

Основные парадоксы статистической классической физики и квантовой механики.

Купервассер Олег,

Московский Государственный Университет

E-mail:

olegkup@yahoo.com

2009 год

Аннотация.

Статистическая классическая механика и квантовая механика - это две разработанные и хорошо известные теории. Они представляют собой основу современной физики. Статистическая классическая механика получает свойства больших тел, исследуя движения мельчайших атомов и молекул, из которых эти тела состоят, используя классические законы Ньютона. Квантовая механика определяет законы движения мельчайших частиц на малых атомных расстояниях, рассматривая их как волны вероятности. Законы квантовой механики описываются уравнением Шредингера. Законы такого движения очень отличаются от законов движения крупных тел, таких как планеты или камни. Описанные две теории давно известны и хорошо изучены. Тем не менее, они содержат ряд парадоксов. Это заставляют многих ученых усомниться во внутренней непротиворечивости этих теорий. [9], [35]. Однако данные парадоксы могут быть разрешены в рамках существующей физики, без введения каких либо новых законов¹. Чтобы сделать изложение понятным даже для неподготовленного читателя, мы вводим в этой статье некоторые необходимые основные понятия статистической физики и квантовой механики без использования формул. Необходимые точные формулы и разъяснения к ним могут быть найдены в Приложениях. Текст снабжен иллюстрациями для лучшего понимания текста. В дальнейшем в статье обсуждаются парадоксы, лежащие в основе термодинамики и квантовой механики. Дано их разрешение с точки зрения влияния внешнего наблюдателя (окружающей среды), разрушающего **дополнительные неустойчивые микроскопические корреляции между микроскопическими параметрами системы, или ограниченности самопознания системы** (в смысле полного описания ее состояния и предсказания ее будущего) в случае, когда и наблюдатель, и окружающая среда включены в систему. Введены понятия **Наблюдаемая Динамика**,

¹ Пайерлс [7], Менский [46] считают, что для разрешения парадокса измерения в квантовой механике необходимо изменение законов квантовой физики путем введения в нее понятие «сознания». Пенроуз [44], [45], Легет [10] считают, что законы квантовой механики нарушаются для достаточно больших макроскопических тел. Однако без введения новых законов уже были успешно разрешены многие другие проблемы физики. Такие как, например, парадокс Гиббса [4] или интерпретация спина как собственного момента вращения Дираковского электрона [5]. Иногда нарушение симметрии Жизни или Вселенной (таких как симметрия направления времени или правого и левого) видят в фундаментальном слабом взаимодействии. Примером может служить работа Элицура [59]. Слабое взаимодействие на самом деле нарушает эти симметрии. Однако в данной работе мы пренебрежем этими малыми эффектами и будем искать иные причины асимметрии.

Идеальная Динамика и Непредсказуемая Динамика. Дано рассмотрение явления в сложных системах (в живых системах) с точки зрения этих Динамик.

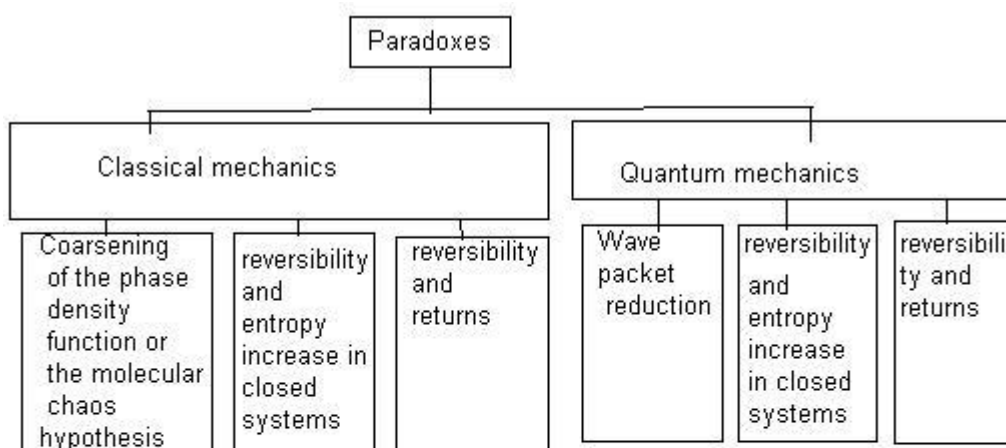


Figure1 Paradoxes in Classical and Quantum mechanics

Оглавление.

Введение.	4
1. Главные парадоксы классической статистической физики.	5
1.1 Макроскопические и микроскопические параметры физических систем. [1],[2].	5
1.2 Фазовое пространство и фазовые траектории. [1],[2]	6
1.3 Эргодичность и перемешивание. [34], [35], [9]	7
1.4 Обратимость и теорема Пуанкаре.	8
1.5 Энтропия. [1], [2], [29]	8
1.6 Эволюция макроскопической энтропии для хаотических систем.	10
1.7 Второе начало термодинамики и связанные с ним парадоксы.	12
1.8 Дополнительные микроскопические корреляции и их связь с парадоксами статистической физики.	12
2. Главные парадоксы квантовой механики.	14
2.1 Основные понятия квантовой механики – волновая функция, уравнение Шредингера, амплитуда вероятности, измеряемые величины, соотношение неопределенности Гейзенберга. [3], [36]	14
2.2 Чистые и смешанные состояния. Матрица плотности. [3], [15], [29]	15
2.3 Свойства изолированной квантовой системы с конечным объемом и конечным числом частиц. [29]	16
2.4 Теория измерений в квантовой механике. [3], [29] (Приложение J, O, P)	16
2.5 Сложность в попытке «классической» интерпретации квантовой механики: введение скрытых параметров и парадокс ЭПР. [3]	17
2.6 Задача двух щелей как иллюстрация сложностей квантовой механики.	20

2.7 Парадокс Шредингеровского Кота [51] и спонтанная редукция.[3]	23
2.8 Парадокс Зенона или «парадокс котелка, который никогда не закипит».....	25
2.9 Квантовые корреляции состояний системы и их связь с парадоксом Шредингеровского Кота.....	25
3. Интерпретации квантовой механики. Их нерелевантность для решения парадоксов.	26
3.1 Многомировая интерпретация. [37], [38],[3].	26
3.2 Копенгагенская интерпретация.	28
3.3 Интерпретация через скрытые параметры.[3], (Приложение S, T, U)	29
4. Определение полной физической системы в теории измерений.	29
5. Разрешение парадокса Шредингеровского кота.....	30
6. Разрешение парадоксов Лошмидта и Пуанкаре в классической механике. Объяснение закона роста макроскопической энтропии.....	32
7. Аналогия между квантовой механикой (КМ) и классической статистической механикой (КСМ). (Приложение N).....	35
8. Синхронизация стрел времени/декогеренция.	37
9. Закон возрастания энтропии и синхронизация стрел времени/декогеренция в теории гравитации.	39
10. Идеальная и Наблюдаемая Динамика.	42
10.1 Определение Идеальной и Наблюдаемой Динамики. Почему необходима Наблюдаемая Динамика?	42
10.2 Чем ограничивается выбор макроскопических переменных Наблюдаемой динамики?.....	45
10.3 Методы получения Наблюдаемой Динамики.(Master equations).....	47
10.4 Разрешение парадокса Зенона с точки зрения Наблюдаемой Динамики. Экспоненциальный распад частиц– закон Наблюдаемой, а не Идеальной Динамики.	47
10.5 Примеры различных методов получения Наблюдаемых Динамик путем «огрубления» («размазывания»): уравнение Больцмана и Новая Динамика Пригожина.	48
11. Непредсказуемая Динамика.....	50
12. Жизнь и смерть.....	54
12.1 Жизнь с точки зрения физики – предыдущие работы.	54
12.2 Жизнь как процесс сопротивления процессу релаксации и декогеренции. Сохранение при этом как макроскопических корреляций, так и дополнительных классических (или квантовых) корреляций.....	56
12.3 Синергетические системы - модели физических свойств сложных (живых) систем.....	57
12.4 Гипотетические последствия взгляда на жизнь как средство сохранения корреляций.	61
13. Заключение.....	64
Приложение А Функция фазовой плотности. [1], [2], [9]	66
Приложение В Определения энтропии. [1], [2], [9], [29]	66
Приложение С. Доказательство теоремы Пуанкаре о возвратах. [2].....	67
Приложение D . Корреляция. [56]	67
Приложение Е.Термодинамическое равновесие изолированной системы. Микроканоническое распределение. [2], [9].....	68
Приложение F .Теорема о неизменности объема фазовой «жидкости». [1], [2]	68
Приложение G. Основные понятия квантовой механики. [36], [3], [15]	70
Приложение I. Матрица плотности. Чистое и смешанное состояние. [15], [29]	72
Приложение К. Огрубление функция фазовой плотности и гипотеза молекулярного хаоса. [33], [2]	75

Приложение L. «Новая динамика» Пригожина. [9], [12]	76
Приложение M. Невозможность самопредсказания системы.	76
Приложение N. Соответствие квантовой и классической механик. Таблицы.	77
Приложение O. Редукция системы при измерении. [29], [3].....	78
Приложение P. Теорема о декогеренции при взаимодействии с макроскопическим прибором.[3], [30]	79
Приложение R. Парадокс Зенона. Теорема о непрерывно наблюдаемом котелке, который никак не закипает. [3]	80
Приложение S. Парадокс Эйнштейна — Подольского — Розена. [3]	82
Приложение T. Неравенство Белла.[3]	83
Приложение U. Теория волны-пилота де Бройля — Бома. [3]	86
Приложение V. Водоворот Эшера, где скрещиваются все уровни. [58].....	87
Литература.....	90

Введение.

В самом начале этой статьи следует сделать несколько крайне важных замечаний.

1) Эта статья **не является** философской работой на тему основ физики, как некоторые другие работы посвященные парадоксам квантовой механики. Мы рассматриваем разрешение парадоксов физики научными методами и обсуждаем, как можно построить физику, исключая эти парадоксы, и условия, при которых это возможно. Не понимание основ физики, приводящее к этим парадоксам, приводит к ряду вполне физических, а отнюдь не философских ошибок.

2) Эта работа **не является** попыткой дать очередную новую интерпретацию квантовой механики. Все интерпретации (например, многомировая интерпретация, Копенгагенская и т.д.) лишь пытаются дать более или менее наглядное толкование квантовой механики, не разрешая её парадоксов и не внося ничего нового в саму физику явления. Автор считает все существующие разумные интерпретации допустимыми и дает разрешение парадоксов не связанное с той или иной конкретной интерпретацией, а основанное на самой физике явления.

3) Эта работа **не является** научно-популярной статьей и включает в себя новые, оригинальные идеи. Мы обращаемся в этой статье к очень широкой аудитории, включающей биологов, физиков из самых различных областей этой науки (квантовая механика, статистическая физика, термодинамика и нелинейная динамика), специалистов по компьютерным наукам. Поэтому мы дали популярный обзор основ физики, который хотя может показаться тривиальным для одних специалистов, но, тем не менее, будет очень полезен для других специалистов (в том числе и для физиков из различных областей физики). Автор считает **крайне важным** сохранить эту часть статьи. Кроме того, в тексте нет формул, а лишь поясняющие текст рисунки. Все формулы вынесены в Приложения и необязательны для понимания текста. Следует отметить, что автор не является пионером подобного стиля изложения. Примером служат книги Пенроуза [44], [45], Хофштадтера [58], Менского [46], Ликата [85] которые не являются научно-популярными, несмотря на видимый «легкий» стиль изложения. Автор является сторонником именно такого стиля изложения. Хотя автор и не включает себя сам в число

этих очень выдающихся ученых, он крайне надеется, что и ему позволят последовать их заразительному примеру.

4) Эта статья **не является** просто обзором уже сделанных работ (хотя этому уделено много места), но включает в себя и оригинальные идеи автора.

5) Автор **не пытается** открыть новых законов физики. Все рассмотрение идет в рамках уже существующей физики. Мотивацией для написания этой статьи послужил тот факт (и также парадокс!), что автор не встретил **ни одной** статьи или учебника физики, где дается исчерпывающее и полное объяснение этих парадоксов физики и следствий из них вытекающих. Более того, во многих работах они или обходятся молчанием, или утверждается их «неважность» для «практической» физики. В других работах их изложение или не полно (например, исчерпывается только лишь одной декогеренцией) или вообще не ясно. Во многих работах их разрешение пытаются увязать неразрывно только с той или иной конкретной интерпретацией физики (как правило, многомировой) или изобрести новые законы физики для их объяснения.

1. Главные парадоксы классической статистической физики.

1.1 Макроскопические и микроскопические параметры физических систем. [1],[2].

Начнем со статистической физики. Посмотрим на течение газа из сопла ракетного двигателя.

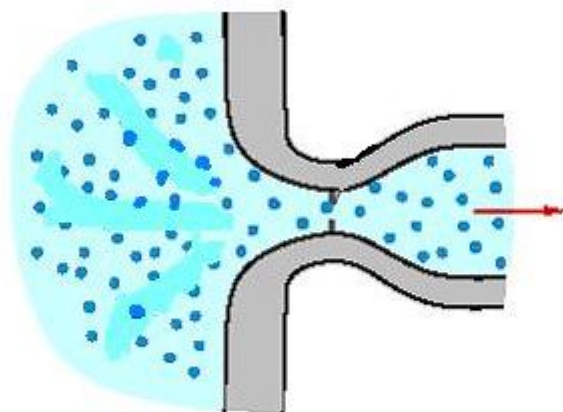


Рис2. Истечение газа из сопла. Показаны, в увеличенном размере, на самом деле невидимые невооруженным глазом молекулы газа.

Мы увидим распределение плотности и скорости вытекающего газа, но лишь для больших объемов. Эти объемы включают огромное число невидимых молекул. Подобные легко наблюдаемые распределения скорости и плотности газа в пространстве называются **макроскопическими параметрами** системы. Они дают неполное, частичное описание системы. Полный набор ее параметров определяется скоростями и позицией всех молекул газа. Такие параметры называется **микроскопическими параметрами**. Сам вытекающий

газ называется наблюдаемой **системой**. Система называется **замкнутой**, если она не взаимодействует с окружением. **Внутренней энергией** системы называется суммарная энергия всех ее молекул.

В дальнейшем, если не оговорено иное, мы будем рассматривать замкнутые системы с заданной внутренней энергией и конечным объемом.

1.2 Фазовое пространство и фазовые траектории.[1],[2]

Введем многомерное пространство. Осями этого пространства будут координаты и скорости всех молекул системы. Тогда сама система будет изображаться точкой этого пространства. Положение этой точки будет давать полное микроскопическое описание системы. Подобное пространство называется **фазовым пространством** системы. Изменение состояния системы описывается движением точки в этом пространстве и называется **фазовой траекторией**.

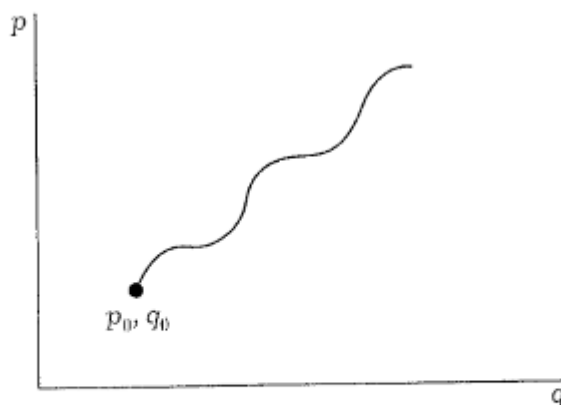


Figure 3. Траектория в фазовом пространстве. Динамическое состояние представлено точкой в фазовом пространстве p, q . Эволюцию во времени описывает траектория, которая исходит из начальной точки p_0, q_0 . (Рис. из [17])

Пусть известны только макроскопические параметры, а микроскопические параметры неизвестны. Тогда систему можно описать непрерывным набором точек, отвечающим этим макроскопическим параметрам. Это **фазовый объем («облако»)** системы или, иначе, **ансамбль Гиббса**. Все точки этого объема равновероятны и соответствуют разным микроскопическим, но одинаковым макроскопическим параметрам. (Смотри Приложение А) [1], [2]

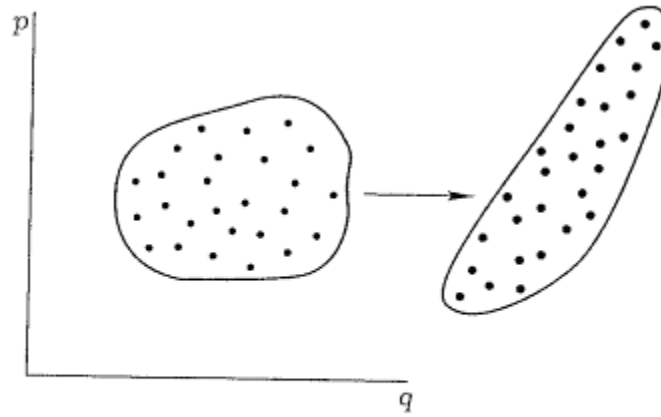


Figure 4. Ансамбли в фазовом пространстве. Ансамбль Гиббса представлен облаком частиц, отличающихся начальными условиями. Форма облака изменяется со временем. (Рис. из [17])

Для каждого набора макроскопических параметров (**макроскопическое состояние**) можно найти бесконечное число соответствующих ему наборов микроскопических параметров (**микроскопических состояний**). Для того чтобы сделать это число конечным, разобьем фазовое пространство на отдельные очень малые ячейки. Такой метод называют **дискретизацией** непрерывного пространства. При таком рассмотрении систему с конечным объемом и заданной внутренней энергией можно описать очень большим, но **конечным** числом состояний. Каждому макроскопическому состоянию теперь соответствует большой, но конечный набор микроскопических состояний. Для большинства систем подавляющее число из всех их возможных микроскопических состояний относится к одному главному макроскопическому состоянию. Оно называется **термодинамически равновесным состоянием**. Например, для газа в заданном объеме, оно соответствует равномерному распределению этого газа по объему. (Смотри **Приложение Е.**) [1], [2]

1.3 Эргодичность и перемешивание. [34], [35], [9]

Большинство реальных систем обладает свойством **эргодичности** [9], [35]: почти любая фазовая траектория должна с течением времени побывать во всех микросостояниях, возможных в системе. (Мы здесь имеем в виду микросостояния после дискретизации). В каждом микросостоянии система находится примерно равное время. Эргодические системы обладают замечательным свойством. Возьмем среднее по времени значение любого макропараметра для траектории. Оно будет одинаково для всех траекторий и совпадает со средним по ансамблю систем, описывающему термодинамическое равновесие.

Подавляющее большинство реальных систем обладает более сильным свойством **хаотичности или перемешивания** (так называемая **теорема КАМ**) [9], [35]: в окрестности любой начальной точки фазового пространства всегда существует другая

точка, такая, что фазовые траектории, выходящие из этих двух точек, расходятся экспоненциально быстро [34], [9].

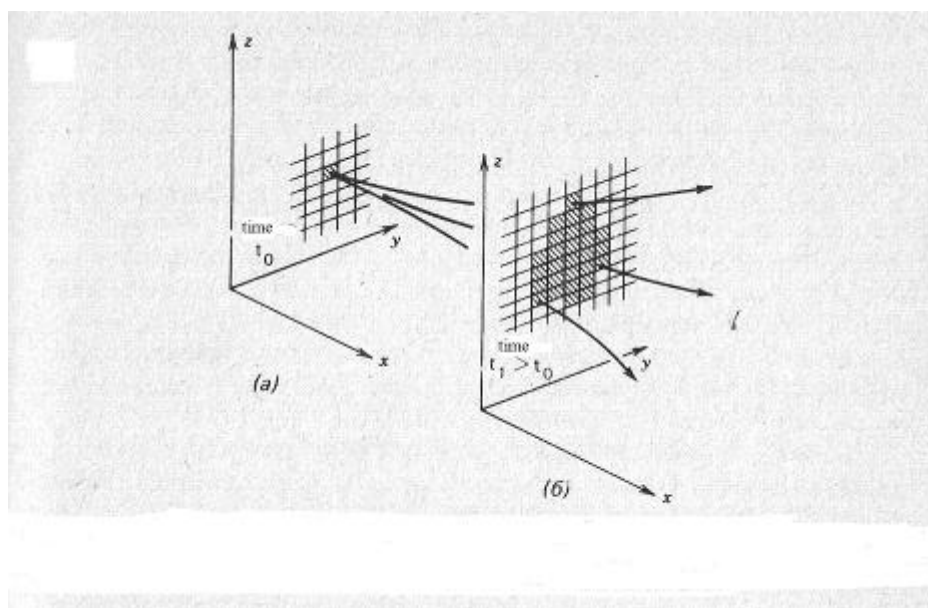


Figure 5. Иллюстрация увеличения неопределенности, или потери информации, в динамической системе. Заштрихованный квадрат в момент времени $t=t_0$ показывает неопределенность знания начальных условий. (Рис. из [12])

Экспоненциальная быстрота определяется следующим образом: если за 1 секунду траектории расходятся в два раза от начальной величины, то за следующую секунду они разойдутся уже в 4 раза от начальной величины, ещё за следующую секунду в 8 раз от начальной величины и т.д. Это очень быстрый тип расходимости. Системы, обладающие свойством перемешивания, всегда являются эргодическими.

1.4 Обратимость и теорема Пуанкаре.

Изменение микросостояний **обратимо**. Для каждой фазовой **траектории** существует обратная ей траектория, полученная изменением всех скоростей молекул на противоположные значения. Это эквивалентно прокручиванию пленки фильма, снятого о системе, в обратном направлении.

подавляющая часть фазовых траекторий спустя возможно очень большое время должно вернуться в исходное микросостояние, из которого оно вышло. Это утверждение называется **теоремой Пуанкаре** о возвратах. (Смотри **Приложение С.**) [2] Большинство реальных систем являются хаотическими и обладают неустойчивостью и быстрой расходимостью фазовых траекторий из первоначально близлежащих микросостояний. Поэтому у таких систем время возврата неодинаково и сильно зависит от точного положения начальной точки фазового пространства внутри ячейки, определяющей ее начальное микросостояние. Но для очень узкого класса так называемых **интегрируемых систем** это время возврата примерно одинаково для всех точек начальной фазовой ячейки и эти возвраты происходят периодически или почти периодически.

1.5 Энтропия. [1], [2], [29]

Введем базисное для статистической механики понятие **макроскопической энтропии**. Пусть некоторому макроскопическому состоянию соответствует 16 микросостояний.

Какое минимальное число вопросов, допускающих только ответы «да» или «нет», нужно задать, чтобы выяснить, в каком из микроскопических состояний находится система? Если последовательно спрашивать о каждом микросостоянии может потребоваться до 15 вопросов. Но можно поступить и хитрее. Разобьем все микроскопические состояния на две группы, по 8 микросостояний в каждой группе. Первый вопрос будет, к какой группе относится искомое микросостояние? Затем, указанную группу разобьем на две подгруппы по 4 микросостояния в каждой и зададим тот же вопрос. Продолжим эту процедуру до получения группы из одного искомого микросостояния. Нетрудно подсчитать, что потребуется лишь четыре таких вопроса. Это и будет минимальное число вопросов. Оно носит название **макроскопической энтропии**. [1], [2], [29] (Смотри **Приложение В**) Ясно, что чем больше микросостояний соответствует макроскопическому состоянию, тем выше его энтропия. Соответственно, термодинамически равновесное состояние имеет максимальную энтропию. Часто говорят, что энтропия является мерой беспорядка. Это естественно. Чем больше беспорядка в системе, тем больше вопросов нужно задать, чтобы понять, в каком точно состоянии система находится. Зачем нам нужно вводить эту «заумную» энтропию? Можно ведь просто использовать число микросостояний! Но энтропия обладает замечательным свойством. Пусть мы имеем систему, состоящую из двух несвязанных подсистем. Энтропия полной системы это сумма энтропий двух её подсистем. Действительно, ведь это общее число вопросов об их состояниях, которые просто складываются. А числа микросостояний перемножаются! Суммировать же всегда проще, чем перемножать.

Статистическая механика формулирует несколько важных свойств физических систем: Пусть начальное макроскопическое состояние описывается неким фазовым объемом. Существует теорема, доказывающая, что при обратимом Ньютоновском процессе эволюции системы этот фазовый объем сохраняется (Смотри **Приложение F**.) [2]. Соответственно сохраняется и соответствующее ему число микросостояний. Энтропия, соответствующая этому набору состояний, называется **энтропией ансамбля** систем. Из свойства сохранения фазового объема следует, что энтропия ансамбля постоянна во времени.

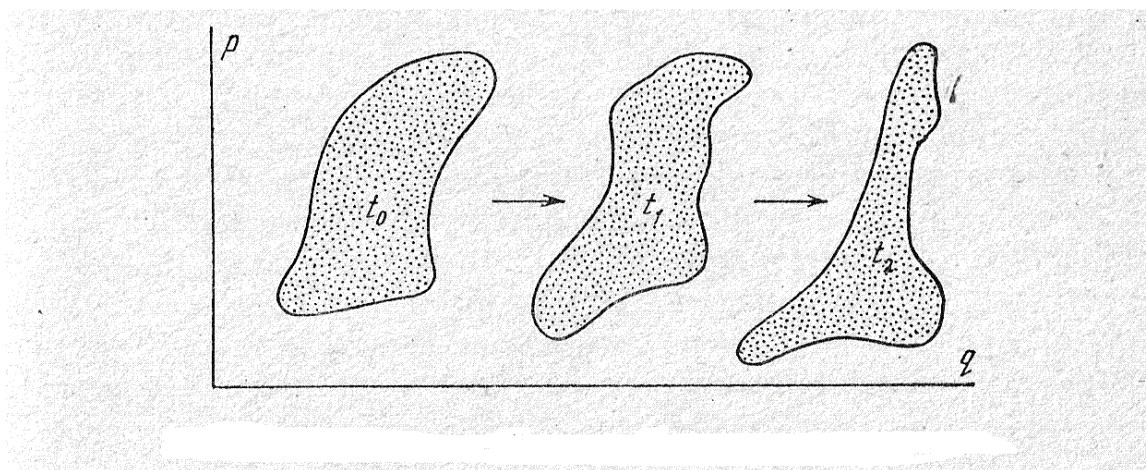


Figure 6. Сохранение объема в фазовом пространстве. (Рис. из [14])

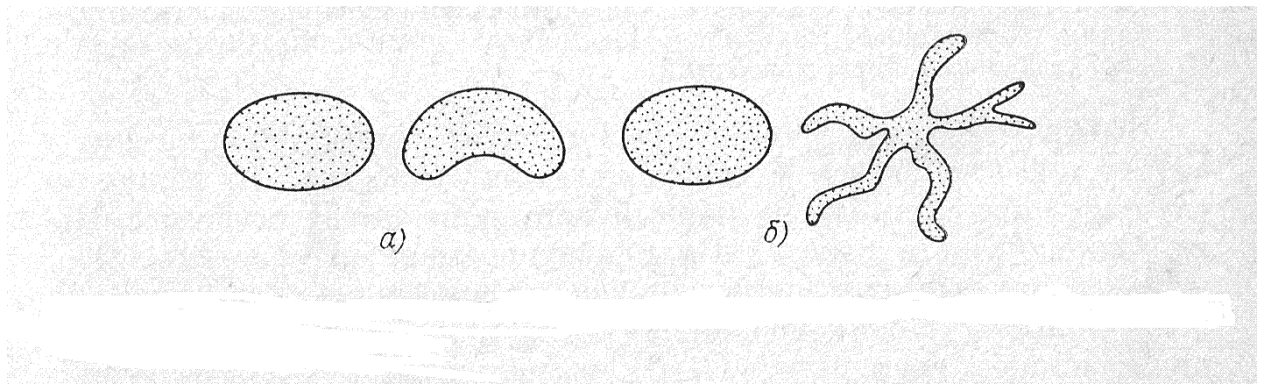


Figure 7. Изменение элемента фазового объема в устойчивом а) и неустойчивом б) случаях. (Рис. из [13])

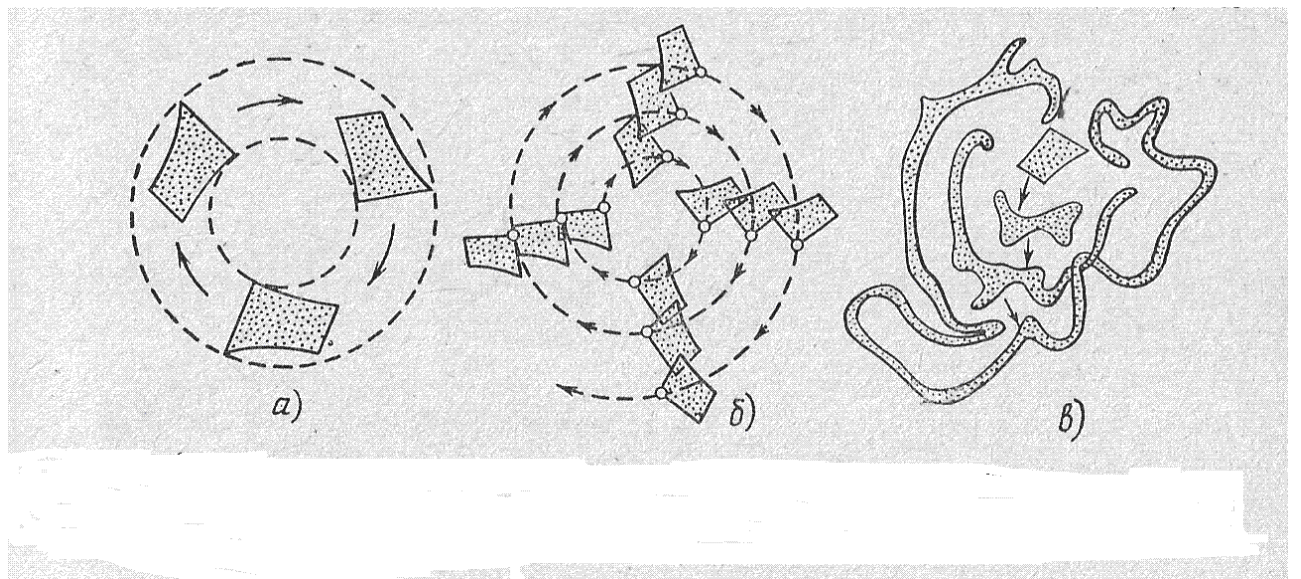


Figure 8. Различные типы потоков в фазовых пространствах: а) неэргодический поток б) эргодический поток без перемешивания в) поток с перемешиванием. (Рис. из [14])

1.6 Эволюция макроскопической энтропии для хаотических систем.

Из свойств эргодичности следует, что система, изображаемая точкой в фазовом пространстве, из почти любого первоначального состояния спустя некоторое время перейдет в термодинамически равновесное состояние, и будет находиться в этом состоянии *большинство* времени. Это связано с тем, что большинство микросостояний системы, через которые она проходит в процессе эволюции, отвечает термодинамически равновесному состоянию.

Термодинамически равновесное состояние обладает максимальной макроскопической энтропией. Даже если в начальном состоянии макроскопическая энтропия была мала, при переходе к термодинамическому равновесию она очень сильно возрастет. Это свойство противоположно свойству энтропии ансамбля, которая остается постоянной. Эта разница связана с тем, что энтропия ансамбля определяется начальным набором микросостояний. В то время как макроскопическая энтропия определяется набором микросостояний, которые соответствуют текущему макроскопическому состоянию. Для термодинамического равновесия это число микросостояний очень велико.

Для хаотических систем (систем с перемешиванием) верна следующая теорема:

Процессы изменения *макропараметров*, протекающие с уменьшением макроскопической энтропии, сильно неустойчивы по отношению к малому внешнему шуму. При этом процессы изменения *макропараметров*, связанные с ростом макроскопической энтропии, являются наоборот устойчивыми².

Докажем это. Рассмотрим вначале процесс с ростом энтропии. Пусть начальное состояние системы описывается неким макроскопическим состоянием, далеким от термодинамического равновесия. Такое состояние характеризуется компактным (замкнутым и ограниченным) и выпуклым (содержащим отрезок, соединяющий любые две его точки) фазовым объемом. Поскольку систем хаотическая, в окрестности каждой точки будет и другая, с которой она экспоненциально удаляется. Из-за сохранения фазового объема (Смотри **Приложение F .**) в окрестности каждой фазовой точки всегда будет и другая, с которой она экспоненциально сближается, а не только удаляется. В результате, из малого компактного начального фазового объема образуется размазанный по всему фазовому пространству объем, который является уже не выпуклым множеством. Он обладает огромным количеством «рукавов» или «ветвей». При этом сам полный объем фазовой «капли» сохраняется. «Рукава» экспоненциально расширяются вдоль их длины и экспоненциально сжимаются вдоль их ширины. С течением времени число «рукавов» или «ветвей» растет, они причудливо изгибаются и покрывают своей «сетью» весь фазовый объем. Этот процесс называют **растеканием фазовой «капли»** [9], [35]. Пусть малый внешний шум выбросил фазовую точку за пределы «рукава» фазовой капли. Но процесс сжатия идет перпендикулярно «рукаву» и фазовая точка будет приближаться к «рукаву», а не удаляться от него. Это означает, что процесс растекания фазовой капли устойчив к шуму.

К тому же, шум может влияния сильно на микросостояние, но не макросостояние. Макросостояние соответствует огромному числу микросостояний молекул. Хотя внешний шум может сильно изменить состояние каждой одиночной молекулы, но полный вклад всех молекул в макросостояние остается неизменным. Это связано с "законом больших чисел" в теории вероятности [56]. Большинство микросостояний, соответствующих некоторому текущему макросостоянию, приводят к росту энтропии, потому что вероятность такого развития намного больше. Когда фазовая капля растечется почти вдоль всей поверхности постоянной энергии, её макросостояние будет соответствовать просто обычному термодинамическому равновесию. При этом даже уже не малый шум уже не может заметно повлиять на ее макросостояние, поскольку подавляющее большинство микросостояний в системе отвечают именно этому состоянию.

Теперь рассмотрим обратный процесс, идущий с уменьшением энтропии. Начальное состояние определяется набором точек фазового пространства, полученных из конечного состояния прямого процесса (растекшейся «фазовой капли») путем обращением скоростей всех молекул. При обращении скоростей начальная форма растекшейся «фазовой капли» не меняется. Но направление сжатия из-за обращения скоростей уже не перпендикулярно, а параллельно её «веткам». Вместо растекания фазовой капли будет происходить её сжатие. Пусть малый внешний шум выбросил фазовую точку за пределы «рукава» фазовой капли. Но процесс расширения идет уже перпендикулярно «рукаву» и фазовая точка будет удаляться от него, а не приближаться. Это означает, что процесс сжатия фазовой капли неустойчив к шуму.

² На самом деле, рассмотрим простой пример роста энтропии идеального газа, расширяющегося из малого объема ящика до полного заполнения этого ящика. Если процесс расширения устойчив к малому шуму, то обратный процесс сжатия легко предотвращается таким малым внешним шумом, рассеивающим молекулы.

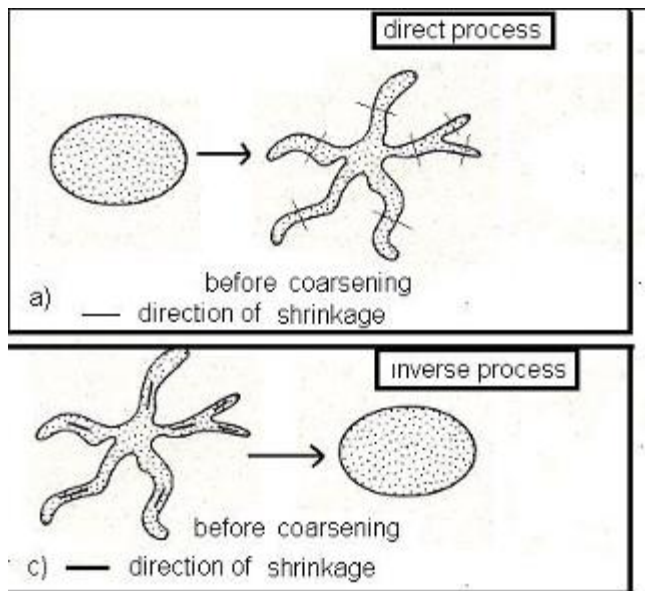


Figure 9. Direct process with macroscopic entropy increasing and its inverse process. Directions of shrinkage are denoted.

1.7 Второе начало термодинамики и связанные с ним парадоксы.

Теперь мы готовы определить второе начало термодинамики и вносимые им парадоксы. **Второе начало гласит: в замкнутых системах конечного объема макроскопическая энтропия не может уменьшаться, а может только лишь расти или не меняться. Со временем макроскопическая энтропия достигает максимума в состоянии термодинамического равновесия [1], [2].**

Главный парадокс состоит в противоречии этого закона **возрастания энтропии** с описанными выше базисными свойствами статистической физики. Действительно, из обратимости следует, что на каждый процесс с увеличением энтропии есть обратный процесс с таким же её уменьшением. Это **парадокс Лошмидта**. Кроме того, из теоремы Пуанкаре о возвратах следует, что рано или поздно система вернется в прежнее состояние и, следовательно, и ее энтропия также вернётся к начальному значению! Это **парадокс Пуанкаре**.

С этими двумя парадоксами тесно связано понятие **корреляций** скоростей и положений молекул, составляющих физические тела.

1.8 Дополнительные микроскопические корреляции и их связь с парадоксами статистической физики.

Корреляция является количественной мерой зависимости переменных (В нашем случае это мера зависимости скоростей и положений молекул). Наиболее известна **корреляция Пирсона**. Она является мерой **линейной** зависимости двух переменных. (Смотри **Приложение D.**) Очевидно, что существуют гораздо более сложные зависимости и соответствующие им более сложные корреляции. Корреляции между различными переменными приводят к **ограничениям** на возможность выбора тех или иных значений этих переменных.

