Универсальная стрела времени – ключ к решению базовых парадоксов физики.

Оглавление.

Предисловие. 2
Часть 1. Универсальная стрела времени: Случай классической механики. 3
0. Аннотация: Разрешение парадокса закона роста энтропии в обратимых системах. 3
1. Введение 3
2. Главные идеи. 4
3. Статистическая физика Преобразования Пекаря 7
3.1 Макроскопическая энтропия и энтропия ансамбля 7
3.2 Соответствующие и несоответствующие макроскопические переменные 8
3.3 Огрубление 9
4.2 Слабое взаимодействие и дезорганизация состояния с противоположными стрелами времени подсистем 11
4.3 Декорреляция в системе с взаимодействием 13
4.4 Численное моделирование 14
5. Выводы 16
Приложение А. Основные свойства Преобразования Пекаря 18
А.1 Определение Преобразования Пекаря 18
А.2 Нестабильные периодические орбиты 18
А.3 Эргодичность, перемешивание, и сохранение площади 19
А.4 Показатели степени Ляпунова, сжимающиеся и растягивающиеся направления 19
А.5 Затухание корреляций 20
Библиография 20
Часть 2. Универсальная стрела времени: Случай квантовой механики. 22
0. Аннотация: Разрешение парадокса Шредингеровского кота, парадокса друга Вигнера, парадокса котелка, который никогда не закипит. 22
1. Введение 23
2. Качественное рассмотрение вопроса. 24
3. Количественное рассмотрение вопроса. 30
3.1 Определение основных понятий. 30
3.2 Эффект слабого взаимодействия 32
3.2.1 Малое внешнее возмущение. 32
3.2.2 Синхронизация термодинамических стрел времени при взаимодействии макросистем (наблюдателя и наблюдаемой системы). 33
3.3 Разрешение парадоксов Лошмидта и Пуанкаре в рамках квантовой механики. 36
3.4 Декогеренция для процесса измерения. 37
3.4.1 Редукция системы при измерениях [22-23]. 37
3.4.2 Декогеренция при взаимодействии с макроскопическим прибором [21-23]. 38
4 Заключение. 41
Приложение А. Непертрубативное наблюдение в квантовой и классической механике. 41
Приложение В. Разложение на моды при произвольных граничных условиях. 42

Библиография 44
Часть 3. Универсальная стрела времени: Неквантовая гравитационная теория. 45
0. Аннотация: Разрешение информационного парадокса для черных дыр и парадокса дедушки для временных кротовых нор. 45
1. Введение 45
2. Черные дыры 46
3. Временная червоточина. 47
4. Выводы. 49
Библиография 50
Часть 4. Универсальная стрела времени: Квантовая теория гравитации. 50
0. Аннотация: Разрешение информационного парадокса для черных дыр, парадокса дедушки для временных кротовых нор, парадокса черных звезд, парадоксов проекта Пенроуза для построения новой квантовой гравитационной теории, парадоксов антропного принципа. 50
1. Введение 51
2. Черные дыры 51
3. Временная червоточина. 52
4. Черные звезды. 53
5. Новая теория гравитации Пенроуза. 54
6. Антропный принцип в квантовой теории гравитации. 55
7. Выводы 56
Библиография 56
Часть 5. Универсальная стрела времени: Непредсказуемая динамика. 57
0. Аннотация: Разрешение парадокса о противоречии между редукционизмом и принципиальной (не связанной со сложностью) эмерджентностью на основе теоремы Гёделевского типа. Разрешение парадокса существования систем с уменьшением энтропии. 57
1. Введение 58
2. Непредсказуемая динамика. 59
3. Синергетические модели локальных корреляций 61
4. Синергетические модели глобальных корреляций, охватывающих всю вселенную. 64
4.1 Системы с «обострением» (blow up) 64
4.2 «Клеточная» модель Вселенной. 65
Библиография. 68
Часть 6. Универсальная стрела времени: Будущее искусственного интеллекта - искусство, а не наука или Практическое применение непредсказуемых систем 69
0. Аннотация: Разрешение парадокса непредсказуемости – Непредсказуемый не означает неуправляемый или не контролируемый. 69
1. Введение 70
3. Выводы. 75
Библиография. 75
Благодарности 76

Предисловие.

