}$  и  $\sigma_{cx}$  хаотически блуждающей (без диссипации) частицы (материальной «точки») в окрестностях условного «центра» могут быть только такими, что их соотношение (П.12.60) всегда остается постоянной величиной  $\hbar = \text{const}$ .

Для многих приложений более важно не само выражение (П.12.60), а связанное с ним соотношение (П.12.52), которое для рассматриваемого случая удобно представить в следующем виде

$$\eta_{\text{ч}} = \frac{2\sigma_{cx}^2}{\tau_{cx}} = \frac{\hbar}{m}. \quad (\text{П.12.61})$$

Отметим следующие выводы:

1. Квантово-механический переход от координатного представления к импульсному применим не только к процессам мира элементарных частиц, но и к любым случайным стационарным марковским процессам, как в микромире, так и в макромире. Например, ветка дерева, постоянно хаотически колеблющаяся возле некоего среднего положения («центра» системы) под действием быстро меняющихся направлений порывов ветра, ведет себя аналогично поведению элементарной частицы в «потенциальной яме». Колебания ветки также имеют дискретный (квантовый) набор усредненных состояний в зависимости от интенсивности порывов ветра. При слабых порывах ветра ветка, в основном, колеблется возле условного «центра», при этом положение ее конца может быть описано гауссовым распределением. При более интенсивных порывах ветра конец ветки, в среднем, вращается по кругу; при еще больших порывах ветра ее конец в основном описывает восьмерку, и т.д. В зависимости от силы ветра конец ветки может, в среднем, описывать дискретный набор фигур Лиссажу. Другими словами, квантово-механический формализм не является исключительной особенностью микромира, он также применим и к статистическому описанию многих хаотических процессов макромира.

2. Квантово-механический переход от координатного представления системы к ее импульсному представлению применим лишь к стационарным марковским процессам. То есть к так называемым процессам «без последствий». К аналогичному выводу пришли И. Пригожин и И. Стенгерс [29,30], показавшие, что квантово-механический формализм инвариантен во времени по причине отсутствия последствий.

3. Приведенный здесь алгоритм перехода от координатного представления  $\rho(\xi_i)$  к импульсному  $\rho(m\xi'_i)$  и обратно получается при конкретном виде  $\delta$ -функции (П.12.33), физическое содержание которой заключается в марковости исходного стационарного, случайного процесса.

4. На основании вышеизложенного можно получить ПРВ  $\rho(\xi_i'')$  – второй производной исходного, по крайней мере дважды дифференцируемого, случайного процесса. Для этого в качестве случайного процесса следует рассматривать не сам исходный процесс  $\xi(t)$ , а его первую производную  $\xi'(t) = \partial\xi(t)/\partial t$ . Тогда распределение второй производной можно определить посредством той же процедуры (П.12.45) – (П.12.48), только при этом вместо  $\rho(\xi_i)$  в (П.12.45) необходимо подставить уже  $\rho(\xi'_i)$ .

Аналогично может быть получена ПРВ  $\rho(\xi_i^{(n)})$  любой производной  $n$  раз дифференцируемого случайного стационарного марковского процесса с помощью следующей рекуррентной процедуры:

$$\rho(\xi^{(n-1)}) = \varphi(\xi^{(n-1)})\varphi(\xi^{(n-1)}); \quad (\text{П.12.62})$$

$$\varphi(\xi^{(n)}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi^{(n-1)}) \exp\left\{-\frac{i\xi^{(n)}\xi^{(n-1)}}{\eta_n}\right\} d\xi^{(n-1)}; \quad (\text{П.12.63})$$

$$\varphi^*(\xi^{(n)}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi^{(n-1)}) \exp\left\{\frac{i\xi^{(n)}\xi^{(n-1)}}{\eta_n}\right\} d\xi^{(n-1)}; \quad (\text{П.12.64})$$

$$\rho(\xi^{(n)}) = \varphi(\xi^{(n)})\varphi^*(\xi^{(n)}), \quad (\text{П.12.65})$$

где

$$\eta_n = \frac{2\sigma_{\xi^{(n-1)}}^2}{\tau_{кор \xi^{(n-1)}}}, \quad (\text{П.12.66})$$

$\sigma_{\xi^{(n-1)}}^2$ ,  $\tau_{кор \xi^{(n-1)}}$  – дисперсия и радиус корреляции  $n-1$  раз дифференцируемого случайного процесса.

5. Процедура (П.12.45) – (П.12.48), полностью аналогичная квантово-механической процедуре перехода от координатного представления кван-

товой системы к ее импульсному представлению, получена здесь на основании исследования реализаций обычного случайного стационарного марковского процесса, т.е. без привлечения феноменологических принципов корпускулярно-волнового дуализма Луи де Бройля. Тем самым показано, что процессы и события, происходящие в мире элементарных частиц, аналогичны процессам макромира, и для их объяснения вовсе не требуется привлечение дополнительных гипотез. Без привлечения идеи о существовании волн материи де Бройля можно объяснить и дифракцию элементарных частиц на кристаллических решетках твердых веществ. Отсылаем, например, к п. 2.9.6 в зеленой части Алгебры сигнатур [7], где получена формула для расчёта объемной диаграммы (индикатрисы) рассеяния частиц на многослойной периодической эквипотенциальной поверхности кристалла (рис. П.12.3), совпадающая с экспериментальными данными.

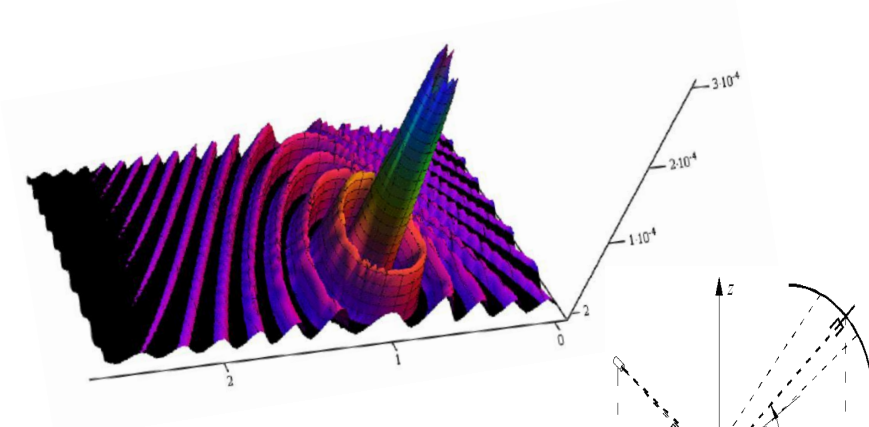


Рис. П.12.3. Диаграмма (индикатриса) рассеяния частиц (электронов) на многослойной периодической эквипотенциальной поверхности кристалла, рассчитанная по формуле [7, 33]

$$\rho(\nu, \omega / \vartheta, \gamma) = 4\pi n_1^2 k_\kappa \frac{\sin^2[\pi n_1 / 2 - k_\kappa \sqrt{(a^2 + b^2) / c^2} / 2]}{[(\pi n_1)^2 - k_\kappa^2 (a^2 + b^2) / c^2]^2} \left| \frac{c(a'_\nu b'_\omega - a'_\omega b'_\nu) + c'_\nu (b a'_\omega - a b'_\omega)}{c^2 \sqrt{a^2 + b^2}} \right|,$$