Одним из факторов, обеспечивающих корреляцию, является знание макроскопического состояния системы. Действительно, теперь уже не все, а лишь некоторые микросостояния могут соответствовать данному макроскопическому состоянию. Таким образом, их набор уже ограничен, что приведет к возникновению ограничения на скорости и положения

молекул, определяющих возможные микросостояния системы. Следует отметить, что все такие **корреляции являются макроскопическими и описываются как зависимость между макроскопическими параметрами системы**. У макроскопических состояний с низкой энтропией ограничения на выбор возможных микросостояний велики и, соответственно, велико число возможных макроскопических параметров и корреляций между ними. У системы находящейся при термодинамическом равновесии энтропия достигает максимума, а число возможных макроскопических параметров и корреляций между ними мало.

Дополнительные или микроскопические корреляции [33], определяются знанием не только текущего макроскопического состояния, но и макроскопической истории системы. Пусть физическая система эволюционировала из начального макроскопического состояния в некое другое текущее макроскопическое состояние. При этом не все микроскопические состояния, отвечающие текущему макроскопическому состоянию возможны. Только такие состояния, которые при обращении скоростей молекул приводят к начальному состоянию, могут быть рассмотрены (свойство обратимости движения.). Это накладывает дополнительные ограничения (корреляции) на набор микросостояний, соответствующих текущему макроскопическому состоянию. **Дополнительную корреляцию** можно определить по-другому, не через знание прошлого, а через знание будущего. Согласно теореме Пуанкаре система должна вернуться в известное начальное макроскопическое исходное состояние через некоторое, заранее известное время. Зная некое текущее макроскопическое состояние и зная, когда в будущем произойдет возврат, мы можем наложить дополнительные ограничения (корреляции) на набор микросостояний, соответствующих этому текущему макроскопическому состоянию. Из определения этих **дополнительных корреляций** видно, что они тесно связаны с парадоксами Пуанкаре и Лошмидта. Именно существование этих **дополнительных корреляций** (дополнительных по отношению к **макроскопическим корреляциям**, определяемых заданием макросостояния) приводит к нарушению закона возрастания энтропии и обеспечивает возможность возвратов и обратимости, наблюдаемых в парадоксах Пуанкаре и Лошмидта.

Одним из основных свойств **дополнительных или микроскопических корреляций** является **неустойчивость** динамики этих дополнительных корреляций. При взаимодействии разных частей системы или взаимодействии этой системы с окружающими системами (в том числе и наблюдателем) дополнительные корреляции исчезают, а, точнее говоря, «растекаются» между частями системы и/или между самой системой окружающими ее системами. Пусть имеется некое начальное состояние с низкой энтропией. После некоторого малого времени происходит первые столкновения между молекулами. Их положения и скорости становятся коррелированными (это можно проверить, обратив скорости). Коррелированы пока что лишь близкие пары столкнувшихся молекул. Однако, по мере роста числа столкновений, возникающие корреляции будут включать все больше молекул и распространятся по все большему объему системы. Происходит "растекание" корреляций по системе [33].

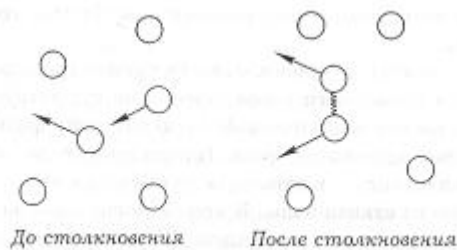


Рис. 3.2. Столкновения и корреляции. Столкновения двух частиц создает корреляцию между ними (условно изображенную волнистой линией).

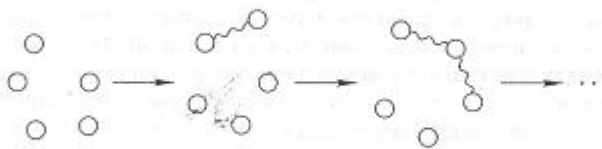


Рис. 3.3. Поток корреляций. Последовательные столкновения приводят к возникновению парных, тройных, ... корреляций.

Figure 10. Рассеяние и корреляции. Поток корреляций. (Рис. из [17])

Аналогично, если система состоит из двух не взаимодействующих систем, корреляции будут существовать только внутри каждой системы. Возвраты и обратимость возможны для каждой из таких подсистем. Пусть есть хотя бы малое взаимодействие между этими подсистемами. Тогда корреляции "перетекут" из одной подсистемы в другую, и эти две системы станут зависимыми. Соответственно, будет возможен только их совместный возврат или обратимость.

2. Главные парадоксы квантовой механики.

2.1 Основные понятия квантовой механики – волновая функция, уравнение Шредингера, амплитуда вероятности, измеряемые величины, соотношение неопределенности Гейзенберга.[3], [36]

Чтобы дальнейшее изложение было яснее, определим вначале основные понятия квантовой механики.

Движение в квантовой механике описывается не траекторией, а **волновой функцией**. Это волна вероятности, а точнее волна "**амплитуды вероятности**". Это означает, что квадрат амплитуды волновой функции в некоторой точке дает вероятность нахождения частицы в этой точке. Движение этой волны вероятности во времени описывается **уравнением Шредингера** [36]. Это линейное уравнение, т.е. сумма двух его решений также являются решением. Таким образом, амплитуды вероятностей суммируются, но не сами вероятности, поскольку они получаются из амплитуд возведением в квадрат. Это и вносит элемент нелинейности в процесс распространения волновой функции.

Любая измеряемая величина (например, импульс) описывается ортонормальным, полным набором функций (набор собственных функций измеряемой величины). Волновая функция может быть разложена по этому набору функций. Каждая из функций набора соответствует некому определенному значению (собственному значению) измеряемой величины. Коэффициенты разложения дают амплитуду вероятности для каждого такого значения. Если волновая функция совпадает с собственной функцией измеряемой величины, то эта величина имеет в этом состоянии одно определенное значение. Если же

нет – мы можем указать лишь вероятности для различных значений измеряемой величины.

Понятие скорость частицы теперь не имеет никакого физического смысла, поскольку нет траектории, а есть лишь «волна вероятности» [36]. Импульс теперь определяется не через скорость, а через коэффициенты разложения волны вероятности на набор собственных функций импульса. Этот набор функций аналогичен ортонормальному, полному набору Фурье функций в Фурье анализе.

Собственные функции координаты пропорциональны Дельта-функциям Дирака. Коэффициент разложения волновой функции для такой функции дается значением волновой функции в точке, где Дельта-функция Дирака обращается в бесконечность. Это соответствует приведенному ранее смыслу волновой функции как амплитуды вероятности.

Поскольку импульс и координата соответствуют различным наборам собственных функций [36], никакая волновая функция не может иметь одновременно точные значения импульса и координаты, в противоположность классической механике. Причина связана с различием определений этих величин в квантовой и классической механике. Это и есть знаменитая **неопределенность Гейзенберга**. [36] (Смотри Приложение G.).

2.2 Чистые и смешанные состояния. Матрица плотности. [3], [15], [29]

Наиболее полное описание квантовой системы дает её волновая функция. Это, так называемое, **чистое состояние**. Для классической механики это была точка в фазовом пространстве. Каков аналог ансамбля систем в классической статистической физике (облако точек в фазовом пространстве)? Это набор волновых функций, где каждой функции соответствует её вероятность (а не «амплитуда вероятности!»). Так определяется **смешанное состояние** квантовой системы.

Пусть некоторая система является частью некоторой большей системы. Тогда, даже если большая система описывается чистым состоянием, для описания только меньшей подсистемы в общем случае необходимо использовать смешанное состояние.

Пусть, например, малая квантовая система взаимодействует с прибором, который находится в чистом состоянии. Тогда большая система (прибор – малая квантовая система) описывается чистым состоянием, но сама малая квантовая система после измерения описывается уже смешанным состоянием.

Для единообразного описания смешанных и чистых состояний используют матрицы плотности. [15] Выберем некоторую измеряемую величину и соответствующей ей набор ортонормальных функций. Тогда матрица плотности в представлении этих функций описывается квадратной матрицей. Каждой такой функции соответствует диагональный элемент матрицы плотности. Он равен вероятности найти систему в состоянии, определяемой этой функцией.

Недиагональные элементы матрицы плотности определяют разницу между чистым и смешанным состояниями. В чистом состоянии недиагональные элементы матрицы плотности имеют максимальное значение, для смешанных состояний их величина уменьшается и может стать равной нулю. Величина недиагональных элементов является мерой корреляции между состояниями системы, определяемыми базисными функциями матрицы плотности. Матрицу плотности всегда можно переписать в другом ортонормальном базисе функций, соответствующем какой-либо другой измеряемой величине. Эволюция во времени матрицы плотности заменяет эволюцию волновой функции в чистом состоянии или ансамбля (набора) волновых функций в смешанном состоянии. Вид этих уравнений в обоих случаях одинаков, что и обуславливает удобство в использовании матрицы плотности вместо набора волновых функций. (Смотри Приложение I.)

2.3 Свойства изолированной квантовой системы с конечным объемом и конечным числом частиц. [29]

Так же как мы сделали и для классических систем, рассмотрим здесь свойства изолированной (замкнутой) квантовой системы в с конечным объёмом с конечным числом частиц..

- 1) Такие квантовые системы описываются обратимыми уравнениями движения Шредингера.
- 2) Для таких систем верна теорема Пуанкаре. Более того, по своим свойствам квантовые системы подобны классическим интегрируемым системам (которые составляют лишь незначительную часть классических систем). Их возвраты происходят почти периодическим образом. Кроме того, период этого возврата очень слабо зависит от начальных условий.
- 3) Для квантовых систем можно определить энтропию ансамбля. Энтропия – это мера неопределенности, а чистое состояние единственно и дает максимально полное описание квантовой системы. Поэтому для любого чистого состояния энтропия принимается равной нулю по определению. Для смешанного состояния энтропия уже больше нуля, и такому состоянию соответствует уже набор чистых состояний. Пусть вероятность какого-либо одного из чистых состояний, описывающих смешанное состояние, близка к единице. Тогда это смешанное состояние почти чистое и его энтропия почти равна нулю. Когда же все чистые состояния смешанного состояния равновероятны, энтропия достигает своего максимума.
- 4) При эволюции квантовой системы чистое состояние переходит в чистое. В смешанном состоянии вероятности чистых состояний тоже постоянны. А значит и микроскопическая энтропия не меняется в процессе эволюции квантовой системы.
- 5) Мы можем описать большую квантовую систему с большим числом квантовых параметров лишь небольшим числом параметров, которые будем называть макроскопическими. Данному макроскопическому состоянию соответствует целый набор чистых состояний, которые будем называть микроскопическими. Соответственно на основе этого набора можно определить энтропию макроскопического состояния, которую будем называть макроскопической энтропией. В отличие от энтропии ансамбля она не должна сохраняться в процессе эволюции квантовой системы.
- 6) В процессе измерения квантовой системы, она перестает быть замкнутой, поскольку взаимодействует с прибором. Соответственно, ее чистое состояние переходит в смешанное, а микроскопическая энтропия возрастает. Такая эволюция необратима без обращения во времени также и измерительного прибора.

2.4 Теория измерений в квантовой механике.[3], [29] (Приложение J, O, P)

Для того чтобы проверить научную теорию, необходимо проводить измерения с помощью измерительных приборов. Это, как минимум, два измерения: для начального и конечного состояния. Зная начальное состояние и сравнивая измеренное конечное состояние с предсказанием теории, можно проверить ее достоверность.

В классической механике измерение - это простой процесс определения текущих параметров системы, не влияющий на её динамику. В классической механике полное описание её начального состояния дает однозначный результат измерения.

В квантовой механике всё много сложнее. Измерение влияет на динамику квантовой системы. Кроме того, в квантовой механике мы можем предсказать лишь вероятность того

или иного результата измерения, даже если начальное состояние является чистым, т.е. дает наиболее полное описание квантовой системы.

Опишем процесс измерения в квантовой механике подробнее. Пусть система в начале описывается некоторой волновой функцией. Измерение некоторой величины приводит к тому, что волновая функция в момент измерения переходит скачком в одну из собственных волновых функций измеряемой величины. Это происходит, поскольку только для такой собственной функции измеряемая величина имеет определенное значение, получаемое в результате измерения. Как мы уже писали выше, вероятность такого измерения пропорциональна квадрату амплитуды разложения на собственные функции. Таким образом, после измерения система переходит из чистого состояния в смешанное состояние. Этот процесс носит название **редукции волновой функции**. Он не описывается уравнением Шредингера. Действительно, уравнение Шредингера описывает лишь переходы из чистого состояния в чистое. В результате редукции мы получаем из чистого состояния смешанное состояние. Кроме того, уравнение Шредингера обратимо. Процесс редукции необратим. Наличие этих **двух различных типов эволюции** квантовой системы объясняется тем, что в момент измерения квантовая система не замкнута – она взаимодействует с **макроскопическим классическим прибором**.

Макроскопический прибор, чтобы быть непротиворечиво описанным квантовой механикой, должен быть на самом деле **идеально макроскопическим**, т.е. или находиться в бесконечном пространстве, или состоять из бесконечного числа частиц. Идеальный макроскопический прибор не удовлетворяет условиям теоремы Пуанкаре о возвратах и имеет вполне определенное макроскопическое состояние во все моменты измерения. Для идеального макроскопического прибора квантовые законы в течение любого конечного времени дают тот же результат, что и классические законы. Следует отметить, что реальный измерительный прибор в ограниченном замкнутом объеме является макроскопическим лишь приближенно. Это замечание очень существенно для нашего анализа. Оно и является основным источником обсуждающихся в дальнейшем парадоксов.

Таким образом, эволюция квантовой системы разбивается на два вида. Первый это обратимая эволюция Шредингера. Второй это необратимая редукция волновой функции, происходящая при взаимодействии с макроскопическим классическим прибором.

Поскольку мы непосредственно наблюдаем лишь классические приборы, нет необходимости "наглядно" представлять себе "загадочные" квантовые объекты. По сути, квантовые объекты - это всего лишь математические абстракции, позволяющие описать связи между результатами показаний измерительных приборов. Сами приборы вполне классические и представимые. У них нет, например, параметров, которые нельзя померить одновременно, подобно координате и импульсу частицы в квантовой механике. "Наглядное", "физическое", "интуитивное" представление квантовой механики необходимо лишь для облегчения понимания самого сложного математического аппарата квантовой механики. Такое понимание до конца не возможно, поскольку наша интуиция основывается на классическом окружающем мире. Но, как мы уже написали выше, и нет такой практической необходимости. Однако эта невозможность и является основой всем известной **"магии" и "загадочности" квантовой механики**.

2.5 Сложность в попытке «классической» интерпретации квантовой механики: введение скрытых параметров и парадокс ЭПР.[3]

Законы квантовой механики носят вероятностный характер, причем многие величины не могут быть измерены одновременно. Однако вероятностны и многие законы классической статистической механики. Там их вероятностный характер объясняется наличием **скрытых микроскопических параметров (Приложение У)**: скоростей и положений всех молекул. Любое классическое макроскопическое состояние описывается

набором возможных микросостояний, соответствующих ему. Мы можем сделать попытку наглядной интерпретации вероятностных квантовых параметров, введя (по аналогии с классической статистической механикой) также и в квантовую механику свои скрытые параметры. Знание всех этих скрытых параметров позволяет однозначно определить все измеряемые в квантовой системе величины. Как и макроскопическое состояние, реальное наблюдаемое состояние в квантовой механике соответствует некому набору возможных значений скрытых параметров, а не их точным значениям. Однако, в отличие от классической статистической механики, в квантовой механике введение таких скрытых параметров возможно лишь при следующих очень серьезных допущениях:

1) Измерение (за исключением особых случаев совпадения одной из собственных функций измеряемой величины с волновой функцией наблюдаемой системы) неизбежно меняет состояние измеряемой системы. В классическом случае мы полагаем возможность любого измерения без возмущения.

2) Все скрытые параметры не могут быть измерены одновременно. Так, например, мы ранее уже говорили о принципе неопределенности и невозможности измерить одновременно координату и импульс частицы. Измерение меняет состояние системы (редукция волновой функции), и, следовательно, все скрытые параметры не могут быть измерены также и в результате серии последовательных измерений. Мы можем предположить, что все скрытые параметры имеют некое вполне определенное значение. Но не существует такого реального и наблюдаемого физического состояния, в котором все скрытые параметры имеют некое вполне определенное значение. В любом реальном эксперименте мы можем напрямую найти определенные однозначные значения лишь для части из этих параметров. В то же время это же измерение приведет к неконтролируемому изменению и статистической неопределенности всех других скрытых параметров.

3) **Введение скрытых параметров невозможно без введения дальнего действия [3]** между ними. Дальнее действие – это взаимодействие, которое распространяется мгновенно на любые расстояния. Это, однако, не противоречит известному из теории относительности факту, что никакое взаимодействие, связанное с передачей информации или массы, не может распространяться быстрее скорости света. Ведь это дальнее действие не переносит информацию или массу и его, соответственно, невозможно напрямую экспериментально наблюдать! Перенос информации возможен лишь для экспериментально наблюдаемого взаимодействия. Причиной этого служит свойство, описанное в предыдущем пункте. А именно, невозможность одновременно измерить все скрытые параметры и обнаружить это взаимодействие.

Эта необходимость введения ненаблюдаемого дальнего действия является слишком высокой ценой за классическую "наглядность", и поэтому скрытые параметры обычно не используются в квантовой механике. Если же рассматривать законы квантовой механики просто лишь как некую математическую взаимосвязь между результатами реально наблюдаемых показаний макроскопических приборов, то никаких противоречий или необходимости вводить дальнее действие не возникает.

Эта необходимость введения дальнего действия скрытых параметров иллюстрируется знаменитым «парадоксом» Эйнштейна-Подольского-Розена (ЭПР).[3], (Приложение R) Заметим, что этот «парадокс» на самом деле фиктивный. Он возникает только тогда, когда законы квантовой механики пытаются проинтерпретировать классически и одновременно "легкой ценой", т.е. введением скрытых параметров, но без дальнего действия. Он основывается на анализе состояний пары электрон-позитрон, которые в начале были вместе, а затем разлетелись на большое расстояние.

Каждый электрон (или позитрон) обладает собственным вращательным моментом, который носит название спина. Классический аналог собственного момента – момент волчка, вращающегося вокруг собственной оси. В отличие от классического момента, абсолютная величина проекции собственного момента электрона имеет неизменную

величину ($1/2$), а её проекция на любую ось имеет только два возможных значения: вдоль оси и против оси ($+1/2$ и $-1/2$). Если мы выберем иную ось, то она будет обладать тем же свойством. Однако проекции на две разных оси не могут быть измерены одновременно. Не существует квантового состояния, в котором проекции спина на две разных оси имеют определенное значение.

Пусть рождается электрон-позитрон с суммарным спином ноль. Предположим теперь, что электрон и позитрон движутся в противоположных направлениях, пока не удалятся друг от друга на большое расстояние. Величины их спинов при этом неизвестны. Пусть мы померили спин электрона вдоль некоей оси (обозначим ее как ось Z) и получили значение $+1/2$. Отсюда можно сделать однозначный вывод о результате измерения проекции спина позитрона на ту же ось. Действительно, из закона сохранения полного спина (вначале он был равен нулю) эта проекция равна $-1/2$. Мы можем вместо этого провести измерение проекции спина позитрона вдоль любой другой оси. Если эта ось перпендикулярна оси Z , то равной вероятностью спин позитрона равен как $+1/2$, так и $-1/2$. Для других положений оси квантовая механика также позволяет точно рассчитать условные вероятности измерения проекции спина позитрона при известной данной проекции спина электрона на ось Z .

Предположим, что все возможные проекции спина можно проинтерпретировать «классически». Это означает, что все они имеют некое определенное известное значение, а измерение лишь «проявляет», делает наблюдаемым его. Это означает, что за скрытые параметры принимаются проекции спина частиц на все возможные оси.

Чем тогда объясняется связь спинов электрона и позитрона, описанная выше? Тем, что существует статистическая связь (корреляция) между возможными значениями скрытых параметров? Или измерение спина электрона за счет некоего дальнего действия скрытых параметров влияет также на спин позитрона? С помощью так называемого **неравенства Белла (Приложение Г)** можно доказать следующую теорему. **Не существует такого набора скрытых параметров (т.е. проекций спина) и распределения вероятности, ему соответствующего, который определял бы все найденные из квантовой теории условные вероятности только за счет статистических корреляций между скрытыми параметрами (проекциями спина) этого набора.** Т.е. для объяснения связи спинов необходимо введение дальнего действия.

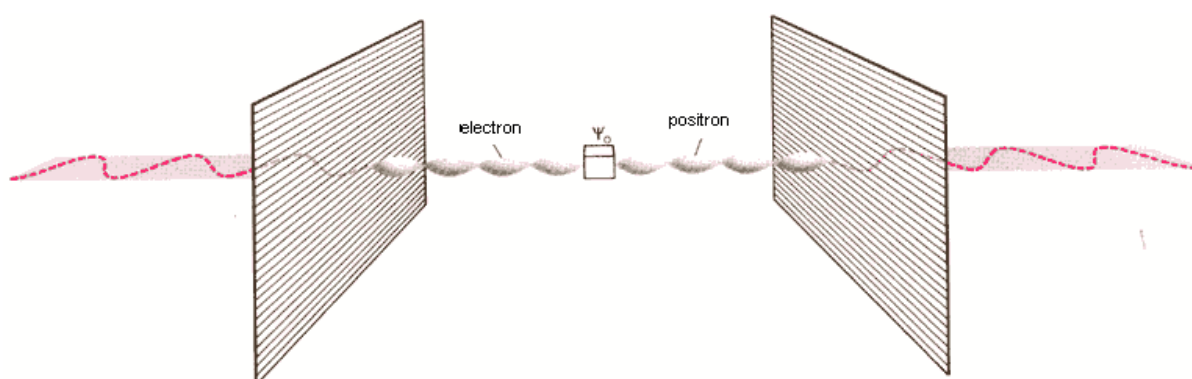


Рис 11. Разлетающиеся электрон и позитрон в ЭПР парадоксе.

Однако, можно рассматривать не все скрытые параметры, а лишь результаты измерения. В этом случае связь между спинами электрона и позитрона легко объясняется обычными статистическими корреляциями между измеренными параметрами. Это связано с тем, что мы способны померить только две проекции спина (одну для электрона и одну для протона), а все.

Корреляции удаленных объектов, существующие до измерения, являются **квантовыми**, если попытка их толкования "классически" (т.е. на основе набора скрытых

параметров) приводит к необходимости введения дальнего действия скрытых параметров. Это и отличает их от **классических корреляций**, которые подобных допущений не требуют. После же осуществления измерения, квантовый характер корреляций необратимо исчезает, и они переходят в самые обычные классические корреляции.

Подведем итоги рассмотрения. Мы либо должны отказаться от необходимости вводить скрытые параметры, либо согласиться с возможностью дальнего действия для этих параметров. В случае отказа от скрытых параметров и рассмотрении квантовой механики лишь как некоего математического аппарата, дающего связь между результатами измерения, никакого дальнего действия уже не требуется. Существует связь между результатами измерений проекций спинов электрона и позитрона, однако она носит характер обычной статистической корреляции двух вероятностных величин (проекций спина). Она объясняется тем, что в прошлом эти частицы были вместе. Так, например, для проекции спина $+1/2$ для электрона мы всегда получаем проекцию спина на ту же ось $-1/2$ для позитрона.

2.6 Задача двух щелей как иллюстрация сложностей квантовой механики.

Именно из-за невозможности "легкой" классической интерпретации квантовой механики известный американский физик Ричард Фейнман полагал, что никто не понимает квантовую механику. Однажды он заметил, что «единственная тайна квантовой механики заключена в интерпретации одного-единственного эксперимента — эксперимента с двойной щелью и электронами, современной версии классического опыта, выполненного в 1801 году английским исследователем Томасом Юнгом для демонстрации волновой природы света». Опыт этот был на удивление простым. В опыте Юнга свет от источника, в качестве которого служила узкая щель S , падал на экран с двумя близко расположенными щелями S_1 и S_2 . Проходя через каждую из щелей, световой пучок уширялся вследствие дифракции, поэтому на белом экране Э световые пучки, прошедшие через щели S_1 и S_2 , перекрывались. В области перекрытия световых пучков образуется ряд чередующихся светлых и темных полос — то, что мы теперь называем интерференционной картиной. Юнг интерпретировал темные линии как места, где «гребни» световых волн от одной щели встречаются с «впадинами» волн от другой щели, гася друг друга. Яркие же линии получаются в местах, где гребни или впадины от обеих щелей совпадают, вызывая усиление света. На протяжении почти двухсот лет различные варианты двухщелевого опыта Юнга рассматривались как доказательство того, что волны на воде, радиосигналы, рентгеновские лучи, звук и тепловое излучение распространяются в виде волн.

Определим понятие **разность хода** волн от щелей. Пусть имеется некоторая точка на конечном экране. Разница расстояний от двух щелей, измеренной в единицах длины волны, называется разницей хода волны для этой точки. Если разница хода целое число мы имеем максимум волны в этой точке. Если это целое число плюс половина, то имеем минимум.

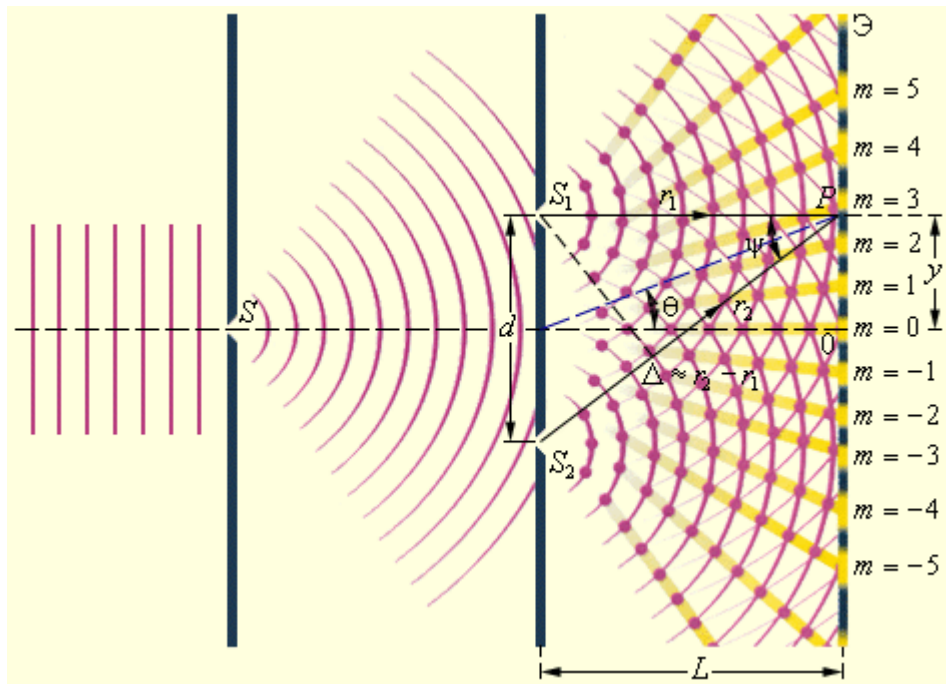


Figure 12. Схема интерференционного опыта Юнга. (Рис. из [96])

Замечательно то, что опыт Юнга можно выполнить и с электронами. Вместо пучка солнечного света через параллельные щели проходит поток электронов, экраном служит покрытая люминофором пластина (подобная экрану телевизионной трубки). Каждый электрон при ударе о люминофор оставляет на нем светящуюся точку, фиксируя тем самым свое прибытие в виде частицы. Но изображение, сформированное всеми электронами, производит удивительное впечатление. Оно принимает вид интерференционного рисунка: яркие полосы, образованные множеством светящихся точек, чередуются с темными областями, где они почти отсутствуют. Картина в целом подобна той, которая получается в случае света, и совершенно непохожа на ту, которую мы получили бы, бросая, скажем, мячики в изгородь с двумя вынутыми из нее досками, то есть с двумя щелями. Двухщелевой эксперимент с электронами, демонстрируя, что частицы могут вести себя как волны.

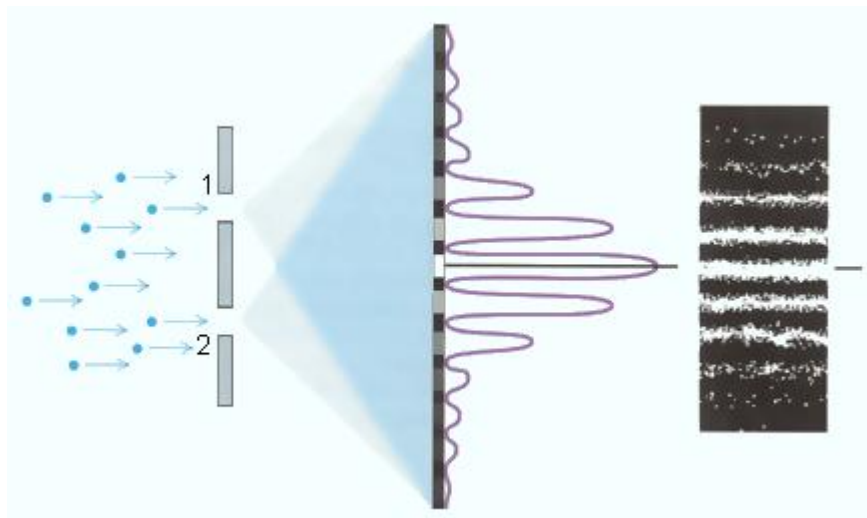


Figure 13. Дифракция электронов на двух щелях. (Рис. из [97])

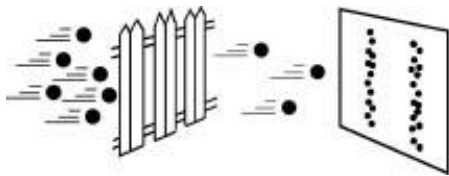


Рис. 14 Мячики, пролетающие сквозь щель в заборе, оставляют на стене следы в виде двух полос — «изображения» щелей. Так же вел бы себя и свет, будь он просто потоком частиц.

Если в опыте по наблюдению дифракции электронов на двух щелях закрыть одну из щелей, то интерференционные полосы исчезнут, и фотопластинка зарегистрирует полосу электронов, продифрагировавших на одной щели. Если затем открыть вторую щель мы получим вторую полосу. Итоговая картина в целом подобна той, которую мы получили бы, бросая, скажем, мячики в изгородь с двумя вынутыми из нее досками, то есть с двумя щелями. Если же открыты одновременно обе щели, то наблюдаемое интерференционное распределение не является простым наложением этих двух независимых распределений от каждой из щелей в отдельности. Результаты этого эксперимента не могут быть объяснены взаимодействием электронов – тот же результат получается, если выпускать электроны по одному. Причина в том, что позиция электрона определяется не некоторой траекторией, а волной вероятности. Две волны от двух щелей складываются и дают интерференционную картину. Квадрат амплитуды этой суммарной волны на экране даёт вероятность попадания туда электрона.

Предположим, мы располагаем детектором, который показывает, через какую из щелей проходит электрон. Итоговая картина в этом случае подобна той, которая получается в результате опыта попеременного закрытия двух щелей, описанного выше, т.е. интерференционная картина исчезает. Этот результат объясняется влиянием измерительного прибора – детектора. Происходит описанная выше редукция волновой функции и чистое состояние переходит в смешанное. Таким образом, вместо суммы амплитуд волновых функций от двух щелей, суммируются вероятности, определяемые каждой из этих волн, и интерференционная картина исчезает.

Этот эксперимент демонстрирует два важнейших свойства квантовой механики. Во-первых, **мы не можем предсказать точное место попадания электрона в экран**, а можем лишь найти вероятность его попадания в ту или иную точку. Лишь большое число электронов дает вполне определенную и предсказуемую картину распределения их совместных попаданий на экран. В классической механике результат предсказаний был однозначен даже для одной частицы. Во-вторых, **мы не можем произвести любое измерение промежуточного состояния электрона, не исказив результата последующих измерений**. Так, проверив через какую из щелей прошёл электрон, мы разрушим интерференционную картину. В классической механике теоретически всегда было возможно провести измерение, не меняя последующей динамики системы. В квантовой механике так можно измерить лишь величину, одна из собственных функций которой совпадает с текущей волновой функцией системы.

Опыт с двумя щелями также позволяет объяснить механизм **исчезновения квантовых интерференционных эффектов для макроскопических систем**. Он происходит при следующих трех условиях:

- 1) взаимодействие падающей на экран когерентной, "монохроматической" волны с окружением или источником излучения приводит к **переходу ее чистого состояния в смешанное состояние**. Как следствие, волна вероятности не является бесконечной синусоидой, а разбивается на отдельные отрезки синусоид. Такие отрезки синусоид носят название волновых пакетов. Соотношение фаз между волновыми пакетами – случайная величина. Длина волнового пакета около 10-20 длин волн. Она имеет порядок радиуса взаимодействия волны с атомами окружающей среды (атомами источника излучения).

- 2) **переход к макроскопическим размерам.** Расстояниям между щелями (D) велико и много больше длины волнового пакета ($n\lambda$) и расстояния от щелей до экрана (L). Точнее: $D \gg \sqrt{L \cdot n\lambda}$, где λ -длина волны.
- 3) **рассмотрение макроскопических параметров** (усреднение интенсивности волны на отрезке, много большем длины волнового пакета, и в течение периода времени, много большем времени прохождения волнового пакета через неподвижную точку)

Когда расстояние между щелями растет (при постоянной L), разница хода становится много больше размера волнового пакета для большинства точек экрана. Как результат, разница фаз волн, приходящих от щелей становится переменной, случайной величиной. Следовательно, складываются уже не амплитуды волн от щелей, а их огрубленные макроскопические интенсивности. В итоге, на большей части экрана интерференция исчезает. Когда расстояние между щелями становится больше расстояния до экрана, интерференция остается лишь в малой окрестности точки экрана, находящейся точно посередине между щелями. Ее размер равен ширине волнового пакета. При дальнейшем увеличении расстояний между щелями интенсивность волны в интерференционной области начинает уменьшаться и стремится к нулю. Столь малые интерференционные эффекты не наблюдаются при огрубленном (т.е. макроскопическом) описании³.

Все эти эффекты исчезновения интерференции связаны с макроскопичностью системы и ее параметров, а также смешанным, не чистым начальным состоянием. Такой переход из чистого состояния в хаотическое смешанное состояние из-за взаимодействия с окружением носит название **декогеренции** (от латинского *cohaerentio* - сцепление, связь) [31], [39], [16], [16], [47], [48], (Приложение Р). Система перемешивается или запутывается с окружающей средой. Для макроскопических (т.е. очень больших) систем декогеренция приводит к исчезновению квантовой интерференции, как мы видели выше в опыте с двумя щелями. Теория декогеренции имеет важное следствие: для макросостояния предсказания квантовой теории практически совпадают с предсказаниями классической теории. Но ценой за это совпадение является необратимость, как мы увидим далее.

2.7 Парадокс Шредингеровского Кота [51] и спонтанная редукция.[3]

Полное, сто процентное нарушение принципа суперпозиции (т.е. полное исчезновение интерференции) и редукция волновой функции происходит лишь при взаимодействии квантовой системы с идеальным макроскопическим объектом или прибором. Идеальный макроскопический объект имеет либо бесконечный объем, либо состоит из бесконечного числа частиц. Такой идеальный макроскопический объект может быть непротиворечиво описан как квантовой, так классической механикой⁴.

³ Следует отметить, что эта система имеет **бесконечные размеры**, поскольку волны бегут к бесконечности в направлении, перпендикулярном экрану, а не отражаются обратно. Поэтому, в отличие от конечных систем, обсуждаемых далее, интерференция исчезая, не появляется вдруг снова вновь. С другой стороны, для расстояния между щелями **стремящимся к бесконечности** (при постоянной L) квантовые интерференционные эффекты стремятся к нулю для любой конечной ширины волновых пакетов и любой конечной степени огрубления параметров.

⁴ Так, наблюдая свет удаленной звезды, мы её изучаем, но не оказываем при этом на неё никакого влияния, как ожидалось бы из квантовой теории измерений. Мы изменяем лишь состояние дошедших до нас и наблюдаемых нами фотонов света звезды. Происходит это потому, что мы считаем пространство Вселенной бесконечным. Наблюдаемые фотоны не имеют шанса вернуться к наблюдаемой звезде и изменить ее состояние. В случае же конечной Вселенной, наблюдаемые фотоны могут вернуться к звезде, и таким путем наше наблюдение окажет влияние на звезду. Правда, в случае большого объема Вселенной ждать этого придется очень долго.

В дальнейшем, если не оговорено иное, мы рассматриваем, как и в случае классической статистической механики, лишь системы конечного объема с конечным числом частиц. Для таких систем приборы или объекты могут считаться лишь приближенно макроскопическими⁵.

Тем не менее, реальный эксперимент показывает, что и для таких неидеальных макроскопических объектов может происходить разрушение суперпозиции и редукция волновой функции. Будем называть такую редукцию неидеальных макроскопических объектов **спонтанной редукцией**. Спонтанная редукция приводит к многочисленным парадоксам, которые заставляют сомневаться в полноте квантовой механики, несмотря на все её огромные успехи. Приведем самый впечатляющий парадокс из этой серии – **парадокс «кота Шредингера»**. [51](Эрвин Шредингер, 1935)

Это умозраительный эксперимент, проясняющий принцип суперпозиции и редукции волновой функции. Кота помещают в коробку. В ней, кроме кота, находится капсула с ядовитым газом (или бомба), которая может взорваться с 50-процентной вероятностью благодаря радиоактивному распаду атома плутония или случайно залетевшему кванту света. Через некоторое время коробка открывается и выясняется, жив кот или нет. До тех пор пока коробка не открыта (не произведено измерение), кот пребывает в очень странной суперпозиции двух состояний: «живой» и «мертвый». Применительно к окружающим нас макрообъектам такая ситуация выглядит странно⁶. (Для элементарных частиц нахождение одновременно в двух, казалось бы, взаимоисключающих состояниях совершенно естественно.) Тем не менее, никакого принципиального запрета на квантовую суперпозицию состояний для макрообъектов нет.