Современная классическая статистическая физика, термодинамика, квантовая механика и теория гравитации -широко известные научные теории. Они разработаны и хорошо изучены в течение уже долгого времени. Однако, они содержат множество

парадоксов. Это заставляет много ученых сомневаться относительно внутренней замкнутости этих теорий. Тем не менее данные парадоксы могут быть решены в рамках уже существующей физики, без введения новых законов. Обсуждены парадоксы, лежащие в основе классической статистической физики, термодинамики, квантовой механики, неквантовой и квантовой грвитации. Подходы к решению этих парадоксов предложены на основании существования универсальной стрелы времени во Вселенной. Первый подход основывается на влиянии внешнего наблюдателя (или окружающей среды), который разрушает корреляции в системе и приводит к выравниванию (синхронизации) стрел времени как его, так и наблюдаемой системы. Второй подход базируется на ограниченных пределах само-познания системы в том случае, когда внешний наблюдатель, наблюдаемая система и окружающая среда сами включены в рассматриваемую систему. Вводятся понятия наблюдаемой динамики, идеальной динамики, и непредсказуемой динамики. Рассмотрен феномен существования сложных (живых) систем с точки зрения этих динамик. Рассмотрены перспективы практического использования непредсказуемых систем для искусственного интеллекта.

Часть 1. Универсальная стрела времени: Случай классической механики.

0. Аннотация: Разрешение парадокса закона роста энтропии в обратимых системах.

Статистическая физика не может объяснить, почему термодинамическая стрела времени существует, если не постулируются очень специальные и неестественные начальные условия. Однако, мы утверждаем, что статистическая физика может объяснить, почему термодинамическая стрела времени универсальна, то есть, почему стрела времени направлена в одинаковом направлении повсюду. А именно, если у двух подсистем есть противоположные направления стрелы времени первоначально, взаимодействие между ними делает конфигурацию статистически неустойчивой и вызывает переход к системе с универсальным направлением стрелы времени. Мы даем общие качественные аргументы в пользу такого взгляда и иллюстрируем их детальным анализом "игрушечной" модели, основанной на "Преобразовании Пекаря".

1. Введение

Происхождение стрелы времени - одна из самых больших нерешенных загадок в физике [1-5]. Хорошо установлено, что большинство стрел времени может быть приведено к термодинамической стреле, но происхождение термодинамической стрелы времени остается тайной. А именно, существование термодинамической стрелы времени означает, что система не находится в состоянии с максимально возможной энтропией. Но это означает, что система не находится в самом вероятном состоянии, что не имеет никакого статистического объяснения. Факт увеличения энтропии со временем означает, что система была в даже менее вероятном состоянии в прошлом, что делает задачу еще более сложной. Конечно, рост энтропии со временем может быть описан, при предположении, что Вселенная была в состоянии с очень низкой энтропией вначале. Однако при этом никак нельзя объяснить, почему Вселенная началась с такого очень специального и неестественного начального условия.

В недавней статье Maccone [6] утверждал, что задача происхождения стрелы времени может быть решена квантовой механикой. Он показал, что в квантовой механике все явления, которые оставляют след в памяти наблюдателя (и, следовательно, могут быть изучены физикой) являются именно теми, при которых энтропия увеличивается. (Следует отметить, что аргумент о стирании памяти наблюдателя при убывании энтропии и соответствующие мысленные эксперименты, рассмотренные в [6], использовалась и в более ранних работах других авторов для разрешения парадокса роста энтропии и квантового парадокса редукции волнового пакета [7-9]). Из этого Maccone заключает, что таким образом второй закон термодинамики сводится к простой тавтологии, автоматически решая проблему стрелы времени в физике. Однако, некоторые слабости аргументов, используемых Maccone в [6], указаны в статьях [10-12]. Как ответ на одно из этих возражений, в более поздней публикации [13] сам Maccone понял, что его подход полностью не решает проблему происхождения стрелы времени, потому что квантовый механизм также требует крайне невероятных начальных условий, которые не могут быть объяснены, исходя из его аргументов.