при угле падения частиц на поверхность кристалла  $\vartheta = 45^\circ$  и азимутальном угле  $\gamma = 0^\circ$

$$r_{\text{кор}} = 0,0000000001 = 10^{-10}, \quad l_1 = 0,0000000001 = 10^{-9}, \quad n_1 = 1940,$$

где

$$a = \cos v \cos \omega + \cos \vartheta \cos \gamma, \quad b = \cos v \sin \omega + \cos \vartheta \sin \gamma, \quad c = \sin v + \sin \vartheta, \quad a'_v = -\sin v \cos \omega,$$

$$b'_v = -\sin v \sin \omega, \quad c'_v = \cos v, \quad a'_\omega = -\cos v \sin \omega, \quad b'_\omega = \cos v \cos \omega$$

и

$$k_\kappa = r_{\text{кор}} n_1^2 / (0,066 l_2),$$

здесь:

$l_2$  – толщина поверхности монокристалла, отражающего пучок электронов  
 $l_2 = n_1 l_1$  (где  $l_1$  – толщина одного слоя, т. е. одной эквипотенциальной поверхности;  $n_1$  – число слоев, эффективно участвующих в рассеянии электронов);

$r_{\text{кор}}$  – усредненный радиус кривизны одной эквипотенциальной поверхности. Для монокристалла у всех эквипотенциальных поверхностей  $r_{\text{кор}}$  один и тот же, и, по сути, означает эффективное сечение рассеяния атомами кристалла электронов.

#### П.12.4. Координатное представление импульса частицы

Напомним сначала о свойствах интеграла Дирихле, фигурирующего в теории интегралов Фурье и теории обобщенных функций [24]:

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \int_a^b \varphi(z) \frac{\sin kz}{z} dz, \quad (\text{П.12.67})$$

где

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \frac{\sin kz}{z} = \delta(z) \quad (\text{П.12.68})$$

- одна из разновидностей  $\delta$ -функции, отвечающая условиям

$$\int_a^b \varphi(z) \delta(z) dz = \begin{cases} 0, & \text{если } a, b > 0 \text{ или } a, b < 0, \\ \varphi(0), & \text{если } a < 0, b > 0. \end{cases} \quad (\text{П.12.69})$$

Рассмотрим ради сокращения выкладок случай одного измерения и докажем справедливость равенства [24]

$$\overline{p_x^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(p_x) p_x^n dp_x = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(p_x) p_x^n \psi(p_x) dp_x = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x, t) \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right)^n \psi(x, t) dx, \quad (\text{П.12.70})$$

где  $n$  – целая положительная степень;

$\overline{p_x^n}$  – усреднение по времени (или по реализациям) возведенной в степень  $n$  компоненты импульса  $p_x^n = (m \cdot \partial x / \partial t)^n = (m v)^n$ ;

$\psi(x)$  и  $\psi(p_x)$  – плотности распределения вероятности (ПАВ), которые вводятся как (П.12.24) [ $\psi(x) = \varphi(x)$ ] и (П.12.48) [ $\psi(p_x) = \varphi(p_x) = \varphi(mx')$ ], и связаны между собой (при условии стационарности и марковости случайного процесса), согласно (П.12.46) и (П.12.47), преобразованиями Фурье:

$$\psi(p_x = mx') = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x) \frac{e^{\frac{i x x'}{\eta_q}}}{(2\pi)^{1/2}} dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x) \frac{e^{\frac{i p_x x}{\hbar}}}{(2\pi)^{1/2}} dx; \quad (\text{П.12.71})$$

$$\psi^*(p_x = mx') = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x) \frac{e^{-\frac{i x x'}{\eta_q}}}{(2\pi)^{1/2}} dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x) \frac{e^{-\frac{i p_x x}{\hbar}}}{(2\pi)^{1/2}} dx;$$

$$\psi(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x') \frac{e^{\frac{i x x'}{\eta_q}}}{(2\pi)^{1/2}} dx' = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(p_x) \frac{e^{\frac{i p_x x}{\hbar}}}{(2\pi)^{1/2}} dp_x; \quad (\text{П.12.72})$$

$$\psi^*(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x') \frac{e^{-\frac{i x x'}{\eta_q}}}{(2\pi)^{1/2}} dx' = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(p_x) \frac{e^{-\frac{i p_x x}{\hbar}}}{(2\pi)^{1/2}} dp_x,$$

где параметр  $\eta_q$  определен соотношением (П.12.61)

$$\eta_q = \frac{2\sigma_{qx}^2}{\tau_{qx}} = \frac{\hbar}{m}. \quad (\text{П.12.73})$$

Для доказательства подставим в (П.12.70) вместо  $\psi(p_x)$  и  $\psi^*(p_x)$  их выражения через интегралы (П.12.71) [24]:

$$\overline{p_x^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x_k) \frac{e^{\frac{i p_x x_k}{\hbar}}}{(2\pi)^{1/2}} dx_k \cdot p_x^n \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x_l) \frac{e^{-\frac{i p_x x_l}{\hbar}}}{(2\pi)^{1/2}} dx_l \right] dp_x. \quad (\text{П.12.74})$$

Непосредственной проверкой легко убедиться, что

$$p_x^n e^{-\frac{i p_x x_l}{\hbar}} = \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial x_l} \right)^n e^{-\frac{i p_x x_l}{\hbar}}. \quad (\text{П.12.75})$$

Подставляя (П.12.75) в (П.12.74) получим:

$$\overline{p_x^n} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x_k) e^{i\frac{p_x x_k}{\hbar}} dx_k \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x_l) \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial x_l} \right)^n e^{-i\frac{p_x x_l}{\hbar}} dx_l \right] dp_x. \quad (\text{П.12.76})$$

Проинтегрируем второй интеграл в подынтегральном выражении  $n$  раз по частям, причем будем предполагать, что  $\psi(x)$  и ее производные обращаются в нуль на границах интегрирования  $x = \pm \infty$ . Выполняя интегрирование, найдем [24]

$$\overline{p_x^n} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x_k) e^{i\frac{p_x x_k}{\hbar}} dx_k \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\frac{p_x x_l}{\hbar}} \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial x_l} \right)^n \psi(x_l) dx_l \right] dp_x \quad (\text{П.12.77})$$

Переменем порядок интегрирования и будем интегрировать сначала по  $p_x$  [24]:

$$\overline{p_x^n} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x_k) dx_k \int_{-\infty}^{+\infty} \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial x_l} \right)^n \psi(x_l) \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\frac{p_x(x_k - x_l)}{\hbar}} dp_x. \quad (\text{П.12.78})$$