Редукция этих состояний при открытии коробки и внешнем наблюдении не приводит к противоречию с квантовой механикой. Она легко объясняется воздействием внешнего наблюдателя на кота при измерении.

Парадокс возникает при закрытой коробке, когда наблюдателем является сам Кот. Действительно, Кот обладает сознанием и способен наблюдать как самого себя, так и свое окружение. При реальном самонаблюдении кот не может быть одновременно жив и мертв, а находятся лишь в одном из этих двух состояний. Опыт показывает, что любое сознающее существо либо ощущает себя живым, либо оно мертво. Одновременно и тем и другим оно чувствовать себя не может!⁷ Кот даже вместе со всем содержимым ящика - это не *идеальный* макроскопический объект. Поэтому наблюдаемая и необратимая спонтанная редукция на состояния живой и мертвый, приводящая к отклонению динамики этой системы от идеальной обратимой Шредингеровской эволюции, казалось бы, уже не может быть ничем объяснена. В этом и состоит суть парадокса «кота Шредингера»[3], [6], [7].

⁵ Например, описанное выше поведение системы звезда-наблюдатель для конечной, но очень большой Вселенной совпадает с поведением в бесконечной Вселенной лишь в течение очень большого, но конечного промежутка времени.

⁶ Иногда пытаются изобразить такие ситуации средствами искусства через «парадоксальные» картины. [8], [58], (Приложение V).

⁷ Хотя и существуют экзотические попытки представить себе, как сознание может воспринимать такие смешанные состояния макрообъектов [8], [58], (Приложение V). Смотри также предыдущую сноску.

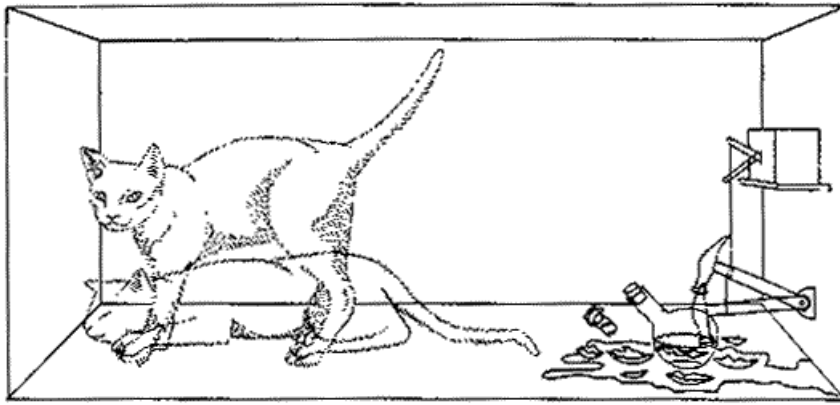


Рис. 15 Опыт со Шредингеровским Котом. Суперпозиция живого и мертвого Кота. (Рис. из [98])

Возникает масса вопросов, связанных со спонтанной редукцией. Противоречит ли она на самом деле Шредингеровской динамике? Насколько макроскопической должна быть система, чтобы спонтанная редукция происходила? Должна ли такая почти макроскопическая система обладать сознанием, подобно коту? С какой частотой по времени происходит спонтанная редукция?

2.8 Парадокс Зенона или «парадокс котелка, который никогда не закипит».

С последним из этих вопросов связан **«парадокс котелка, который никогда не закипит»**. На самом деле, здесь возникает не один, а два парадокса. Пусть происходит во времени некий квантовый процесс. Например, распад частицы или перехода частицы с одного энергетического уровня на другой.

Первый парадокс заключается в том, что если устремить временные интервалы между актами регистрации этого процесса к нулю, указанный процесс вообще никогда не происходит за любой заранее выбранный конечный промежуток времени! Это объясняется неустранимым влиянием квантового измерения. Измерение приводит к редукции смешанного состояния на распавшуюся и не распавшуюся частицу. Кроме того, относительная (на одну частицу) скорость процесса при уменьшении интервала между измерениями стремиться к нулю. Эти два факта приводят к тому, что процесс прекращается при чрезмерно частых измерениях.

Второй парадокс заключается в следующем. В реальности распад вещества, содержащего большое число частиц, всегда описывается экспоненциальным законом. Это не случайно. Относительная скорость такого распада постоянна во времени. Соответственно, невозможно экспериментально определить "возраст" такого вещества, если мы не знаем начальное число нераспавшихся частиц, а продукты распада удаляются из системы.

Но квантовый распад, согласно уравнениям квантовой механики, описывается **не экспоненциальным** законом. Поэтому относительная скорость распада в самом начале процесса равна к нулю, а затем растет. Мы приходим к парадоксальному выводу, что можно ввести нефизическое понятие «возраста» системы, который может быть легко определен через текущую относительную скорость распада системы.

Мы разрешим этот второй парадокс в следующей части статьи, посвященной Наблюдаемой Динамике.

2.9 Квантовые корреляции состояний системы и их связь с парадоксом Шредингеровского Кота.

С парадоксом Шредингерского Кота тесно связано понятие **квантовой корреляции состояний системы**. Пусть происходит спонтанная редукция состояний живого или мертвого кота. Тогда любое дальнейшее измерение будет зависеть от того, в каком состоянии был перед этим Кот. Результаты измерений можно разбить на две группы: одна группа будет соответствовать живому Коту, другая мертвому. Если Кот находится в квантовой суперпозиции, то результат последующего измерения будет зависеть от обоих состояний Кота, его невозможно уже разбить на две несвязанных группы. Эта связь между текущими состояниями, проявляющаяся в невозможности получения независимых результатов измерений в будущем, называется квантовой корреляцией состояний системы.

На языке математики, этот результат объясняется нелинейностью связи между вероятностью результата измерений и волновой функцией. Квадрат суммы не равен сумме квадратов. Появляющиеся дополнительные члены (или интерференционные члены) определяют квантовую корреляцию.

Квантовая корреляция определяется недиагональными членами матрицы плотности. Для смешанного состояния, получающегося в результате измерения, все недиагональные члены нулевые.

Выразим парадокс Шредингерского Кота на языке квантовых корреляций:

С одной стороны, результат самонаблюдения кота однозначно дает только один из результатов: кот жив или мертв. Таким образом происходит **спонтанная редукция, и квантовая корреляция** между этими состояниями **исчезает**. Это означает, что результаты всех последующих измерений можно разбивать на две независимые группы, соответствовать живому и мертвому коту.

С другой стороны, согласно уравнению Шредингера, квантовая корреляция не может сама исчезать, без наличия внешних сил. Это означает, что результаты последующих измерений нельзя разбивать на две независимые группы.

Это противоречие между Шредингерской динамикой и наблюдаемой спонтанной редукцией приводит к парадоксу.

3. Интерпретации квантовой механики. Их нерелевантность для решения парадоксов.

Одной из проблем, о которой мы писали выше, является трудность понимания квантовой механики на основе нашей интуиции, почерпнутой из повседневного мира, описываемого классической механикой. Для облегчения такого понимания и служат различные интерпретации квантовой механики [3]. Надо особо подчеркнуть, что ни одна из интерпретаций квантовой механики не приводит к разрешению описанных выше парадоксов, а лишь позволяет наглядно и понятно для нашей интуиции понять саму квантовую механику. Приведем лишь три из широкого списка возможных интерпретаций. Наиболее популярной ныне и также очень наглядной является многомировая интерпретация.

3.1 Многомировая интерпретация. [37], [38],[3].

Опишем её подробнее. На примере Шредингерского кота мы видели, что квантовая эволюция может приводить к различным, макроскопически различимым состояниям. Мы наблюдаем лишь одно из них. Многомировая интерпретация утверждает, что все эти состояния существуют одновременно в неких «параллельных мирах», но мы (или сам кот

в мысленном эксперименте) можем наблюдать лишь одну из макроскопических альтернатив.

Подобный подход следующим образом иллюстрирует понятие спонтанной редукции. Поскольку все миры существуют одновременно, все они могут оказывать влияние на результат последующего измерения. В общем случае результаты измерения невозможно разбить на две несвязанные группы, связанные с живым и мертвым котом. Значит эти миры коррелируют друг с другом и влияют совместно на последующие измерения. Наличие же спонтанной редукции при измерении приводит к потере этой корреляции. Результаты всех последующих измерений распадаются на независимые группы, соответствующие различным мирам.

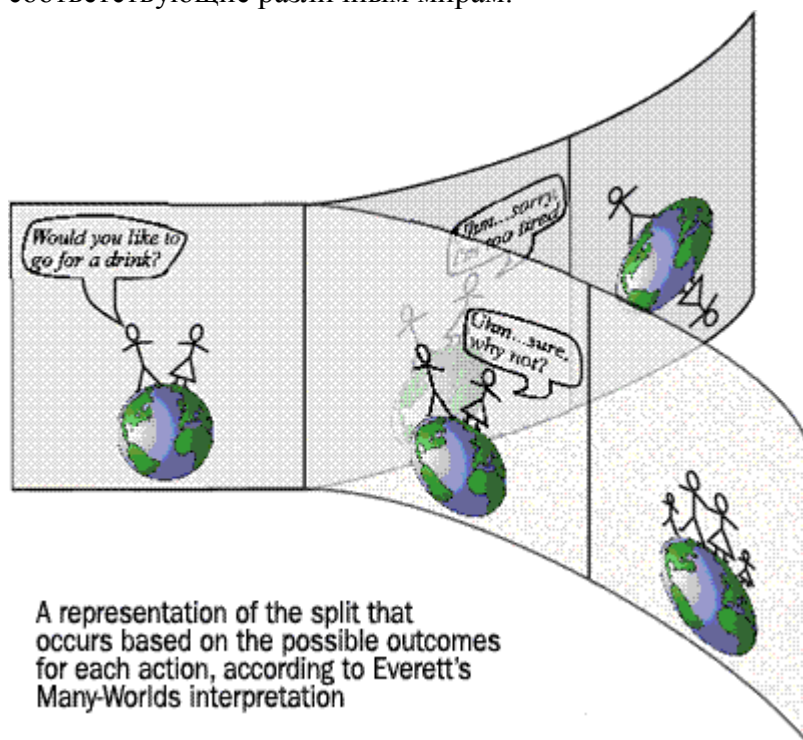


Рис. 16. Многомировая интерпретация. (Рис. Max Tegmark из [99])

Многомировая интерпретация не объясняет сама по себе парадокса Шредингеровского Кота. Действительно, Кот наблюдает лишь один из существующих миров. Результаты же дальнейших измерений зависят от корреляций между мирами. Но ни эти миры, ни эти корреляции не являются наблюдаемыми. Всегда могут существовать параллельные миры, о которых мы ничего не знаем и которые могут повлиять на результат будущего эксперимента. Т.е. знание лишь текущего состояния и законов квантовой механики не позволяет нам предвидеть будущее даже вероятно! Но именно для такого предсказания и была изобретена квантовая механика. Лишь приняв существование необъяснимой спонтанной редукции, уничтожающей квантовые корреляции между мирами, мы можем предсказать будущее на основе знания лишь текущего (и реально наблюдаемого) состояния нашего мира. Парадокс Шредингеровского Кота возвращается, просто изменив форму.

Попрежнему неясны вопросы, как однозначно определить макроскопические состояния, соответствующие «разделению» на разные миры. (Ведь разложение волновой функции неоднозначно и возможно по различным наборам ортогональных функций.) Непонятно и в какие точно моменты времени, это «разделение» происходит. Но

разрешение парадоксов, вопреки очень широко распространенному заблуждению, и не является целью интерпретаций квантовой механики.

3.2 Копенгагенская интерпретация.

Другой интерпретацией является Копенгагенская интерпретация. С этой точки зрения, как наиболее стандартной и используемой в литературе, и ведется изложение в данной работе. Она утверждает, что в момент наблюдения макроскопических состояний происходит спонтанная редукция и квантовые корреляции исчезают. Это ведет к появлению парадоксов, изложенных выше.

Следует отметить, что редукция в Копенгагенской интерпретации происходит лишь для *конечного* наблюдателя в цепочки измерений. С его точки зрения и должен описываться весь эксперимент. Редукция, подобно скорости системы, зависит от выбора конкретной системы наблюдения.

Пусть внешний наблюдатель исследует другого наблюдателя, например Шредингеровского Кота. Никакой спонтанной редукции, наблюдаемой Котом, для внешнего наблюдателя не происходит.



Рис 17. Опыт со Шредингеровским Котом с точки зрения внешнего наблюдателя и с точки зрения самого Кота (самонаблюдение). (Рис. из [100])

Редукция происходит лишь в момент внешнего наблюдения над Котом, когда экспериментатор открывает ящик. Значит для внешнего наблюдателя нет и парадокса.

Только, если в качестве конечного наблюдателя эксперимента рассматривается сам Кот, возникает спонтанная редукция, и появляется описанный выше парадокс. Ведь Кот может ощущать себя лишь живым или мертвым, но не как и то и другое одновременно!

Это замечание очень важно, поскольку непонимание его приводит к совершенно ошибочным утверждениям [37], [38], что Копенгагенская интерпретация якобы несовместима с Многомировой интерпретацией. На самом деле, как мы увидим далее, разница между этими интерпретациями экспериментально не наблюдаема и обе они вполне законны.

3.3 Интерпретация через скрытые параметры.[3], (Приложение S, T, U)

Еще одной интерпретацией, связанной с парадоксом ЭПР и затронутой в этой работе, было введение скрытых параметров. Это, например, теория волны-пилота де Бройля - Бома. [3]. Она включает как скрытые параметры координату, скорость, спин и волновую функцию (волна - пилот), изменяющуюся во времени в соответствии с уравнением Шредингера. Квантовые корреляции при этом, как мы видели в парадоксе ЭПР, приводили к нарушению локальности, т.е. дальнодействию между скрытыми параметрами. Для объяснения связи между реально измеренными, а не скрытыми параметрами, такие дальнодействия уже не нужны. Эти связи описываются обычной корреляцией случайных величин. Таким образом, редукция макроскопического состояния (или происходящая при измерении, или спонтанная) приводит к исчезновению квантового характера корреляций, которые становятся классическими.

Отличие квантовых корреляций от классических корреляций, возникающих после редукции, проявляется не только в дальнодействии. Пусть разбежавшиеся на большое расстояние части системы (находящейся в начале в чистом состоянии) спустя некоторое время снова оказываются в одном месте. В квантовом случае мы получаем при этом чистое состояние, а в классическом случае, сопровождающемся редукцией, - смешанное состояние. В случае спонтанной редукции это приводит к противоречию с Шредингеровской эволюцией. Парадоксы снова не исчезают, а лишь принимают другое обличие.

4. Определение полной физической системы в теории измерений.

В теории измерений необходимо включать наблюдателя и окружающую среду в полную систему, поскольку во многих случаях даже их малым влиянием невозможно пренебречь. Как мы увидим в дальнейшем это верно не только для квантовой, но и классической механики. В общем случае полная система, к которой прикладываются законы физики, состоит из трех частей: **наблюдаемая система, окружающая среда, и сам наблюдатель**. Наблюдатель также состоит из трех частей: **измерительный прибор, сама личность наблюдателя и память наблюдателя**, необходимая для запоминания последовательности наблюдений для их дальнейшего сравнения с теорией. Необходимо ответить, что **память должна быть изолирована от всего ее окружения**, кроме самого канала получения информации. Если внешние факторы могут влиять на неё, менять или стирать её содержимое, никакие эксперименты с ее участием для проверки теории не являются релевантными. Последнее положение очень важно. Оно разрешает многие парадоксы, связанные с мысленными экспериментами, включающими измерения, которые мы рассмотрим в следующей главе.

Конечным пунктом полной физической системы является память наблюдателя. Система включает только одного наблюдателя с его памятью. Конечно, наблюдателей может быть несколько, но для описания эксперимента мы должны выбрать лишь одного, остальные будут просто частью наблюдаемой системы или окружения. Какого из них выбрать? Вопрос решается аналогично теории относительности – можно выбрать любого. Важно лишь все факты и парадоксы толковать с его точки зрения и не смешивать их, чтобы не возникала путаница. В случае с парадоксом Шредингеровского Кота наблюдателем может быть как сам Кот, так и внешний наблюдатель-экспериментатор.

5. Разрешение парадокса Шредингеровского кота.

Напомним, что парадокс Шредингеровского кота заключается в противоречии между спонтанной редукцией, наблюдаемой котом и Шредингеровской эволюцией, запрещающей подобную редукцию. Чтобы правильно понять парадокс Шредингеровского кота нужно рассмотреть его с точки зрения двух наблюдателей: внешнего наблюдателя-экспериментатора или самого Кота, т.е. **самонаблюдение**.

В случае внешнего наблюдателя-экспериментатора парадокса не возникает. Если экспериментатор пытается посмотреть, жив кот или нет, он оказывает неизбежное в квантовой механике воздействие на наблюдаемую систему, что приводит к редукции. Система не замкнута и, следовательно, не может описываться уравнением Шредингера. Редуцирующую роль наблюдателя может играть и окружающая среда. Этот случай описывает декогеренция. Здесь роль наблюдателя более естественна и сводится лишь к фиксации результата декогеренции. В обоих случаях происходит запутывание состояния измеряемой системы с окружением или наблюдателем, т.е. появляются корреляции измеряемой системы с окружением или наблюдателем.

Что будет, если мы рассмотрим замкнутую полную физическую систему, включающую наблюдателя и окружение? Такой случай самонаблюдения – это сам Кот с его окружением в ящике. Следует отметить, что **полное самонаблюдение (полное в смысле квантовой механики) и полная проверка законов квантовой механики невозможны в замкнутой системе, в которую включен наблюдатель**. Мы можем в принципе сколь угодно точно измерить и проанализировать состояние внешней системы. Но если мы включаем и себя в описание, то возникают естественные ограничения, связанные с необходимостью записи в память и анализа состояний молекул с помощью самих, же этих молекул. Предположение о такой возможности приводит к противоречиям. **(Приложение М)** Поэтому и возможности найти в реальном эксперименте противоречие между Шредингеровской эволюцией и спонтанной редукцией при самонаблюдении для замкнутых систем ограничены.

Проверим, можно ли поставить мысленный эксперимент, приводящий к противоречию между Шредингеровской эволюцией и спонтанной редукцией.

1) Первый пример связан с обратимостью квантовой эволюции. Пусть мы ввели гамильтониан, способный обратить квантовую эволюцию системы кот-ящик.[37], [38] Хотя практически это почти невозможно, теоретического запрета нет. Если спонтанная редукция происходит, то процесс был бы необратим. Если спонтанной редукции нет, то система Кот-ящик вернётся в исходное чистое состояние. Однако, подобную проверку может сделать лишь внешний наблюдатель. Сам же Кот не сможет это сделать путем самонаблюдения, поскольку память Кота сотрётся, вернувшись в исходное состояние.

С точки зрения внешнего наблюдателя никакого парадокса тоже не было, поскольку он спонтанной редукции, приводящей к парадоксу, не наблюдал.

2) Второй пример связан с необходимостью возврата квантовой системы к исходному состоянию, согласно теореме Пуанкаре, вытекающей из уравнения Шредингера. Пусть исходное состояние было чистое, а затем наблюдался процесс спонтанной редукции в процессе самонаблюдения Кота, приводящий к смешанному состоянию. Тогда возврат был бы уже невозможен – смешанное состояние уже не может перейти в чистое состояние согласно уравнению Шредингера. Таким образом, зафиксировав возврат, Кот пришел бы к противоречию между спонтанной редукцией и наличием возврата. Но Кот не сможет зафиксировать возврат (в случае верности квантовой механики), поскольку процесс возврата сотрет память Кота. А значит, нет и парадокса.

С точки зрения внешнего наблюдателя (который на самом деле может наблюдать этот возврат, измерив начальное и конечное состояние этой системы) никакого парадокса тоже нет. На самом деле, внешний наблюдатель никакой спонтанной редукции, приводящей к парадоксу, и не наблюдает.

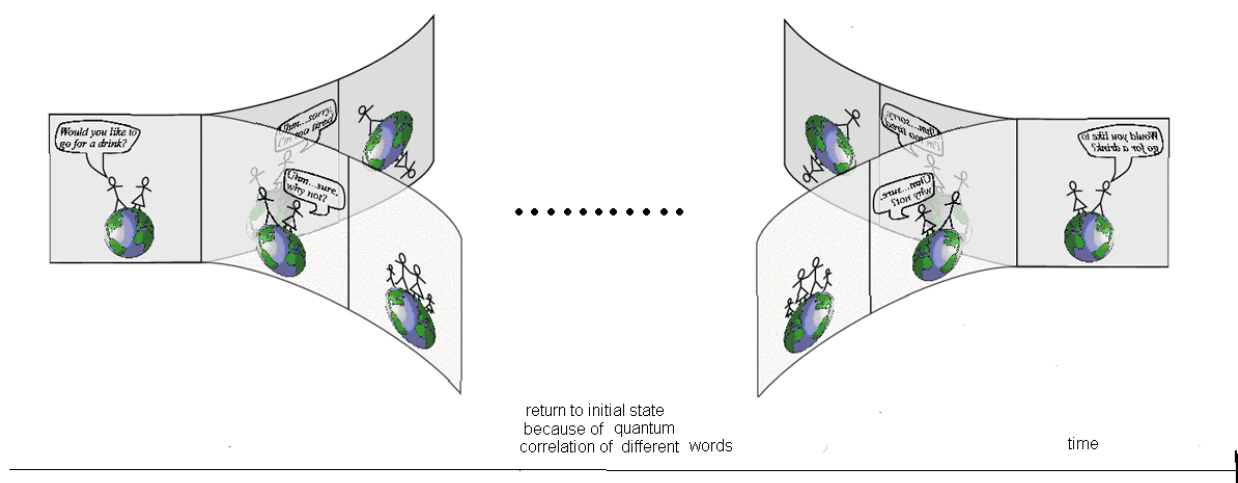


Рис 18. Возврат системы к исходному состоянию из-за квантовых корреляций между «Мирами» в Многомировой интерпретации. Этот возврат не может быть зафиксирован при самонаблюдении из-за стирания памяти.

Здесь следует отметить, что противоречие между спонтанной редукцией и Шредингеровской эволюцией может быть экспериментально наблюдаемо только в тех случаях, когда спонтанная редукция зарегистрирована в памяти наблюдателя и эта память не стерта и не повреждена. Все описанные выше эксперименты не попадают под это условие. Таким образом, эти примеры ясно показывают, что хотя спонтанная редукция и приводит к нарушению Шредингеровской эволюции, это нарушение экспериментально не наблюдаемо.

3) Приведем третий пример. Предположим, мы имеем суперпозицию живого и мертвого кота в ящике. Теоретически внешний наблюдатель всегда может провести измерение, одной из базисных функций которого будет суперпозиция живого и мертвого кота. Такое измерение не изменит состояния ящик-кот, в отличие от измерения, базисными функциями которого будет живой и мертвый кот. Сообщив коту о результатах измерения, мы войдем в противоречие с наблюдаемой котом спонтанной редукцией, которая имела место как до, так и после измерения. [40], [41] Такое рассуждение содержит двойную ошибку.

Во-первых, подобный эксперимент ставится для проверки наличия спонтанной редукции Кота, когда наблюдателем является сам Кот. Он не должен влиять на память Кота в любом случае, включая возможность спонтанной редукции. Но внешний наблюдатель не влияет на память Кота только лишь тогда, когда спонтанной редукции нет, и состояние Кота является суперпозицией живого и мертвого состояний. Как мы уже упоминали выше, при возможности влияния эксперимента на память наблюдателя он не легитимен для проверки достоверности теории.

С точки же зрения внешнего наблюдения (который не видит спонтанной редукции и не наблюдает, следовательно, и парадокса) подобная проверка вполне возможна и легитимна. Ведь она не влияет на память самого внешнего наблюдателя. Более того, подобные проверки, не нарушающие эволюцию наблюдаемой системы, позволяют измерять не только начальное и конечное состояние системы, но и все промежуточные, т.е. вести непрерывное наблюдение системы, не оказывая на нее влияния! Правда, создание в реальности системы способной проводить такие измерения – почти невыполнимая задача.

Во-вторых, передача данных коту о его состоянии, записывается в его память и таким образом меняет как состояние, так и всю дальнейшую эволюцию наблюдаемой системы, включающей Кота, т.е. система перестает быть изолированной.

Следует отметить, что для внешнего наблюдателя реальное наблюдение суперпозиции живого и мертвого кота теоретически возможно, но практически почти невыполнимо. В то же время для малых квантовых систем наблюдение суперпозиции вполне посильная задача. Это приводит к тому, что квантовую механику обычно рассматривают как теорию малых систем. Но для небольших макроскопических (**мезоскопических**) объектов такое наблюдение также возможно. Примером может быть большой коллектив частиц при низких температурах или некоторые фотонные состояния [43].

6. Разрешение парадоксов Лошмидта и Пуанкаре в классической механике. Объяснение закона роста макроскопической энтропии.

Мы также рассмотрим тут два случая – когда наблюдатель включен в наблюдаемую систему, и когда он находится вне нее.

Основное противоречие классической статистической механики – это противоречие между законом возрастания энтропии и обратимыми классическими законами движения. Оно находит выражение в парадоксах Пуанкаре и Лошмидта.

В случае классической механики, в отличие от квантовой механики, более простой случай самонаблюдения, когда наблюдатель включен в описываемую систему. Возврат Пуанкаре системы в исходное состояние приводит к стиранию памяти, аналогично тому, как мы описали в предыдущей главе, и делает невозможным экспериментальное наблюдение парадокса Пуанкаре. Обращение скоростей действительно приводит к уменьшению энтропии, однако само направление времени относительно понятие, и мы должны логично определить положительное направление стрелы времени. Разумно выбрать ее в направлении роста энтропии. Назовем ее **собственной стрелой времени** системы. Относительно такого направления стрелы времени энтропия растет, и парадокс Лошмидта исчезает. Следует отметить, что в разрешении обих парадоксов происходит как стирание памяти в конечном состоянии системы, так и рост энтропии в направлении *собственной* стрелы времени системы. При приближении к конечному состоянию направление собственной стрелы времени меняется (реверсируется) по отношению к стреле времени вблизи начального состояния. Основной причиной, делающей парадоксы ненаблюдаемыми, является **невозможность полного знания состояния системы для случая самонаблюдения**.

Для внешнего наблюдателя ситуация сложнее. Теоретически, взаимодействие между наблюдателем и наблюдаемой системой может быть сделано сколь угодно малым в классической механике. Следовательно, ничто не препятствует наблюдать уменьшение энтропии. В этом случае направления собственных стрел времени наблюдателя и наблюдаемой системы противоположны.

Но возможно ли это на самом деле? Теоретически да, но практически это почти невозможно. Все дело в том, что подавляющее большинство реальных физических систем являются системами с перемешиванием (хаотическими системами). Это означает, что их фазовые траектории экспоненциально неустойчивы по отношению к малому шуму. Малое же взаимодействие наблюдателя или окружающей среды с наблюдаемой системой почти

всегда неизбежно присутствует. Напомним, что для хаотических систем верна следующая теорема:

Для внешнего наблюдателя процессы изменения *макропараметров*, протекающие с уменьшением макроскопической энтропии, сильно неустойчивы по отношению к малому внешнему шуму. При этом процессы изменения *макропараметров*, связанные с ростом макроскопической энтропии, являются наоборот устойчивыми.

Поэтому неизбежное малое взаимодействие приводит к прекращению процесса с убыванием энтропии и *синхронизации направлений собственных стрел времени* наблюдателя и наблюдаемой системы. Система оказывается незамкнутой, и парадоксы верные для классической механики замкнутых систем недействительны. Малое взаимодействие со стороны окружающей среды на наблюдателя и наблюдаемую систему будет иметь тот же эффект, что и взаимодействие наблюдателя и наблюдаемой системы – синхронизация направлений всех собственных стрел времени подсистем. В этом случае роль наблюдателя более пассивна и естественна.

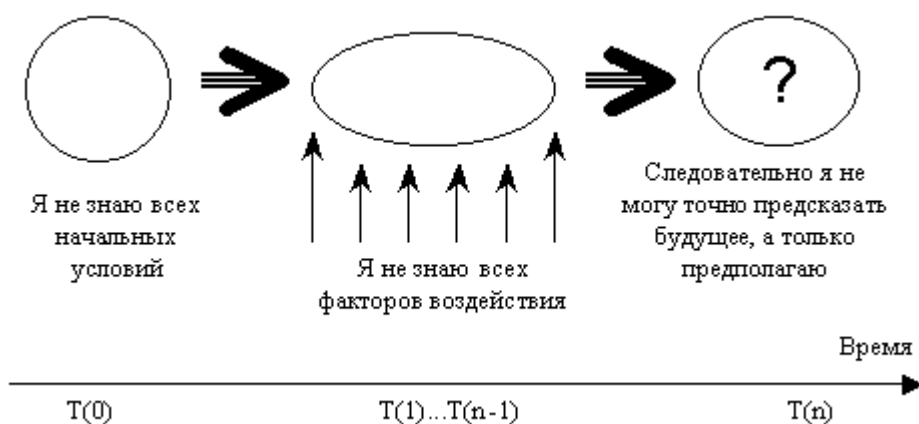


Рис. 19 Две причины, приводящие к несоответствию реальных законов движения законам классической и квантовой динамики. Это внешний шум и погрешность начальных условий. Эти факторы приводят к разрешению парадоксов в квантовой механике и классической статистической физике. Они объясняют отклонение от законов идеальной динамики в этих парадоксах.

В литературе [2], [28], [44], [45] часто с недоумением рассматривается синхронность стрел времени в окружающем нас мире. Почему мы никогда не встречаем процессов с уменьшением энтропии, хотя их вероятность обнаружения равна вероятности обнаружения процессов, идущим с увеличением энтропии? Часто при этом пытаются найти объяснения в особенностях происхождения нашей Вселенной⁸. [2], [28], [44], [45] Ничего подобного не нужно. Достаточным объяснением является неизбежное очень малое взаимодействие между системами, синхронизирующее все собственные стрелы подсистем.

Таким образом, пути, ведущие к уменьшению энтропии, просто не устойчивы к малому шуму со стороны внешнего наблюдателя. В случае квантовой механики такой шум даже теоретически неизбежен при измерении, если мы не знаем истинного начального

⁸ Почему наша нынешняя Вселенная не была создана неким «Создателем» из Хаоса путем процесса с направлением времени, обратного теперешнему времени? [44], [45] Это было бы чем-то вроде гигантской флуктуации! Почему ее началом стало очень низкоэнтропийное состояние, приведшее к Большому Взрыву? Ответ дает статья Элицура [60]. В ней он показывает, что оптимальным процессом для создания низкоэнтропийного состояния с точки зрения некоего «Создателя» является создание начального еще более низкоэнтропийного состояния. Этот метод он называет «лыжный лифт». Он проводит аналогию с лыжным подъемником на гору, на которую стоит вначале полностью подняться, прежде чем частично спуститься.

состояния измеряемой системы. Измерение состояния приводит к неизбежному нарушению этого измеряемого состояния. В классической механике измерение может быть теоретически проведено сколь угодно точно. Поэтому мы должны вводить малый внешний шум и/или погрешности начального состояния «руками», чтобы объяснить рост энтропии для наблюдателя.

В реальных измерениях такой малый внешний шум всегда присутствует. И требуются огромные усилия, приводящие к росту энтропии окружения, чтобы от этого шума избавиться. При этом такой рост энтропии намного превышает выигрыш от уменьшения энтропии наблюдаемой системы вследствие исчезновения шума. Таким образом, закон роста энтропии опять будет выполняться. Здесь есть аналогия с разрешением парадокса Демона Максвелла [49], [18], который использует сортировку молекул для уменьшения энтропии. Получение информации необходимой для сортировки приводит к увеличению энтропии, компенсирующее ее уменьшение в сортируемой системе.

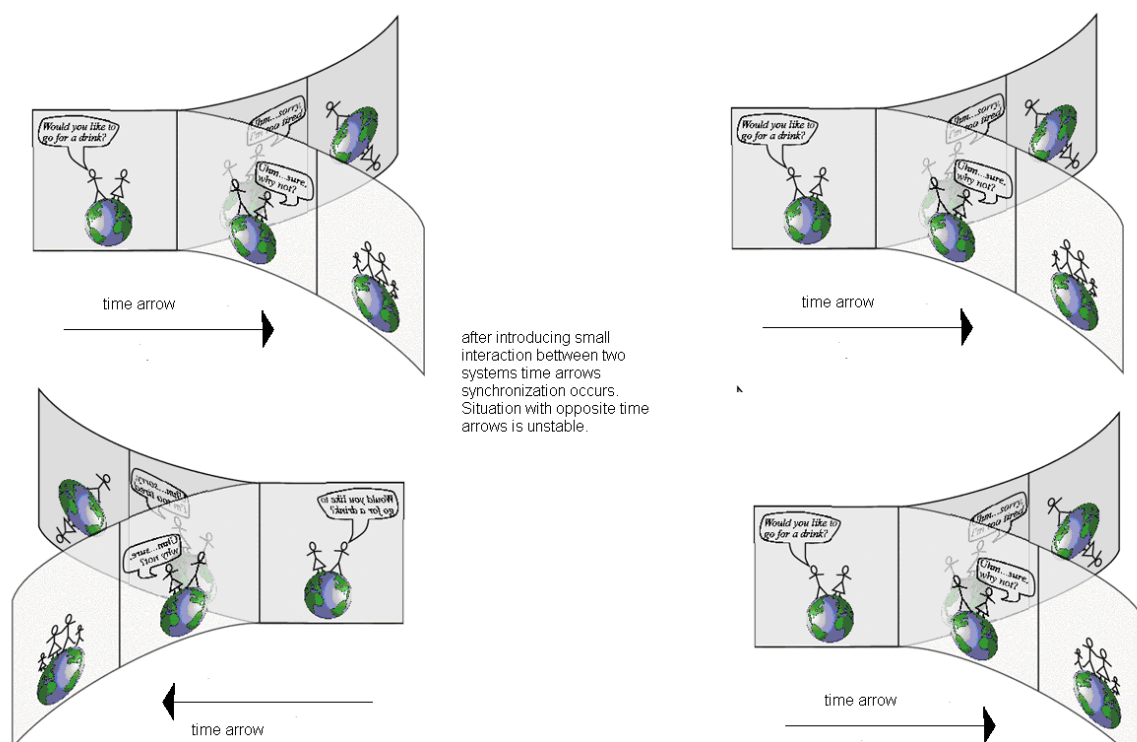


Рис. 20 Состояние с противоположными стрелами времени у двух подсистем неустойчиво. Малое взаимодействие между системами приводит к синхронизации стрел времени. Поэтому всюду во Вселенной стрелы времени сонаправлены. Положительное направление стрелы времени идет в направлении роста энтропии. Поэтому энтропия, повсюду во Вселенной только растет.

Хотя борьба с малым и всепроникающим взаимодействием систем очень трудная задача, но для очень малых систем она легко выполнима. И мы повсеместно наблюдаем малые флуктуации, которые и являются наблюдаемым отклонением от закона роста энтропии. Также вполне возможно наблюдать обратимость и возвраты для динамики небольшого количества тел, если пренебречь трением. Это происходит в небесной механике.

7. Аналогия между квантовой механикой (КМ) и классической статистической механикой (КСМ). (Приложение N)

Из приведенных выше соображений можно догадаться, что существует почти полная аналогия между свойствами и парадоксами КСМ и КМ конечных замкнутых систем, а также между методами их разрешения. Приведем эти аналогии более подробно

- 1) Обе механики обратимы во времени.
- 2) Для обеих механик применима теорема Пуанкаре о возвратах. Однако если для КСМ системы с почти периодическими возвратами являются довольно узким классом систем, для КМ все системы в ограниченном объеме являются почти периодическими.
- 3) В КСМ возможны корреляции, вытекающие из знания макросостояния, и скрытые дополнительные микроскопические корреляции, связанные со знанием ее «истории». В квантовой механике также возможны два типа корреляции: классические корреляции, определяемые диагональными элементами матрицы плотности и сохраняющиеся при редукции и скрытые квантовые корреляции, определяющиеся недиагональными элементами и приводящие к парадоксам. Малый внешний шум со стороны наблюдателя или окружения уничтожает дополнительные корреляции в классических системах и приводит к огрублению функции фазовой плотности. Аналогично этому, запутывание наблюдаемой системы с наблюдателем (взаимодействие при измерении) или окружением (декогеренция за счет взаимодействия) приводят к исчезновению квантовых корреляций (недиагональных членов матрицы плотности) и редукции волновой функции.
- 4) В случае самонаблюдения регистрация возвратов Пуанкаре или Лошмидта невозможна из-за стирания памяти. Из-за этого при самонаблюдении невозможна и регистрация дополнительных (в КСМ) или квантовых (в КМ) корреляций, приводящих к парадоксам.
- 5) В КМ и КСМ можно определяются два вида энтропии - энтропия ансамблей (или функции фазовой плотности) и макроскопическая энтропия. Энтропия ансамблей при обратимой эволюции остается неизменной, макроэнтропия может как возрастать, так и убывать. При самонаблюдении убывание энтропии становится ненаблюдаемым. Для внешнего наблюдателя малое взаимодействие этого наблюдателя с наблюдаемой системой или системы с окружением также делает невозможным (или очень труднодостижимым) убывание энтропии. Для изоляции от окружения и наблюдения систем с убыванием энтропии требует увеличение энтропии большее, чем выигрывается от ее убывания в результате изоляции. Это связано с отсутствием в реальном мире абсолютно изолированных и непроницаемых полостей и бесконечно легких регистрирующих частиц, а также наличием малых, но всепроникающих взаимодействий.
- 6) Процесс спонтанной редукции в КМ связан с отбросом квантовых корреляций и переходом из чистого состояния в смешанное что, таким образом, приводит к увеличению макроскопической энтропии. Интересно, что подобным образом водиться и рост макроскопической энтропии для уравнения Больцмана в КСМ. Это достигается путем введением «гипотезы молекулярного хаоса», когда отбрасывается корреляции между парами частиц (т.е. их положения и координаты рассматриваются как независимые). При этом функция распределения двух частиц рассматривается как произведение одночастичных функций. Таким образом,

введение спонтанной редукции в уравнения КМ эквивалентно введению закона возрастания макроскопической энтропии в уравнения КСМ.