Все же, как и Maccone в [13], мы полагаем, что некоторые идеи, представленные в [6] и [13], действительно помогают лучше понять проблему стрелы времени. Цель этой статьи состоит в том, чтобы далее разработать, улучшить, разъяснить, и расширить некоторые из идей, которые были представлены в [6,11,13], и также в несколько отличном контексте в [8, 9, 14, 15, 16, 30]. В частности, в отличие от Maccone в [6, 13], мы утверждаем, что квантовая механика не является существенным фактором для разрешения этой проблемы. Поэтому в этой статье мы рассматриваем только классическую статистическую физику.

Идея разрешения этого парадокса следующая. Даже при том, что статистическая физика не может объяснить, почему термодинамическая стрела времени существует, по крайней мере, становится возможным объяснить, почему термодинамическая стрела времени универсальна. То есть, мы можем объяснить, почему стрела указывает в одинаковом направлении повсюду. А именно, если у двух подсистем есть противоположные направления стрелы времени первоначально, взаимодействие между ними делает конфигурацию статистически неустойчивой и вызывает переход к системе с универсальным направлением стрелы времени. Это, конечно, полностью не решает проблему происхождения стрелы времени. Но, по крайней мере, облегчает её решение.

Статья организована следующим образом. В следующем разделе мы представляем свои главные идеи в интуитивной нетехнической форме. После этого, в разделе 3 мы изучаем статистические свойства "Преобразования Пекаря" (некоторые основные свойства которого представлены в Приложении), которое служит "игрушечной" моделью для того, чтобы изучить характерные особенности обратимых хаотических Гамильтоновых систем. Как побочный результат, в этом разделе мы также проясняем разницу между различными определениями понятия "энтропии". Затем, в разделе 4 мы изучаем эффекты слабых взаимодействий между подсистемами, которые, без взаимодействия, эволюционируют согласно "Преобразованию Пекаря". В частности мы объясняем, как слабые взаимодействия разрушают противоположные стрелы времени подсистем, делая их намного менее вероятными, чем в случае без взаимодействия. Наконец, в разделе 5 мы даем качественное обсуждение наших результатов, включая их совместимость с наличием сильновзаимодействующих систем, в которых энтропия подсистемы может уменьшиться со временем.

2. Главные идеи.

Априорно, вероятность наличия термодинамической стрелы времени очень низка. Однако идея состоит в том, чтобы думать в терминах *условных* вероятностей. Учитывая, что термодинамическая стрелка существует, что может мы, используя статистические аргументы, вывести из этого?

Чтобы ответить на этот вопрос, позвольте нам начать с законов микроскопической теории. Мы предполагаем, что динамика микроскопических степеней свободы описана набором дифференциальных уравнений второго порядка (с производными по времени), которые являются инвариантными при обращении времени $t \to -t$. Таким образом, у обоих направлений времени есть априорно равные роли. Чтобы определить единственное решение уравнений динамики движения, также нужно выбрать некоторое "начальное" время t_0, на котором должны быть определены начальные условия. ("Начальное" время не обязательно должно быть самым ранним временем, в которое Вселенная вошла в существование. Для любого t_0, в котором определены начальные условия, уравнения динамики движения единственным образом определяют состояние Вселенной как для $t > t_0$, так и для $t < t_0$). Это - просто обычный специфический момент времени, который может быть взят даже в "будущем". Действительно, в этой статье мы принимаем картину "блочной Вселенной" (смотри, например, [4, 17, 18, 19] и ссылки там), согласно которой время не "течет". Вместо этого Вселенная - это просто "статический" объект в 4-ёх пространственно-временных измерениях.