Введем теперь переменные  $\zeta = p_x/\hbar$ ,  $z = x_k - x_l$ . Выполняя в последнем интеграле в (П.12.78) интегрирование по  $\zeta$  в конечных пределах от  $-k$  до  $+k$ , а затем, переходя к пределу  $k \rightarrow \infty$ , данное выражение можно представить в виде [24]

$$\begin{aligned} \overline{p_x^n} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right)^n \psi(x) \right] dx \cdot \lim_{k \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x+z) dz \frac{\sin kz}{\pi z} = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right)^n \psi(x) \right] dx \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x+z) \delta(z) dz. \end{aligned} \quad (\text{П.12.79})$$

На основании свойств  $\delta$ -функции (П.12.69) ( $a = -\infty$ ;  $b = +\infty$ ),  $\psi(z) = \psi^*(x+z)$  имеем [24]

$$\overline{p_x^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right)^n \psi(x) \right] \psi^*(x) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x) \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right)^n \psi(x) dx \quad (\text{П.12.80})$$

или

$$\overline{p_x^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x, t) \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right)^n \psi(x, t) dx, \quad (\text{П.12.81})$$

где

$$\psi(x, t) = \psi(x) \exp\{iu\} \quad (\text{П.12.82})$$

$$\psi^*(x, t) = \psi(x) \exp\{-iu\}$$

( $u$  – произвольное действительное число), тем самым доказано выражение (П.12.70).

На основании (П.12.71) аналогично можно получить

$$\overline{x'^n} = \overline{\left(\frac{dx}{dt}\right)^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x) \left(i\eta_u \frac{\partial}{\partial x}\right)^n \psi(x) dx. \quad (\text{П.12.83})$$

Обобщение на три измерения сводится к увеличению числа интегрирований [24].

### П.12.5. Вывод обобщенного уравнения Шредингера

Вернемся к рассмотрению усредненного действия (П.12.15)

$$\bar{S} = \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \frac{1}{2m} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(p_x) p_x^2 dp_x + \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x) U(x) dx \right\} dt + \bar{E}t, \quad (\text{П.12.84})$$

которое соответствует усредненному состоянию частицы (материальной «точки»), хаотически блуждающей в окрестности условного «центра» с постоянной полной механической энергией  $E$  (рис. П.12.1б).

Представим усредненное действие (П.12.84) в координатном виде. Для этого выполним следующие операции.

1. Запишем ПРВ  $\rho(x)$  в виде произведения двух плотностей амплитуды вероятности (ПАВ)  $\psi(x)$ :

$$\rho(x) = \psi(x, t) \psi^*(x, t), \quad (\text{П.12.85})$$

где

$$\psi(x, t) = \psi(x) \exp\left\{i \frac{Et}{\hbar}\right\}, \quad (\text{П.12.86})$$

$$\psi^*(x, t) = \psi(x) \exp\left\{-i \frac{Et}{\hbar}\right\}. \quad (\text{П.12.87})$$

2. Воспользуемся координатным представлением усредненного импульса, возведенного в степень  $n$  (П.12.81). При этом, в частности, имеем

$$\overline{p_x^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(p_x) p_x^2 dp_x = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x, t) \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \psi(x, t) dx. \quad (\text{П.12.88})$$

Напомним, что, как показано в пунктах П.12.3 и П.12.4, такое представление возможно только для случайного стационарного марковского процесса (в частности, для хаотического без последствия движения материальной «точки» возле условного «центра»).

3. Используя (П.12.88), представим усредненную кинетическую энергию «точки» (П.12.13) в виде

$$\bar{T} = \frac{1}{2m} \overline{p_x^2} = \frac{1}{2m} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(p_x) p_x^2 dp_x = -\frac{\hbar^2}{2m} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x,t) \frac{\partial^2 \psi^*(x,t)}{\partial x^2} dx, \quad (\text{П.12.89})$$

а ее усредненная потенциальная энергия (П.12.14) с учётом (П.12.85) принимает вид

$$\bar{U} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x,t) U(x) \psi^*(x,t) dx, \quad (\text{П.12.90})$$

Проверкой легко убедиться в том, что

$$E = \bar{E} = \int_{-\infty}^{\infty} i\hbar \psi(x) e^{iEt/\hbar} \frac{\partial \psi(x) e^{-iEt/\hbar}}{\partial t} dx = \text{const}, \quad (\text{П.12.91})$$

или с учетом (П.12.86), (П.12.87)

$$E = \bar{E} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x,t) \frac{\partial \psi^*(x,t)}{\partial t} dx. \quad (\text{П.12.92})$$

4. Подставляя выражения (П.12.89), (П.12.90) и (П.12.92) в (П.12.84), получим запись усредненного действия блуждающей «точки» в координатном виде

$$\bar{S} = \int_{t_1}^{t_2} \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x,t) \frac{\partial^2 \psi^*(x,t)}{\partial x^2} dx + \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x,t) U(x) \psi^*(x,t) dx + \int_{-\infty}^{\infty} i\hbar \psi(x,t) \frac{\partial \psi^*(x,t)}{\partial t} dx \right\} dt \quad (\text{П.12.93})$$

или

$$\bar{S} = \int_{t_1}^{t_2} \int_{-\infty}^{\infty} \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \psi(x,t) \frac{\partial^2 \psi^*(x,t)}{\partial x^2} + \psi(x,t) U(x) \psi^*(x,t) + \psi(x,t) i\hbar \frac{\partial \psi^*(x,t)}{\partial t} \right) dx dt \quad (\text{П.12.94})$$

Условие экстремальности усредненного действия (П.12.94) требует обращения в ноль его первой вариации (все последующие операции соответствуют формализму вариационного исчисления [31])

$$\delta \bar{S} = \delta \int_{t_1}^{t_2} \int_{-\infty}^{\infty} \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \psi(x,t) \frac{\partial^2 \psi^*(x,t)}{\partial x^2} + \psi(x,t) U(x) \psi^*(x,t) + \psi(x,t) i\hbar \frac{\partial \psi^*(x,t)}{\partial t} \right) dx dt = 0 \quad (\text{П.12.95})$$

Экстремаль функционала (П.12.95), т. е. функция  $\psi(x,t)$ , при которой усредненное действие (П.12.95) принимает экстремальное значение, определяется уравнением Эйлера – Пуассона [31]. Данное уравнение для лагранжиана  $L$ , являющегося подынтегральным выражением в функционале действия

$$S = \int L \left( x, t, z, \frac{\partial z}{\partial x}, \frac{\partial z}{\partial t}, \frac{\partial^2 z}{\partial t^2}, \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 z}{\partial t \partial x} \right) dx dt, \quad \text{где } z = \psi(x, t), \quad (\text{П.12.96})$$

имеет вид [31]

$$L_z - \frac{\partial}{\partial x} \{L_p\} - \frac{\partial}{\partial t} \{L_g\} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \{L_r\} + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \{L_t\} + \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} \{L_s\} = 0, \quad (\text{П.12.97})$$

здесь

$$p = \frac{\partial z}{\partial x}; \quad g = \frac{\partial z}{\partial t}; \quad r = \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}; \quad s = \frac{\partial^2 z}{\partial t \partial x},$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \{L_p\} = L_{px} + L_{pz} \frac{\partial z}{\partial x} + L_{pp} \frac{\partial p}{\partial x} + L_{gp} \frac{\partial g}{\partial x} \quad (\text{П.12.98})$$

– полная частная производная по  $x$ .