- 7) Законы КМ статистические. Наблюдения в КМ при условии, что состояние системы нам неизвестно, неизбежно ведет к воздействию на эволюцию наблюдаемой системы. Поскольку большинство систем в КСМ являются системами с перемешиванием, в реальности их поведение также случайно. Это связано, во-первых, с наличием малого, но конечного взаимодействия с наблюдателем или окружением. Во-вторых, с конечной точностью знания начального состояния. Однако в пределах очень высокой точности измерений и изоляции их поведение можно предсказать сколь угодно точно. Достижение такой точности в реальности требует огромных затрат энтропии.
- 8) В обоих случаях парадоксы возникают лишь для макросистем. Законы поведения микросистем оказываются не применимыми к ним в полной мере из-за малого внешнего шума и конечной точности знания начального состояния. Единственная серьезная разница между КМ и КСМ заключается в том, что в КСМ малое, но конечное взаимодействие при измерении (наблюдении) или малые погрешности начального состояния приходится вводить «руками», а в КМ они возникают естественно, само собой⁹.

Подводя итог мы приходим к неожиданному выводу: парадокс Шредингерова Кота в КМ является по сути дела квантовым аналогом закона возрастания энтропии в КСМ. Поскольку в КМ обычно исследуются микросистемы, а в КСМ обычно макросистемы, эти, по сути, эквивалентные парадоксы, имеют столь разную внешнюю форму.

⁹ Очень часто приводят примеры «чисто квантовых парадоксов», якобы не имеющих аналогии в классической статистической механике. Примером является парадокс Элитцура-Вайдмана [61] с бомбой, которую можно обнаружить без взрыва:

- 1) Пусть волновая функция одного кванта света разветвляется по двум каналам некоего устройства. В конце эти каналы снова объединяются, и происходит интерференция двух волн вероятности. Внесение в один из каналов бомбы нарушит процесс интерференции и позволит таким образом обнаружить бомбу, даже если квант света не подорвет ее. (Квант света считается способным взорвать бомбу)
- 2) Полной аналогией является следующий эксперимент КСМ. В один из рукавов, где нет бомбы, пустим макроскопический поток многих легких частиц. В другой канал, где может быть бомба – только одну легкую частицу. Эта частица не способна взорвать ее, но бомба может отклонить ее назад. Эта частица не обнаружима макроскопически из-за конечной чувствительности приборов. Но если поток частиц в конце канала имеет хаотическую динамику, даже наличие одной дополнительной частицы может сильно ее изменить (так называемый «эффект бабочки»). Это позволит зарегистрировать новую частицу, которая пройдет через второй канал, если бомбы нет. Полная аналогия КМ и КСМ!

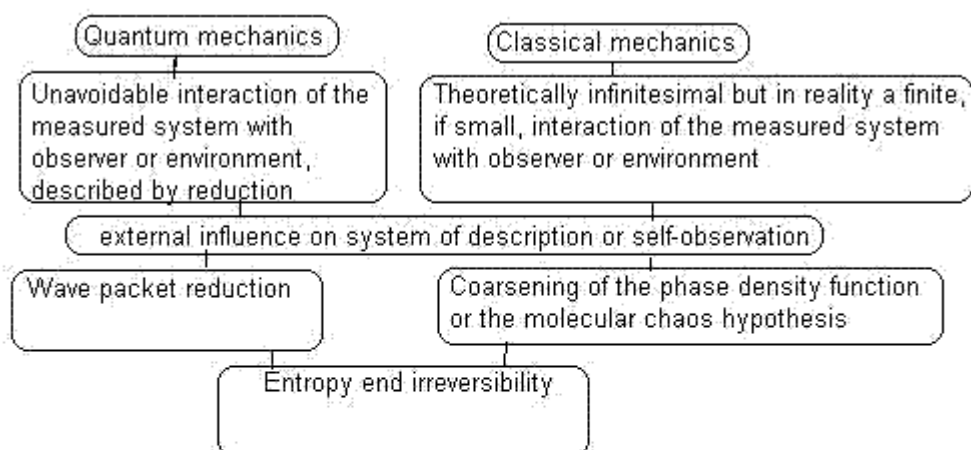


Figure 21. Sources of irreversibility and entropy in physics.

8. Синхронизация стрел времени/декогеренция [88-94].

Может появиться следующий вопрос. Предположим, что существует процесс, в котором уменьшается энтропия. Для определенности, позвольте нам рассмотреть спонтанную реконструкцию здания (ранее разрушенного землетрясением). Позвольте также взять простой пример газа, расширяющегося из маленькой области пространства в центре полости. Если после некоторого времени все скорости молекул газа будут полностью обращены, то газ вернется в стартовый маленький объем. Пусть мы включаем камеру, чтобы получить серию кадров, записывающих различные стадии спонтанной реконструкции здания/ (сжатия газа). Мы ожидаем, что камера сделает эту запись. Почему же камера не будет в состоянии сделать это? Что точно помешает камере?

Ответ этот вопрос следующий: даже очень маленькое взаимодействие между камерой и наблюдаемой системой разрушает обратный процесс уменьшения энтропии и приводит к синхронизации стрел времени наблюдателя и наблюдаемой системы. (Стрела времени определена в направлении увеличения энтропии). Это очень маленькое взаимодействие появляется из-за света, испущенного наблюдаемым объектом и отраженного камерой (и также из-за света, испущенного камерой). В отсутствие камеры роль наблюдателя может играть среда, испускающая и отражающая свет. (Процесса без наблюдателя не имеет никакого физического смысла. Он должен появиться на некоторой стадии процесса. Но его влияние намного меньше чем влияние среды). Внешний шум (воздействие) от среды или наблюдателя разрушает корреляцию между молекулами наблюдаемой системы. Это приводит к прекращению обратного процесса с уменьшением энтропии. В квантовой механике такой процесс определен как "декогеренция". Здание не будет восстановлено / (газ не будет сжиматься). В противоположность этому процессы увеличения энтропии устойчивы.

Декогеренция (синхронизация стрел времени и перепутывание) и релаксация (во время релаксации система переходит в термодинамически равновесное состояние) являются совершенно различными физическими процессами! Во время релаксации макроскопические переменные (энтропия, температура, давление) сильно изменяются до равновесных величин, а невидимые микроскопические корреляции между частями

системы увеличиваются. Во время декогеренции макроскопические переменные (энтропия, температура, давление) являются почти постоянными. Невидимые микроскопические корреляции внутри подсистем (среда, наблюдатель, наблюдаемая система) сильно разрушаются, а новые корреляции между этими подсистемами появляются. Это называют "перепутыванием" в квантовой механике. Во время этого процесса также происходит синхронизация стрел времени. Время релаксации намного больше чем время декогеренции.

Позвольте взять простой пример газа, расширяющегося из маленькой области пространства в большой объем. В этом процессе с увеличением энтропии изменение макроскопических параметров во времени устойчиво к маленьким внешним возмущениям. Если после некоторого времени все скорости молекул газа будут полностью обращены, то газ вернется в стартовый маленький объем; но это верно только в отсутствие любого внешнего возмущения. Этот процесс, идущий с уменьшением энтропии, с очевидностью нестабилен, и даже маленькое внешнее возмущение вызвало бы его переключение на процесс с ростом энтропии. Таким образом, процессы, идущие с увеличением энтропии устойчивы, а с ее уменьшением - нет.

Следующий пример - цитата из статьи Маккони [69], [70]:

"Однако, наблюдатель является макроскопическим по определению, и все удаленно взаимодействующие макроскопические системы становятся коррелированными очень быстро (Например, Борель сделал замечательное вычисление, что перемещение грамма материала на звезде Сириус на 1 м может влиять на траектории частиц в газе на Земле на временных масштабах порядка секунды [20])"

Но нет никакой проблемы полностью обратить во времени как наблюдателя (камера) так и наблюдаемую систему совместно. Из-за теоремы о возвращении Пуанкаре для замкнутой системы (включающей как наблюдателя, так и наблюдаемую систему) это должно произойти автоматически после очень большого времени. Однако стирание памяти наблюдателя не позволит ему зарегистрировать этот процесс.

Большинство реальных систем является *хаотическими*, т.е. слабое возмущение может привести к значительному расхождению траекторий, и также между двумя всегда есть незначительное взаимодействие между наблюдаемой системой и наблюдателем/средой. Но *в принципе* и в квантовой и в классической механике мы можем сделать невозмущающее наблюдение за процессом, идущим с уменьшением энтропии. Хороший пример такого мезоскопического устройства - это квантовый компьютер: никакого закона увеличения энтропии не существует для такой системы. Это устройство очень хорошо изолировано от среды и от наблюдателя. Но *на практике* невозмущающее наблюдение почти невозможно для макроскопических систем. Мы можем заключить, что закон возрастания энтропия - это *FAPP закон* (т.е. закон, применимый во всех *практических* случаях).

Позвольте рассмотреть синхронизацию стрел времени для двух систем, не взаимодействующих ранее некоторого начального момента времени. У этих систем стрелы времени были первоначально противоположны. Это означает, что существует две невзаимодействующие системы таким образом, что в одной из них потоки времени (то есть, увеличение энтропии) идет в одном направлении, в то время как в другой время течет в другом (противоположном) направлении. Однако, когда они входят во взаимодействие друг с другом, тогда одна из них ("более сильная") перенаправит другую ("более слабую") таким образом, чтобы в конечном счете у них обоих было время, текущее в том же самом направлении, что и в "более сильной".

Что точно это означает быть "более сильным"? Это что-то, что увеличивается с числом степеней свободы системы? Это не верно. "Более сильная" или "более слабая" не зависит от числа степеней свободы систем. Для первой системы взаимодействие появляется в ее *будущем* после начального момента времени. (В начальный момент системы имеют *противоположно направленные* стрелы времени). Во второй системе взаимодействие

было в ее *прошлом*. Таким образом ситуация не *симметрична во времени*, и первая система всегда "более сильная". Это происходит из-за неустойчивости процессов с уменьшением энтропии и стабильности процессов с увеличением энтропии, что было описано выше.

Действительно, предположим, что у нас есть два первоначально изолированных сосуда с газом. В первом газ расширяется (увеличение энтропии). Во втором газ сжимается (уменьшение энтропии).

В первом сосуде газ расширяется из маленького объема в центре сосуда. Скорости молекул направлены от центра сосуда к его границе. Физически очевидно, что маленькое изменение скоростей не может остановить расширение газа. Действительно, скорости после случайного маленького изменения продолжат быть направлены от центра сосуда к его границе. Возмущение может даже усилить расширение. Таким образом, процесс расширения устойчив.

Во втором сосуде газ сжимается из полного объема сосуда к его центру. Скорости всех молекул направлены к центру сосуда. Физически очевидно, что маленькое случайное изменение скоростей может легко остановить сжатие газа. Действительно, скорости даже после маленького изменения не будут направлены к центру сосуда. Таким образом, процесс сокращения будет остановлен. Следовательно, мы можем заключить, что процесс сжатия неустойчив. Этот процесс сжатия может быть получен путем обращения расширения газа во времени. Если мы полностью обращаем скорости молекул расширяющегося газа *перед* столкновениями молекул друг с другом и границей сосуда, такая неустойчивость будет линейна и слаба. Но при обращении скоростей уже *после* столкновений эта неустойчивость становится экспоненциальной и значительно более сильной.

Оба направления времени играют одинаковую роль. Но маленькое случайное взаимодействие нарушает эту симметрию для описанных выше двух систем из-за неустойчивости процессов с уменьшением энтропии. Симметрия времени существует только для *полной* системы, включающей эти две, определенные выше подсистемы. Но стрелы времени взаимодействующих подсистем должны быть сонаправлены.

В действительности, взаимодействие в течение бесконечного временем может быть заменено взаимодействием в течение большого, но конечного времени T , которое выберем много меньше, чем время возвращения Пуанкаре. Тогда в первой системе взаимодействие происходит во время $[0, T]$, а во второй - во время $[-T, 0]$. Остаются ли наши аргументы по-прежнему релевантными? Вместо асимметрии сил в этом случае мы получаем асимметрию начальных условий: Для первой системы координат $([0, T])$ у этих двух сосудов различные собственные стрелы времени в начальный момент 0 . Однако, для второй системы координат $[-T, 0]$ у этих двух сосудов одинаковые собственные стрелы времени в отрицательном направлении в начальный момент $-T$. Только если время T точно равно времени возврата Пуанкаре, ситуация будет действительно симметрична. Для такой ситуации две собственные стрелы времени являются также различными в момент T , но противоположны их направлениям в момент времени 0 . Снова у "более сильной" системы силы взаимодействия находятся в ее будущем относительно собственной стрелы времени.

Эта теория объясняет, почему энтропия растет во всех частях Вселенной в одном направлении. Однако она не может объяснить низкую начальную величину энтропии Вселенной. Думается, что это результат антропного принципа [66].

9. Закон возрастания энтропии и синхронизация стрел времени/декогеренция в теории гравитации.

В общей теории относительности Эйнштейна движение так же, как и в классической механике обратимо. Но имеется и важное отличие от классической механики. Это *неоднозначность* решения задачи Коши: получения конечного состояния системы из полного набора начальных и граничных условий. В общей теории относительности два различных состояния за *конечное* время могут дать бесконечно близкие состояния. Это происходит, например, при образовании черной дыры в результате коллапса. Рассмотрим обратный процесс, описывающий белую дыру. В этом процессе бесконечно близкие начальные состояния за *конечное* время могут дать разные конечные состояния. Это означает, что наблюдатель/окружение, даже бесконечно слабо взаимодействующий с белой дырой может значительно повлиять на ее эволюцию за конечное время. Это свойство приводит к тому, что закон возрастания энтропии превращается из приближенного (FAPP, для всех практических целей) закона в точный, а энтропия становится фундаментальным понятием. Действительно, появляется такая фундаментальная величина, как энтропия черной дыры. Появление этой энтропии также можно объяснить пертурбацией (создаваемой наблюдателем), которая в отличие от классической механики теперь может быть даже бесконечно малой. Образование черной дыры идет с увеличением энтропии. Обращение времени приводит к появлению белой дыры и ведет к уменьшению энтропии.

Белая дыра не может существовать в реальности по тем же причинам, что невозможны процессы с уменьшением энтропии в классической механике: из-за ее неустойчивости (много более сильной, чем в классической механике) и вытекающей из этого синхронизации собственных стрел времени белой дыры и наблюдателя/окружения. Направление собственной стрелы времени белой дыры меняется на противоположное, совпадающее со стрелой времени наблюдателя/окружения. Белая дыра превращается в черную.

Здесь же возникает и знаменитый информационный парадокс [71] – информация, которая в классической и квантовой механике сохраняется, в черной дыре исчезает навсегда. Казалось бы здесь нет никакой проблемы – возможно внутри черной дыры она хранится в какой-либо форме. Однако хаотическое излучение Хокинга делает этот процесс потери информации явным – черная дыра испаряется, а информация не восстанавливается.

Излучение Хокинга относится к квазиклассической гравитации. Однако парадокс может быть сформулирован и в рамках общей теории относительности. Сферическая черная дыра можно превратить в белую дыру в некоторый момент и процесс обращается во времени [95]. Информация при этом может не восстанавливаться из-за неоднозначности (бесконечно большой нестабильности) эволюции белой дыры.

Обычно рассматривают только два ответа на этот вопрос. Либо информация действительно пропадает, либо из-за внутренних корреляций излучения Хокинга (или точного обращения сжатия черной дыры при ее превращении в белую дыру) информация сохраняется. Но, скорее всего, верным является третий ответ. Из-за неизбежного влияния наблюдателя/окружения экспериментально различить эти две ситуации просто невозможно! А что нельзя проверить экспериментально, не является предметом науки.

Как для общей теории относительности, так и для квазиклассической гравитации разрешение парадокса находится с помощью учета влияния наблюдателя/окружения. Даже если бы излучение Хокинга было коррелированным, а не случайным (или белая дыра была в точности обратна черной дыре) бесконечно малое влияние наблюдателя/окружения приводило бы к нарушению этих корреляций за конечное время и делало бы потерю информации неизбежной. Включение наблюдателя в систему бессмысленно – полное самоописание и самоанализ невозможен. Закон сохранения информации не может быть проверен для такого случая, даже если он выполняется.

Мы не имеем сейчас законченную теорию квантовой гравитации. Однако для частного случая 5 мерного анти-де-Ситтеровского мира этот парадокс ныне многими учеными

считается разрешенным в пользу сохранения информации, вследствие гипотезы о AdS/CFT дуальности, т. е. гипотезы о том, что квантовая гравитация в анти-де-ситтеровском (то есть с отрицательным космологическим членом) 5-мерном пространстве математически эквивалентна конформной теории поля на 4-поверхности этого мира. Она была проверена в некоторых частных случаях, но пока не доказана в общем виде. Полагают, что если эта гипотеза действительно верна, то это автоматически влечёт за собой разрешение проблемы об исчезновении информации. Дело в том, что конформная теория поля, по построению, унитарна. Если она дуальна квантовой гравитации, то значит и соответствующая квантовогравитационная теория тоже унитарна, а значит, информация в этом случае не теряется.. Отметим, что это не так. Процесс образования черной дыры и ее дальнейшее испарение происходит на *всей* поверхности анти-де-Ситтеровского мира (описываемого квантовой теорией поля), который включает также и наблюдателя/окружение. Но наблюдатель не может точно знать начальное состояние и анализировать систему, частью которой он сам и является! А значит не может и сделать свое влияние на нее пренебрежимо малой даже теоретически. Таким образом, экспериментальная проверка информационного парадокса снова становится невозможной!

Рассмотрим с точки зрения энтропии и такой парадоксальный объект общей теории относительности, как кротовая нора [72] (червоточина). Выберем ее вариант, предложенный Торном [73]. Путем очень простой процедуры (погружение одного из концов на космический корабль, его движение со скоростями сравнимыми со световыми, а затем возвращение этого конца на прежнее место) пространственная кротовая нора может быть преобразована во временную (wormhole traversing space into one traversing time). В том числе она может быть использована как машина времени, приводя к знаменитому парадоксу дедушки. Как же может быть разрешен этот парадокс?

Для макроскопических кротовых нор разрешение может быть найдено с помощью закона возрастания энтропии, обеспечиваемого неустойчивостью процессов с убыванием энтропии и вытекающей из этого синхронизацией стрел времени.

Действительно, пространственная кротовая дыра не приводит к парадоксу. Объекты поглощенные ее одним концом выходят из другого конца в более позднее время. Таким образом, объекты из более упорядоченного низкоэнтропийного прошлого попадают в менее упорядоченное высокоэнтропийное будущее. При движении вдоль кротовой норы они также переходят из более упорядоченного состояния в менее упорядоченное. Таким образом, собственные стрелы времени путешествующего в кротовой норе объекта и окружающего мира сонаправлены. Тоже верно для путешествия по временной кротовой норе из прошлого в будущее.

Однако для путешествия из будущего в прошлое стрелы времени путешественника в кротовой норе и окружающего мира будут уже противоположны. Действительно, сам объект путешествует из менее упорядоченного будущего в более упорядоченное прошлое, но при этом его собственная энтропия растет, а не убывает! Как мы говорили ранее, такой процесс неустойчив и будет предотвращен (принудительно обращен) процессом синхронизации стрел времени в тот момент, когда движущийся вход кротовой норы вернется в начальное положение. «Свобода воли» позволяет нам инициировать лишь устойчивые процессы с ростом энтропии, но не с ее убыванием. Таким образом, мы не сможем послать объект из будущего в прошлое. Процесс синхронизации стрел времени и вытекающий из него закон роста энтропии запрещает начальные условия, необходимые для путешествия макроскопических объектов в прошлое и реализацию парадокса дедушки.

В работе [74] доказывается, что собственная термодинамическая стрела времени не может все время иметь одинаковую ориентацию с собственной координатной стрелой времени при путешествии по замкнутой временноподобной траектории (closed timelike curve) вследствие закона роста энтропии. Процесс синхронизации стрел времени (связанный с бесконечно большой неустойчивостью, неоднозначностью процессов с

убыванием энтропии) и является тем самым *физическим механизмом*, который фактически обеспечивает как эту невозможность, так и выполнение закона роста энтропии для всех подсистем вдоль их единой собственной стрелы времени.

Для микроскопических кротовых нор ситуация совершенно иная. Если начальные условия совместимы с путешествием в прошлое по кротовой норе, нет никаких причин, которые могут помешать ему. Если сколь угодно малое (даже бесконечно малое малое!) изменение начальных условий приводит к противоречию с существованием кротовой норы, она может всегда быть легко разрушена [75]. Действительно, здесь реализуется уже ранее отмеченное замечательное свойство экстремальной неустойчивости общей теории относительности: бесконечно малое изменение начальных условий может повлечь значительное изменение конечного состояния за конечное время!

Однако, это не является решением парадокса дедушки, который является макроскопическим, а не микроскопическим явлением. Действительно, предположим, что существуют два процесса с противоположными стрелами времени: весь Космос и космонавт, путешествующий по червоточине из будущего Космоса в его прошлое. Тогда для собственной стрелы времени космонавта это будет путешествием из его прошлого в его будущее. Для общей теории относительности описанная выше ситуация невозможна даже в принципе (в противоположность с классической механикой): даже бесконечно малое взаимодействие приводит к синхронизации стрел времени из-за бесконечно большой неустойчивости (неоднозначности) процессов с убыванием энтропии (в данном случае процесс с убыванием энтропии - это космонавт, путешествующий из будущего в прошлое). Эта синхронизация стрел времени может сопровождаться как разрушением червоточины [75], так и сохранением червоточины и изменением только начальных условий [74]. Но в действительности закон о росте энтропии (и соответствующая синхронизация стрел времени) *не позволяет даже появление* таких ситуаций с противоречием между макроскопическими начальными условиями и первоначально определенной (заданной и неизменной) макроскопической топологией пространства-времени (включающей ряд червоточин) [74]. Сформулируем окончательный вывод: *для макроскопических процессов бесконечно большая неустойчивость (неоднозначность) процессов с убыванием энтропии и сопутствующая ей синхронизация стрел времени делает невозможным появление начальных условий несовместимых с существованием заданных червоточин, и тем самым предотвращает как их разрушение, так и путешествия по ним макроскопических тел в прошлое, приводящее к «парадоксу дедушки»*

Подведем и общие итоги. Мы видим необыкновенную вещь. Те же самые соображения, которые нам позволили разрешить парадокс редукции, парадоксы Лошмидта (Loshmidt) и Пуанкаре позволяют разрешить информационный парадокс черных дыр и парадокс дедушки для кротовых нор. Замечательная универсальность!

10. Идеальная и Наблюдаемая Динамика.

10.1 Определение Идеальной и Наблюдаемой Динамики. Почему необходима Наблюдаемая Динамика?

Мы видим, что точные уравнения квантовой и классической механики описывают **ИДЕАЛЬНУЮ** динамику, которая обратима и приводят к возвратам Пуанкаре. Уравнения физики, описывающие **НАБЛЮДАЕМУЮ** динамику, например, уравнения гидродинамики вязкой жидкости, уравнение Больцмана в термодинамике, закон роста энтропии в изолированных системах (*master equations*) - необратимы и исключают возвраты Пуанкаре в исходное состояние.

. Дадим определения Наблюдаемой и Идеальной Динамик, а также объясним необходимость введения Наблюдаемой Динамики. **Идеальной Динамикой** мы будем

называть точные законы квантовой или классической механики. Почему мы назвали их идеальными? Потому что для большинства реальных систем выполняется закон возрастания энтропия или спонтанная редукция, противоречащие законом Идеальной Динамики. Как видно из объяснения этих противоречий, нарушения Идеальной Динамики связано или с незамкнутостью измеряемых систем (т.е. объясняется влиянием внешней среды или наблюдателя), или невозможностью полного самоизмерения и самоанализа для замкнутых и полных физических систем, включающих как внешнюю среду, так и наблюдателя. Что же делать в таких случаях? Реальная система незамкнута или неполна, т.е. Идеальная Динамика невозможна и мы должны отказаться от использования физики? Отнюдь нет! Очень многие такие системы могут быть описаны уравнениями точной (или вероятностной) динамики, несмотря на незамкнутость или неполноту описания. Мы будем называть её **Наблюдаемой Динамикой**. Большинство уравнений физики, называемые master equations (такие как, например, как уравнения гидродинамики вязкой жидкости, уравнение Больцмана в термодинамике, закон роста энтропии в замкнутых системах) являются уравнениями Наблюдаемой Динамики.

Для того чтобы обладать указанным выше свойством Наблюдаемая Динамика должна отвечать определенным условиям. Она не может оперировать полным набором **микропеременных**. В Наблюдаемой Динамике мы определяем лишь много меньшее число **макропеременных**, которые являются некими функциями микропеременных. Это делает ее много устойчивее по отношению к ошибкам в задании начальных условий и шуму. Действительно, изменение микросостояния не приводит неизбежно к изменению макросостояния, поскольку одному макросостоянию отвечает большой набор микросостояний. Для газа макропеременными являются, например, плотность, давление, температура и энтропия. Микропеременными же являются скорости и координаты всех его молекул.

Как из Идеальной Динамики получается Наблюдаемая Динамика? Они получаются или введением в идеальные уравнения малого, но конечного внешнего шума или же введением погрешностей начального состояния. Погрешности и/или шумы должны быть достаточно большими, чтобы нарушить ненаблюдаемую реально обратимость движения или возвраты Пуанкаре. С другой стороны они должны быть достаточно малы, чтобы не влиять на протекание реально наблюдаемых процессов с ростом энтропии.

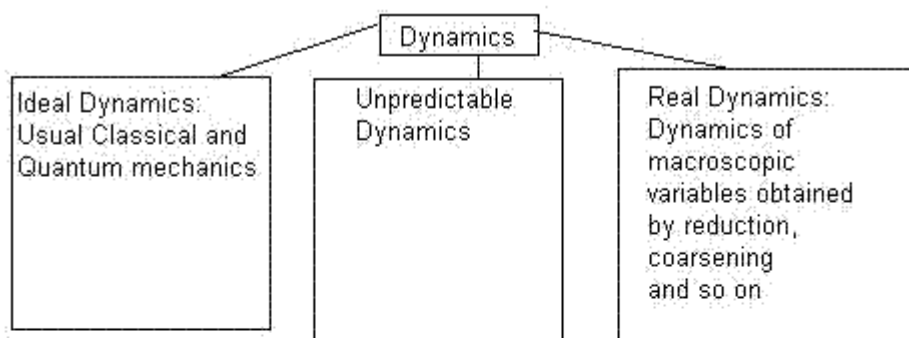


Figure 22 Three types of Dynamics.

Наблюдаемая Динамика для процессов с ростом энтропии дает результат совпадающий с Идеальной Динамикой. Однако обратные процессы, идущие с уменьшением энтропии, и возвраты Пуанкаре в ней невозможны.

Возможность введения Наблюдаемой Динамики связана с указанной выше устойчивостью процессов, идущих с ростом энтропии, по отношению к ошибкам в задании начальных условий и внешнему шуму. С другой стороны, процессы, идущие с уменьшением энтропии, и возвраты Пуанкаре **неустойчивы** даже к малому шуму и погрешностям начальных условий. Но эти явления и не наблюдаются в реальных экспериментах.

С чем связана (при удачном выборе макропеременных) в Наблюдаемой Динамике устойчивость по отношению к шуму для процессов, идущих с ростом энтропии? На две основные причины указал ещё Шредингер [11].

Первая уже нами была указана. Она заключается в том, что макросостояние определяется параметрами огромного числа молекул. Хотя внешний шум может сильно менять состояние отдельной молекулы, суммарный их вклад в макросостояние остается неизменным. Это связано с законом больших чисел в теории вероятности [56]. Примером термодинамического закона, связанного с этим, может служить макроскопические законы движения жидкости или газа.

Вторая причина связана с дискретностью состояний в квантовой механике. Поскольку разные квантовые состояния дискретны и сильно отличаются энергией, малый шум не может их изменить. Это приводит, например, к устойчивости химической связи и позволяет рассматривать, например, термодинамику макромолекулы

Зачем нужно использовать именно Наблюдаемую, а не Идеальную динамику, если они дают одинаковый результат во всех важных экспериментальных ситуациях, связанных с ростом энтропии? Потому что **описание, даваемое Наблюдаемой Динамикой, много проще, чем даваемое Идеальной.** Наблюдаемая Динамика отбрасывает ненаблюдаемые процессы (вроде обратных процессов с убыванием энтропии или возвраты), оперирует с меньшим числом переменных и описывается более простыми уравнениями. Кроме того, она позволяет отвлечься от малого внешнего шума или неполноты описания системы, позволяя сделать точное или вероятностное описание системы.

Мы знаем, что истинной теорией является Идеальная Динамика. Наблюдаемая Динамика дает отличные от нее результаты. Можно ли экспериментально обнаружить эту разницу между теориями, при условии истинности Идеальной Динамики? Та или иная теория может быть верной или неверной только в том случае если может быть поставлен реальный эксперимент, способной опровергнуть теорию. Такая теория называется **фальсифицируемой** в смысле определенном **Карлом Поппером [42]**. Предположим, что Идеальная Динамика верна. Является ли Наблюдаемая Динамика фальсифицируемой в определенном выше смысле?

Для полной физической системы, включающей наблюдателя, наблюдаемую систему и окружающую среду наблюдаемая динамика не фальсифицируема в смысле Поппера (при условии верности Идеальной Динамики). Т.е. разницу между Идеальной и Наблюдаемой Динамикой в этом случае невозможно наблюдать в эксперименте.¹⁰

¹⁰ Тем не менее, она может иметь самостоятельную ценность, позволяя более просто проводить вычисления или понять физику явления.

Так, например, Галлилеевская система отсчета, связанная с солнцем, позволила гораздо проще и точнее рассчитать динамику планет, чем Птолемеяевская, связанная с Землей. Хотя за начало отсчета мы вправе выбрать любую из них. Соответственно выбор «что вокруг чего вращается» остается за нами и определяется лишь красотой описания и нашим удобством.

Аналогично этому, в математической науке выбор определений и аксиом определяется лишь нашим удобством и требованием непротиворечивости аксиом. Теория, объясняющая как делать тот или иной выбор, отсутствует (в отличие от теоремы Геделя о неполноте) Обычно

Для измеряемой системы без включения в нее наблюдателя и окружения Наблюдаемая Динамика **в принципе фальсифицируема**. Для этого надо исключить даже очень малое шумовое взаимодействие с окружающей средой и наблюдателем, подготовить некое точно заданное начальное состояние, а затем измерить конечное и сравнить полученный результат с теорией. Тут возникает соблазн спросить: а может на самом деле исходно верной является не Идеальная, а некая Наблюдаемая Динамика [10], [44], [45]? Например, предположим, что спонтанная редукция происходит для достаточно больших макроскопических систем. То-есть, спонтанная редукция наблюдается не только при самонаблюдении, но также и для внешнего наблюдателя при полной изоляции макросистемы от шума окружения. Однако в случаях небольших изолированных систем, когда Идеальная Динамика экспериментально проверяема, она всегда оказывается верной.¹¹

Однако, поскольку для макроскопических систем исключить это очень малое шумовое взаимодействие практически невероятно трудно, то выполняется **практическая нефальсифицируемость** Наблюдаемой Динамики для измеряемой системы. Т.е. теоретически опровергнуть её можно, но в реальном эксперименте сделать это очень трудно

Сделаем тут очень важное примечание. Вполне возможны и случаи, когда введение такой динамики невозможно и система остается все-таки непредсказуемой, вследствие незамкнутости или неполноты описания. Это случай **Непредсказуемой Динамики**, обсуждаемой в следующей главе.

10.2 Чем ограничивается выбор макроскопических переменных Наблюдаемой динамики?

Очень важно отметить, что **выбор макропараметров не может быть произвольным**. Наблюдаемая динамика должна приводить к закону возрастания энтропии и необратимости. Следовательно, макропеременные должны вводиться таким образом, чтобы макросостояния и описываемые ими процессы, ведущие к росту энтропии (определяемой этими макропеременными), были устойчивы по отношению к внешнему шуму. Они также должны происходить аналогично процессам, описываемых идеальной динамикой изолированных систем при возрастании энтропии. Процессы идеальной динамики, связанные с уменьшением макроскопической энтропии, должны быть наоборот неустойчивыми и нарушаться. Это условие накладывает серьезные ограничения на выбор возможных макроскопических состояний. Так в классической статистической механике,

прибегают к аргументу «красоты» и «всеобщности» теорем, получающихся при подходящим задании аксиом и определений. Однако эти вещи требуют более точных определений.[13]

¹¹ *Подобные эксперименты существуют и проводятся на системах промежуточного размера между макро и микро, так называемых мезоскопических системах. Все эти эксперименты подтверждают Идеальную, а не Наблюдаемую Динамику. В этих экспериментах наблюдается квантовая интерференция (при отсутствии спонтанной редукции) и происходят флуктуации энтропии.[43],[10].*

Однако для действительно больших макроскопических систем аналогичный эксперимент поставить в ближайшее время вряд ли будет возможно. В фундаментальной физике аналогичная ситуация существует для Струнных Теорий и Великих Объединений. Эксперимента, который сможет подтвердить или опровергнуть их, нужно ждать сотни лет, если не случится чуда. Впрочем, и в теории гравитации Эйнштейна, которая проверена точно лишь для не слишком большой силы гравитации, ситуация похожа. (вспомним, например, загадочное темное вещество и энергию, а также новые теории гравитации Мильгрота [53] и Логунова [54]).

если мы рассмотрим набор всех микросостояний соответствующих некому макросостоянию, то в фазовом пространстве они имеют вид компактной, выпуклой капли. Это макросостояние и его динамика, идущая с ростом энтропии, будут устойчивыми по отношению к малому внешнему шуму.

Возьмем набору точек, соответствующему расплывшейся фазовой капле с множеством узких ответвлений («рукавов») и обратим скорости всех молекул. Такому ансамблю не соответствует никакого макросостояния. Хотя ансамбли (т.е. наборы точек в фазовом пространстве), обладающие таким свойством существуют и соответствуют начальным состояниям процессов с убыванием энтропии. Невозможность введения такого макросостояния связана с тем, что подобное макросостояние было бы неустойчивым к малому шуму. Неустойчивостью (для систем с перемешиванием) объясняется и невозможность выбора в качестве макропараметров (даже в качестве некоего предельного случая) самих микропараметров, т.е. скоростей и координат всех молекул. Конечно, еще одной причиной для этого является и огромное число таких параметров.

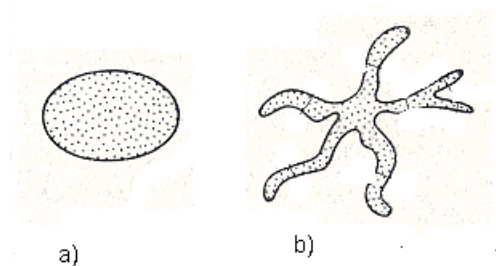


Рис 23 а) возможное макросостояние б) невозможное макросостояние

Аналогично этому в КМ часто возникает вопрос: почему для основных макросостояний Шредингеровского кота мы выбираем состояния живой или мертвый кот, а не их разницу и сумму [14]? Связано это с тем, что состояния живой или мертвый кот устойчивы к флуктуациям внешней среды. В тоже время, их сумма или разность в очень короткое время запутываются с окружением и переходят в смесь живой и мертвый кот. Мы уже раньше назвали этот процесс декогеренцией. Он происходит много быстрее, чем все иные термодинамические релаксационные изменения. [15], [16], [47], [48] Т.е. выбор состояний как именно живой или мертвый кот диктуется необходимостью устойчивости к внешнему шуму.

Какое же свойство уравнений идеальной динамики приводит к приоритету подобных состояний? Это свойство **локальности взаимодействия**. Сильно взаимодействуют друг с другом лишь близкие в пространстве молекулы. Поскольку состояния живой и мертвый кот пространственно сильно разделены их суперпозиция легко редуцируется в их смесь.

Определение таких приоритетных макроскопических состояний (*pointer states*) в случае квантовой механики описано в работах Зурека [39], [31]. Если бы сила взаимодействия между молекулами или атомами определялась бы не близостью координат, а, например, близостью импульсов частиц ситуация была бы совсем другая.

Для систем близких к состоянию термодинамического равновесия приоритетные макроскопические состояния (*pointer states*) соответствуют собственным функциям энергии. В энергетическом представлении при термодинамическом равновесии матрица плотности диагональна.

Отметим тут, что выбор, как уравнений Наблюдаемой Динамики, так и набора макропеременных неоднозначен. Существует огромное количество различных и непротиворечивых между собой Наблюдаемых Динамик. По сути дела, все **master equations** термодинамики (например, уравнения гидродинамики вязкой жидкости, уравнение Больцмана в термодинамике, закон роста энтропии в изолированных системах) являются уравнениями Наблюдаемой Динамики. Различные Наблюдаемые Динамики

отличаются как по степени их «макроскопичности», так и по выбору конкретных наборов макропеременных.

Равновесный ансамбль, находящийся в равновесии с термостатом, в квантовой механике в энергетическом представлении описывается диагональной матрицей плотности. Аналогично этому, в классической механике, в равновесии отсутствуют корреляции между молекулами, являющимися аналогами недиагональных элементов матрицы плотности. Нарушение равновесия проявляется **двояко. Во-первых**, через наличие макроскопических корреляций макропараметров. Они определяются неравновесными значениями диагональных элементов матрицы плотности в энергетическом представлении для КМ. Эти корреляции исчезают при переходе к равновесному состоянию в процессе, называемом релаксацией. **Во-вторых**, через неустойчивые микроскопические корреляции (квантовые корреляции в КМ или дополнительные корреляции в КСМ). Квантовые корреляции соответствуют не равным нулю недиагональным элементам матрицы плотности в энергетическом представлении. Эти микроскопические корреляции много более неустойчивы и гораздо быстрее затухают, чем макроскопические. Процесс их исчезновения был назван выше декогеренцией. Время декогеренции много меньше времени релаксации.