Конечно, *априорная* вероятность небольшой энтропии в момент t_0 очень низка. Но при условии, что энтропия, *данная в момент* t_0, является небольшой, какова вероятность, что существует термодинамическая стрелка времени? Она, конечно, очень высока. Однако, полагая, что энтропия в t_0 низка, самый вероятный выбор состоит в том, что энтропия увеличивается в *обоих* направлениях с минимумом в t_0. С другой стороны, на практике, когда мы время от времени делаем измерения, энтропия действительно низка, но при этом не увеличивается в обоих направлениях. Вместо этого она увеличивается только в одном направлении. Это объясняет, почему для типичного момента времени t_0 не только "начальная" энтропия определена, но и специфическое направление увеличения энтропии также определено. На микроскопическом уровне это связано с тем фактом, что в момент t_0 для полного описания начальных условий необходимо не только определить начальные положения частиц, но также и их начальные скорости.

Учитывая это понимание, мы задаем следующий вопрос. Учитывая, что в момент t_0 энтропия низка и увеличивается в положительном направлении времени, что может быть статистически получено из этого? В этом случае, самый вероятный выбор состоит в том, что энтропия продолжит увеличиваться с t для $t > t_0$, но также и *уменьшается* в отрицательном направлении времени для $t < t_0$. Это, действительно, то, что мы наблюдаем в природе.

А теперь центральный вопрос этого раздела. Учитывая, что в момент времени t_0 энтропия низка, почему энтропия в увеличивается в этот момент t_0 в одном и том же направлении (принимаемом за положительное) повсюду? Казалось бы, более вероятно, что направление увеличения энтропии изменяется от точки в момент t_0. Если так, тогда почему мы не наблюдаем это? Другими словами, почему стрела времени *универсальна,* имея одно и том же направление повсюду для данного момента t_0? Мы назовём эту проблему проблемой *универсальности стрелы времени*.

В этой статье мы утверждаем, что *эта* задача может быть решена статистической физикой. Короче говоря, наше решение следующие. Если мы игнорируем взаимодействия между различными подсистемами, то, при условии, что в t_0 энтропия низка, то самый вероятный выбор, действительно, что направление стрелы времени изменяется от точки к точке. С другой стороны, если различные подсистемы взаимодействуют друг с другом, то это больше не самый вероятный выбор. Вместо этого, даже если направление стрелки времени изменяется от точки к точке в момент t_0, то взаимодействие обеспечивает естественный механизм, который выравнивает все стрелы времени в одном и том же направлении.

Чтобы проиллюстрировать парадокса стрелы времени, часто используются мысленные эксперименты Лошмидта (парадокс обращения времени) и Пуанкаре (теорема о возвратах). Соответствующие парадоксы в классической механике решены следующим

образом. Классическая механика позволяет, по крайней мере в принципе, исключить любой эффект влияния наблюдателя на наблюдаемую систему. Однако, большинство реальных систем являются *хаотическими*. Таким образом, даже слабое возмущение может привести к экспоненциальному расхождению траекторий. Кроме того, существует незначительное взаимодействие между наблюдателем и наблюдаемой системой. Как простой пример, рассмотрим газ, расширяющийся из небольшой области пространства в большой объем. В этом процессе, идущем с увеличением энтропии, изменение во времени макроскопических параметров устойчиво по отношению к небольшим внешним возмущениям. С другой стороны, если все скорости будут обращены, то газ сожмется в начальный небольшой объем, но только в отсутствие любых возмущений. Этот процесс с уменьшением энтропии очевидно неустойчив, и небольшое внешнее возмущение преобразовало его в процесс с ростом энтропии. Таким образом, процессы с увеличением энтропии, устойчивы, а с уменьшением - нет. Естественное следствие этого - то, что направление стрелы времени (которое определено ростом энтропии) как наблюдателя, так и наблюдаемой системы выравнивается к одному и тому же направлению, из-за неизбежного незначительного взаимодействия между ними. Они могут возвратиться назад к начальному состоянию как в парадоксе Лошмидта, так и в парадоксе Пуанкаре только вместе (как система в целом). Таким образом, память наблюдателя оказывается стертой в конце, поскольку тоже вернется в исходное состояние. В процессе этого возврата стрелы времени как наблюдателя, так и наблюдаемой системы указывают в направлении обратном первоначальному. Отсюда можно вывести два следствия. Во-первых, рост энтропии наблюдается как в целой системе, так и в ее двух частях относительно *собственной* стрелы времени наблюдателя, несмотря на то, что энтропия уменьшается в *координатном* времени. Во-вторых, память наблюдателя стерта не только в самом конце, но также уже и близко к конечной точке, потому что наблюдатель не помнит своего "прошлого" (определенного относительно координатного времени), но помнит своё "будущее".