Аналогично

$$\frac{\partial}{\partial t} \{L_g\} = L_{gt} + L_{gz} \frac{\partial z}{\partial t} + L_{gp} \frac{\partial p}{\partial t} + L_{gs} \frac{\partial s}{\partial t} \quad (\text{П.12.99})$$

и т. д.

Используя подынтегральное выражение из усредненного действия (П.12.95), определим

$$L_z = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + 2\psi(x)U(x) + i\hbar \frac{\partial \psi(x)}{\partial t}; \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} \{L_t\} = 0;$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \{L_p\} = 0; \quad \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} \{L_s\} = 0;$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \{L_g\} = 2i\hbar \frac{\partial \psi(x)}{\partial t}; \quad \frac{\partial^2}{\partial x^2} \{L_r\} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2}.$$

Подставляя эти выражения в (П.12.97), получим искомое уравнение для определения экстремали  $\psi(x,t)$  функционала усреднённого действия (П.12.95)

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial x^2} + U(x) \psi(x,t), \quad (\text{П.12.100})$$

где

$$\psi(x,t)\psi^*(x,t) = |\psi(x)|^2 = \rho(x)$$

– ПРВ проекции на ось  $x$  места нахождения материальной «точки», блуждающей относительно условного «центра» так, что ее полная механическая энергия  $E$  всегда остается постоянной ( $E = \text{const}$ ), а сама данная проекция  $x(t)$  является стационарным случайным марковским процессом.

Обобщение на три измерения сводится к увеличению числа интегрирований и приводит к уравнению

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r},t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(\vec{r},t)}{\partial r^2} + U(\vec{r},t) \psi(\vec{r},t), \quad (\text{П.12.101})$$

где

$$\psi(\vec{r},t) = \psi(\vec{r}) \exp\left\{-i\left(\frac{Et}{\hbar}\right)\right\},$$

$\mathbf{r}$  – радиус-вектор с началом в «центре» исследуемого образования ( $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ , рис. П.12.1).

Уравнение (П.12.101) является не чем иным, как уравнением Шредингера (П.12.1) с борновским пониманием смысла волновой функции  $\psi(\vec{r},t) = \psi(x,y,z,t)$ . Но в этом случае «постоянная Планка»  $\hbar$  – это не фундаментальная константа, а параметр (П.12.60), выраженный через соотношение усредненных характеристик исследуемого стационарного случайного марковского процесса

$$\hbar = \frac{2\sigma_{\text{vx}}^2 m}{\tau_{\text{vx}}}.$$

Если обе части уравнения (П.12.101) сократить на  $\hbar$  то получим

$$i \frac{\partial \psi(\vec{r},t)}{\partial t} = -\frac{\hbar}{2m} \frac{\partial^2 \psi(\vec{r},t)}{\partial r^2} + U(\vec{r},t) \psi(\vec{r},t).$$

С учетом (П.12.61) Данное уравнение принимает

$$i \frac{\partial \psi(\vec{r},t)}{\partial t} = -\frac{\eta_v}{2} \frac{\partial^2 \psi(\vec{r},t)}{\partial r^2} + U(\vec{r},t) \psi(\vec{r},t), \quad (\text{П.12.102})$$

где

$$\eta_v = \frac{2\sigma_{\text{vr}}^2}{\tau_{\text{vr}}}, \quad (\text{П.12.103})$$

здесь

$$\sigma_{cr} = \frac{1}{3} \sqrt{\sigma_{cx}^2 + \sigma_{cy}^2 + \sigma_{cz}^2} \quad (\text{П.12.104})$$

– геометрически усредненное среднеквадратичное отклонение хаотически движущейся частицы (материальной «точки») от условного «центра» (рис. П.12.1);

$$\tau_{cr} = \frac{1}{3} \sqrt{\tau_{cx}^2 + \tau_{cy}^2 + \tau_{cz}^2} \quad (\text{П.12.105})$$

– геометрически усредненный радиус корреляции (точнее автокорреляции) рассматриваемого случайного процесса.

Уравнение (П.12.102) будем называть обобщённым уравнением Шредингера, т.к. оно подходит для описания не только квантовых явлений микромира, но и для стационарных марковских процессов макромира при аналогичных исходных условиях.

Предложенный в данной работе подход позволил вывести основное уравнение нерелятивистской квантовой механики, исходя из принципов в корне отличающихся от идейных устоев неопозитивистов. Но сама квантовая механика, созданная плеядой великих ученых, от этого совершенно не пострадала, а только укрепились ее логические основания.

Подобным образом могут быть получены все основные уравнения квантовой теории поля: уравнение Клена-Гордона, уравнения Дирака, уравнения Максвелла, уравнение диффузии Фика, уравнения Максвелла и т. д. Алгоритм их вывода аналогичен подходу, приведенному в данной работе:

- 1) записывается детерминистское действие системы;
- 2) данное действие усредняется;
- 3) все усредненные слагаемые в подынтегральном выражении усредненного действия представляются через плотности распределения вероятности  $\rho(x)$  и/или  $\rho(p_x)$ ;
- 4) производится перевод всех слагаемых лагранжиана усредненного действия в координатное или в импульсное представление;
- 5) определяется уравнение для экстремали получившегося функционала (усредненного действия) посредством методов вариационного исчисления.

Значимость приведенного здесь вывода обобщённого уравнения Шредингера (П.12.102) заключается в следующем:

– становится понятным, к каким явлениям микро- и макромира оно относится, каковы границы и условия его применения.

– отпала необходимость в привлечении «принципа неопределённости» Гейзенберга и представлений о «волнах материи» де Бройля, поскольку при выводе уравнения (П.12.102) получена процедура (П.12.45) – (П.12.48), полностью аналогичная переходу от координатного представле-

ния статистической системы к ее импульсному представлению, без этих квантово-механических принципов.

– «постоянная Планка»  $\hbar$  приобретает определение через усредненные параметры исследуемого случайного процесса;

– явления микромира оказываются подобными явлениям макромира. Уравнение (П.12.102) одинаково хорошо описывает усредненное поведение электрона в потенциальной яме, ядра в цитоплазме биологической клетки, младенца в вольере, ядра в недрах планеты, тигра в клетке, мухи в банке, эмбрион в материнской утробе и т.д. Все эти процессы обладают дискретным набором усредненных состояний, свойственных замкнутым системам;

– возвращаются к рассмотрению объем и траектория блуждающей элементарной частицы. С возвращением наглядности модельных представлений, физика микромира вновь приобретает привычную логическую «почву под ногами»;

– обобщённое уравнение Шредингера (П.12.102) не содержит массы частицы  $m$ , из-за которой приходится вводить дополнительную размерную константу – постоянную Планка  $\hbar$ . «Масса» является (по моему мнению) одной из самых «темных» размерных величин в современной физике (п. 1.7.10 в [6] и гл. 7 в [7]). Несомненно, что в окончательной теории понятие «масса» должно отсутствовать, и данная статья – это один из шагов в направлении искоренения данной размерной величины из представлений о внешней Реальности.