10.3 Методы получения Наблюдаемой Динамики.(Master equations)

Рассмотрим методы получения Наблюдаемой Динамики. В соответствии с двумя основными причинами, приводящими к необходимости применения Наблюдаемой Динамики (внешний шум или неполнота знаний о состоянии системы) мы можем разбить все методы получения Наблюдаемой Динамики на две группы.

Первый метод связан с введением малого неконтролируемого шума от внешнего большого термостата (например, вакуум является термостатом с нулевой температурой). [15] Этот шум уничтожает дополнительные корреляции, приводящие к возвратам и обратимости.

Второй метод связан с неполнотой знания о состоянии полной физической системы для самонаблюдения, что позволяет провести огрубление («размазывание») функции, описывающей состояния системы [35], [2], (**Приложение К**). Для КСМ такой функцией является фазовая плотность, для КМ – матрица плотности. Если мы рассмотрим случай КСМ, то огрублением («размазыванием») может служить сглаживание (усреднение) функции фазовой плотности в окрестности каждой точки с некоторым периодом времени. Между сглаживаниями эволюция описывается обычными уравнениями Идеальной Динамики. Для КМ аналогичная процедура связана с периодической редукцией волновой функции [3] и использования уравнения Шредингера во временных промежутках между редукциями. Подобные методы огрубления уничтожают дополнительные корреляции, приводящие к возвратам и обратимости. Как мы уже отмечали выше, эти корреляции экспериментально не наблюдаемы для случая самонаблюдения.

Наблюдаемая динамика (при самонаблюдении) должна описывать поведение системы (с ростом энтропии) и давать результаты, совпадающие с Идеальной Динамикой, только в течение некоторого ограниченного интервала времени. Это время много меньшего времени возврата. Ведь система просто не может быть наблюдаема экспериментально в течение большего времени из-за стирания памяти наблюдателя при возвратах.

10.4 Разрешение парадокса Зенона с точки зрения Наблюдаемой Динамики. Экспоненциальный распад частиц– закон Наблюдаемой, а не Идеальной Динамики.

В связи с необходимостью введения Наблюдаемой Динамики, мы можем тут вспомнить ранее уже упомянутый квантовый **парадокс Зенона**. Разрешение второй части этого парадокса (о не экспоненциальном характере распада) мы находим в рамках Наблюдаемой Динамики.

Пусть количество нераспавшихся частиц N (с небольшой возможной ошибкой) является измеряемым макропараметром. В начальный момент t_0 было N_0 нераспавшихся частиц. Идеальная квантовая динамика дальнейшего распада не экспоненциальная. Но квантовое измерение распада неизбежно вносит искажение в Идеальную динамику, делая ее неприменимой. Мы можем лишь свести помехи, вносимые измерением, к минимуму, выбрав большие интервалы между измерениями. Временной интервал между измерениями (редукциями) с одной стороны должен быть достаточно большим, чтобы не влиять существенно на динамику распада. ($\Delta t \gg \hbar/\Delta E$, где Δt – временной интервал между редукциями, \hbar – постоянная планка, ΔE – разница энергий между состояниями распавшаяся и не распавшаяся частицы) С другой стороны, его нужно выбрать меньше среднего времени жизни частицы. ($\hbar/\Delta E \ll \Delta t < \tau$, где τ – среднее время жизни распавшейся частицы). Общее время наблюдения процесса должно быть много меньше времени возврата Пуанкаре для замкнутых систем конечного объема (включающей наблюдателя), поскольку подобные возвраты не наблюдаемы из-за стирания памяти наблюдателя. ($n \cdot \Delta t \ll T_{\text{return}}$, где n – число наблюдений [редукций], T_{return} – время возврата Пуанкаре) Пусть временной интервал между измерениями распавшихся частиц и общее время наблюдения выбраны корректно, т.е. отвечают всем этим условиям. Для такой ситуации полученный закон распада является уже строго экспоненциальным и не зависит от конкретной точной величины выбранного временного интервала между измерениями (редукциями). Этот **экспоненциальный закон распада** ($N = N_0 \cdot \exp(-(\Delta t - t_0)/\tau)$) является уже **законом Наблюдаемой динамики, а не Идеальной динамики**, согласно самому определению понятия Наблюдаемой динамики.

10.5 Примеры различных методов получения Наблюдаемых Динамик путем «огрубления» («размазывания»): уравнение Больцмана и Новая Динамика Пригожина.

Примером Наблюдаемой Динамики является **уравнение Больцмана**. [1],[2] Огрубление («размазывание») (**Приложение К**) проводится при его получении в два этапа. Вначале фазовая функция заменяется функцией распределения для одной частицы. Это, по сути, соответствует усреднению фазовой плотности по всем частицам, кроме одной. Полученное уравнение для одночастичной функции остается обратимым уравнением Идеальной динамики и зависит от двухчастичной функции распределения. Уравнение Наблюдаемой Динамики получают путем дальнейшего огрубления. Вводится «гипотеза молекулярного хаоса». Корреляции между любыми двумя частицами принимаются нулевыми, и двухчастичная функция распределения заменяется произведением двух одночастичных функций. Подставляя полученную двухчастичную функцию в полученное ранее уравнение, приходим к необратимому и нелинейному уравнению Больцмана. Это очень напоминает редукцию в КМ, когда все корреляции между возможными результатами измерения отбрасываются (т.е. обнуляются недиагональные элементы матрицы плотности).

Еще одним примером получения Наблюдаемой динамики методом огрубления может служить «**Новая Динамика**» Пригожина. [9], [12], (**Приложение L**) Она дает очень красивые методы получения уравнений. Как само огрубление («размазывание»), так и уравнения движения (получающиеся простой подстановкой функции, обратной огрубленной, в уравнения Идеальной динамики) являются линейными. При этом в КСМ фазовая функция распределения в окрестности каждой точки огрубляется анизотропно. Как мы описывали ранее для систем с перемешиванием, в окрестности каждой точки есть

направление, вдоль которого траектории расходятся экспоненциально (**направление расширения**). Также есть и направление, вдоль которого траектории сходятся экспоненциально (**направление сжатия**). Только вдоль направления сжатия и производится огрубление («размазывание») фазовой функции.

Рассмотрим макроскопическое состояние, которому соответствует некая компактная выпуклая «фазовая капля». Первоначальная компактная «фазовая капля», растекаясь по фазовому пространству, приобретает много «веток». Направление сжатия перпендикулярно этим «веткам». Поэтому огрубление функции вдоль них приводит к росту площади растекшейся «фазовой капли», и, соответственно, росту числа микросостояний и энтропии.

Теперь рассмотрим обратный процесс. Начальное состояние определяется набором точек фазового пространства, полученных из конечного состояния прямого процесса (растекшейся «фазовой капли») путем обращением скоростей всех молекул. При обращении скоростей форма растекшейся «фазовой капли» не меняется. Но направление сжатия из-за обращения скоростей уже не перпендикулярно, а параллельно её «веткам». Поэтому при огрублении этой вдоль направления сжатия площадь растекшейся фазовой капли почти не меняется. Соответственно, число микросостояний и энтропия тоже почти не меняются в противоположность с увеличением энтропии растекшейся «фазовой капли» при прямом процессе.

Таким образом, **анизотропное огрубление нарушает симметрию по отношению к обращению времени**, и полученные уравнения оказываются также необратимыми.

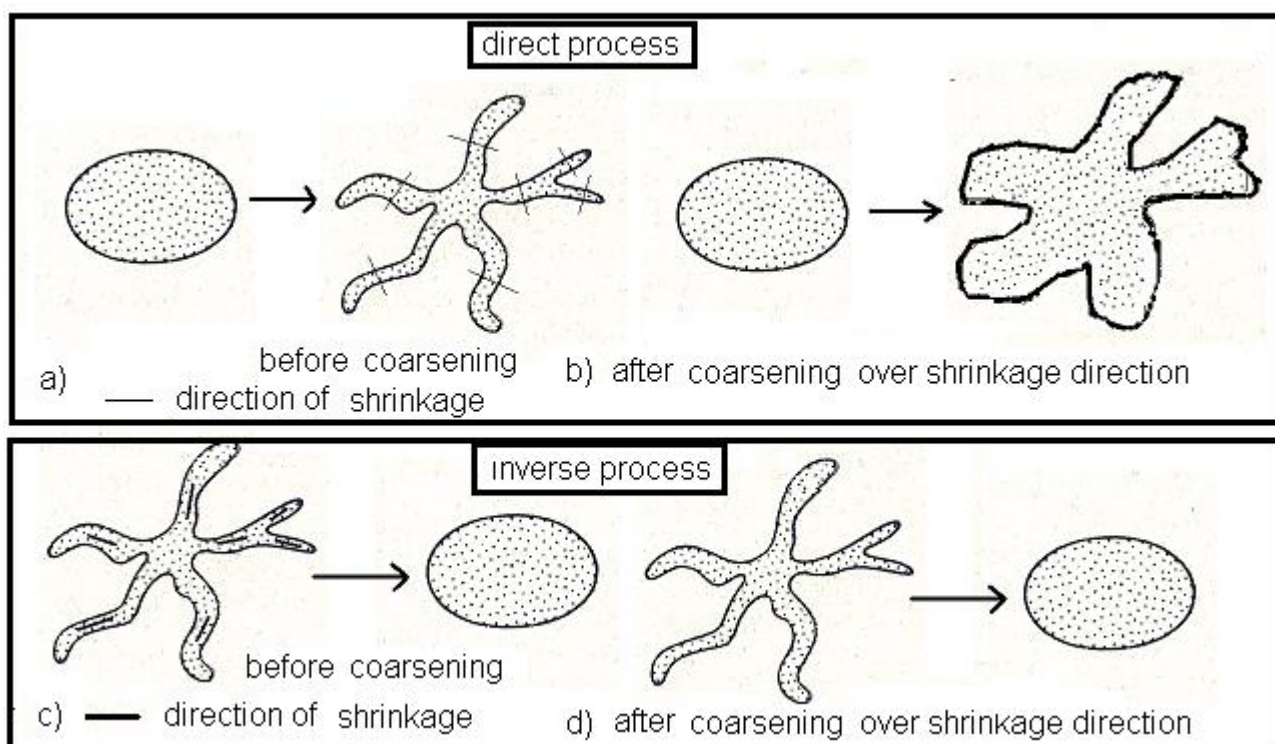


Рис. 24 Огрубление («размазывание») фазовых капель в направлении сжатия приводит к нарушению обратимости во времени. Прямой и обратный процессы после огрубления протекают уже не симметрично. («Новая динамика» Пригожина.)

Рассмотрим «Новую Динамику» для квантовых систем. Подобную линейную анизотропную процедуру огрубления можно провести и в случае КМ, но лишь для бесконечно больших квантовых систем (в бесконечном объеме или бесконечным числом частиц). Конечные квантовые системы с конечным числом частиц являются почти

периодическими, и имеют конечное время возврата. Для них «Новая Динамика» уже не применима¹².

Пригожин предлагает рассматривать все реальные квантовые системы как бесконечно большие. Решение, однако, может быть много проще. Наблюдаемая динамика имеет смысл только в течение времени, много меньше времени возврата. Описание в течение большего времени не имеет смысла. Ведь система не может быть наблюдаема экспериментально в течение большего времени из-за стирания памяти при возвратах (при самонаблюдении). В течение такого времени в термодинамическом пределе (объем стремится к бесконечности, но отношение числа частиц к объему остается постоянной) большие конечные системы, для которых существует такой предел, почти не отличаются от бесконечных систем. Если же у нас имеется система, для которой термодинамический предел вообще не существует (например, макромолекула) ее можно просто погрузить в резервуар (окружение) для которого такой предел есть. Все эти приемы позволяют использовать уравнения «Новой Динамики» и для конечных систем квантовой механики.

Часто «Новую Динамику» подвергают критике.[28] Основной аргумент при этом заключается в том, что все парадоксы КМ и КСМ можно объяснить, не прибегая к «Новой Динамике». Это верно, и мы проделали это в данной работе. Соответственно, говорят эти критики, «Новая Динамика» не нужна и избыточна! Однако нужно рассматривать «Новую Динамику» не как замену КМ или КСМ (что, к сожалению, пытается сделать и сам Пригожин), а лишь как одну из полезных форм Наблюдаемой Динамики. Она позволяет удобно описать физические системы, исключая ненаблюдаемые в реальности обратимость и возвраты. В этом и состоит ее преимущество.

Обсудим теперь ситуацию, когда Наблюдаемую Динамику ввести не возможно. Это случай мы назвали выше Непредсказуемой Динамикой.

11. Непредсказуемая Динамика.

Не во всех случаях нарушенная внешним шумом (или неполная при самонаблюдении) Идеальная Динамика может быть заменена предсказуемой Наблюдаемой Динамикой. Для ряда систем их динамика становится в принципе непредсказуемой. Назовем динамику, описывающую такую систему, **Непредсказуемой Динамикой**. Как следует из самого определения таких систем, для них невозможно ввести макропараметры, характерные для Наблюдаемой Динамики и предсказывать их поведение. Их динамика не описывается и не предсказывается научными методами. Таким образом, **наука сама ставит границы своей применимости**.

Мы не сомневаемся в верности и универсальности основных законов физики. Но невозможность полного знания состояния или законов динамики системы (из-за взаимодействия с наблюдателем или окружением или неполноты при самонаблюдения) делает в некоторых случаях невозможным их полную экспериментальную проверку. Это дает нам некоторую свободу их произвольно изменять, не входя в противоречие с экспериментом. Когда эти изменения приводят к предсказуемой динамике системы, она называется Наблюдаемой Динамикой. В тех же случаях, когда никакая предсказуемая динамика становится вообще невозможна, мы говорим уже о Непредсказуемой Динамике.

Приведем несколько примеров Непредсказуемой Динамики.

- 1) Точки фазовых переходов или точки бифуркаций. В этих точках макроскопическая система, описываемая Наблюдаемой Динамикой, в процессе эволюции во времени или в процессе изменения какого-либо внешнего параметра может перейти не в

¹² Также Новая Динамика не применима к почти периодическим системам КСМ. Впрочем, большинство реальных систем КСМ является системами с перемешиванием (хаотическими). Поэтому для КСМ эта проблема менее важна

одно, а в несколько различных макроскопических состояний. То есть, в этих точках Наблюдаемая Динамика теряет свою однозначность. В этих точках возникают огромные макроскопические флуктуации и использование макропараметров становится бессмысленным. Эволюция также становится непредсказуемой, т.е. возникает Непредсказуемая Динамика.

- 2) В современных космологических моделях есть дополнительные явления, кроме уже описанных выше явлений. Они связаны с потерей информации и ведут к неполноте нашего знания о состоянии системы и, следовательно, ее непредсказуемости. Так, за конечное время разные начальные состояния вследствие коллапса приводят к одинаковому конечному состоянию - Черной Дыре. Это приводит к потере информации в Черной Дыре и непредсказуемости динамики системы, ее включающей. (Таким, например, однозначно непредсказуемым явлениям, например, как Хокинговское испарение Черной Дыры.) Тот же эффект потери информации имеет и ускоренное расширение Вселенной – появляются ненаблюдаемые области, откуда до нас не доходит даже свет. Следовательно, они ненаблюдаемые, и содержащаяся в них информация потеряна. Это опять ведет к непредсказуемости.
- 3) Возьмем микроскопическую или мезоскопическую систему, описываемую Идеальной Динамикой, изолированную от внешней декогеренции. Ее динамика зависит от неконтролируемых микроскопических **квантовых корреляций**. Эти корреляции очень неустойчивы и вследствие декогеренции (т.е. запутывания с окружением или наблюдателем) исчезают. Пусть некий первый наблюдатель фиксирует лишь начальное и конечное состояние системы. В промежутке времени между ними система полностью или почти изолирована от окружения или этого наблюдателя. В таком случае эти микроскопические корреляции не исчезают и влияют на динамику. Рассмотрим другого внешнего наблюдателя, не знающего начального состояния системы. В отличие от первого наблюдателя, знающего начального состояния системы, поведение системы для второго наблюдателя становится непредсказуемым! Т.е. с точки зрения такого наблюдателя возникает Непредсказуемая Динамика. В квантовой области примерами таких систем являются **квантовые компьютеры** и **квантовые криптографические передающие системы**. [16], [47], [48]



Рис. 25 Схема квантового компьютера

Квантовые компьютеры имеют не только свойство непредсказуемости для наблюдателя, не информированного об их состоянии при запуске вычислений. Другим важным свойством является их высокая параллельность вычисления. Оно достигается

за счет того, что начальное состояние является суперпозицией многих возможных начальных состояний «квантовых битов информации». За счет линейности уравнений квантовой механики эта суперпозиция сохраняется и «обработка» всех состояний, входящих в суперпозицию, происходит одновременно (параллельно). Эта параллельность приводит к тому, что многие задачи, которые обычный компьютер решает очень медленно из-за того, что рассматривает все случаи последовательно, квантовый решает очень быстро. С этим свойством и связаны надежды на практическую пользу квантовых компьютеров.

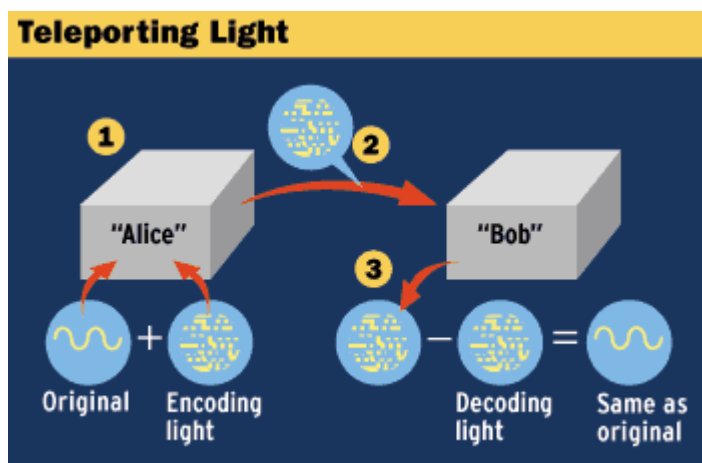


Рис 26. Квантовое кодирование в квантовых криптографических передающих системах. (Рис. из [102])

Квантовые криптографические передающие системы используют в первую очередь свойство своей непредсказуемости «передаваемых сообщений» (на самом деле, просто неких специальных систем, описываемых квантовыми законами) для внешнего наблюдателя, не информированного об их состоянии при начале передачи. Любая попытка прочесть передаваемое сообщение приводит к его взаимодействию с этим наблюдателем и, следовательно, «разрушению» передаваемого сообщения и невозможности прочесть это сообщение. Таким образом, перехват сообщений оказывается **в принципе невозможным** по законам физики.

Следует особо отметить, что вопреки широко распространенному мнению, как квантовые компьютеры так и квантовая криптография [16], [47], [48] имеют классические аналоги. Действительно, в классических системах в отличие от квантовых систем измерение можно провести абсолютно точно, не искажая измеряемое состояние. Однако и в классических хаотических системах имеются **неконтролируемые и неустойчивые микроскопические дополнительные корреляции**, обеспечивающие обратимость и возвраты системы. Введём «руками» конечное, но малое взаимодействие в классическое измерение или конечную погрешность в начальные условия, которые в реальных ситуациях, и на самом деле, всегда существуют. Они стирают разницу между классической и квантовой системой, как мы уже отмечали выше. В реальных системах всегда присутствует мный внешний шум, выполняющий эту роль. Изолируя хаотическую классическую систему от этого шума, мы получаем **классические аналоги изолированных квантовых устройств с квантовыми корреляциями** [86-87].

Аналогом квантовых компьютеров являются **молекулярные компьютеры** [52, 86-87]. Большое количество молекул обеспечивает параллельность вычислений. Неконтролируемые и неустойчивые микроскопические дополнительные корреляции, обеспечивающие обратимость и возвраты системы, делают динамику неопределенной для наблюдателя, не информированного о состоянии компьютера в момент старта.

Введение конечного, но малого взаимодействия приведет к тому, что такой наблюдатель нарушит нормальный запланированный ход вычислений при попытке чересчур точно померить координаты и скорости молекул, чтобы предсказать результат работы компьютера.

Аналогичные аргументы могут быть использованы для создания **классических криптографических передающих систем**, использующих явление классических неустойчивых микроскопических дополнительных корреляции. Неустранимое малое взаимодействия с перехватчиком сообщений разрушает эти корреляции. Тем самым оно делает ненаблюдаемый перехват принципиально невозможным также и в классическом случае.

- 4) Сохранение неустойчивых микроскопических корреляций может быть обеспечено не только за счет пассивной изоляции от внешней среды и наблюдателя, но и за счет динамического, компенсирующего помехи механизма. Это происходит в так называемых физических **стационарных системах**, в которых равновесие системы поддерживается за счет непрерывного **потока энергии или вещества через систему**. Примером могут служить микромазеры [25] – маленькие и хорошо проводящие полости с электромагнитным излучением внутри. Размер полостей настолько мал, что излучение уже необходимо описывать квантово. Оно постепенно затухает из-за взаимодействия со стенками. Эту систему оптимально описывать матрицей плотности в базисе состояний, соответствующих различным собственным энергиям системы. Этот базис наиболее устойчив к внешним шумам для любой системы близкой к термодинамическому равновесию и, следовательно, наиболее подходит для Наблюдаемой Динамики. Микроскопические корреляции соответствуют недиагональным элементам матрицы плотности и стремятся к нулю много быстрее, чем диагональные элементы при затухании излучения. (Иными словами, время декогеренции много меньше времени релаксации.) Однако пропускание через микромазер пучка возбужденных частиц приводит к сильному замедлению затухания недиагональных элементов матрицы плотности (иными словами микрокорреляций) и отличному от нуля стационарному излучению.
- 5) Примером **очень сложных стационарных систем** являются **живые системы**. Они находятся в состоянии очень далеко от термодинамического равновесия и крайне сложны. Они упорядочены, хоть эта упорядоченность сильно отличается от периодичного неживого кристалла. Низкоэнтропийное неравновесное состояние живого поддерживается за счет роста энтропии в окружении¹³. Неравновесное состояние поддерживается за счет метаболизма – непрерывного потока вещества и энергии через живой организм. С другой стороны само это неравновесное состояние является катализатором метаболического процесса, т.е. создает и поддерживает его на необходимом уровне. Поскольку состояние живых систем является сильно неравновесным, оно может поддерживать и существующие неустойчивые микрокорреляции, препятствуя процессу декогеренции. Эти корреляции могут быть как между частями самой живой системы, так и между живой системой и другими (живыми или неживыми) системами. Если это происходит, то динамику живой системы можно отнести к Непредсказуемой Динамике. Несомненные успехи молекулярной биологии позволяют предсказать и описать многие черты динамики живых систем. Но нет никаких фактов, свидетельствующих, что она будет способна **полностью** описать всю сложность процессов в живой системе, даже с учетом ее дальнейших достижений. Довольно трудно проанализировать реальные живые системы в рамках концепций Идеальной, Наблюдаемой и Непредсказуемой Динамик из-за их огромной сложности. Но возможно построить математические модели гораздо менее

¹³ Так, например, растет энтропия Солнца, служащего источником энергии для жизни на Земле.

сложных неравновесных стационарных систем с метаболизмом и понять возможную роль всех трех Динамик для таких систем. Эта важная задача для дальнейшей работы физиков и математиков в этой области. Некоторые шаги в этом направлении сделаны в ниже следующей главе о Синергетике.

Следует отметить очень важное обстоятельство. Неустойчивые микрокорреляции существуют не только в квантовой, но и в классической механике. Например, классические системы с перемешиванием. Следовательно, подобные модели не должны носить только квантовый характер. Они могут быть и классическими! Очень многие допускают эту ошибку, считая, что только квантовая механика может описывать подобные явления.[44], [45] Как мы уже много раз указывали выше, введение «руками» малого, но конечного взаимодействия при классическом измерении и погрешностей начального состояния стирает разницу между свойствами квантовой и классической механики (при наличии неустойчивых микрокорреляций).

б) Описанными выше случаями не описывается все многообразие Непредсказуемых Динамик. Нахождение точных условий, при которых Идеальная Динамика переходит в Наблюдаемую и Непредсказуемую Динамику – еще полностью не решенная задача для математики и физики. Также такой еще полностью не решенной проблемой (и, по-видимому, связанной с предыдущей задачей) является роль этих трех динамик в сложных стационарных системах. Решение этой проблемы позволит глубже понять физические принципы, лежащие в основе жизни. Этому вопросу мы посвятим следующую главу.

12. Жизнь и смерть.

Отметим с самого начала, что если предыдущие главы носили более или менее строгий характер, то данная глава в силу очевидных причин носит более гипотетический характер и является скорее набором гипотез.

Будем исходить в данной статье из положения, что жизнь полностью соответствует законам физики.

Следующие вопросы должны быть обсуждены ниже:

Что такое жизнь и смерть с точки зрения физики?

Есть ли у живой материи некие свойства не совместимые с физикой?

Чем живые системы отличаются от неживых систем с точки зрения физики?

Когда у живых систем появляется сознание и свобода воли с точки зрения физики?

Жизнь определяется, обычно, как особая высокоорганизованная форма существования органических молекул, обладающая способностью к обмену веществ, размножению, адаптации, движению, реакцией на внешние раздражители, способностью к самосохранению в течение долгого времени или даже повышению уровня самоорганизации. Это верное, но слишком узкое определение: многие из живых систем обладают лишь частью из этих свойств, некоторые из них присущи и неживой материи, вполне возможны и неорганические формы жизни.

12.1 Жизнь с точки зрения физики – предыдущие работы.

Первую попытку описать жизнь с точки зрения физики дал Шредингер [11]. В своей работе он определил жизнь как аperiодический кристалл, т.е. высокоупорядоченную¹⁴, но не основанную на простом повторении, в отличие от кристалла, форму материи. Он также

¹⁴ Т.е. обладающую низкой энтропией. Живая система «питается» негэнтропией из окружения. Таким образом, это принципиально открытая система.

привел две причины, делающие Наблюдаемую Динамику живых систем устойчивой к их внутреннему и внешнему шуму: статистический закон больших чисел и дискретность квантовых переходов, обеспечивающую устойчивость химических связей. Сам принцип действия живых организмов он уподобляет часам: и там и там возникает «порядок из порядка» несмотря на высокую температуру.

Следующий вклад в понимание жизни сделал Бор [26]. Он обратил внимание, что полное измерение состояния системы вносит в квантовой механике неизбежные искажения в поведение системы, чем возможно и объясняется принципиальная непознаваемость жизни. Критика этих взглядов Бора Шредингером [19] не состоятельна. Он пишет, что полное знание состояния квантовой системы возможно. Просто в отличие от классического случая полное знание состояния квантовой системы позволяет предсказать будущее лишь вероятностно. Проблема, однако, состоит в том, что измерение вносит неизбежные искажение в поведение системы, более сильные, чем вытекающие из вероятностного характера КМ. Т.е. предсказание нельзя делать даже вероятностно! В отсутствии измерения поведение было бы иным, чем при его наличии [20]. Измерение нарушает дополнительные (или квантовые) корреляции между частями системы, меняя ее поведение. Таким образом, измерение делает поведение системы в принципе непредсказуемым, а не только вероятностным. Это относится не только к квантовой механике, но и к классической механике, где между реальными системами существует малое конечное взаимодействие.

В своей работе Бауэр¹⁵ [17] определил, что не только высокая упорядоченность (и, соответственно, низкая энтропия) проявляются не только в неравновесности распределения веществ в живой материи, но и сама структура живой материи является низкоэнтропийной и сильно неустойчивой. Эта неустойчивая структура не только поддерживается за счет процесса обмена веществ, но и сама является катализатором этого обмена. Казалось бы, белки или вирусы имеют упорядоченную структуру и в кристаллической форме. Однако внутри живой материи можно встретить их более высокоупорядоченные и низкоэнтропийные модификации. С течением времени, тем не менее, происходит постепенная дегградация структуры. Это приводит к неизбежности смерти и необходимости размножения для самого сохранения жизни. Т.е. процесс обмена веществ лишь очень сильно замедляет распад сложной структуры живой материи, а не поддерживает ее все время неизменной. Экспериментальные результаты, приведенные Бауэром, подтверждают выделение энергии и соответственного увеличения энтропии в процессе автолиза. Автолиз - это распад живой материи в отсутствие поддерживающего ее обмена веществ. На первой стадии процесса энергия выделяется из-за разрушения сильно неустойчивой исходной структуры материи, а на второй стадией процесса - в результате действия протолитических (разлагающих) ферментов, освобождающихся или появляющихся при автолизе. Наличие этой избыточной *структурной* энергии Бауэр и считал неотъемлемой характеристикой жизни.

Во всех указанных выше работах дано рассмотрение отдельного живого организма, в то время как жизнь, как совокупность всех организмов в целом (биосфера) также может быть рассмотрено. Сюда же относится и вопрос о происхождении и источнике жизни. Наиболее полный и современный ответ на эти вопросы с точки зрения физики был дан в работе Элицура [18]. В ней он рассматривает источник жизни как ансамбль саморазмножающихся молекул. Проходя через сито Дарвиновского естественного отбора, жизнь накапливает в своих генах информацию (точнее *полезную* информацию (знания) в определении, данном Элицуром) об окружающей среде, повышая, тем самым, уровень своей организации (негоэнтропии) в соответствии со вторым началом термодинамики. Ламаркизм в его слишком прямолинейной формулировке приведен в противоречие с этим

¹⁵ Талантливый советский биофизик, трагически погибший в сталинских лагерях. Он намного опередил свое время.

законом физики. Обзор широкого спектра работ в этой области также сделан в этой статье [18]. К ее недостаткам относятся:

- 1) Рассмотрение верно для жизни в целом, как явления, но не для отдельно взятого живого организма.
- 2) Предложенное доказательство отвергает лишь слишком грубую, прямолинейную модель Ламаркизма, в то время как есть много гипотез и опытов, иллюстрирующих возможность реализации его элементов даже в реальной жизни [32]. Идея Ламаркизма заключается в том, что полезные изменения, происходящие в организме в течение его жизни, запоминаются и передаются потомству. Это противоречит Дарвиновской концепции отбора, когда случайные изменения происходят в наследственном веществе и удачные из них закрепляются у потомков естественным отбором, а неудачные отбрасываются.
- 3) За самоорганизующимися диссипативными системами, предложенными Пригожиным, например, ячейками Бернара [50], отрицается свойство адаптации, в отличие от живых организмов. Естественно, их адаптивные способности несравнимы с живыми системами, но в зачаточной форме, тем не менее, существуют. Так, например, ячейки Бернара [50] меняют свою геометрию или даже исчезают, как функция разницы температур между нижним и верхним слоем жидкости. Это и есть примитивная форма адаптации.

12.2 Жизнь как процесс сопротивления процессу релаксации и декогеренции. Сохранение при этом как макроскопических корреляций, так и дополнительных классических (или квантовых) корреляций.

Жизнь была определена Бауэром как самоподдерживающаяся за счет движения и обмена веществ сильная неустойчивость. Живые системы сопротивляются процессу перехода из неустойчивого состояния в более устойчивое. Но мы можем предположить, что большая часть этой неустойчивости проистекает также из сильно неустойчивых (дополнительных в КСМ или квантовых в КМ) микроскопических корреляций. Живые системы стремятся поддержать и сохранить эти корреляции, сопротивляясь также процессу декогеренции. Следует отметить, что живые системы могут поддерживать такие корреляции как между своими внутренними элементами, так и с окружением.

Напомним, что в физических системах мы выделяем два типа корреляций. Первый – это устойчивые к малому внешнему шуму макроскопические корреляции между параметрами системы. Например, связь между давлением, плотностью и температурой для идеального газа. Второй тип – это неустойчивые микроскопические корреляции, которые приводят к обратимости и возвратам Пуанкаре, как в квантовых, так и в классических системах. Декогеренция разрушает эти корреляции, нарушая обратимость и предотвращая возвраты. Это проявляется в законе возрастания энтропии. Мы предполагаем, что живые системы обладают способностью сохранять эти неустойчивые корреляции, тормозя или предотвращая процесс декогеренции.

Проведем сравнение живых и неживых систем по их свойству сопротивляться разрушению и переходу к термодинамическому равновесию. Системы могут активно сопротивляться процессу релаксации. Вспомним живые или неживые стационарные системы, обменивающиеся энергией или веществом с окружением. Однако система может сопротивляться процессу не только процессу релаксации, но и декогеренции. В неживых системах это достигается пассивным путем, т.е. просто изоляцией системы от окружения.

В живых открытых системах это достигается путем активного взаимодействия с окружением, внешним и внутренним движением, метаболизмом.

Способность жизни поддерживать не только макроскопические, но дополнительные (или квантовые) микроскопические корреляции делает жизнь в принципе непредсказуемой, как и предполагал Бор. Причем здесь необязательна квантовая механика, подобные корреляции присущи и классической механике. Аналогом квантовых корреляций являются дополнительные корреляции в КСМ.

Успехи молекулярной генетики не опровергают наличие неустойчивых и непредсказуемых корреляций, возможно свойственных жизни. Построение Наблюдаемой Динамики жизни в принципе возможно. Действительно, живые системы - это открытые системы, активно взаимодействующие со случайным окружением. Внешний наблюдатель взаимодействует с ними обычно много слабее и не может вызвать принципиальное изменение в их поведении. Однако попытка понять и предсказать жизнь слишком подробно и детально может нарушить сложные и тонкие корреляции, сохраняемые жизнью. Она может привести к Непредсказуемой Динамике живых систем и, т.е. дать предсказанный Бором эффект.

12.3 Синергетические системы - модели физических свойств сложных (живых) систем.

Введем понятие синергетических физических систем. Будем называть таковыми простые физические или математические системы, иллюстрирующие в зачаточной форме некие действительные или предполагаемые свойства сложных (живых) систем. Для нас важно создание в первую очередь синергетических моделей систем, способных противостоять шуму (декогеренции в КМ). Они сохраняют свои внутренние корреляции (квантовые или классические), приводящие к обратимости движения или возвратам Пуанкаре.

Существуют три метода сделать это

- 1) Пассивный метод – создание неких «стенок» непроницаемых для шума. Примером могут служить модели современных квантовых компьютеров.
- 2) Активный метод, обратный пассивному – подобно диссипативным или живым системам, сохраняющими свое неравновесное состояние благодаря активному взаимодействию и обмену энергией и веществом с окружением (метаболизмом). Думается, что будущие модели квантовых компьютеров должны братья из этой области.
- 3) Когда корреляции охватывают ВСЮ Вселенную. Внешний источник шума здесь просто отсутствует. Источник корреляций Вселенной в том, что Вселенная произошла из малой области путем Большого Взрыва. Назовем это явление глобальными корреляциями.

Следует отметить два обстоятельства:

- 1) Многие сложные системы в своем развитии проходят динамические точки бифуркации – когда существуют несколько альтернативных путей развития и выбор конкретного из них зависит от малейших изменений состояния системы в точке динамической бифуркации [62-64]. Тут даже слабые (и сохраненные, указанными выше путями) корреляции могут оказать огромное влияние. Наличие подобных корреляций ограничивает предсказательную силу науки, но отнюдь не ограничивает нашу личную интуицию. Поскольку мы являемся неотделимой частью нашего мира, то мы вполне способны на субъективном уровне «ощущать» эти корреляции, недоступные научному предсказанию (Но, ни в кое мере не противоречащие самим законам физики!)
- 2) Как пассивная, так и активная защита требуют огромных затрат негэнтропии, которая черпается из окружения, поэтому суммарная энтропия системы и окружения только растет. Закон возрастания энтропии остается незыблемым для

«большой» системы (наблюдаемая система + окружение + наблюдатель), хотя неверен для самой наблюдаемой системы. Уменьшения энтропии в большой системе согласно уравнениям Идеальной динамики происходят, но являются ненаблюдаемыми, как объяснено выше. Поэтому они могут просто игнорироваться.

Приведем примеры синергетических моделей физических процессов.

Так, рост кристаллов моделирует способность живых систем к размножению. Кстати, анализ этих систем позволяет найти слабое место [27] в аргументах Вигнера [6], видящем противоречие между способностью к размножению и квантовой механикой. Положим, что взаимодействие между размножающейся **квантовой** системой и окружением **случайно**. В этом случае Вигнер показывает, что вероятность размножения почти нулевая. Однако, на самом деле, это размножение не случайно, а задается кристаллической решеткой уже образовавшегося кристаллика. В случае же живых организмов оно определяется последовательностью нуклеотидов в ДНК и тоже не случайно. [27]

Активное замедление процессов декогеренции, более близкое к методам поддержания корреляций в живых системах, достигается в таких открытых системах, как микромазеры, уже описанные выше [25], которые являются еще одним примером синергетических систем.

Еще одним активным механизмом предотвращения декогеренции является, так называемая «**квантовая телепортация**»[47]. В результате этого процесса создается точная копия произвольного квантового состояния, сопровождающаяся разрушением самого копируемого состояния. (Создавать копии любого квантового состояния без разрушения его самого невозможно.[47]) Проводя подобный процесс много раз с малыми интервалами времени, можно долгое время сохранять исходное состояние квантовой системы, препятствуя декогеренции. Этот процесс эквивалентен сохранению исходного измеренного состояния в парадоксе «котелка, который никогда не закипит», наблюдаемого при многократном и частом измерении текущего состояния. Отличие состоит в том, что в процессе «квантовой телепортации» копируемое состояние остается не только неизменным, но и неизвестным.

Диссипативные системы тоже являются активными синергетическими системами и иллюстрируют свойства открытых живых систем к замедлению релаксации, поддержанию низкой энтропии и примитивной адаптации к изменению условий окружающей среды.