Действительно, может казаться весьма вероятным, что взаимодействие выровняет все стрелы времени в одном и том же направлении. Но тут возникает вопрос, - в каком именно направлении из двух возможных? Как может какое-нибудь одно направление быть предпочтительным, когда оба направления *априорно* одинаково вероятны? Общее направление выбирается случайно или оно может быть эффективно предсказано? Если есть две подсистемы с противоположными направлениями времени в t_0, то совместная система выберет направление "более сильной" подсистемы как их общее направление. Но какая подсистема будет "более сильная"? Та ли, что обладает большим числом степеней свободы? Или она выбирается по иному принципу?

На самом деле, "более сильная" стрела времени – это та, которая сонаправлена с координатным направлением времени. Действительно, ситуация тут не симметричная. Для $t<t_0$ (когда стрелы времени противонаправлены) взаимодействие отсутствует, а для $t>t_0$ оно появляется. Это асимметрия взаимодействия и определяет наблюдаемую асимметрию времени.

Теперь мы можем понять, почему стрела времени универсальна. Пусть есть подсистема, у которой есть стрела времени направленная противоположно нашей общей стреле времени, и эта подсистема или наблюдается, или не наблюдается нами. Если она не наблюдается, то это не нарушает того факта, что наша стрела времени кажется универсальной нам. Если она наблюдается, тогда она взаимодействует с нами. А это взаимодействие приводит к тому, что эти стрелы времени не могут быть противоположными в течение долгого времени. В любом случае - *то, что мы наблюдаем, должно иметь то же самое направление времени*, что и наше (кроме, возможно, очень короткого временного интервала). Это подобно рассуждению в [6], с той важной разностью, что наше рассуждение не базируется на квантовой механике.

В остающихся разделах мы подтверждаем эти интуитивные идеи более количественным анализом.

3. Статистическая физика Преобразования Пекаря

Преобразования Пекаря (для более детального анализа смотри Приложение А) отображает любую точку единичного квадрата на другую точку того же самого квадрата. Мы изучаем набор N>> 1 таких точек (называемых "частицами"), который движется под воздействием Преобразования Пекаря. Это является "игрушечной" моделью для "газа", который обладает всеми типичными свойствами классических Гамильтоновых обратимых детерминированных хаотических систем. Действительно, из-за его простоты, Преобразования Пекаря широко используется в таких целях [20, 23, 24, 25].

3.1 Макроскопическая энтропия и энтропия ансамбля

Чтобы определить удобный набор макроскопических переменных, мы делим единичный квадрат на 4-ре равных подквадрата. Пусть 4-ре переменных N_1, N_2, N_3, N_4, обозначают число "частиц" в соответствующих подквадратах. Они и являются макроскопическими переменными для нашей системы. (Есть, конечно, много других удобных способов определить макроскопические переменные, но общие статистические закономерности не должны зависеть от этого выбора). *Макроскопическая энтропия* S_m данного макросостояния определяется числом различных микросостояний, соответствующих этому макросостоянию, и описывается следующей формулой

$$S_{\mathrm{m}} = -N \sum_{k=1}^{4} \frac{N_k}{N} \log\left(\frac{N_k}{N}\right) = -\sum_{k=1}^{4} N_k \log\left(\frac{N_k}{N}\right). \qquad (1)$$

Эта энтропия максимальна, когда распределение частиц равномерно, когда S_m равна S_m^{max} = N log4. В то время энтропия минимальна, когда все частицы находятся в одном подквадрате, т.е. когда $S_m = 0$.