Кроме того, данная работа может внести некоторую ясность в разрешение спора между Н. Бором и А. Эйнштейном в отношении «вероятности». Напомним, что Альберт Эйнштейн, как и многие другие физики того времени, относился к вероятности (точнее к статистике), как к значительному упрощению математического описания сложного поведения детерминированной системы (например, блуждающей частицы, находящейся под влиянием множества детерминированных, но несвязанных между собой факторов). Нильс Бор и его последователи отстаивали принципиально иной подход, рассматривая вероятность, как первичную данность природы микромира; а детерминированные явления макромира, по мнению неопозитивистов, есть результат усреднения изначально вероятностных (случайных) субатомных процессов.

Данная работа написана с позиций Альберта Эйнштейна, что и привело к выводу уравнения Шредингера. Однако, справедливости ради, следует отметить, что, судя по всему, имеется и второй вывод данного основополагающего уравнения, исходя из принципа экстремума интеграла энтропии (п. 2.8.7 в [7]) сложно флуктуирующей системы, т.е. с позиций мнения Нильса Бора на природу вероятности. По всей видимости, детерминизм и вероятность – проявления единой дуальности, лежащей в основаниях проявленного Бытия.

Как и ожидалось, вывод уравнения Шредингера содержит все «рецепты» для полного «излечения» квантовых воззрений:

- вернулись представления о траектории и объеме ядра элементарной частицы;
- исчезли, как наваждение, волны материи и «масса» частиц;
- потеряла универсальность постоянная Планка, и явления микромира стали аналогичными явлениям макромира;
- развеялись проблемы, связанные с «редукцией состояния» частиц и с квантовыми корреляциями;
- конечный объем ядра «элементарных» частиц не оставил места для бесконечных сингулярностей, при этом обозначился путь на объединение физики вакуума со струнными теориями, т.к. движущееся ядро частицы «заметает» точно такую же цилиндрическую поверхность, что и замкнутая струна, со всеми вытекающими из этого последствиями, и т.д.

С выводом обобщенного уравнения Шредингера логика восприятия квантовых явлений встала на путь «выздоровления», что неминуемо приведет к качественному скачку в осознании свойств окружающей Реальности и переосмыслению взаимоотношений квантовых теорий поля с релятивистской теорией гравитации.

#### **П.12.6. Хаотические блуждания ядра «электрона»**

Рассмотрим поведение ядра «электрона» с радиусом  $\sim 10^{-13}$  см, которое для масштаба порядка  $\sim 10^{-9}$  см может быть представлено в виде материальной точки (МТ).

*Как уже отмечалось, в данном пункте под материальной точкой подразумевается любое локальное образование, находящееся в объеме пространства превышающем его размеры. Это могут быть: ядро биологической клетки внутри данной клетки, ядро планеты в ее недрах, желток в курином яйце и т.д.*

Хаотические блуждания МТ бывают равновесными и неравновесными. Равновесные блуждания МТ, в свою очередь, можно подразделить еще на два типа: открытые и закрытые.

1. Открытые – это блуждания МТ в неограниченной области с постоянным и неизменным энергетическим обменом с окружающей средой (с бесконечным энергетическим резервуаром). Частным случаем этого широчайшего класса процессов являются марковские процессы. Среди марковских процессов широко известно так называемое броуновское (или диффузионное) движение. В этом случае зона блужданий МТ неуклонно расширяется. Броуновское (диффузионное) движение описывается уравнением Эйнштейна – Фоккера (П.12.31), которое в свою очередь вытекает из более общего уравнения Фоккера – Планка или второго уравнения Колмогорова.

Для одномерного случая броуновского (диффузионного) движения плотность распределения вероятности места нахождения блуждающей МТ может быть задана гауссовой ПРВ

$$\rho(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_x^2(t)}} \exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(t)}\right\}, \quad (\text{П.12.106})$$

где  $\sigma_x^2(t)$  – переменная дисперсия диффузионного движения МТ, связанная с коэффициентом диффузии  $B$  выражением

$$\sigma_x^2(t) = \int_{t_0}^t B(\tau) d\tau, \quad (\text{П.12.107})$$

В случае, когда коэффициент диффузии постоянен ( $B = \text{const}$ ):

$$\sigma_x^2(t) = B \cdot t. \quad (\text{П.12.108})$$

2. Закрытые – это блуждания МТ в центрально-симметричном силовом поле, или внутри замкнутой области, при сохранении полной механической энергии. В этом случае средняя механическая энергия хаотично блуждающей МТ может иметь дискретный ряд значений. То есть МТ внутри замкнутой области может иметь множество энергетических уровней. Причем каждому энергетическому уровню МТ соответствует свой усредненный характер хаотического движения. Состояние такой системы с самым нижним из возможных энергетических уровней называют основным энергетическим состоянием МТ, а все последующие – ее возбужденными состояниями.

Если поведение блуждающей материальной точки в центрально симметричном силовом поле носит характер случайного стационарного марковского процесса с неизменной полной механической энергией  $E_{MT} = \text{const}$ , то ее усредненное состояние описывается обобщенным уравнением Шредингера (П.12.102)

$$i \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\eta_v}{2} \frac{\partial^2 \psi(\vec{r}, t)}{\partial r^2} + U(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t), \quad (\text{П.12.109})$$

где

$$\eta_v = \frac{2\sigma_{vr}^2}{\tau_{vr}}, \quad (\text{П.12.110})$$

здесь

$\sigma_{vr}$  – среднеквадратичное отклонение хаотически движущейся частицы (материальной точки) от условного «центра» (рис. П.12.1);

$\tau_{vr}$  – радиус автокорреляции рассматриваемого стационарного марковского случайного процесса.

Конкретизируем теперь вид усредненной потенциальной энергии  $U(r)$  хаотически блуждающей МТ.

При отклонении МТ (в данном случае ядра «электрона») от «истинного» центра некоего более глобального сферически симметричного вакуумного образования, например, атома водорода (Рис. П.12.1б.), в окружающем МТ вакууме возникают напряжения. Эти напряжения приводят к возникновению усредненной силы упругости  $F(r)$ , стремящейся вернуть МТ в «истинный» центр рассматриваемого вакуумного образования. Пусть при удалении МТ от «истинного» центра на расстояние  $r$  усредненная сила упругости возрастает по закону Гука

$$F(r) = a(r)m_{\text{ч}} \approx -k_{\text{мун}}r, \quad (\text{П.12.111})$$

где  $k_{\text{мун}}$  – массовый коэффициент упругого натяжения вакуума.  
 $a(r)$  – ускорение МТ, стремящееся вернуть ее «истинный» центр.  
 $m_{\text{ч}}$  – гипотетическая масса МТ.