Другой пример - это квантовые изолированные системы (например, современные квантовые компьютеры при низких температурах). Они демонстрируют свойство сохранения неустойчивых квантовых корреляций. Это похоже на поддержание сильной неустойчивости в живых системах, связанной с сохранением подобных квантовых или классических корреляций. Однако, в отличие от живых систем, это сохранение пассивно. Пример таких систем, возможно используемых мозгом для вычислений, дает Пенроуз.[44],[45] Это система молекул - димеров тубулинов, из которых состоят микротрубочки цитоскелета нейронов (клетки, составляющие мозг). Система молекул тубулинов рассматривается как некий квантовый компьютер. [16], [47], [48] Даже если эта гипотетическая модель неверна, она иллюстрирует **принципиальную возможность** существования квантовых корреляций в мозгу. Аналогом квантовых корреляций в КСМ являются дополнительные корреляции, а аналогом квантового компьютера – молекулярный компьютер с дополнительными корреляциями между молекулами. Подобные корреляции возникают в хаотических или почти хаотических классических системах с перемешиванием. Возможно построить модель мозга и на основе таких вполне классических систем. При этом они будут обладать всеми свойствами квантовых компьютеров – непредсказуемость, параллельность вычислений. Поскольку Пенроуз ошибочно считает классические хаотические системы непригодными для моделирования живых систем, он даже не рассматривает такую возможность.

Другим примером синергетических систем, иллюстрирующих свойства квантовых корреляций, являются квантовые осциллирующие, почти изолированные от окружения

системы.[10] Пусть имеется некое сверхпроводящее кольцо, и состояние А, например, соответствует движению тока по часовой стрелке, а состояние В – против часовой стрелке. Тогда эта осциллирующая квантовая почти изолированная система изменяются по следующей схеме: А -> сумма А и В -> В -> разность А и В-> А. «Сумма А и В» или «разность А и В» - это квантовые суперпозиции состояний А и В. Пусть мы хотим измерить направления тока в кольце. Это измерение нарушает состояния суперпозиции, если система в момент измерения находилось в таком состоянии. Оно, таким образом, меняет динамику системы и уничтожает корреляции между состояниями суперпозиции[10].

Можно придумать и другой, интересный для биологов и химиков пример таких чувствительных к измерениям колебательных систем. Они активно защищаются от влияния внешнего шума. Пусть у нас имеется процесс, состоящий из трех стадий. На первой стадии появляется белок (фермент) с неустойчивой конформацией А. На второй стадии он катализирует некий химический процесс, который, в свою очередь, препятствует разрушению конформации А. Усложним немного процесс. Пусть существуют две неустойчивые конформации А и В, которые способны катализировать процесс на второй стадии, и происходит непрерывный переход конформации из состояния А в В, из В в А и т.д.. На третьей стадии белок попадает в третью реакцию. Если в этот момент он был в конформации А он катализирует реакцию и сохраняется, если же в конформации В то не катализирует реакцию и разрушается. Таким образом, сохранение белка зависит в каком состоянии он покинул вторую стадию в А или В. Пусть во время второй стадии мы решили с помощью некоего метода (ядерный магнитный резонанс, например) померить текущую конформацию белка. Поскольку переход из А в В является неустойчивым, измерение нарушит фазу перехода из состояния А в В. Как результат, на третьей стадии белок может оказаться в конформации В вместо А и, таким образом, разрушиться, вместо того, чтобы сохраниться. То есть, измерение промежуточного состояния белка нарушит ход самого процесса, меняя его результат. Причем это может быть верно, как для квантовой, так и для классической механики. Перейдем к синергетическим моделям глобальных корреляций, охватывающих всю вселенную.

С помощью синергетических «игрушечных» моделей можно понять синхронистичность (одновременность) причинно не связанных процессов, а также явление глобальных корреляций.

Примером являются нестационарные системы с «обострением» (blow up) [62-64], рассмотренные школой Курдюмова. В этих процессах определяется некая функция на плоскости. Ее динамика описывается нелинейными уравнениями, подобными уравнению горения. Для решения с «обострением» значение функции может стремиться к бесконечности за *конечное* время в одной точке или нескольких изолированных точках на плоскости. Интересно, что функция достигает бесконечности во всех этих точках в один и тот же момент времени, то есть синхронно.

С помощью таких моделей иллюстрируют рост населения (или уровня технического развития цивилизаций) в мегаполисах нашей планеты [65]. Точки бесконечного роста – это мегаполисы, а плотность населения – это значение самой функции.

Усложним задачу. Пусть в некий момент этого процесса происходит очень быстрое расширение («инфляция») плоскости, в которой протекает процесс с «обострением». Тем не менее, процессы достижения бесконечности в изолированных точках остаются синхронными, несмотря на то, что они уже разделены большим расстоянием.

Этой более сложной моделью можно качественно объяснить синхронность развития процессов в очень далеких частях нашей резко расширившейся Вселенной в результате «инфляция» после Большого Взрыва. То, что эти процессы с «обострением» появляются лишь при некотором узком наборе коэффициентов уравнения горения, позволяет провести

аналогию с «антропным принципом»[66]. Антропный принцип утверждает, что фундаментальные постоянные имеют именно такие значения, чтобы в итоге могла возникнуть именно наша наблюдаемая Вселенной с «антропными» существами, способными ее наблюдать.

Также интересно проиллюстрировать сложные процессы с помощью «клеточных» моделей. Хорошей базой служат дискретная модель Хопфилда [67-68]. Эту систему можно описать как квадратную двухмерную решетку ячеек, которые могут быть либо черными, либо белыми. Зададим некоторое начальное состояние решетки. Коэффициенты линейного взаимодействия между ячейками неравны. Их можно выбрать так, что в процессе дискретной эволюции начальное состояние переходит в одно из возможных конечных состояний, из заранее заданного набора состояний (аттракторов). Пусть эти аттракторы - буквы А или В.

Существуют такие начальные неустойчивые состояния которые отличаются лишь на одну ячейку (критический элемент). При этом одно из них имеет в качестве аттрактора состояние А, а другое – состояние В. Подобная синергетическая модель хорошо иллюстрирует свойство *глобальной неустойчивости* сложных систем. Оно также показывает, что эта неустойчивость присуща всей системе в целом, а не ее части. Лишь внешний наблюдатель может привести к изменению значения критического элемента и изменить эволюцию системы. Внутренняя динамика самой системы сделать это не может. *Глобальная корреляция* между ячейками неустойчивого начального состояния определяет к какому именно аттрактору эволюционирует эта решетка (либо А, либо В).

Эта модель может интерпретироваться как нейронная сеть с обратной связью или как спиновая решетка (спиновое стекло) с неодинаковыми взаимодействиями между спинами. Подобная система используется для целей распознавания образов.

Можно несколько усложнить модель. Пусть каждая ячейка в описанной выше решетке сама является аналогичной подрешеткой. Пусть процесс происходит в два этапа.

На первом этапе крупные ячейки не взаимодействуют, взаимодействие есть лишь в подрешетках, которое идет по обычной схеме. Начальные состояния всех подрешеток можно выбрать неустойчивыми. Итоговое состояние А подрешетки будем ассоциировать как черную ячейку крупной решетки, а В – белую.

Второй этап эволюции определяется как обычную эволюцию уже этой крупной решетки, без изменений в подрешетках. Ее возникшее на первом этапе начальное состояние тоже может быть неустойчивым.

Пусть итоговое состояние крупнозернистой решетки будет буква А, а каждой ее крупной ячейки - тоже буква А. Назовем его состоянием «А-А». Тогда наличие именно такого, а не иного финального состояния можно объяснить глобальными корреляциями неустойчивого начального состояния и конкретным выбором всех коэффициентов взаимодействия между ячейками.

Будем считать, что до начала описанного выше двухэтапного процесса, наша крупнозернистая решетка занимала очень малую область пространства, но в результате расширения («инфляции») расширилась до больших размеров, после чего и начался описанный выше процесс. Тогда наличие коррелированного неустойчивого начального состояния составной решетки, приводящего именно к итоговому состоянию «А-А» можно объяснить тем, что до «инфляции» все ячейки находились близко друг от друга. Специфический выбор коэффициентов взаимодействия ячеек, приводящий к итоговой асимптотике (состоянию «А-А»), можно объяснять по аналогии с «антропным принципом».

Действительно, всю эту крупнозернистую решетку в целом можно сравнить с нашей «Вселенной», а ее крупные ячейки (подрешетки) с «организмами», препятствующие (активно или пассивно) «декогеренции». «Декогеренции» - это влияние «окружения» некоторой крупной ячейки (т.е. влияние других ячеек) на процессы внутри этой ячейки.

Тогда глобальные корреляции неустойчивого начального состояний решетки могут служить аналогами возможных глобальных корреляций неустойчивого начального состояния нашей Вселенной, а коэффициенты взаимодействия ячеек соответствуют фундаментальным константам. Начальный процесс расширения решетки соответствует Большому Взрыву.

12.4 Гипотетические последствия взгляда на жизнь как средство сохранения корреляций.

Кстати, определение жизни, как систем, способствующих сохранению корреляций в противовес внешнему шуму, хорошо объясняет загадочное молчание КОСМОСА, т.е. отсутствие сигналов от других разумных миров. Вселенная произошла из единого центра (Большой Взрыв) и все ее части коррелированы, жизнь лишь поддерживает эти корреляции и существует на их основе. Поэтому процессы возникновения жизни в различных частях скоррелированы и находятся на одном уровне развития, т.е. сверхцивилизаций, способных достичь Земли пока просто нет.

Эффектами дальних корреляций можно объяснить и часть поистине чудесных проявлений человеческой интуиции и парапсихологических эффектов. Возможно, особо тонкая человеческая интуиция и некоторые парапсихологические эффекты и лежат в этой области Непредсказуемости. Об этом подробно писал известный психиатр Карл Юнг в своей статье «О «синхроничности»» [55]. Приведем наиболее интересные отрывки из этой статьи. Вот отрывок, дающий определение "синхроничности":

«... концепцией "синхроничности". С точки зрения этимологии, этот термин каким-то образом связан со временем, или, если точнее, с чем-то вроде одновременности. Вместо "одновременности" мы можем также использовать концепцию "смыслового совпадения" двух или более событий, когда речь идет не о вероятности случая, а о чем-то другом. Статистическое - то есть вероятностное - совпадение событий, типа иногда имеющего место в больницах "дублирования случаев", относится к категории случайности....

Пространство и время, а значит и причинность, являются факторами, которые можно исключить, в результате чего становится возможным беспричинный феномен, еще называемый "чудом". Все природные явления такого рода являются уникальными и чрезвычайно любопытными комбинациями случайностей, образовавших единое целое благодаря общему для всех них значению. Хотя "смысловые совпадения" бесконечно разнообразны в своей феноменологии, будучи беспричинными событиями, они, тем не менее, образуют элемент, который является частью научной картины мира. Причинность - это способ, каким мы объясняем связь между двумя последовательными событиями. Синхроничность указывает на параллельность времени и смысла между психическими и психофизическими событиями, которую наука пока что не способна свести к общему принципу. Сам этот термин ничего не объясняет, он просто указывает на существование "смысловых совпадений", которые сами по себе являются случайными происшествиями, но настолько невероятными, что мы вынуждены предположить, - они основаны на некоем принципе или на каком-то свойстве эмпирического мира. Между параллельными событиями нельзя проследить никакой взаимной причинной связи, и именно это и придает им характер случайности. Единственной заметной и доказуемой связью между ними является общность смысла или эквивалентность. Древняя теория соответствия была основана на ощущении таких связей - теория, высшей точкой, а заодно и временным концом которой стала идея Лейбница о заранее установленной гармонии. После чего эту теорию заменили причинностью. Синхроничность - это современный и модернизированный вариант устаревшей концепции соответствия, взаимопонимания и гармонии. Он основан не на философских предположениях, а на эмпирических ощущениях и экспериментальной работе»

А вот цитата, дающая пример "синхроничности" из личной практики Юнга:

«Поэтому я сосредоточил свое внимание на определенных наблюдениях и ощущениях, которые, как я могу с уверенностью сказать, "навязались" мне за время моей долгой врачебной

практики. Они относятся к спонтанным "смысловым совпадениям" такой низкой степени вероятности, что поначалу в них просто невозможно поверить. Поэтому я опишу вам только один случай такого рода, просто в качестве примера, характеризующего всю категорию этих явлений. Совершенно все равно, откажетесь ли вы поверить в этот конкретный случай или отмахнетесь от него с объяснением *ad hoc* (Для данного случая (лат.)). Я мог бы рассказать вам великое множество таких историй, которые, в принципе, не более удивительны или невероятны, чем неопровержимые результаты, полученные Рейном, и вы вскоре поймете, что почти каждый случай требует индивидуального объяснения. Но причинное объяснение, единственно возможное с точки зрения естественной науки, оказывается несостоятельным из-за психической относительности пространства и времени, которые являются обязательными условиями причинно-следственных связей.

Героиней этой истории является молодая пациентка, которая, несмотря на обоюдные усилия, оказалась психологически закрытой. Трудность заключалась в том, что она считала себя самой сведущей по любому вопросу. Ее великодушное образование дало ей в руки идеально подходящее для этой цели "оружие", а именно, слегка облагороженный картезианский рационализм с его безупречно "геометрической" идеей реальности. После нескольких бесплодных попыток "разбавить" ее рационализм несколько более человечным мышлением, я „был вынужден ограничиться надеждой на какое-нибудь неожиданное и иррациональное событие, на что-то, что разнесет интеллектуальную реторту, в которой она себя запечатала. И вот, однажды, я сидел напротив нее, спиной к окну, слушая поток ее риторики. Этой ночью ее посетило впечатляющее сновидение, в котором кто-то дал ей золотого скарабея - ценное произведение ювелирного искусства. Она все еще рассказывала мне этот сон, когда я услышал тихий стук в окно. Я обернулся и увидел довольно большое насекомое, которое билось о стекло, явно пытаясь проникнуть с улицы в темную комнату. Мне это показалось очень странным. Я тут же открыл окно и поймал насекомое, как только оно залетело в комнату. Это был скарабеевидный жук или хрущ обыкновенный (*Cetonia aurata*), желто-зеленая окраска которого очень сильно напоминала цвет золотого скарабея. Я протянул жука моей пациентке со словами: "Вот ваш скарабей". Это событие пробило желаемую брешь в ее рационализме и сломало лед ее интеллектуального сопротивления. Теперь лечение могло принести удовлетворительные результаты.

Эта история - не более чем парадигма бесчисленных случаев "смысловых совпадений", которые наблюдались не только мною, но и многими другими, и обильно задокументированы. Они включают в себя все, что относится к категории ясновидения, телепатии и т. д., от подтвержденного очевидцами видения Сведеборгом большого пожара в Стокгольме до недавнего рассказа маршала авиации сэра Виктора Годара о сновидении неизвестного офицера, в котором была предсказана действительно имевшая впоследствии место авария самолета Годара.

Все упомянутые мною феномены можно разделить на три категории:

1) Совпадение психического состояния наблюдателя с происходящим в момент этого состояния, объективным внешним событием, которое соответствует психическому состоянию или его содержимому (например, скарабей), в котором не прослеживается причинная связь между психическим состоянием и внешним событием, и в котором, учитывая психическую относительность времени и пространства, такой связи не может и быть.

2) Совпадение психического состояния с соответствующим (происходящим более-менее в то же время) внешним событием, имеющим место за пределами восприятия наблюдателя, то есть на расстоянии, удостовериться в котором можно только впоследствии (например, стокгольмский пожар).

3) Совпадение психического состояния с соответствующим, но еще не существующим будущим событием, которое значительно отдалено во времени и реальность которого тоже может быть установлена только впоследствии.

События групп 2 и 3 еще не присутствуют в поле зрения наблюдателя, но уже ему известны, если, конечно, их реальность будет подтверждена. Поэтому я назвал эти события "синхронистическими", что не следует путать с "синхронными"»

Эту, указанную Юнгом «синхронистичность» можно объяснить с научной точки зрения не только лишь случайным совпадением, но и проявлениям неустойчивых скрытых корреляций между живыми организмами и окружающими объектами. Как мы уже говорили выше, процессы метаболизма могут поддерживать такие корреляции и препятствовать их «перепутыванию» с окружением в процессе декогеренции. Поскольку

эти корреляции неустойчивы, то они не наблюдаемы (т.е. соответствуют Непредсказуемой динамике). Причем здесь необязательна квантовая механика, подобные корреляции присущи и классической механике, имеющей аналоги квантовых корреляций. Подобные корреляции часто ошибочно увязывают лишь с квантовой механикой.

Ненаблюдаемость этих корреляций для внешнего наблюдателя отнюдь не означает, что они не могут регистрироваться нашим субъективным опытом в форме некоего «предчувствия нечего». Так, внешний наблюдатель не может померить или предсказать результат вычислений квантового компьютера, не исказив его. Предположим, что у квантового компьютера существует своё «сознание». Тогда он может «предчувствовать» свое будущее в отличие от внешнего наблюдателя.

Данные рассуждения **не «доказывают»** однако, что «синхроничность» на самом деле связана с неустойчивыми корреляциями. Они лишь говорят о том, что подобные явления не противоречат физике, даже если их рассматривать не только как случайные совпадения. Экспериментальная проверка этой гипотезы вообще вряд ли возможна **в принципе**. Причиной является **принципиальная ненаблюдаемость** самих этих **корреляций**.

Так, например, пусть некий человек, запустил два изначально коррелированных квантовых компьютера и знал их начальное состояние. В дальнейшем он погиб или исчез. Тогда мы никогда не сможем заранее предсказать результаты их совместной работы. Мы не сможем определить, случайна ли корреляция между результатами их работы или она бала заложена изначально. Ведь любая попытка определить внутреннее состояние квантового компьютера приводит неизбежно к нарушению его работы! Подобные рассуждения верны не только для квантовых, но и для хаотических классических систем с неустойчивыми дополнительными микроскопическими корреляциями.

Может весь наш мир живых существ на самом деле и есть набор таких коррелированных компьютеров с ненаблюдаемыми неустойчивыми корреляциями между ними? И роль живой материи состоит лишь в поддержании этих корреляций? Ведь их точное начальное состояние мог бы знать лишь Бог, если допустить его существование. Возможность таких корреляций вполне возможна, поскольку весь наш мир произошел из одной точки в результате «Большого Взрыва». Да и все живые организмы на нашей планете, возможно, являются потомком одной единственной «протоклетки».

Особо тонкая человеческая интуиция и некоторые парапсихологические эффекты могут лежать в узкой области на грани постижимости точной наукой. Эта область Непредсказуемой динамики. Их принципиальная неуловимость и неустойчивость не дает естественному отбору усилить эти свойства [21], [22]. По причине неустойчивости и непредсказуемости также нет возможности постичь полностью эти явления средствами науки. Хотя эти явления не противоречат законам физики.

Менский [46] в своей книге также пытается обосновать некоторые тонкости человеческой интуиции и парапсихологические эффекты через специфические особенности квантовой механики. Однако он допускает несколько очень характерных ошибок

- 1) Для обоснования этих эффектов нет необходимости в «нарушениях» квантовой механики, например, перехода с помощью «силы сознания» «медиума» в другие Миры, описываемых Многомировой интерпретацией. Достаточно предположить лишь корреляцию между желанием «медиума» и происходящими событиями. За счет этих корреляций окружение может «подыгрывать» нашим желаниям. Сознание, в свою очередь, за счет этих корреляций может «предчувствовать» будущее. Попытка же заранее «померить» или «обнаружить» эти неустойчивые квантовые корреляции приведет лишь к их исчезновению и необратимому изменению дальнейшей динамики этих событий. Никакого «нарушения» обычных законов квантовой механики «медиумом» тут не нужно.
- 2) Эффекты, подобные квантовым, происходят и в классических системах близким к хаотическим. Соответственно, все эти эффекты могут быть промоделированы и классически, без обращения к квантовой механике.

3) Менский пишет о сложности и даже невозможности проверки индивидуальной истории системы с научной точки зрения. Ведь в процессе такой истории происходят разнородные события. Они характеризуются различными распределениями вероятности. Действительно, обычно, в науке для проверки вероятностной теории используют ансамбль однородных событий и используют «закон больших чисел».[56] Тем не менее, существует формулировка «закона больших чисел» и для разнородных событий! (Обобщенная теорема Чебышева, Теорема Маркова) [56] И с помощью такой формулировки может быть проверена на соответствие законам физики также и индивидуальная история системы.

13. Заключение.

Приведенная статья **не является** лишь **философским** абстрактным построением. Не понимание ее основ приводит к конкретным физическим ошибкам. Подавляющее большинство реальных систем не описывается идеальными уравнениями квантовой или классической механики. Из-за всегда существующего (и неизбежно существующего для измерений в квантовой механике) воздействия измерительной аппаратуры и окружения системы на эту систему эти уравнения нарушаются. Попытка включить измерительные приборы и окружение в описываемую систему приводит к самонаблюдаемой системе. **(Приложение М)** Такая система не может измерить и запомнить в полной мере собственные состояния и ее даже приближенное самописание имеет смысл лишь для промежутков времени много меньших времени возврата, определяемого согласно теореме Пуанкаре, после которого, вся память о прошлом неизбежно стирается. Однако систему можно описать в этой ситуации не Идеальной, а Наблюдаемой динамикой. Наблюдаемая динамика может быть получена и на основе огрубления фазовой функции распределения или редукции матрицы плотности, поскольку начальное состояние точно не определено при самонаблюдении. Наблюдаемая динамика может быть получена и введением малых внешних шумов, источником которых является внешний наблюдатель или окружение. Это возможно, поскольку, для широкого интервала величин внешних шумов свойства этой динамики не зависят от величины и вида этих шумов, а определяются лишь свойствами самой системы. Введение такой Наблюдаемой динамики разрешает все известные парадоксы классической и квантовой механики.

Приведем несколько конкретных примеров ошибок, сделанных из-за непонимания этих основ сделанных, например, в теории полюсов для задачи движения фронта пламени и роста «пальца» на поверхности раздела жидкостей.

Севашинский[23] утверждал, что Идеальная Динамика полюсов приводит к ускорению фронта пламени, и это ускорение не вызвано шумом, поскольку оно не меняется при уменьшении шума и зависит лишь от свойств самой системы. Но ведь также Наблюдаемая Динамика, связанная с шумом, не зависит от него в широком интервале значений.

Танвир [24] нашел различие в росте «пальца» в теории и численных экспериментах, не поняв, что эта разница связана с численным шумом, приводящим к новой Наблюдаемой Динамике. Это лишь два рядовых примера, взятых из повседневной практики автора статьи, а встретить их можно много. Изложенные в этой статье результаты необходимы для понимания основ нелинейной динамики, термодинамики и квантовой механики.

В обычных задачах физики обычно не возникает необходимости в глубоком анализе ситуации, сделанном в этой статье. Связано это с тем, что обычные физические системы – это либо системы с малым числом частиц, либо системы многих частиц близких к

состоянию термодинамического равновесия. В таких системах можно либо использовать достаточно точно Идеальную динамику, либо использовать упрощенные «приближенные» методы получения уравнений Наблюдаемой Динамики. Это, например, редукция в КМ или уравнение Больцмана в КСМ. Поэтому интерес многих физиков к статьям подобной этой довольно мал. Однако достаточно много физических систем не входит в класс, описываемой Идеальной или Наблюдаемой Динамикой. Их поведение в принципе непредсказуемо, даже вероятно. Мы определяем их поведение как Неопределенную Динамику. К таким системам относятся, например, квантовые компьютеры с точки зрения наблюдателя, не присутствовавшего при их «запуске». К системам с Неопределенной Динамикой могут относиться и некоторые стационарные системы, далекие от термодинамического равновесия. Живые организмы тоже могут являться подобными стационарными системами. Даже если подобные системы могут быть частично или полностью описаны Наблюдаемой Динамикой, ее получение становится нетривиальной задачей. Когда физика попытается описать подобные сложные системы, понимание методов разрешения ее парадоксов, изложенных в этой статье, становится необходимостью. На многие вопросы необходимо найти еще ответы физикам и математикам:

1) Каковы методы получения Наблюдаемой Динамики сложных систем, которая полностью или частично их описывает?

2) Когда получение Наблюдаемой Динамики невозможно и система описывается Неопределенной Динамикой?

3) Можно ли создать «на бумаге» «синергетические» системы (подобные, например, тубулинам Пенроуза), которые бы иллюстрировали саму **принципиальную возможность** возникновения и существования сложных стационарных систем (как классических, так и квантовых), описываемых Неопределенной Динамикой? Мы приведем здесь лишь некоторые догадки, как можно получить подобные системы:

а) Системы, описываемые Неопределенной Динамикой, должны быть способны сопротивляться декогеренции и сохранять неустойчивые дополнительные классические (или квантовые) корреляции как внутри сложных систем, так и между самими системами.

б) Такие системы могут обладать несколькими неустойчивыми состояниями, возможно способными переходить друг в друга с течением времени. Поток негэнтропии, вещества или энергии (т.е. метаболизм) позволит поддерживать и сохранять эти неустойчивые состояния или процессы, не влияя на них, но защищая их от влияния внешнего шума. С другой стороны, сами неустойчивые системы могут служить катализаторами этого метаболизма. В таких системах будут возможны как обратные процессы, так и возвраты Пуанкаре. Ведь они защищены от внешнего шума (декогеренции) метаболизмом. Внешний шум должен стать настолько малым, чтобы стать неспособным уничтожить эти процессы или состояния. Попытка измерить текущее состояние или процесс в неустойчивой системе приведет к нарушению ее динамики. Таким образом, их динамика будет ненаблюдаемой. Такие системы могут быть не только квантовыми, но и классическими.

в) В физике обычно макросостояние рассматривается как некая пассивная функция микросостояния. Однако можно рассмотреть случай, когда система **сама** измеряет как свое макросостояние, так и макросостояние окружения. Таким образом **обратная связь макросостояний через микросостояние** появляется. [58] (Приложения М и V)

д) Это могут быть саморазмножающиеся клеточные автоматы. [57]

Последние годы были опубликованы очень интересные работы в направлении создания таких «синергетических» систем, возможно подобных живым организмам [76], [77], [78].

Следует отметить, что построение таких моделей является задачей физики и математики, а не философии.

Приложение А Функция фазовой плотности. [1], [2], [9]

В данный момент времени t состояние системы N одинаковых частиц с точки зрения классической механики определяется заданием значений координат $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N$ и импульсов $\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N$ всех N частиц системы. Для краткости будем использовать обозначение

$$x_i = (\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i) \quad (i=1, 2, \dots, N)$$

для совокупности значений координат и компонент импульса отдельной частицы и обозначение

$$X = (x_1, \dots, x_N) = (\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N)$$

для совокупности значений координат и значений импульсов всех частиц системы. Такое пространство $6N$ переменных называют $6N$ -мерным фазовым пространством.

Чтобы определить понятие функции распределения состояний системы, рассмотрим набор одинаковых макроскопических систем - ансамбль Гиббса. Для всех этих систем условия опыта одинаковы. Поскольку, однако, эти условия определяют состояние системы неоднозначно, то разным состояниям ансамбля в данный момент времени t будут соответствовать разные значения X .

Выделим в фазовом пространстве объем dX около точки X . Пусть в данный момент времени t в этом объеме заключены точки, характеризующие состояния dM систем ансамбля из их полного числа M . Тогда предел отношения этих величин

$$\lim_{M \rightarrow \infty} dM/M = f_N(X, t) dX$$

и определяет фазовую функцию плотности распределения в момент времени t .

$$\int f_N(X, t) dX = 1$$

Уравнение Лиувилля для функции фазовой плотности

Можно записать в виде

$$i \frac{\partial f_N}{\partial t} = L f_N = \{H, f_N\}$$

где L - линейный оператор:

$$L = -i \frac{\partial H}{\partial p} \frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial}{\partial p},$$

где H - энергия системы.

Приложение В Определения энтропии. [1], [2], [9], [29]

В качестве определения энтропии укажем выражение

$$S = -k \int_{(X)} f_N(X, t) \ln f_N(X, t)$$

Для квантовой механики через матрицу плотности [29]

$$S = -k \operatorname{tr} \rho \ln \rho$$

где tr - след матрицы.

Эти энтропии ансамбля не меняются при обратимой эволюции. Чтобы получить меняющиеся энтропии в качестве f_N или ρ используются их огрубленные величины. [35]

Приложение С. Доказательство теоремы Пуанкаре о возвратах. [2]

Число фазовых точек, покидающих при своем движении заданный фазовый объем g и не возвращающихся в него, с течением времени будет меньше любой сколько-нибудь заметной доли полного числа фазовых точек. Докажем это положение.

Рассмотрим систему, имеющую конечный общий фазовый объем G . Выделим внутри этого объема некоторую *фиксированную* поверхность σ , ограничивающую малый объем g . Рассмотрим фазовые точки, вытекающие через поверхность σ из объема g . Скорость перемещения фазовой точки по фазовой траектории зависит только от фазовых координат, поэтому число точек, вытекающих в единицу времени через фиксированную поверхность σ , не зависит от времени. Обозначим через g' объем, занимаемый фазовыми точками, которые вытекают в единицу времени из фазового объема g , не возвращаясь в него вновь. За время T из объема g вытекает $g'T$ объемов фазовой жидкости. Поскольку вытекший объем $g'T$, по предположению, не возвращается более в объем g , поскольку он должен заполнять остальную часть полного фазового объема G . Фазовая жидкость несжимаема, поэтому вытекший из g объем $g'T$ не должен превышать объем, в который он вытечет, т. е.

$$Tg' < G - g < G. \quad (1)$$

Объем G конечен, поэтому при конечном g' это неравенство может быть удовлетворено только для конечного времени T . Если же $T \rightarrow \infty$, то неравенство (1) удовлетворяется лишь при $g' \rightarrow 0$, что и требовалось доказать.

Приложение D . Корреляция. [56]

Рассмотрим следующую задачу. Была проведена серия измерений двух случайных величин X и Y , причем измерения проводились попарно: т.е. за одно измерение мы получали два значения - x_i и y_i . Имея выборку, состоящую из пар (x_i, y_i) , мы хотим определить, имеется ли между этими двумя переменными зависимость. Эта зависимость носит название **корреляции**. Корреляция может существовать не только между двумя, но и большим числом величин.

Зависимость между случайными величинами может иметь функциональный характер, т.е. быть строгим функциональным отношением, связывающим их значения. Однако при обработке экспериментальных данных гораздо чаще встречаются зависимости другого рода: статистические зависимости. Различие между двумя видами зависимостей состоит в том, что функциональная зависимость устанавливает строгую взаимосвязь между переменными, а статистическая зависимость лишь говорит о том, что распределение случайной величины Y зависит от того, какое значение принимает случайная величина X .

Коэффициент корреляции Пирсона

Существует несколько различных коэффициентов корреляции, к каждому из которых относится сказанное выше. Наиболее широко известен коэффициент корреляции Пирсона,

характеризующий степень линейной зависимости между переменными. Он определяется, как

$$r = \frac{\sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_i (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_i (y_i - \bar{y})^2}}$$

Приложение Е. Термодинамическое равновесие изолированной системы. Микроканоническое распределение. [2], [9]

Нас будут интересовать *адиабатическая система* — система, изолированная от внешних тел и имеющая определенную, строго заданную энергию E .

МИКРОКАНОНИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Рассмотрим адиабатическую систему, т. е. систему, которая при неизменных внешних параметрах не может обмениваться энергией с внешними телами. Для такой системы, очевидно,

$$H(X, a) = E = \text{const} \quad (1)$$

и функция фазового распределения $\varphi(\varepsilon)$ должна иметь вид острого максимума, поскольку энергия системы может быть практически точно фиксирована и не будет изменяться с течением времени. Но фазового распределения $\varphi(\varepsilon)$ в пределе при $\Delta E \rightarrow 0$ превращается, с точностью до постоянного множителя, в дельта-функцию $\delta\{\varepsilon - E\}$. Таким образом, для адиабатически изолированной системы можно положить:

$$\omega(X) = \frac{1}{\Omega(E, a)} \delta\{E - H(X, a)\}, \quad (2)$$

где $1/\Omega(E, a)$ — нормирующий множитель, определяемый из условия нормировки, т. е.

$$\Omega(E, a) = \int_{(X)} \delta\{E - H(X, a)\} dX \quad (3)$$

Выражение (2) называется микроканоническим распределением Гиббса, при помощи которого можно вычислять фазовые средние любых физических величин для адиабатически изолированной системы по формуле

$$\bar{F} = \int_{(X)} F(X) \frac{1}{\Omega(E, a)} \delta\{E - H(X, a)\} dX \quad (4)$$

Величина $\Omega(E, a)$ имеет наглядный геометрический смысл. $\Omega(E, a)dE$ имеет смысл фазового объема бесконечно тонкого слоя, заключенного между гиперповерхностями $H(X, a) = E$ и $H(X, a) = E + dE$.

Приложение F. Теорема о неизменности объема фазовой «жидкости». [1], [2]

Пусть каждая материальная точка системы описывается декартовыми координатами

$$x_k, y_k, z_k \quad (k = 1, 2, \dots, N).$$

Совокупность этих трех координат мы будем также иногда обозначать вектором \vec{r}_k . Эта система N материальных точек может описываться также $3N$ обобщенными координатами:

$$q_n(x_1, \dots, z_N) \quad (n=1, 2, \dots, 3N).$$

Уравнениями движения такой консервативной системы являются уравнения Лагранжа:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_k} - \frac{\partial L}{\partial q_k} = 0 \quad (k=1, 2, \dots, 3N). \quad (1)$$

где $L=K-U$ —функция Лагранжа, или лагранжиан; K — кинетическая энергия; U —потенциальная энергия системы. Однако в статистической физике удобнее пользоваться уравнениями движения в гамильтоновой форме:

$$\left. \begin{aligned} \dot{q}_k &= \frac{\partial H}{\partial p_k} \\ \dot{p}_k &= -\frac{\partial H}{\partial q_k} \end{aligned} \right\} k=1,2,\dots,3N, \quad (2)$$

$$H = \sum_{k=1}^{3N} p_k \dot{q}_k - L, \quad p_k = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_k}$$

— функция Гамильтона, или гамильтониан, а $(q_1, q_2, \dots, q_{3N}; p_1, p_2, \dots, p_{3N})$ — совокупность канонических переменных. В общих выводах все канонические переменные мы будем обозначать буквой X , полагая:

$$q_k = X_k, \quad p_k = X_{k+3N} \quad \{k=1, 2, \dots, 3N\}. \quad (3)$$

Для сокращения формул вся совокупность переменных $(X_1, X_2, \dots, X_{6N})$ часто будет обозначаться одной буквой (X) , а произведение всех дифференциалов $dX_1, dX_2, \dots, dX_{6N}$ будет обозначаться через dX .

Уравнения Гамильтона представляют систему дифференциальных уравнений первого порядка, в силу чего значения всех переменных X в момент t полностью определяются, если известны значения этих переменных X^0 в момент $t=0$. Это свойство гамильтоновой формы механически позволяет ввести геометрически наглядное изображение системы и ее движения в фазовом пространстве. Движение фазового ансамбля в фазовом пространстве можно рассматривать как движение фазовой жидкости, по аналогии с движением обычной жидкости в трехмерном пространстве. Иначе говоря, точки фазового пространства отождествляются с точками воображаемой фазовой жидкости, заполняющей пространство.

Легко доказать, что для систем, удовлетворяющих уравнениям Гамильтониана, фазовая жидкость несжимаема. Действительно, плотность обычной трехмерной несжимаемой жидкости постоянна. Следовательно, в силу уравнения непрерывности

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \text{div } \vec{v} \rho = \rho \text{ div } \vec{v} + \vec{v} \cdot \nabla \rho \quad (4)$$

и условия $\rho = \text{const}$ для несжимаемой жидкости имеем:

$$\text{div } \vec{v} = \frac{\partial \dot{x}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{y}}{\partial y} + \frac{\partial \dot{z}}{\partial z} \quad (5)$$

Для жидкости в многомерном пространстве эта теорема без труда обобщается, а следовательно, для несжимаемой фазовой жидкости должно удовлетворяться условие равенства нулю многомерной дивергенции, т. е.

$$\sum_{k=1}^{6N} \frac{\partial \dot{X}_k}{\partial X_k} = 0 \quad (6)$$

Легко, однако, видеть, что в силу уравнений Гамильтона (2)

$$\sum_{k=1}^{6N} \frac{\partial \dot{X}_k}{\partial X_k} = \sum_{k=1}^{6N} \left(\frac{\partial \dot{q}_k}{\partial q_k} + \frac{\partial \dot{p}_k}{\partial p_k} \right) = \sum_{k=1}^{6N} \left(\frac{\partial^2 H}{\partial q_k \partial p_k} - \frac{\partial^2 H}{\partial p_k \partial q_k} \right) \equiv 0 \quad (7)$$

что и требовалось доказать.

Поскольку фазовая жидкость несжимаема, поскольку при ее движении остается неизменным фазовый объем, занимаемый любой частью этой жидкости.

Приложение G. Основные понятия квантовой механики. [36], [3], [15]

Волновая функция.

Основу математического аппарата квантовой механики составляет утверждение, что состояние системы может быть описано определенной (вообще говоря, комплексной) функцией координат $\Psi(q)$, причем квадрат модуля этой функции определяет распределение вероятностей значений координаты q : $|\Psi|^2 dq$ есть вероятность того, что произведенное над системой измерение обнаружит значения координат в элементе dq пространства. Функция Ψ называется *волновой функцией* системы.

Наблюдаемые величины.

Рассмотрим некоторую физическую величину f , характеризующую состояние квантовой системы. Строго говоря, в нижеследующих рассуждениях следовало бы говорить не об одной величине, а сразу о целом полном их наборе. Однако все рассуждения от этого по существу не меняются, и в целях краткости и простоты мы говорим ниже всего лишь об одной физической величине.