Усредненная потенциальная энергия МТ при этом имеет вид

$$U(r) = \int F(r) \cdot dr \approx -\frac{1}{2}k_{\text{мун}}r^2. \quad (\text{П.12.112})$$

Знак минус уже был учтен в подынтегральном выражении (П.12.12), поэтому будем полагать, что для данного случая потенциальная энергия блуждающей МТ приближенно равна

$$U(r) \approx \frac{1}{2}k_{\text{мун}}r^2. \quad (\text{П.12.113})$$

Чтобы избавиться от гипотетического понятия «масса частицы»  $m_{\text{ч}}$ , разделим обе части выражения (П.12.111) на данную массу. В результате вместо (П.12.111) получим безмассовое выражение

$$a(r) \approx -k_{\text{ун}}r, \quad (\text{П.12.114})$$

где

$$k_{\text{ун}} = k_{\text{мун}}/m_{\text{ч}} \quad (\text{П.12.115})$$

– безмассовый коэффициент упругого натяжения вакуума.

Усредненная безмассовая потенциальная энергия МТ в этом случае имеет вид

$$U_{\text{бм}}(r) = \int a(r) \cdot dr \approx -\frac{1}{2}k_{\text{ун}}r^2, \quad (\text{П.12.116})$$

а с учетом уже записанного отрицательного знака, окончательно имеем

$$U_{\delta m}(r) \approx \frac{1}{2} k_{yn} r^2. \quad (\text{П.12.117})$$

Можно было изначально выразить безмассовую потенциальную энергию через усредненное ускорение МТ (П.12.116), но учитывая инерцию мышления Алсигна сначала определила привычное понятие упругой силы (П.12.111), а затем продемонстрировала, как физические величины могут быть «очищены» от паразитного понятия «масса».

Подставляя усредненную безмассовую потенциальную энергию МТ (П.12.117) в обобщенное уравнение Шредингера (П.12.109), получим

$$i \frac{\partial \psi(r,t)}{\partial t} = -\frac{\eta_{\psi}}{2} \frac{\partial^2 \psi(r,t)}{\partial r^2} + \frac{k_{yn} r^2}{2} \psi(r,t). \quad (\text{П.12.118})$$

С учетом того, что система стационарна данное уравнение принимает следующий упрощенный вид

$$E_{\delta MT} \psi(r) = -\frac{\eta_{\psi}}{2} \frac{\partial^2 \psi(r)}{\partial r^2} + \frac{\omega_{0\psi}^2 r^2}{2} \psi(r), \quad (\text{П.12.119})$$

где

$$\omega_{0\psi} = \sqrt{k_{yn}} \quad (\text{П.12.120})$$

– так называемая собственная частота «гармонического осциллятора», т. е. характерная частота «дрожания» МТ.

$E_{\delta MT}$  – полная безмассовая механическая энергия МТ, равная

$$E_{\delta MT} = E_{MT}/m_{\psi} \quad (\text{П.12.120.1})$$

Уравнение типа (П.12.119) называется уравнением квантового осциллятора, и его решения приведены во многих учебниках по квантовой механике. Анализ этого уравнения приводит к следующим результатам:

а). Полная безмассовая механическая энергия исследуемой МТ может принимать дискретный ряд значений

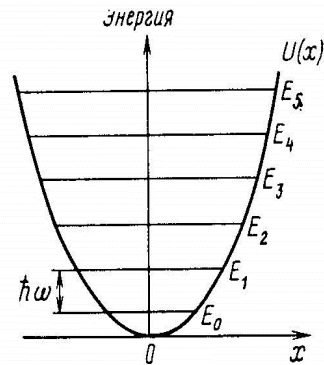


Рис. П.12.4. Эквидистантные энергетические уровни квантового осциллятора

$$E_{\text{бМТ}n} = \sqrt{\eta_q} \omega_{0q} \left( n + \frac{1}{2} \right), \quad (\text{П.12.120.2})$$

где  $n = 0, 1, 2, \dots$  – главное квантовое число.

Данный энергетический спектр представляет собой систему эквидистантных (т. е. равноотстоящих друг от друга) энергетических уровней (рис. П.12.4);

б). Каждому дискретному значению полной безмассовой механической энергии материальной «точки»  $E_{\text{бМТ}n}$  соответствует собственная функция состояния

$$\psi_n(r) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_0}} \exp\left\{-\frac{r^2}{2}\right\} H_n(r), \quad (\text{П.12.121})$$

где

$$H_n = \frac{(-1)^n}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} e^{r^2} \frac{\partial^n e^{-r^2}}{\partial r^n} \quad (\text{П.12.122})$$

– полином Чебышева-Эрмита  $n$ -го порядка.

$$\lambda_0 = \sqrt{\frac{\eta_q}{k_{yh}}}. \quad (\text{П.12.123})$$

Пользуясь выражениями (П.12.121) – (П.12.123) выпишем несколько собственных функций, описывающих поведение хаотически блуждающей МТ (в данном случае ядра «электрона»), в силовом поле с безмассовой потенциальной энергией (П.12.116):

$$\psi_0(r) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_0 \sqrt{\pi}}} \exp\left\{-\frac{r^2}{2\lambda_0^2}\right\}, \quad \text{при } n=0; \quad (\text{П.12.124})$$

$$\psi_1(r) = \frac{1}{\sqrt{2\lambda_0 \sqrt{\pi}}} \exp\left\{-\frac{r^2}{2\lambda_0^2}\right\} \frac{2r}{\lambda_0}, \quad \text{при } n=1; \quad (\text{П.12.125})$$

$$\psi_2(r) = \frac{1}{\sqrt{8\lambda_0 \sqrt{\pi}}} \exp\left\{-\frac{r^2}{2\lambda_0^2}\right\} \left(\frac{4r^2}{\lambda_0^2} - 2\right), \quad \text{при } n=2. \quad (\text{П.12.126})$$

Вид функций  $\psi_n$  (П.12.124) – (П.12.126) и квадрата их модуля  $|\psi_n|^2$  представлен на рис. П.12.5.

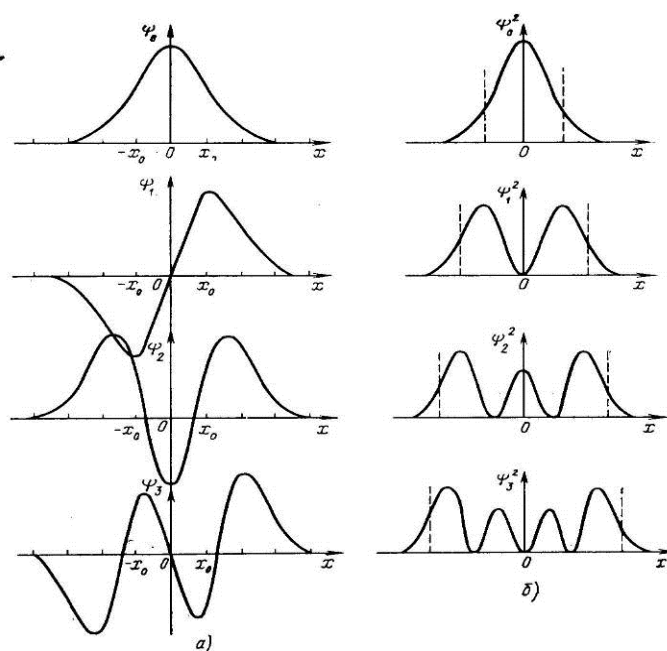


Рис. П.12.5. а) амплитуды распределения вероятности места нахождения ядра «электрона» для различных его возбужденных состояний; б) плотности распределения вероятности места нахождения ядра «электрона» относительно истинного центра исследуемого вакуумного образования, для различных его возбужденных состояний

Из проведенного анализа видно, что в невозбужденном состоянии (т. е. при  $n = 0$ ) полная безмассовая механическая энергия МТ не равна нулю

$$E_{\text{бМТ}0} = \frac{1}{2} \sqrt{\eta_c} \omega_{0c} = \frac{1}{2} \sqrt{\eta_c} k_{\text{ун}}. \quad (\text{П.12.127})$$

В этом случае МТ (в частности ядро «электрона») непрерывно блуждает возле истинного «центра» исследуемого вакуумного образования так, что плотность распределения вероятности обнаружить ее в этой области описывается гауссовой кривой (рис. П.12.5б, верхний график), что соответствует максимуму энтропии данной системы.

В первом возбужденном состоянии (т. е. при  $n = 1$ ) полная безмассовая механическая энергия МТ принимает следующее дискретное значение

$$E_{\text{бМТ1}} = \frac{3}{2} \sqrt{\eta_{\nu}} \omega_{0\nu} = \frac{3}{2} \sqrt{\eta_{\nu} k_{\text{ун}}}, \quad (\text{П.12.128})$$

а плотность распределения вероятности обнаружить ее в этой области описывается двугорбой функцией (рис. П.12.5б, второй сверху график). Это означает, что перестраивается усредненная топология данного вакуумного образования. Теперь в среднем оно становится похожей на полую сферу.

Таким образом, вероятностные законы статистической физики оказывают реальное влияние на усредненные геометрические формы стабильных вакуумных образований.



### П.12.7. Хаотические блуждания субъядрышка внутри ядра «электрона»

Рассмотрим теперь хаотическое движение субъядрышка внутри ядра «электрона» (рис. П.12.1а).

*Мир Устроен так, что внутри любого ядра есть одно или несколько внутренних ядрышек, внутри которых есть еще одно или несколько более мелких ядрышек и так продолжается до неизвестных нам пределов, как в сторону уменьшения ядрышек, так и в сторону их увеличения.*

*Выбор того, что считать ядром, а что считать внутренним субъядрышком зависит от конкретной ситуации. В данном пункте будет говориться о хаотическом блуждании субъядрышка, заключенного в ядре «электрона», но это касается и самого ядра «электрона», заключенного внутри атома, и самого атома внутри, например, биологической клетки и т.д. Также это касается усредненного поведения твердого ядра в недрах планеты, эмбриона внутри материнской утробы, ядра галактики внутри ее гало и многих других частицеподобных сущностей, блуждающих внутри замкнутого пространства.*

Основное отличие поведения субъядрышка от поведения, рассмотренного в предыдущем пункте свободного ядра «электрона» в потенциальном поле, заключается в том, что субъядрышко находится внутри замкнутого объема, за пределы которого оно выйти не может (рис. П.12.1а). Это соответствует нахождению МТ в потенциальной яме с практически бесконечно высокими «стенами» (рис. П.12.6). В этом случае усредненная безмассовая потенциальная энергия рассматриваемой системы может быть задана с помощью функции:

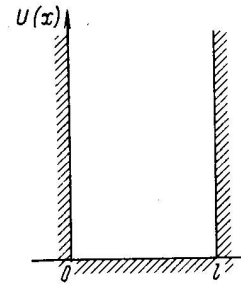


Рис. П.12.6.  
Потенциальная  
яма

$$U(r) = \begin{cases} 0, & \text{при } 0 \leq r \leq l_я; \\ \infty, & \text{при } r < 0 \text{ и } r > l_я. \end{cases} \quad (\text{П.12.129})$$

где  $l_я$  - длина потенциальной ямы (в рассматриваемом случае – это диаметр ядра «электрона»  $r \sim 2 \cdot 10^{-13}$  см).

Подставим эту функцию в обобщенное уравнение Шредингера (П.12.109), и для стационарного случая получим

$$E_{\text{бМТ}}\psi(r) = -\frac{\eta_c}{2} \frac{\partial^2 \psi(r)}{\partial r^2} + U(r)\psi(r), \quad (\text{П.12.130})$$

Исследование уравнения вида (П.12.130) при усредненн безмассовой потенциальной энергии  $U(r)$  материальной точки (т.е. внутреннего субъядрышка) (П.12.129) приводит к следующему дискретному ряду собственных значений его энергии:

$$E_{\text{бМТ}n} = \frac{\pi^2 \eta_c}{2l_y^2} n^2, \quad (\text{П.12.131})$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$  – главное квантовое число.

Разность энергий двух соседних уровней равна

$$\Delta E_{\text{бМТ}} = E_{\text{бМТ}n+1} - E_{\text{бМТ}n} = \frac{\pi^2 \eta_c}{2l_y^2} (2n+1). \quad (\text{П.12.132})$$

Энергетические уровни, рассчитанные по формуле (П.12.131), показаны на рис. П.12.7.

Собственные функции, описывающие состояния МТ (субъядрышка), т. е. решения уравнения (П.12.130) для соответствующих энергетических уровней (П.12.132) имеют вид

$$\psi_n(r) = \sqrt{\frac{2}{l_y}} \sin\left(\frac{n\pi r}{l_y}\right). \quad (\text{П.12.133})$$

Графики функций (П.12.133) и графики квадратов их модулей представлены на рис. П.12.8.

В современных квантовых теориях электрон считается бесструктурной точкой, поэтому свободный электрон в принципе не может быть в возбужденном состоянии. Алсигна пришла к совершенно иному выводу.

Во-первых, ядро «электрона», находящееся внутри замкнутой Вселенной, само может быть в возбужденных состояниях. Но в силу того, что размеры такой «потенциальной ямы» огромны  $l_y \sim 2 \cdot 10^{28}$  см, расстояния между его энергетическими уровнями вида (П.12.132) столь ничтожны, что этой дискретностью его энергетического спектра во многих практических задачах можно пренебречь.