Значения, которые может принимать данная физическая величина, называют в квантовой механике ее *собственными значениями*, а об их совокупности говорят как о *спектре* собственных значений данной величины. В классической механике величины пробегают, вообще говоря, непрерывный ряд значений. В квантовой механике тоже существуют физические величины (например, координаты), собственные значения которых заполняют непрерывный ряд; в таких случаях говорят о *непрерывном спектре*, собственных значений. Наряду с такими величинами в квантовой механике существуют, однако, и другие, собственные значения которых образуют некоторый дискретный набор; в таких случаях говорят о *дискретном спектре*.

Будем считать сначала для простоты, что рассматриваемая величина f обладает дискретным спектром. Собственные значения величины f обозначим как f_n , где индекс n пробегает значения 1, 2, 3, Обозначим волновую функцию системы в состоянии, в котором величина f имеет значение f_n посредством Ψ_n . Волновые функции Ψ_n называют *собственными функциями* данной физической величины f . Каждая из этих функций предполагается нормированной, так что

$$\int |\Psi_n|^2 dq = 1. \quad (1)$$

Если система находится в некотором произвольном состоянии с волновой функцией Ψ , то произведенное над нею измерение величины f даст в результате одно из собственных значений f_n . В соответствии с принципом суперпозиции можно утверждать, что волновая функция Ψ должна представлять собой линейную комбинацию тех из собственных функций Ψ_n которые соответ-

ствуют значениям f_n , могущим быть обнаруженными с отличной от нуля вероятностью при измерении, произведенном над системой, находящейся в рассматриваемом состоянии. Поэтому в общем случае произвольного состояния функция Ψ может быть представлена в виде ряда

$$\Psi = \sum \alpha_n \Psi_n, \quad (2)$$

где суммирование производится по всем n , а α_n — некоторые постоянные коэффициенты.

Таким образом, мы приходим к выводу, что всякая волновая функция может быть, как говорят, разложена по собственным функциям любой физической величины. О системе функций, по которым можно произвести такое разложение, говорят как о *полной системе функций*.

Разложение (2) дает возможность определить вероятности обнаружения (путем измерений) у системы в состоянии с волновой функцией ψ того или иного значения f_n величины f . А именно, квадрат модуля $|a_n|^2$ каждого из коэффициентов разложения (2) определяет вероятность соответствующего значения f_n величины f в состоянии с волновой функцией Ψ . Сумма вероятностей всех возможных значений f_n должна быть равна единице; другими словами, должно иметь место соотношение

$$\sum_n |a_n|^2 = 1 \quad (3)$$

Наблюдаемые величины могут быть определены с помощью операторов, действующих над пространством функций. Результатом действия оператора на функцию также является функция. Тогда собственные функции наблюдаемой ψ_k и её собственные значения λ_k являются просто решением операторного уравнения на собственные функции и собственные значения:

$$A \psi_k = \lambda_k \psi_k \quad (4)$$

Где A – оператор наблюдаемой величины.

Обозначение H обычно используют для Гамильтониана - оператора энергии.

Для одной частицы во внешнем поле $U(x, y, z)$ он определяется следующей формулой:

$$H \equiv -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(x, y, z) \quad (5)$$

Где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - оператор Лапласа

Матричная форма квантовой механики.

Давайте разложим функцию, на которую действует оператор, и функцию, являющуюся результатом действия оператора, по собственным функциям некоторой наблюдаемой. Тогда обе эти функции могут быть записаны как столбцы коэффициентов этого разложения. Сам оператор наблюдаемой может быть записан в виде квадратной матрицы. Произведение этой матрицы на столбец коэффициентов разложения первой функции даст коэффициенты разложения второй функции. Подобная форма записи операторов и функций носит название **матричной формой квантовой механики**.

Уравнение Шредингера.

Выпишем здесь волновое уравнение движения для частицы во внешнем поле

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z) \Psi. \quad (6)$$

Уравнение (6) было установлено *Шредингером* в 1926 г. и называется *уравнение Шредингера*.

Соотношение неопределенности Гейзенберга.

Если характеризовать неопределенности координат и импульсов средними квадратичными флуктуациями

$$\delta x = \sqrt{(x - \bar{x})^2}, \quad \delta p_x = \sqrt{(p_x - \bar{p}_x)^2},$$

то можно дать точную оценку наименьшего возможного значения их произведения.

Рассмотрим одномерный случай — пакет с волновой функцией $\psi(x)$, зависящей только от одной координаты; предположим для простоты, что средние значения x и p_x в этом состоянии равны нулю. Исходим из очевидного неравенства

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left| \alpha x \varphi + \frac{d\varphi}{dx} \right|^2 dx \geq 0$$

где α — произвольная вещественная постоянная. При вычислении этого интеграла замечаем, что

$$\int x^2 |\varphi|^2 dx = (\delta x)^2,$$

$$\int \left(x \frac{d\varphi^*}{dx} \varphi + x \varphi^* \frac{d\varphi}{dx} \right) dx = \int x \frac{d|\varphi|^2}{dx} dx = -\int |\varphi|^2 dx = -1,$$

$$\int \frac{d\varphi^*}{dx} \frac{d\varphi}{dx} dx = -\int \varphi^* \frac{d^2 \varphi}{dx^2} dx = \frac{1}{\hbar^2} \int \varphi^* \hat{p}_x^2 \varphi dx = \frac{1}{\hbar^2} (\delta p_x)^2,$$

и получаем

$$\alpha^2 (\delta x)^2 - \alpha + \frac{(\delta p_x)^2}{\hbar^2} \geq 0$$

Для того чтобы этот квадратичный (по α) трехчлен был положительным при любых значениях α , его дискриминант должен быть отрицательным. Отсюда получаем неравенство

$$\delta x \delta p_x \geq \hbar/2 \quad (7)$$

Наименьшее возможное значение произведения равно $\hbar/2$.

Эти *соотношения неопределенности* (7) были установлены *Гейзенбергом* в 1927 г.

Мы видим, что чем с большей точностью известна координата частицы (т. е. чем меньше δx), тем больше неопределенность δp_x в значении компоненты импульса вдоль той же оси, и наоборот. В частности, если частица находится в некоторой строго определенной точке пространства ($\delta x = \delta y = \delta z = 0$), то $\delta p_x = \delta p_y = \delta p_z = \infty$. Это значит, что все значения импульса при этом равновероятны. Наоборот, если частица имеет строго определенный импульс p , то равновероятны все ее положения в пространстве.

Приложение I. Матрица плотности. Чистое и смешанное состояние. [15], [29]

Определение чистых и смешанных состояний, а также матрицы плотности.

Рассмотрим для простоты случай двух базисных ортонормальных состояний частицы, которые могут определяться, например, значением проекции спина (собственного момента частицы) вдоль некой оси. При этом частица может находиться в **чистых состояниях** с волновыми функциями $|\chi_a\rangle$, $|\chi_b\rangle$ или их суперпозиции. Выберем набор базисных ортонормальных состояний, соответствующих спину направленному вверх и вниз вдоль оси z (обычно $|+1/2\rangle$ и $|-1/2\rangle$) и разложим состояния $|\chi_a\rangle$ и $|\chi_b\rangle$ по этому набору согласно соотношению

$$\begin{aligned} |\chi_a\rangle &= a_1^{(a)} | +1/2\rangle + a_2^{(a)} | -1/2\rangle, \\ |\chi_b\rangle &= a_1^{(b)} | +1/2\rangle + a_2^{(b)} | -1/2\rangle. \end{aligned}$$

Применяя правила умножения матриц, получим для матрицы плотности ρ_a чистого состояния $|\chi_a\rangle$:

$$\rho_a = \begin{pmatrix} a_1^{(a)} \\ a_2^{(a)} \end{pmatrix} (\mathbf{a}_1^{(a)*}, \mathbf{a}_2^{(a)*}) = \begin{pmatrix} |a_1^{(a)}|^2 & a_1^{(a)} a_2^{(a)*} \\ a_1^{(a)*} a_2^{(a)} & |a_2^{(a)}|^2 \end{pmatrix}$$

и аналогичное выражение для для матрицы плотности ρ_b чистого состояния $|\chi_b\rangle$:

$$\rho_b = \begin{pmatrix} a_1^{(b)} \\ a_2^{(b)} \end{pmatrix} (\mathbf{a}_1^{(b)*}, \mathbf{a}_2^{(b)*}) = \begin{pmatrix} |a_1^{(b)}|^2 & a_1^{(b)} a_2^{(b)*} \\ a_1^{(b)*} a_2^{(b)} & |a_2^{(b)}|^2 \end{pmatrix}$$

Наблюдаемые в квантовой механике можно рассматривать как в матричной, так и в операторной форме. Подобно этому, матрицу плотности в квантовой механике можно записать не только в матричной форме, но и в форме оператора над пространством функций. Оператор матрицы плотности, соответствующий состоянию $|\chi_a\rangle$:

$$\rho_a = |\chi_a\rangle \langle \chi_a|$$

Результат действия оператора ρ_a на функцию $|\psi\rangle$ определяется следующим выражением:

$$\rho_a |\psi\rangle = \langle \chi_a | \psi \rangle |\chi_a\rangle,$$

где $\langle \chi_a | \psi \rangle$ число, определяющееся следующей формулой: $\langle \chi_a | \psi \rangle = \int \psi \chi_a^* dV$

Возможно и смешанное состояние: рассмотрим пучок из N_a частиц, приготовленных в состоянии с волновой функцией $|\chi_a\rangle$, и еще один независимый от первого пучок из N_b частиц, приготовленных в состоянии с волновой функцией $|\chi_b\rangle$. Для описания объединенного пучка введем матрицу плотности ρ смешанного состояния.

. Матрица плотности смешанного состояния будет определяться как взвешенная сумма этих двух матриц плотности;

$$\rho = W_a \rho_a + W_b \rho_b = \begin{pmatrix} W_a |a_1^{(a)}|^2 + W_b |a_1^{(b)}|^2 & W_a a_1^{(a)} a_2^{(a)*} + W_b a_1^{(b)} a_2^{(b)*} \\ W_a a_1^{(a)*} a_2^{(a)} + W_b a_1^{(b)*} a_2^{(b)} & W_a |a_2^{(a)}|^2 + W_b |a_2^{(b)}|^2 \end{pmatrix}$$

где $W_a = N_a/N$, $W_b = N_b/N$, $N = N_a + N_b$.

Поскольку при выводе этого выражения были использованы базисные состояния $|\pm 1/2\rangle$, полученное выражение называют матрицей плотности в $\{|\pm 1/2\rangle\}$ -представлении. Можно написать матрицы плотности всех этих состояний и в представлении функций $|\chi_a\rangle, |\chi_b\rangle$, **если они являются ортонормальными**. В этом представлении

$$\rho_a = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\rho_b = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

а матрица плотности смешанного состояния будет иметь очень простой диагональный вид:

$$\rho = W_a \rho_a + W_b \rho_b = \begin{pmatrix} W_a & 0 \\ 0 & W_b \end{pmatrix}$$

Статистическая матрица плотности P_0 .

Мы знаем, что в классической статистической термодинамике все возможные макроскопические состояния системы рассматриваются как априори равновероятными (другим словами, они считаются равновероятными, если нет каких-либо сведений о значении полной энергии или о контакте с термостатом, поддерживающим постоянную температуру системы, и т.д.). По аналогии с этим в волновой механике все состояния системы, определяемые различными функциями, образующие полную систему ортонормированных функций, можно априори предполагать равновероятными. Пусть $\varphi_1, \dots, \varphi_k$ - такая система базисных функций φ_k ; зная, что система характеризуется смесью состояний φ_k , в отсутствие какой-либо другой информации можно считать, что статистическая матрица системы имеет вид

$$P_0 = \sum_k p P_{\varphi_k}, \text{ где } \sum_k p = 1,$$

т.е., что P_0 - статистическая диагональная матрица такого смешанного состояния, для которого все диагональные веса равны между собой. Принимая φ_k за базисные функции, матрицу P_0 можно представить в виде

$$(P_0)_{kl} = p \delta_{kl}$$

Эта матрица обладает замечательным свойством. Пусть статистическое состояние ансамбля систем в начальный момент времени характеризуется матрицей P_0 . Если во всех системах ансамбля провести измерение одной и той же величины A , то статистическое состояние ансамбля будет по-прежнему характеризоваться той же матрицей P_0 .

Уравнения движения для матрицы плотности ρ .

$$i \frac{\partial \rho_N}{\partial t} = L \rho_N$$

где L - линейный оператор:

$$L\rho = H\rho - \rho H = [H, \rho],$$

где H - оператор энергии системы.

Если A – оператор некой наблюдаемой величины,

Среднее значение этой величины может быть найдено следующим образом:

$$\langle A \rangle = \text{tr} A \rho$$

Где tr – оператор следа.

Приложение J. Редукция матрицы плотности и теория измерения. [6], [3]

Пусть при измерении некоторого объекта мы «четко различаем» состояния $\sigma^{(1)}, \sigma^{(2)}, \dots$. Производя измерения над объектом, находящимся в этих состояниях, мы получаем числа $\lambda_1, \lambda_2, \dots$. Начальное состояние измерительного прибора обозначим через a. Если измеряемая система сначала находилась в состоянии $\sigma^{(v)}$, то состояние полной системы «объект измерения плюс измерительный прибор» до того, как они вступили во взаимодействие будет определяться прямым произведением $a \times \sigma^{(v)}$. После измерения:

$$a \times \sigma^{(v)} \rightarrow a^{(v)} \times \sigma^{(v)}$$

Пусть теперь начальное состояние будет не «четко различимым», а произвольной комбинацией $\alpha_1 \sigma^{(1)} + \alpha_2 \sigma^{(2)} + \dots$

таких состояний. В этом случае из линейности квантовых уравнений следует

$$a \times [\sum \alpha_v \sigma^{(v)}] \rightarrow \sum \alpha_v [a^{(v)} \times \sigma^{(v)}]$$

В итоговом состоянии, возникающем в результате измерения, существует статистическая корреляция между состоянием объекта и состоянием прибора: одновременное измерение у системы «объект измерения плюс измерительный прибор» двух величин (первой- подлежащий измерению характеристики исследуемого объекта и второй- положение стрелки прибора) всегда приводит к согласующимся результатам. Вследствие этого одно из названных измерений становится излишним - к заключению о состоянии объекта измерения можно прийти на основании наблюдения за прибором. Результатом измерения является не вектор состояния, представляемый в виде суммы, стоящей в правой части найденного соотношения, а так называемая смесь, т.е. один из векторов состояния вида

$$a^{(v)} \times \sigma^{(v)}$$

и что при взаимодействии между объектом измерения и измерительным прибором это состояние возникает с вероятностью $|\alpha_v|^2$. Данный переход называется редукцией волнового пакета и соответствует переходу матрицы плотности из недиагонального $\alpha_v \alpha_\mu^*$ в диагональный вид $|\alpha_v|^2 \delta_{v\mu}$. Этот переход не описывается квантовыми уравнениями движения.

Приложение K. Огрубление функция фазовой плотности и гипотеза молекулярного хаоса. [33], [2]

Огрублением функции плотности будем называть ее замену на приближенную величину. Например

$$f_N^*(X, t) = \int_{(y)} g(X-Y) f_N(Y, t)$$

где

$$g(X)=1/\Delta D(X/\Delta)$$

$$D(x)= 1 \text{ for } |X|<1$$

$$D(x)= 0 \text{ for } |X|\geq 1$$

Другой пример огрубления - «гипотеза молекулярного хаоса»

Замена двухчастичной функции распределения на произведение одночастичных функций
 $f(x_1, x_2, t) \rightarrow f(x_1, t)f(x_2, t)$

Приложение L. «Новая динамика» Пригожина. [9], [12]

В статье неоднократно упоминается “Новая Динамика” Пригожина. Дадим здесь ее очень краткое изложение, опираясь на книги [9, 12]

Позвольте ввести линейный оператор Λ на функции ρ фазовой плотности или матрицы плотности

$$\tilde{\rho} = \Lambda^{-1} \rho$$

$$\Lambda^{-1} 1=1$$

$$\int \tilde{\rho} = \int \rho$$

Λ^{-1} сохраняет положительность.

Такой, что функция $\tilde{\rho}$ обладает свойством: для функции Ω определенной как

$$\Omega = \text{tr} \tilde{\rho}^+ \tilde{\rho} \quad \text{или} \quad \Omega = \text{tr} \tilde{\rho} \ln \tilde{\rho}$$

имеем $d\Omega/dt \leq 0$

Уравнение движения для ρ

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = \Phi \tilde{\rho}$$

где $\Phi = \Lambda^{-1} L \Lambda$

Φ -необратимая марковская полугруппа

$$\Lambda^{-1}(L) = \Lambda^+(-L)$$

Для функции фазовой плотности оператор Λ^{-1} соответствует огрублению в направлении сжатия фазового объема. Для квантовой механики такой оператор может быть найден лишь для бесконечного объема или бесконечного числа частиц. Введем в квантовой механике проекционный оператор P , обнуляющий недиагональные элементы матрицы плотности. Оператор Φ и базисные вектора матрицы плотности выбираются таким образом, чтобы сделать оператор Φ перестановочным с оператором P :

$$\frac{\partial P \tilde{\rho}}{\partial t} = P \Phi \tilde{\rho} = \Phi P \tilde{\rho}$$

Приложение M. Невозможность самопредсказания системы.

Предположим, что существует мощная вычислительная машина способная предсказать будущее свое и окружения на основе расчета движения всех молекул. Пусть ее

предсказания - выкатывание черного или белого шара из некоего устройства, входящего в одну систему с машиной и описываемого ею. Устройство выкатывает белый шар, если машина предсказывает черный и наоборот черный шар при предсказании белого. Ясно, что предсказания машины всегда не верны. Так как выбор окружающей среды произволен, следовательно, этот контрпример доказывает невозможность точного самонаблюдения и самовычисления. Так как результат действия устройства всегда противоречит предсказаниям компьютера, следовательно, полное самопредсказание системы, включая и компьютер, и устройство невозможно.

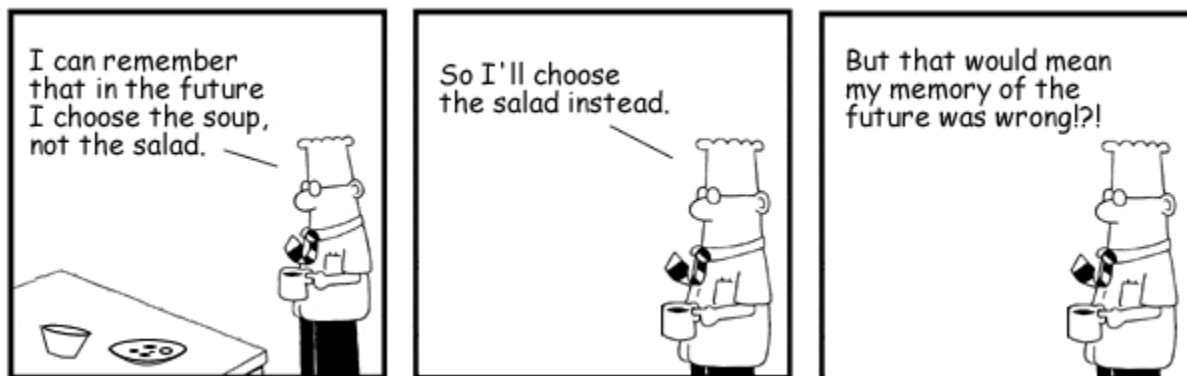


Рис. 27. Невозможность самопредсказания. (Рис. из [101])

Приложение N. Соответствие квантовой и классической механик. Таблицы.

<i>Квантовая механика</i>	<i>Классическая механика</i>
Матрица плотности	Функция фазовой плотности
Уравнение движения для матрицы плотности	Уравнение Лиувилля
Редукция волнового пакета	Огрубление функции фазовой плотности или гипотеза молекулярного хаоса
Неустранимое воздействие наблюдателя или окружения, описываемое редукцией	Теоретически бесконечно малое, но в реальности конечное взаимодействие системы с наблюдателем или окружением
Ненулевые недиагональные элементы матрицы плотности	Корреляции между скоростями и положениями молекул в разных частях системы

Таблица. Вероятностные формулировки классической и квантовой механик.
[3]

	Классическая механика	Квантовая механика
Чистое состояние	Точка (q, p) фазового пространства	Вектор состояния $ \psi\rangle$
Общее метасостояние	Плотность вероятности $\rho(q, p)$	Положительный эрмитов оператор ρ
Условие нормировки	$\int \rho dq dp = 1$	$\text{tr } \rho = 1$
Условие того, что состояние чистое	$\rho = \delta$ -функции	$\rho = \psi\rangle\langle\psi $ (ранг оператора ρ равен 1)
Уравнение движения	$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \{H, \rho\}$	$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho]$
Наблюдаемая	Функция $A(q, p)$	Эрмитов оператор A

Приложение О. Редукция системы при измерении. [29], [3]

Рассмотрим ситуацию, когда прибор вначале находился в состоянии $|\alpha_0\rangle$, а объект — в суперпозиционном состоянии $|\psi\rangle = \sum c_i |\psi_i\rangle$, где $|\psi_i\rangle$ — собственные состояния эксперимента. Начальный статистический оператор дается выражением

$$\rho_0 = |\psi\rangle\langle\alpha_0| \langle\alpha_0| \langle\psi|. \quad (5.40)$$

Парциальный след этого оператора, совпадающий со статистическим оператором системы, составленной из одного объекта, имеет вид

$$\text{tr}_A(\rho_0) = \sum_n \langle\varphi_n| \rho_0 | \varphi_n\rangle$$

где $|\varphi_n\rangle$ — какая-то полная система состояний прибора. Таким образом,

$$\text{tr}_A(\rho_0) = \sum |\psi\rangle \langle\varphi_n| \alpha_0\rangle \langle\alpha_0| \varphi_n\rangle \langle\psi| = |\psi\rangle\langle\psi|, \quad (5.41)$$

где использовано соотношение $\sum |\varphi_n\rangle\langle\varphi_n|=1$ и тот факт, что состояние $|\alpha_0\rangle$ нормировано. Мы получили в точности тот статистический оператор, который должны были приписать объекту, если бы он находился в состоянии $|\psi\rangle$. После акта измерения возникает корреляция между состояниями прибора и состояниями объекта, так что состояние комбинированной системы, составленной из прибора и объекта, описывается вектором состояния

$$|\Psi\rangle=\sum c_i e^{i\theta_i} |\psi_i\rangle |\alpha_0\rangle. \quad (5.42)$$

а статистический оператор дается выражением

$$\rho_0=|\Psi\rangle\langle\Psi|=\sum c_i c_j^* e^{i(\theta_i-\theta_j)} |\psi_i\rangle |\alpha_i\rangle \langle\alpha_j| \langle\psi_j|. \quad (5.43)$$

Парциальный след этого оператора равен

$$\begin{aligned} \text{tr}_A(\rho) &= \sum_n \langle\varphi_n| \rho |\varphi_n\rangle = \\ &= \sum_{(ij)} c_i c_j^* e^{i(\theta_i-\theta_j)} |\psi_i\rangle \langle\varphi_n| \langle\alpha_j| \langle\varphi_n\rangle \langle\psi_j| = \\ &= \sum_{(ij)} c_i c_j^* \delta_{ij} |\psi_i\rangle \langle\psi_j| \end{aligned} \quad (5.44)$$

(так как различные состояния $|\alpha_i\rangle$ прибора ортогональны друг другу); таким образом,

$$\text{tr}_A(\rho) = \sum |c_i|^2 |\psi_i\rangle \langle\psi_i|. \quad (5.45)$$

Мы получили статистический оператор для системы, состоящей из одного объекта, описывающий ситуацию, когда имеются вероятности $|c_i|^2$ пребывать объекту в состояниях $|\psi_i\rangle$. Итак приходим к формулировке следующей теоремы.

Теорема 5.5 (об измерении). Если две системы S и A взаимодействуют таким образом, что каждому состоянию $|\psi_i\rangle$ системы S соответствует определенное состояние $|\alpha_i\rangle$ системы A , то статистический оператор $\text{tr}_A(\rho)$ над полной системой (S и A) воспроизводит действие редукции, применяемого к акту измерения, производимого над системой S , находившейся до измерения в состоянии $|\psi\rangle = \sum c_i |\psi_i\rangle$. ■

Метасостояние системы, находясь в котором она не имеет определенного состояния, но является частью большой системы, которая находится в чистом состоянии, называется *несобственным смешанным состоянием*.

Приложение Р. Теорема о декогеренции при взаимодействии с макроскопическим прибором.[3], [30]

Учтем теперь, что прибор является макроскопической системой. Это означает, что каждая различимая конфигурация прибора (например, положение его стрелки) не является чистым квантовым состоянием, никоим образом ничего не утверждая о состоянии движения каждой отдельной молекулы стрелки. Таким образом, в вышеприведенном рассуждении начальное состояние прибора $|\alpha_0\rangle$ следует заменить некоторым статистическим распределением по микроскопическим квантовым состояниям $|\alpha_0,s\rangle$; начальный статистический оператор не дается выражением (5.40), а равен

$$\rho_0 = \sum_s p_s |\psi\rangle |\alpha_{0,s}\rangle \langle\alpha_{0,s}| \langle\psi|. \quad (5.46)$$

Каждое состояние прибора $|\alpha_{0,s}\rangle$ будет реагировать на каждое собственное состояние $|\psi_i\rangle$ объекта тем, что превратится в некоторое другое состояние $|\alpha_{i,s}\rangle$, которое является одним из квантовых состояний, макроскопическое описание которого состоит в указании, что стрелка занимает положение i ; точнее имеем формулу

$$e^{iH\tau/\hbar} (|\psi\rangle |\alpha_{0,s}\rangle) = e^{i\theta_{i,s}} |\psi\rangle |\alpha_{i,s}\rangle. \quad (5.47)$$

Обратим внимание на появление фазового множителя, который зависит от индекса s . Разности энергий квантовых состояний $|\alpha_{0,s}\rangle$ с учетом времени τ должны быть такими, чтобы фазы $\theta_{i,s} \pmod{2\pi}$ были случайно распределены между 0 и 2π .

Из формул (5.46) и (5.47) следует, что при $|\psi\rangle = \sum_i c_i |\psi_i\rangle$ статистический оператор после измерения будет даваться следующим выражением:

$$\rho = \sum_{(s,i,j)} p_s c_i c_j^* e^{i(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} |\psi_i\rangle \langle \alpha_{i,s} | \langle \alpha_{j,s} | \langle \psi_j| \quad (5.48)$$

Так как из (5.48) получаем тот же результат (5.45), то видим, что статистический оператор (5.48) воспроизводит действие редукции, примененной к данному объекту. Он также практически воспроизводит действие редукции, примененной к одному прибору («практически» в том смысле, что речь идет о «макроскопической» наблюдаемой). Такая наблюдаемая не различает разные квантовые состояния прибора, соответствующие одному и тому же макроскопическому описанию, т. е. матричные элементы этой наблюдаемой между состояниями $|\psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle$ и $|\psi_j\rangle |\alpha_{j,s}\rangle$ не зависят от r и s . Среднее значение такой макроскопической наблюдаемой A равно

$$\begin{aligned} \text{tr}(\rho A) &= \sum_{(s,i,j)} p_s c_i c_j^* e^{i(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} \langle \alpha_{j,s} | \langle \psi_j | A | \psi_i \rangle | \alpha_{i,s} \rangle = \\ &= \sum_{(i,j)} c_i c_j^* a_{i,j} \sum_s p_s e^{i(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} \end{aligned} \quad (5.49)$$

Так как фазы $\theta_{i,s}$ распределены случайным образом, суммы по s обращаются в нуль при $i \neq j$; следовательно,

$$\text{tr}(\rho A) = \sum |c_i|^2 a_{ii} = \text{tr}(\rho' A). \quad (5.50)$$

где

$$\rho' = \sum |c_i|^2 p_s |\psi_i\rangle \langle \alpha_{i,s} | \langle \alpha_{j,s} | \langle \psi_j| \quad (5.48)$$

Получаем статистический оператор, который воспроизводит действие редукции прибора. Если стрелка прибора наблюдается в положении i , состояние прибора при некотором s будет $|\alpha_{i,s}\rangle$, причем вероятность того, что оно будет именно состоянием $|\alpha_{i,s}\rangle$, равна вероятности того, что до акта измерения было состояние $|\alpha_{i,s}\rangle$. Таким образом, приходим к формулировке следующей теоремы.

Теорема 5.6. О декогеренции макроскопического прибора. Пусть квантовая система взаимодействует с макроскопическим прибором таким образом, что возникает хаотическое распределение фаз состояний прибора. Пусть ρ — статистический оператор прибора после измерения, рассчитанный с использованием уравнения Шредингера, а ρ' — статистический оператор, полученный в результате применения редукции к оператору ρ . Тогда невозможно произвести такой эксперимент с макроскопическим прибором, который зарегистрировал бы различие между ρ и ρ' . ■

Для широкого класса приборов доказано, что хаотичность в распределении фаз, о которой идет речь в теореме 5.6, действительно имеет место, если при проведении очередного измерения прибор эволюционирует необратимым образом.

Это так называемая теорема *Данери — Лойнжера — Проспери* [30].

Приложение R. Парадокс Зенона. Теорема о непрерывно наблюдаемом котелке, который никак не закипает. [3]

Теорема:

Пусть A — наблюдаемая квантовой системы, имеющая собственные значения 0 и 1. Предположим, что измерения наблюдаемой A производятся в моменты времени $0 = t_0, t_1, \dots, t_N = T$ на временном интервале $[0, T]$ и редукция применяется после каждого такого измерения. Пусть p_n — вероятность того, что измерение в момент t_n дает результат 0. Тогда, если $N \rightarrow \infty$, причем так, что $\max(p_{n+1} - p_n) \rightarrow 0$, то

$$p_N - p_0 \rightarrow 0 \quad (5.52)$$

(так что, если система находилась в собственном состоянии наблюдаемой A в момент времени $t = 0$, она будет иметь то же значение наблюдаемой A и в момент времени $t = T$).

Доказательство. Пусть P_0 обозначает проекционный оператор на собственное пространство наблюдаемой A , соответствующее собственному значению 0, и пусть $P_1 = 1 - P_0$ обозначает проекционный оператор на собственное пространство с собственным значением 1. Пусть ρ_n — статистический оператор, характеризующий состояние системы непосредственно перед измерением в момент времени t_n . Тогда, статистический оператор после измерения дается выражением

$$\rho_n' = P_0 \rho_n P_0 + P_1 \rho_n P_1 \quad (5.53)$$

так что статистический оператор, характеризующий состояние системы непосредственно перед измерением, производимым в момент времени t_{n+1} , будет равен

$$\rho_{n+1} = e^{-iH\tau_n} \rho_n' e^{iH\tau_n} \quad (5.54)$$

где H — гамильтониан системы, а $\tau_n = t_{n+1} - t_n$. Заметим, что если оператор ρ_n равен сумме k слагаемых вида $|\psi\rangle\langle\psi|$, то оператор ρ_{n+1} будет суммой не более чем $2k$ таких слагаемых; поскольку $\rho_n = |\psi_0\rangle\langle\psi_0|$, отсюда следует, что оператор ρ_n является суммой конечного числа указанных слагаемых. Согласно (5.54), имеем

$$\rho_{n+1} = \rho_n' - i\tau_n[H, \rho_n'] + O(\tau_n^2). \quad (5.55)$$

Так как $P_0^2 = P_0$, $P_0 P_1 = 0$, то

$$P_0 \rho_{n+1} P_0 = P_0 \rho_n P_0 - i\tau_n[P_0 H P_0, P_0 \rho_n P_0] + O(\tau_n^2). \quad (5.56)$$

Следовательно, вероятность того, что измерение в момент времени t_n даст результат 0, равна

$$\begin{aligned} p_{n+1} &= \text{tr}(\rho_{n+1} P_0) = \text{tr}(P_0 \rho_{n+1} P_0) = \\ &= \text{tr}(P_0 \rho_n P_0) - i\tau_n \text{tr}[P_0 H P_0, P_0 \rho_n P_0] + O(\tau_n^2). \end{aligned} \quad (5.57)$$

причем второе равенство справедливо потому, что $P_0^2 = P_0$. Учтем теперь, что оператор $P_0 \rho_n P_0$ равен сумме конечного числа слагаемых вида $|\psi\rangle\langle\psi|$ и для любого оператора X справедливо соотношение

$$\text{tr}(X |\psi\rangle\langle\psi|) = \langle\psi|X|\psi\rangle = \text{tr}(|\psi\rangle\langle\psi| X). \quad (5.58)$$

Следовательно, след коммутатора в (5.57) обращается в нуль, поэтому

$$p_{n+1} = p_n + O(\tau_n^2). \quad (5.59)$$

Обозначим максимальное значение τ_n через τ ($\tau = \max \tau_n$); тогда существует такая постоянная k , что

$$p_{n+1} - p_n \leq k\tau_n^2 \leq k\tau\tau_n \quad (5.60)$$

поэтому

$$p_N - p_0 = \sum_{n=0}^{N-1} (p_{n+1} - p_n) \leq k\tau \sum_{n=0}^{N-1} \tau_n = k\tau T \rightarrow 0$$

при $\tau \rightarrow 0$. ■

Приложение S. Парадокс Эйнштейна — Подольского — Розена. [3]

Можно встать на точку зрения, что обсуждавшиеся в квантовой механике трудности связаны исключительно с тем, что квантово-механический вектор состояния не дает нам всех сведений о состоянии системы: что существуют другие переменные, скрытые от нас в настоящее время, называемые скрытыми переменными, значения которых полностью характеризуют состояние системы и определяют ее будущее поведение более полно, чем это позволяет сделать квантовая механика. Серьезный аргумент в пользу существования таких дополнительных скрытых переменных выдвинули Эйнштейн, Подольский и Розен в 1935 г. Рассмотрим электрон и позитрон, рожденные одновременно в состоянии с полным спином 0. Это спиновое состояние представляет собой антисимметричную комбинацию спиновых состояний двух частиц со спином 1/2, т. е. будет иметь вид

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle) \quad (5.62)$$

где $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$ — одночастичные собственные состояния компоненты спина s_z с собственными значениями $+1/2$ и $-1/2$ соответственно, причем в двухчастичном спиновом состоянии (5.62) спиновое состояние электрона записано первым множителем.

Так как состояние с нулевым угловым моментом инвариантно относительно вращений, оно должно иметь вид (5.62) независимо от того, какая ось использована для определения базиса одночастичных спиновых состояний. Таким образом, можно также записать

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\rightarrow\rangle|\leftarrow\rangle - |\leftarrow\rangle|\rightarrow\rangle) \quad (5.63)$$

где $|\leftarrow\rangle$ и $|\rightarrow\rangle$ — одночастичные собственные состояния компоненты спина s_x .

Предположим теперь, что электрон и позитрон движутся в противоположных направлениях, пока не удалятся друг от друга на большое расстояние, а затем производится измерение z -компоненты спина электрона. Таким образом, измеряется наблюдаемая $s_z(e^-)$ полной системы; после такого измерения состояние системы спроектируется на некоторое собственное состояние данной наблюдаемой: если измерение даст значение $+1/2$, то после акта измерения система перейдет в состояние $|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle$. Это означает, что позитрон будет находиться в состоянии $|\downarrow\rangle$ и измерение z -компоненты его спина $s_z(e^+)$ с полной определенностью даст значение $-1/2$. Заметим, что эта информация о позитроне получена посредством эксперимента, произведенного над электроном, находящимся на большом расстоянии от позитрона, без какой-либо возможности физически влиять на него. Эйнштейн, Подольский и Розен заключили поэтому, что обнаруженный в описываемом эксперименте результат в отношении позитрона (а именно что $s_z(e^+) = -1/2$) должен быть реальным объективным фактом, который имел место и до проведения эксперимента с электроном.

Предположим теперь, что в эксперименте над электроном измеряли не z -компоненту, а x -компоненту его спина. Тогда из (5.63) следует, что состояние системы будет спроектировано либо на состояние $|\leftarrow\rangle|\rightarrow\rangle$, либо на состояние $|\rightarrow\rangle|\leftarrow\rangle$, так что позитрон будет иметь теперь определенное значение x -компоненты $s_x(e^+)$. Такое состояние позитрона также должно было существовать до проведения последнего эксперимента. Следовательно, до эксперимента позитрон имел определенные значения $s_z(e^+)$, и $s_x(e^+)$. Но это несовместные наблюдаемые, и они не имеют одновременных собственных состояний: нет такого квантово-механического состояния, в котором они обе могли бы иметь определенные значения. Эйнштейн, Подольский и Розен сделали отсюда заключение, что квантово-механическое описание неполное и имеются «элементы/реальности», которые квантовая механика не учитывает. Прежде чем приступить к описанию попыток превращения квантовой механики в более полную

теорию, как того требует приведенный аргумент, рассмотрим более подробно, как ситуацию Эйнштейна, Подольского, Розена (ЭПР) объясняет ортодоксальная квантовая механика. После эксперимента, проведенного над электроном, вся система действительно перешла в собственное состояние $|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle$, если измерялась наблюдаемая $s_z(e^-)$ и было получено ее значение $+1/2$, или в собственное состояние $|\rightarrow\rangle|\leftarrow\rangle$, если измерялась наблюдаемая $s_x(e^-)$ и было получено ее значение $+1/2$. Это означает, что после эксперимента позитрон находится в определенном состоянии, либо $|\downarrow\rangle$, либо $|\leftarrow\rangle$ соответственно, и это состояние отлично от того, в котором позитрон находился до эксперимента. Но это не означает, что состояние позитрона было изменено экспериментом, проведенным над электроном, так как позитрон вообще не имел какого-либо определенного состояния до проведения эксперимента. Если все же настаивать на том, что позитрон должен как-то описываться отдельно, то следует обратиться к его статистическому оператору. Согласно (5.62) и (5.63), этот оператор (до эксперимента) дается выражением

$$\rho_e = \text{tr}_e |\Psi\rangle\langle\Psi| = \frac{1}{2}(|\uparrow\rangle\langle\uparrow| + |\downarrow\rangle\langle\downarrow|) = \quad (5.64)$$

$$= \frac{1}{2}(|\rightarrow\rangle\langle\rightarrow| + |\leftarrow\rangle\langle\leftarrow|) \quad (5.65)$$

т. е. равен единичному оператору, умноженному на $1/2$, в двумерном спиновом пространстве позитрона. Рассмотрим теперь статистический оператор позитрона непосредственно после проведения эксперимента, но до того, как информация о его результате дойдет до позитрона. Если в эксперименте с электроном измерялась компонента s_z , то состояние позитрона было бы либо $|\uparrow\rangle$, либо $|\downarrow\rangle$ с равной вероятностью, и статистический оператор имел бы вид (5.64). Если же в эксперименте с электроном измерялась компонента s_x , то состояние позитрона было бы либо $|\rightarrow\rangle$, либо $|\leftarrow\rangle$ с равной вероятностью, и статистический оператор имел бы вид (5.65), т. е. в точности тот же, что в предыдущем случае и до проведения эксперимента с электроном. Хотя эти три ситуации (до эксперимента, после эксперимента по измерению s_z и после эксперимента по измерению s_x) по-разному описываются с использованием состояний позитрона, но они все соответствуют одному и тому же статистическому оператору, и между ними нет никакого экспериментально наблюдаемого различия. Таким образом, нет никакого экспериментально обнаруживаемого действия на расстоянии между электроном и удаленным позитроном, т. е. эксперимент ЭПР нельзя использовать для передачи информации со скоростью больше скорости света.