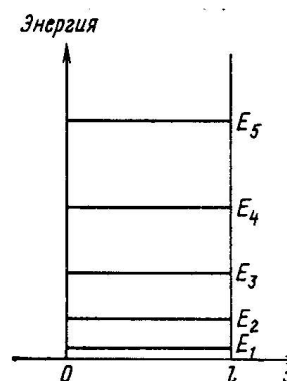


Рис. П.12.7.  
Энергетические уровни  
МТ (внутреннего  
субъядрышка)

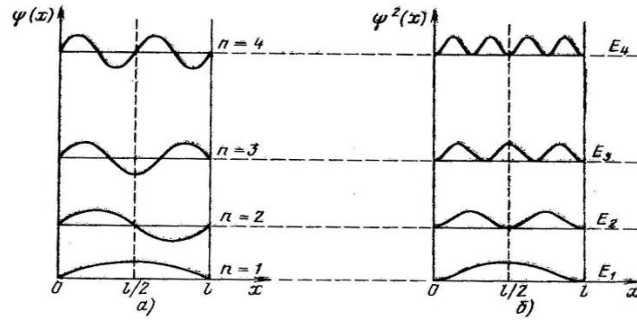
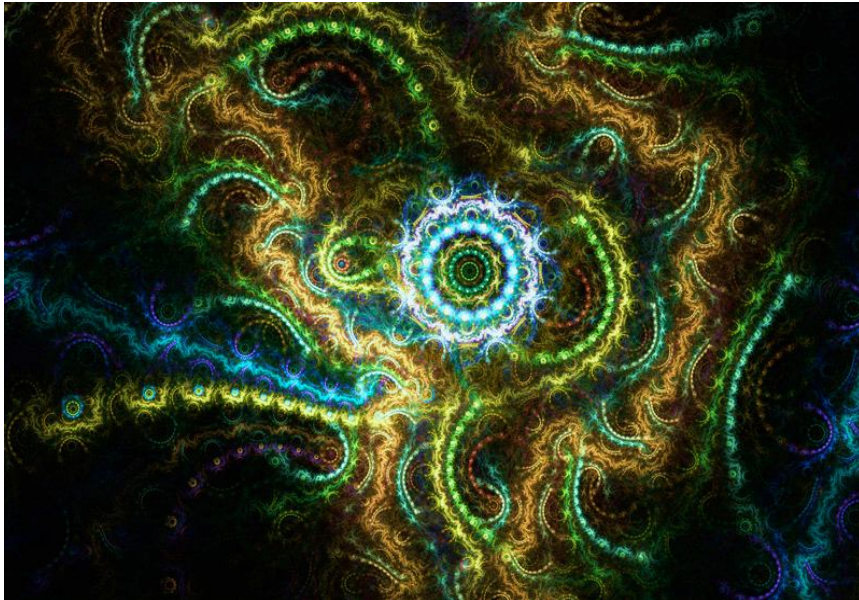
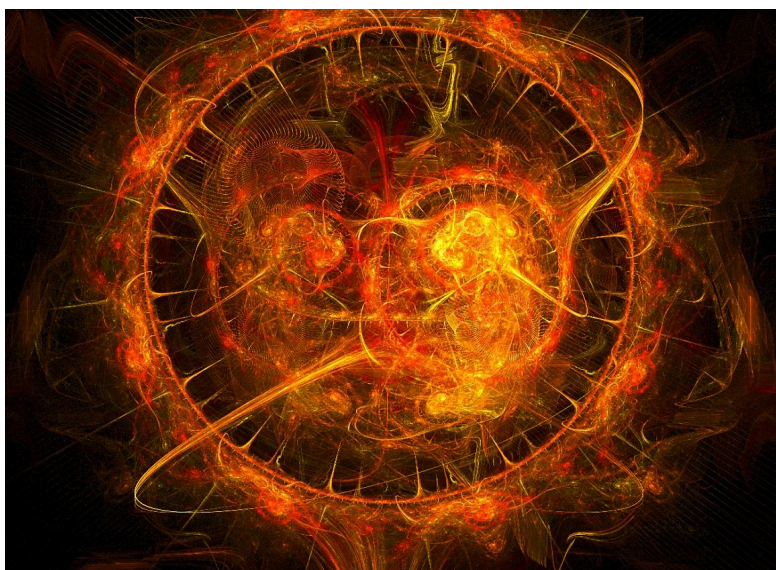


Рис. П.12.8. а) амплитуды вероятности места нахождения субъядрышка в ядре «электрона» для различных его возбужденных состояний; б) плотности распределения вероятности места нахождения субъядрышка в ядре «электрона» для различных его возбужденных состояний.

Во-вторых, в рамках Алсигны внутренность ядра свободного «электрона» (точнее его внутреннее субъядрышко) так же может быть в различных возбужденных состояниях, приближенно описываемых функциями вида (П.12.133). Это влияет на метрико-динамическую конфигурацию внутриядерной вакуумной протяженности и на переплетение внутриядерных субконт-антисубконтных течений.



Например, как показано на рис. П.12.8 б, в основном невозбужденном состоянии (т. е. при  $n = 1$ ) наиболее вероятное место нахождения субъядрышка совпадает с центром ядра «электрона». Тогда как в первом возбужденном состоянии (т. е. при  $n = 2$ ), субъядрышко будет, в основном, хаотически вращаться вокруг центра ядра исследуемого вакуумного образования. При этом изменяется усредненная геометрическая конфигурация внутриядерной вакуумной протяженности и меняется характер переплетений внутриядерных субконт-антисубконтных токов.



Алсигна считает, что ядро «электрона» с внутренним субъядрышком, находящимся в первом возбужденном состоянии (т.е. при  $n = 2$ ), является ядром «мюона». А ядро «электрона» с внутренним субъядрышком, находящимся во втором возбужденном состоянии (при  $n = 3$ ), является ядром « $\tau$ -лептона». Это и является ответом Алсигны на риторический вопрос современной физики: – «Кто заказал мюон?»

#### П.12.8. Предварительные итоги

В вышеизложенных Приложениях представлены основные математические приемы, которые позволяют извлекать необходимую информацию из совокупностей метрик-решений вакуумных уравнений Эйнштейна, относящихся к одному и тому же объему вакуумной протяженности.

Использование данного математического аппарата Алгебры сигнатур (Алсигны) отчасти продемонстрировано в:

- Желтой Алсигне «Пустота» [6] – применительно к описанию

свойств расслоенного электромагнитного вакуума и бинарной вакуумной электродинамики;

- Зеленой Алсигне «Частицы» [7] – при описании метрико - динамических структур практически всех элементарных частиц, кварков и др. объектов, присутствующих в Стандартной модели;

- Голубой Алсигне «Гравитация» [8] – в отношении метрико - динамического описания межпланетарных и межзвездных взаимодействий (т.е. вакуумной гравитации).

Алсигна предлагает себя, как продолжение общей теории относительности А. Эйнштейна, и в качестве альтернативы теории суперструн.



Между исходными логическими предпосылками Алсигны и теории суперструн – «пропасть». Но, вместе с тем, именно струнные теоретики наиболее подготовлены к восприятию Алсигны, поскольку свето - геометрия вакуума и струнные теории опираются на схожие математические идеи: общая ковариантность уравнений, суперсимметрия коммутативных и антикоммутативных алгебр, продольные и поперечные расслоения пространства, топология расслоений, Риччи-плоское состояние усредненного вакуума, согласование вакуумных подсистем и т.д.

На взгляд автора, на основании симбиоза метрико-динамического подхода Алсигны и вероятностных методов описания сложных внутри вакуумных процессов, возможно образование непротиворечивой и замкнутой системы аксиом, которые могут быть положены в основу единого взгляда на все сущее во внешней Реальности.

Не исключено, что, если хотя бы небольшая часть интеллектуальных усилий струнных теоретиков была направлена на развитие данного направления исследований, то через короткое время человечество получило бы завершённую теорию вещества удивительной красоты и колоссальной предсказательной силы.