Приложение Т. Неравенство Белла.[3]

Покажем теперь, что мгновенное действие на расстоянии неизбежно для всякой теории со скрытыми переменными, которая приводит к тем же следствиям, что и квантовая механика.

Рассмотрим ситуацию, в которой эксперименты проводятся над двумя разделенными в пространстве частицами, и выведем следствия из допущения, что результаты эксперимента, проведенного над одной из частиц, определяются только самим этим экспериментом и не зависят от результатов эксперимента, который может проводиться над другой частицей. В этом состоит предположение о *локальности* теории. Ниже будет показано, что требование локальности накладывает такие ограничения на корреляции между экспериментами, производимыми над разными частицами, которые противоречат предсказаниям квантовой механики.

В принципе между локальностью и детерминизмом связи нет. Свойством локальности может обладать теория, которая делает только вероятностные высказывания в отношении результатов экспериментов. Ее можно развить следующим образом. Предположим, что вероятности определяются некоторым числом переменных, совокупность которых обозначим символом λ (в случае двух разделенных в пространстве частиц эти переменные могут состоять из переменных, описывающих индивидуально обе частицы, и переменных, описывающих общие устройства, оказывающие одновременное действие на обе частицы). Тогда для каждого эксперимента E можно указать вероятность $p_E(\alpha/\lambda)$ получения результата α , когда переменные имеют значения λ . Теория будет *локальной*, если эксперименты E и F , которые разделены в пространстве, независимы в смысле теории вероятностей. Отсюда заключаем, что

$$p_{E\oplus F}(\alpha \oplus \beta | \lambda) = p_E(\alpha/\lambda)p_F(\beta/\lambda). \quad (5.75)$$

Любая локальная теория, которая воспроизводит все предсказания квантовой механики в отношении эксперимента ЭПР для разделенных двух частиц со спином 1/2, будет эквивалентна детерминированной теории. Пусть в эксперименте E измеряется компонента спина электрона в определенном направлении, а в эксперименте F измеряется компонента спина удаленного на большое расстояние позитрона в том же направлении. Обозначим стрелками \uparrow и \downarrow два возможных результата измерений. Тогда, поскольку полный спин равен нулю, нам известно, что эксперименты E и F всегда будут давать противоположные результаты; согласно теории вероятностей,

$$p_{E\oplus F}(\uparrow \oplus \uparrow) = p_{E\oplus F}(\downarrow \oplus \downarrow) = 0 \quad (5.76)$$

Пусть $\rho(\lambda)$ — плотность вероятностей, характеризующая вероятность того, что переменные имеют значения λ ; тогда полная вероятность (5.76) равна

$$\begin{aligned} p_{E\oplus F}(\uparrow \oplus \uparrow) &= \int p_{E\oplus F}(\uparrow \oplus \uparrow) \rho(\lambda) d\lambda = \\ &= \int p_E(\uparrow | \lambda) p_F(\uparrow | \lambda) \rho(\lambda) d\lambda \end{aligned} \quad (5.77)$$

Так как полная вероятность равна нулю, подынтегральное выражение, будучи положительным, должно всюду обращаться в нуль. Следовательно,

$$\text{либо } \rho(\lambda) = 0, \text{ либо } p_E(\uparrow | \lambda) = 0, \text{ либо } p_F(\uparrow | \lambda) = 0. \quad (5.78)$$

Аналогично заключаем, что

$$\text{либо } \rho(\lambda) = 0, \text{ либо } p_E(\downarrow | \lambda) = 0, \text{ либо } p_F(\downarrow | \lambda) = 0. \quad (5.79)$$

Поскольку эксперимент E имеет только два результата \downarrow и \uparrow , имеем эквивалентные утверждения

$$p_E(\uparrow | \lambda) = 0 \Leftrightarrow p_E(\downarrow | \lambda) = 1 \quad (5.80)$$

Из (5.78) — (5.80) следует, что если $\rho(\lambda) \neq 0$, то все четыре вероятности должны быть равны либо 0, либо 1. Следовательно, для всех значений λ , которые возможны в действительности, результаты экспериментов полностью определяются значением λ .

Таким образом, если считать, что на распределение вероятностей скрытых переменных не оказывает влияние то, какой эксперимент производится над частицами, то мы приходим к выводу, что должны рассматриваться только детерминированные теории.

Предположим, что каждая из двух удаленных друг от друга частиц может быть подвергнута одному из трех экспериментов A, B, C , каждый из которых может дать только два результата (скажем «да» или «нет»). Тогда в детерминированной локальной теории результат эксперимента A над частицей 1 определяется свойством системы, которое обозначим a_1 : это переменная, которая может принимать значения $+$ и $-$. Имеем также аналогичные переменные b_1, c_1, a_2, b_2, c_2 . Предположим теперь, что эксперимент A всегда дает противоположные значения для двух частиц; тогда $a_1 = -a_2$. Аналогично будем

считать, что эксперименты B и C тоже дают противоположные результаты для обеих частиц, т. е. $b_1 = -b_2$ и $c_1 = -c_2$.

Рассмотрим теперь частицы, которые готовятся с фиксированной вероятностью наборов значений a , b и c .

Пусть $P(a=1, b=1)$ обозначает вероятность того, что частица имеет указанные значения a и b . Тогда

$$P(b=1, c=-1) = P(a=1, b=1, c=-1) + P(a=-1, b=1, c=-1) \leq P(a=1, b=1) + P(a=-1, c=-1). \quad (5.81)$$

Следовательно, когда пары частиц готовятся с противоположными значениями a , b и c , имеем

$$P(b_1=1, c_2=1) \leq P(a_1=1, b_2=-1) + P(a_1=-1, c_2=1). \quad (5.82)$$

Каждое слагаемое в правой части этого неравенства дает вероятность результата эксперимента, проведенного над различными частицами; поэтому неравенство можно проверить даже в том случае, когда эксперименты A , B , C не могут быть проведены одновременно над одной частицей.

Неравенству (5.82) не удовлетворяют вероятности, рассчитанные согласно правилам квантовой механики, в следующем случае. Предположим, что две частицы со спином $1/2$ готовятся в состоянии с полным спином, равным 0 , как рассмотренные в начале этого параграфа электрон и позитрон; тогда мы знаем, что измерение компоненты спина в любом данном направлении даст противоположные результаты для обеих частиц. Пусть A , B , C обозначают эксперименты по измерению компонент спина вдоль трех осей, лежащих в одной плоскости, причем пусть угол между осями A и B равен θ , а угол между осями B и C равен φ . Вычислим вероятность $P(b_1=1, c_2=1)$, входящую в левую часть неравенства (5.82); ее следует интерпретировать как вероятность того, что оба измерения компонент спинов частиц 1 и 2 вдоль осей, угол между которыми равен φ , дадут одни и тот же результат $+1/2$. Возьмем в качестве оси для частицы 1 ось z ; тогда если при измерении компоненты спина частицы 1 вдоль указанной оси получим значение $1/2$, то после измерения частица 1 перейдет в собственное состояние $|\uparrow\rangle$, а частица 2 — в собственное состояние $|\downarrow\rangle$. Собственные состояния измерения, произведенного над частицей 2 , получаются поворотом состояний $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$ на угол φ (скажем вокруг оси x); таким образом, собственное состояние, соответствующее собственному значению $+1/2$, имеет вид

$$\begin{aligned} |+\varphi\rangle &= e^{-i\varphi J_x} |\uparrow\rangle = [\cos(\frac{1}{2}\varphi) + 2iJ_x \sin(\frac{1}{2}\varphi)] |\uparrow\rangle = \\ &= \cos(\frac{1}{2}\varphi) |\uparrow\rangle + i \sin(\frac{1}{2}\varphi) |\downarrow\rangle \end{aligned} \quad (5.83)$$

Следовательно, искомая вероятность равна

$$P(b_1=1, c_2=1) = \frac{1}{2} |\langle +\varphi | \downarrow \rangle|^2 = \frac{1}{2} \sin^2(\frac{1}{2}\varphi) \quad (5.84)$$

(так как вероятность результата $+1/2$ для частицы 1 равна $1/2$). Аналогично можно вычислить входящие в (5.82) вероятности

$$P(a_1=1, b_2=-1) = \frac{1}{2} \cos^2(\frac{1}{2}\theta)$$

и

$$P(a_1=-1, c_2=1) = \frac{1}{2} \cos^2[\frac{1}{2}(\theta + \varphi)].$$

Таким образом, неравенство (5.82) сводится к неравенству

$$\sin^2(\frac{1}{2}\varphi) \leq \cos^2(\frac{1}{2}\theta) + \cos^2[\frac{1}{2}(\theta + \varphi)],$$

или к неравенству

$$\cos \theta + \cos \varphi + \cos(\theta + \varphi) \geq -1, \quad (5.85)$$

которые не выполняются при $\theta = \varphi = 3\pi/4$. В результате приходим к следующей теореме.

Теорема 5.8 (Белла). Пусть две удаленные одна от другой частицы могут быть подвержены одному из трех двузначных экспериментов, и один и тот же эксперимент, производимый над обеими частицами, всегда дает противоположные результаты. Если частицы описываются локальной теорией и тип экспериментов, которые мы собираемся произвести над ними, не влияет на вероятности обнаружения тех или иных свойств, то вероятности результатов экспериментов удовлетворяют неравенству (5.82).

Это неравенство не выполняется в квантовой механике для системы двух частиц со спином 1/2, имеющих полный спин, равный 0.

Приложение U. Теория волны-пилота де Бройля — Бома. [3]

Характерные особенности квантовой механики (в частности, интерференционные эффекты) затрудняют построение теории скрытых переменных в описанном выше смысле. Долгое время думали даже, что, доказана теорема (фон Неймана) [29], что никакая теория такого типа не может воспроизвести все следствия квантовой механики. Но это доказательство оказалось ошибочным, как показывает следующий контрпример. Рассмотрим отдельную простую частицу, движущуюся в потенциале $V(\mathbf{r})$. Предположим, что частица описывается в момент времени t не только волновой функцией $\psi(\mathbf{r}, t)$, но также некоторым вектором $\mathbf{q}(t)$, и волновая функция удовлетворяет обычному уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z) \Psi. \quad (5.69)$$

а вектор \mathbf{q} удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} = \frac{\mathbf{j}(\mathbf{q}, t)}{\rho(\mathbf{q}, t)}$$

где \mathbf{j} и ρ — плотность тока вероятности и плотность самой вероятности:

$$\mathbf{j} = \frac{\hbar}{m} \text{Im}[\bar{\psi} \nabla \psi], \quad \rho = |\psi|^2. \quad (5.71)$$

Предположим теперь, что в момент времени $t = 0$ имеем большое число таких частиц, каждая из которых описывается одной и той же волновой функцией $\psi(\mathbf{r}, 0)$, но своим вектором \mathbf{q} .

Пусть доля частиц, для которых значение этого вектора лежит в объеме dV , содержащем точку \mathbf{q} , равна $\sigma(\mathbf{q}, 0)dV$; пусть эта доля в момент времени t равна $\sigma(\mathbf{q}, t)dV$. Тогда, если считать \mathbf{q} координатой частицы, можно рассматривать весь коллектив частиц как жидкость с плотностью σ и полем скоростей $\mathbf{u} = \mathbf{j}/\rho$ согласно (5.70). Последние величины должны удовлетворять уравнению неразрывности

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\sigma \mathbf{u}) = 0 \quad (5.72)$$

т.е.

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -\nabla \cdot \left(\frac{\sigma \mathbf{j}}{\rho} \right) \quad (5.73)$$

Уравнение неразрывности имеет единственное решение $\sigma(\mathbf{r}, t)$, если заданы $\sigma(\mathbf{r}, 0)$, $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ и $\rho(\mathbf{r}, t)$. Этому уравнению удовлетворяет также решение $\sigma = \rho$, так как при этом уравнение (5.73) превращается в уравнение неразрывности (3.42), которое, как было показано, является следствием уравнения Шредингера (5.69). Следовательно, если распределение значений \mathbf{q} по частицам описывается в момент $t = 0$ функцией ρ , то оно будет характеризоваться этой функцией и во все последующие моменты времени.

Таким образом, мы можем предположить, что каждая частица, волновая функция которой удовлетворяет уравнению Шредингера (5.69), имеет определенную координату q в пространстве и любое наше экспериментальное устройство, создающее частицы с волновой функцией ψ , производит частицы с определенным распределением их координат; доля этих частиц $|\psi(q)|^2 dV$ находится в объеме dV около точки q . Это справедливо, если экспериментальное устройство, создающее частицы с волновой функцией ψ , с вероятностью $|\psi(q)|^2 dV$ производит частицы в объеме dV . Так как величины ψ и q эволюционируют во времени, согласно детерминированным уравнениям (5.69), (5.70), такое распределение сохранится во все моменты времени, если оно имелось в какой-то начальный момент.

Можно также такую теорию обобщить на системы из нескольких частиц, но при этом возникает одна очевидная трудность. Рассмотрим, например, систему двух частиц. Переменными будут q_1 и q_2 , а двухчастичная волновая функция имеет вид $\psi(r_1, r_2)$. В качестве уравнений движения следует рассмотреть двухчастичное уравнение Шредингера и два уравнения

$$\frac{dq_1}{dt} = \frac{j_1}{\rho}, \quad \frac{dq_2}{dt} = \frac{j_2}{\rho},$$

Где

$$j = \frac{\hbar}{m} \text{Im}[\bar{\psi} \nabla_1 \psi], \quad j = \frac{\hbar}{m} \text{Im}[\bar{\psi} \nabla_2 \psi], \quad \rho = |\psi|^2.$$

Здесь j_1 , а следовательно, dq_1/dt может быть функцией q_2 : движение первой частицы зависит от положения второй частицы. Таким образом, имеется мгновенное действие на расстоянии между двумя частицами, и оно должно наблюдаться даже в том случае, когда вообще не будет никакого потенциала $V(r_1, r_2)$ сил взаимодействия между частицами. Это является отражением корреляций между частицами, возникающих в формализме квантовой механики, оперирующем с волновыми функциями. В частности, волновая функция ЭПР демонстрирует такого рода корреляции между отдельными частицами.

Приложение V. Водоворот Эшера, где скрещиваются все уровни. [58]



Figure 28. М. К. Эшер Картинная галерея (литография 1956)

Поразительно красивая и в то же время странно тревожащая иллюстрация "глаза" циклона, порожденного Запутанной Иерархией, дана нам Эшером в его "Картинной галерее (рис. 142). На этой литографии изображена картинная галерея, где стоит молодой человек, глядя на картину корабля в гавани небольшого городка, может быть, мальтийского, судя по архитектуре, с его башенками, куполами и плоскими каменными крышами, на одной из которых сидит на солнце мальчишка; а двумя этажами ниже какая-то женщина — может быть, мать этого мальчишки — глядит из окна квартиры, расположенной прямо над картинной галереей, где стоит молодой человек, глядя на картину корабля в гавани небольшого городка, может быть, мальтийского — Но что это!? Мы вернулись к тому же уровню, с которого начинали, хотя логически этого никак не могло случиться. Давайте нарисуем диаграмму того, что мы видим на этой картине (рис. 143):

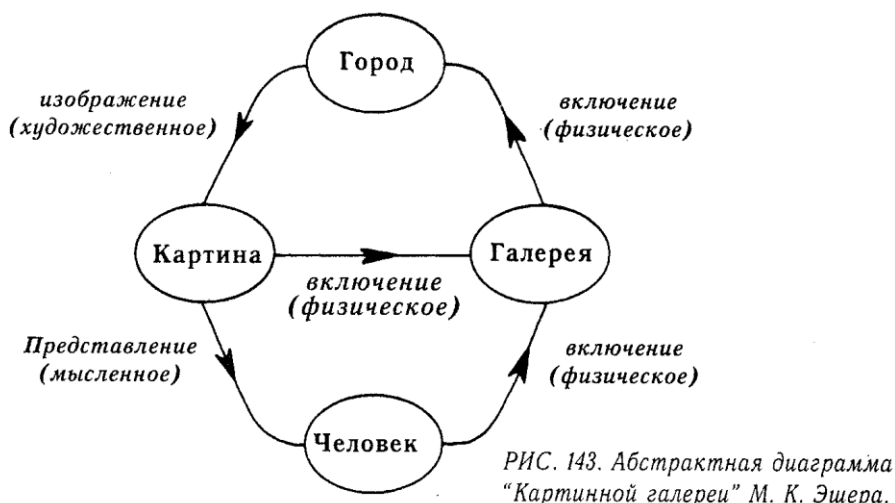


Figure 29. Абстрактная диаграмма «Картинная галерея» М. К. Эшера

На этой диаграмме показаны три вида включения. Галерея физически включена в город ("включение"); город художественно включен в картину ("изображение"); картина мысленно включена в человека ("представление") Хотя эта диаграмма может показаться точной, на самом деле она произвольна, поскольку произвольно количество показанных на ней уровней. Ниже представлен другой вариант верхней половины диаграммы (рис 144):

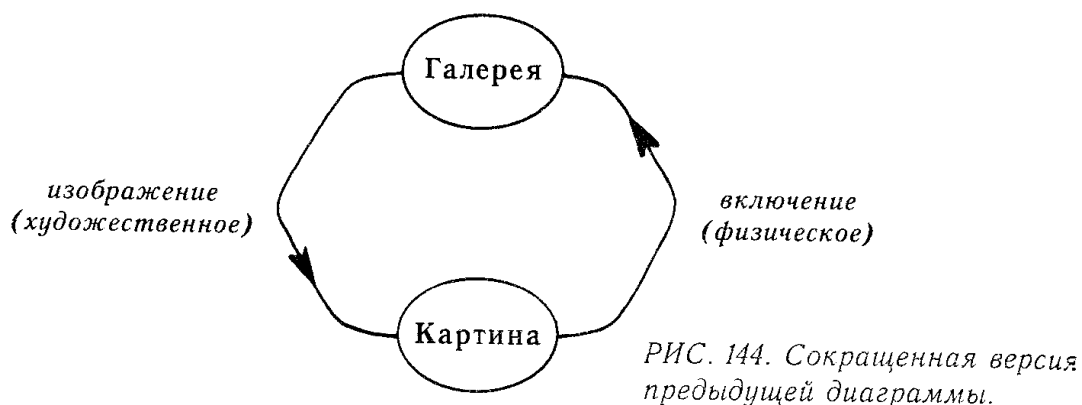


Figure 30. Сокращенная версия предыдущей диаграммы.

Мы убрали уровень города: хотя концептуально он полезен, без него можно вполне обойтись. Рис. 144 выглядит так же, как диаграмма "Рисующих рук": это двухступенчатая Странная Петля. Разделительные знаки произвольны, хотя и кажутся нам естественными. Это видно яснее из еще более упрощенной диаграммы "Картинной галереи":

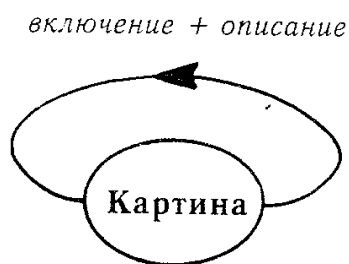


РИС. 145. Дальнейшее сокращение рис. 143.

Figure 31. Дальнейшее сокращение рис 29.

Парадокс картины выражен здесь в крайней форме. Но если картина "включена в саму себя", то молодой человек тоже включен сам в себя? На этот вопрос отвечает рис. 146.

включение + описание + представление



РИС. 146. Другой способ сокращения рис. 143.

Figure 32. Другой способ сокращения рис 29.

Здесь мы видим молодого человека внутри самого себя, в том смысле, какой получается от соединения трех аспектов "внутренности".

Оказываются ли зрители, глядящие на "Картинную галерею", затянутыми "в самих себя"? На самом деле, этого не происходит. Нам удастся избежать этого водоворота благодаря тому, что мы находимся вне системы. Глядя на картину, мы видим то, что незаметно молодому человеку, — например, подпись Эшера "МСЕ" в центральном "слепом пятне". Хотя это пятно кажется дефектом, скорее всего, дефект заключается в наших ожиданиях, поскольку Эшер не мог бы закончить этот фрагмент картины без того, чтобы не вступить в противоречие с правилами, по которым он ее создавал. Центр водоворота остается — и должен оставаться — неполным. Эшер мог бы сделать его сколь угодно малым, но избавиться от него совсем он не мог. Таким образом, мы, глядя снаружи, видим, что "Картинная галерея" неполна, чего молодой человек на картине заметить не в состоянии. Здесь Эшер дал художественную метафору Теоремы Гёделя о неполноте. Поэтому Эшер и Гёдель так тесно переплетены в моей книге.

Литература.

1. Климонтович Ю.Л., Статистическая физика
. Klimontovich, Statistical Physics, Nauka Publishers, Moscow, 1982 [in Russian].
2. Терлецкий Я.П., Статистическая физика
Terletsky J.P., Statistical physics, Vyshaja shkola Publishers, Moscow, 1973 [in Russian].
3. Садбери А., Квантовая механика и физика элементарных частиц.
Anthony Sudbery. Quantum Mechanics and the Particles of Nature: An Outline for Mathematicians. Cambridge University Press, New York, 1986
4. Гельфер Я.М., Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И.,
Парадокс Гиббса и тождественность частиц в квантовой механике.
Gelfer J.M., Ljuboshits V.L., Podgoretskij M.I.,
Gibbs Paradox and identity of particles in quantum mechanics. Nauka Publishers, Moscow, 1975 [in Russian].
5. Х. Оганян, Что такое спин? Сборник Физика за рубежом
88
Ohanian, H.C. Amer. J. Phys., June 1986, v 54, N6, p. 5000
6. Вигнер, Е. Этюды о симметрии
Eugene P. Wigner, Symmetries and Reflection, Cambridge [Mass.] ; London, The MIT Press, 1970
7. Пайерлс Р., Сюрпризы в теоретической физике
Rudolf Peierls, Surprises in theoretical physics.
Princeton, N.J. : Princeton University Press, 1979
8. Кальоти Дж., От восприятия к мысли

- Giuseppe Caglioti, *The Dynamics of Ambiguity*, with a preface by Hermann Haken, Springer, Berlin, Heidelberg, New York., 1992
9. Пригожин. И., От существующего к возникающему
Илья Prigogine, *From being to becoming: time and complexity in the physical sciences*, San Francisco , W.H. Freeman, 1980.
 10. A.J. Leggett, *Quantum mechanics at the macroscopic level*, conferenciers LES HOUCHES session XLVI 30 Juin -1 Aout 1986 *Chance and matter*
 11. Шредингер ,Что такое жизнь? Физический аспект живой клетки.
Erwin Schrodinger, *What is life? The Physical Aspect of the Living Cell*, Cambridge University Press, New York, 1946
 12. Николис Г., Пригожин И., *Познание сложного*.
Gregoire Nicolis, Илья Prigogine *Exploring Complexity*, New York, Freeman and Co., 1989
 13. D. Kazhdan, *Mathematics in the 20-th century*
D. Kazhdan, *Mathematics in the 20-th century*, On conference in Tel-Aviv University, 2000
 14. С. Хокинг Р. Пенроуз, *Природа пространства и времени*.
Stephen Hawking and Roger Penrose, *The Nature of Space and Time*, Princeton, NJ, Princeton University, 1996
 15. Блум К., *Теория матрицы плотности и ее приложения*
Karl Blum, *Density Matrix Theory and Applications*, Plenum Press, New York, 1981
 16. Валиев К.А., Кокин А.А., *Квантовые компьютеры: надежды и реальность*
Valiev K.A., Kokin A.A., *Quantum computers: Expectations and Reality*, Izhevsk, RKhD, 2004
 17. Бауэр Э., *Теоретическая биология*
Bauer E., *Theoretical biology*, Portland, Oregon, U.S.A, Intl Specialized Book Service Inc, 1984
 18. Avshalom C. Elitzur, *Let There Be Life*
Thermodynamic Reflections on Biogenesis and Evolution
Journal of Theoretical Biology, **168**, 429-459
 19. Шредингер, *Наука и Гуманизм Физика в наше время*
Erwin Schrodinger, *Science and Humanism Physics in Our Time*
 20. Brian D. Josephson, *Limits to the universality of quantum Mechanics*. Internet paper <http://www.tcm.phy.cam.ac.uk/~bdj10/papers/QMlimits.html>
 21. Станислав Лем, *Сумма Технологии*
Stanislav Lem, *the Total of the Process engineering*, SUMMA TECHNOLOGIAE ,Krakow, 1964,
<http://www.frankpr.net/Lem/Summa/contents.htm>
 22. Станислав Лем, *Маска*
Stanislav Lem, *the Mask*, Maska, Krakow, WL, 1976
part in *Mortal Engines*, Harvest/HBJ Book; Reissue edition ,1992
 23. M. Rahibe, N. Aubry, G.I. Sivashinsky and R. Lima,
Formation of wrinkles in outwardly propagating flames,
Phys. Rev. E 52 (4), 3675 (1995)
 24. Siegel M., Tanveer S. *PRL*, Vol 76, Nu0000m 3 (1996) p. 419- 422
 25. *The micromaser spectrum* ,Marlan O.Scully, H. Walther
Phys. Rev. A 44, 5992–5996 (1991)
 26. Bohr N., *Atomic Physics and Human Knowledge*
(Wiley, New York, 1987), Chapter 3
 27. М. Эйген *Самоорганизация материи и эволюция биологических макромолекул*,
ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР» , Москва 1973

- MANFRED EIGEN, SELFORGANIZATION OF MATTER AND THE EVOLUTION OF BIOLOGICAL MACROMOLECULE , Die Naturwissenschaften , 58. Jahrgang, Oktober 1971, Heft 10, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York.
- Eigen M., Molecular self-organization and the early stages of evolution, Quarterly Review of Biophysics, 1971, vol. 4, p. 149
28. J. Bricmont, Science of Chaos or Chaos in Science?_ arXiv:chao-dyn/9603009 v1 <http://arxiv.org/abs/chao-dyn/9603009>
 29. Иоганн фон Нейман, Математические основы квантовой механики. J. von Neumann Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik (Springer, Berlin, 1932)
 30. Daneri A., Loinger A., Prosperi G. M., Quantum theory of measurement and ergodicity conditions, Nuclear Phys., 1962, v 33, p.297-319
 31. Wheeler J.A., Zurek W.H (ed.), Quantum Theory and Measurement, Princeton, N.J.:Princeton University Press, 1983 .
 32. Э.Дж. Стил, Р.А. Линди, Р.В. Бланден Что, если Ламарк прав? Иммуногенетика и эволюция Edward J. Steele, Robyn A. Lindley and Robert V. Blanden, Lamarck's signature. How retrogenes are changing Darwin's natural selection paradigm, Allen & Unwin, Sydney, Perseus Books, Reading, MT, USA, 1998 How retrogenes are changing Darwin's natural selection paradigm
 33. Пригожин И. Конец определенности, R&D, Москва-Ижевск, 2001 Prigogine Ilya The End of Certainty, The Free Press, NY, 1997
 34. Мун Ф. Хаотические колебания, «Мир», Москва, 1990 Francis C. Moon Chaotic Vibrations, A Wiley-Interscience Publication John Wiley & Sons, NY
 35. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем, «Наука», Москва, 1984
 36. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Том III Москва «Наука», 1989
 37. Lev Vaidman, Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics, Stanford encyclopedia of philosophy 2002, <http://plato.stanford.edu/entries/qm-manyworlds/>
 38. Lev Vaidman, ON SCHIZOPHRENIC EXPERIENCES OF THE NEUTRON OR WHY WE SHOULD BELIEVE IN THE MANY-WORLDS INTERPRETATION OF QUANTUM THEORY, 1996, <http://arxiv.org/abs/quant-ph/9609006v1>
 39. Wojciech Hubert Zurek, Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical, REVIEWS OF MODERN PHYSICS, VOLUME 75, JULY 2003
 40. Albert, D. Z (1992), Quantum Mechanics and Experience. Cambridge: Harvard University Press.
 41. John Byron Manchak, Self-Measurement and the Uncertainty Relations, Department of Logic and Philosophy of Science, University of California. <http://philo.at/kollektion/index.php/record/view/8261>
 42. Поннер, К. Логика и рост научного знания. — М.: Прогресс, 1983 Karl Popper The Logic of Scientific Discovery, 1934 (as Logik der Forschung, English translation 1959),
 43. Alexei Ourjountsev, Hyunseok Jeong, Rosa Tualle-Brouri , Philippe Grangier, Generation of optical 'Schrödinger cats' from photon number states, *Nature* 448, 784-786 (16 August 2007)

44. Roger Penrose, *The Emperor's New Mind*, Oxford University Press, 1989
45. Roger Penrose, *Shadows of the Mind*, Oxford University Press, 1994
46. М.Б. Менский, *Человек и квантовый мир*, «Век2», Фрязино, 2007
47. Белокуров, Тимофеевская, Хрусталева *Квантовая телепортация – обыкновенное чудо, «Регулярная и хаотическая динамика»*, Ижевск, 2000
48. Сборник, «Квантовый компьютер и квантовые вычисления», «Регулярная и хаотическая динамика», Ижевск, 2000 Включает классические работы Феймана, Дойча, Шора.
49. Расстригин Л. *Этот случайный, случайный, случайный мир*, Эврика, Москва, Молодая гвардия, 1969
50. Гетлинг, *Конвекция Релея-Бернара*, «Эдиториал УРСС», Москва, 1999
51. Erwin Schrödinger, *Naturwissenschaften*, 48, 807; 49, 823; 50, 844, November 1935
52. Nicolas H. Vöelcker, Kevin M. Guckian, Alan Saghatelian and M. Reza Ghadiri, "Sequence-addressable DNA Logic", *Small*, Volume 4, Issue 4, Pages 427 – 431, Published Online: 18 Mar 2008
53. Milgrom, Mordehai. "Does Dark Matter Really Exist?" *Scientific American* Aug. 2002: 42-50, 52
54. А.А. Логунова, М.А. Мествиришвили "Релятивистская теория гравитации" (М., Наука, 1989 г.) и А.А. Логунова "Теория гравитационного поля" (М., Наука, 2000 г.).
55. Карл Густав Юнг, «О синхроничности», сборник «Сознание и Бессознательное», «Университетская книга», Москва- Санкт-Петербург, 1997; *The Portable Jung* Edited by J. Campbell, NY, The Viking Press, 1971; *Jung, The Structure and Dynamics of the Psyche, Collected Works, Vol. 8, pars. 969-997;* (from "Man and Time" (Papers from the Eranos Yearbooks.3, NY and London, 1957) "On Synchronicity"
Originally given as a lecture by C.G.Jung, at the 1951 Eranos conference, in Switzerland, and published in Zurich, 1952
<http://poetrylicence.blogspot.com/2009/06/on-synchronicity.html>
56. Вентцель, «Теория вероятностей», «Наука», Москва, 1969
57. Роберт Мэттьюз, *25 великих идей*, «Диля», М-СП, 2007
Robert Matthews, *25 Big Ideas*, Oneworld Oxford, England, 2005
58. Даглас Р. Хофштадтер «Гедель, Эшер, Бах», «Барах-М», 2001
Douglas R. Hofstadter *Godel, Escher, Bach: An Eternal Golden Braid*, Bask Books, USA, 1979
59. Avshalom C. Elitzur, Meir Shinitzky "P-Violation Manifested at the Molecular Level – A Simple Means for Absolute Definitions of "Left" vs. "Right", 2005, APS/123-QED

60. Goren Gordon, Avshalom Elitzur “The Ski-Lift Pathway: Thermodynamically Unique, Biologically Ubiquitous”, 2007
61. Avshalom Elitzur , Vaidman L. , Quantum mechanical interaction – free measurement, Found Phys., 29, 987-997
62. Князева Е.Н., Курдюмов С.П., Основания синергетики. Синергетическое мировоззрение. Москва, КомКнига 2005г.
63. Князева Е.Н., Курдюмов С.П., Основания синергетики. Синергетическое мировоззрение. Москва, КомКнига 2005г.
64. Samarskii A.A., Galaktionov V.A., Kurdyumov S.P., and Mikhailov A.P. «Blow-up in Quasilinear Parabolic Equations». Berlin: Walter de Gruyter, 1995.
65. Капица С. П., Курдюмов С. П., Малинецкий Г. Г. Синергетика и прогнозы будущего. М.: Наука, 1997.
66. Hogan J., «Why the Universe is Just So», Rev.Mod.Phys. 72 (2000) ([astro-ph/9909295](#))
67. Малинецкий Г.Г. Математические основы синергетики, Москва, Издательство ЛКИ, 2007
68. J. J. Hopfield, «Neural networks and physical systems with emergent collective computational abilities», Proceedings of National Academy of Sciences, vol. 79 no. 8 pp. 2554–2558, April 1982. [PNAS Reprint \(Abstract\)](#) [PNAS Reprint \(PDF\)](#)
69. L. Maccone, “Quantum Solution to the Arrow-of-Time Dilemma”, Phys. Rev. Lett. 103, 080401 (2009).
<http://arxiv.org/abs/0802.0438>
70. [Oleg Kupervasser](#), [Dimitri Laikov](#) “Comment on “Quantum Solution to the Arrow-of-Time Dilemma” ” of L. Maccone (2009)
<http://arxiv.org/abs/0911.2610>
71. Black hole information paradox - [Wikipedia, the free encyclopedia](#)
http://en.wikipedia.org/wiki/Black_hole_information_paradox
72. Joaquin P. Noyola, Relativity and Wormholes, Department of Physics, University of Texas at Arlington, Arlington, TX 76019, (2006)
http://www.uta.edu/physics/main/resources/ug_seminars/papers/RelativityandWormholes.doc
73. M. Morris, and K. Thorne, Am. J. Phys. 56 (4), (1988).
74. Hrvoje Nikolic, CAUSAL PARADOXES: A CONFLICT BETWEEN RELATIVITY AND THE ARROW OF TIME, Foundations of Physics Letters, Volume 19, Number 3, June 2006 ,p. 259-267(9)
75. S. V. Krasnikov, The time travel paradox, Phys.Rev. D65 (2002) ,
<http://arxiv.org/abs/gr-qc/0109029>
76. George Musser, "Easy Go, Easy Come." (“How Noise Can Help Quantum Entanglement ”), Scientific American Magazine, November 2009,

<http://www.scientificamerican.com/sciammag/?contents=2009-11>

77. Michael Moyer, "Chlorophyll Power." ("Quantum Entanglement, Photosynthesis and Better Solar Cells"), September 2009,

<http://www.scientificamerican.com/article.cfm?id=quantum-entanglement-and-photo>

78. Jianming Cai, Sandu Popescu and Hans J. Briegel "Dynamic entanglement in oscillating molecules and potential biological implications",

<http://arxiv.org/abs/0809.4906>

85. Licata, I. ; Sakaji, A. Eds. Physics of Emergence and Organization, World Scientific, 2008
paper: Ignazio Licata, Emergence and Computation at the Edge of Classical and Quantum Systems

86. Siegelmann, H.T. Neural Network and Analog Computation: Beyond the Turing Limit, Birkhauser, 1998

87. Calude, C.S., Paun, G. Bio-steps beyond Turing, BioSystems, 2004, v 77, 175-194

88. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, Heidelberg, 2007).

89. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time *Entropy* 2005, 7(4), 199- 207

90. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time II *Entropy* 2006, 8[2], 44-49

91. Schulman, L.S., Phys. Rev. Lett. 83, 5419 (1999).

92. Schulman, L.S., Entropy 7[4], 208 (2005)

93. [Oleg Kupervasser](#), [Hrvoje Nikolic](#), [Vinko Zlatić](#), arXiv:1011.4173

<http://arxiv.org/abs/1011.4173>

94. [Oleg Kupervasser](#), arXiv:0911.2610 <http://arxiv.org/abs/0911.2610>

95. Nikodem J. Popławski «Radial motion into an Einstein–Rosen bridge» Physics Letters B 687 (2010) 110–113

96. Russian geometrical portal <http://www.neive.by.ru>

97. aYp.ru Portal <http://fizika.ayp.ru/>

98. David M. Harrison, Department of Physics, University of Toronto "Schrodinger's Cat"

<http://www.upscale.utoronto.ca/PVB/Harrison/SchrodCat/SchrodCat.pdf>

99. [Josh Clark](#) "How Quantum Suicide Works" <http://science.howstuffworks.com/science-vs-myth/everyday-myths/quantum-suicide3.htm>

100. [Toy Anxiety's Blog](#) <http://toyanxiety.wordpress.com/2009/10/30/flash-forward-schrodingers-cat/>

101. "What Is Reality?" <http://www.ipod.org.uk/reality/index.asp>

102. "Quantum Teleportation" Kenneth Chang ABCNEWS.com