Пусть *(x, y)* обозначают координаты точки на единичном квадрате. На физическом языке это соответствует положению частицы в 2-мерном фазовом пространстве. Для N частиц мы рассматриваем статистический ансамбль с плотностью вероятности $\rho(x_1, y_1;...; x_N, y_N; t)$ на 2N размерное фазовое пространство. Здесь *t* - временной параметр, который имеет дискретные значения *t* = 0, 1, 2... для Преобразования Пекаря. Тогда *энтропия ансамбля* определяется как

$$S_{\mathrm{e}} = -\int \rho(x_1, y_1; \ldots; x_N, y_N; t)\ \log \rho(x_1, y_1; \ldots; x_N, y_N; t)\, dX, \qquad (2)$$

где

$$dX \equiv dx_1\, dy_1\, \cdots dx_N\, dy_N. \qquad (3)$$

В общем случае, ρ и S_e изменяются в процессе эволюции, определяемой Преобразованием Пекаря, и зависят от начальной ρ. Однако, если начальная функция плотности вероятности имеет форму

$$\rho(x_1, y_1; \ldots; x_N, y_N) = \rho(x_1, y_1) \cdots \rho(x_N, y_N), \qquad (4)$$

которая соответствует некоррелированной функции плотности, тогда функция плотности вероятности остается некоррелированной в процессе дальнейшей эволюции.

Так, например, рассмотрим функцию $\rho(x_l, y_l)$, которая равномерна в пределах некоторой подобласти Σ (с площадью A<1) единичного квадрата, и обращается в нуль за пределами Σ. Другими словами, пусть

$$\rho(x_l, y_l, t) = \begin{cases} 1/A & \text{for } (x_l, y_l) \text{ inside } \Sigma, \\ 0 & \text{for } (x_l, y_l) \text{ outside } \Sigma. \end{cases} \tag{5}$$

В этом случае

$$S_{\mathrm{e}} = -\left(\frac{1}{A}\right)^N \log\left(\frac{1}{A}\right)^N A^N = N \log A. \tag{6}$$

Так как A не изменяется в процессе эволюции, определяемой Преобразованием Пекаря, то и S_e является постоянной в процессе эволюции, определяемой Преобразованием Пекаря. Этот пример иллюстрирует, что S_e является фактически постоянной для *произвольной* начальной функции. Для доказательства, позвольте нам разделить единичный 2N-мерный ящик на большое количество небольших областей $\sum_a$, для каждой из которых вероятность равна ρ_a. В процессе эволюции каждая область $\sum_a$ изменяет форму, но ее 2N-мерная "площадь" A_a остается неизменной. Кроме того, вероятность ρ_a на новой области $\sum_a$ также остается неизменной. Следовательно, энтропия ансамбля $S_{\mathrm{e}} = -\sum_a A_a^N \rho_a \log\rho_a$ остается неизменной также. Это - основная идея дискретной версии доказательства, но и непрерывная версия может быть сделана подобным же способом.

3.2 Соответствующие и несоответствующие макроскопические переменные

Макроскопические переменные, определенные в предыдущем подразделе имеют следующие свойства:

1. Для большинства начальных микросостояний, имеющих свойство $S_m < S_m^{max}$, S_m увеличивается под действием Преобразования Пекаря.
2. Для большинства начальных микросостояний, имеющих свойство $S_m = S_m^{max}$, S_m остается постоянной под действием Преобразования Пекаря.
3. Два, описанных ыше свойства остаются в силе, когда Преобразования Пекаря дополнено небольшим шумом.

Назовем макропеременные, имеющие эти свойства, *подходящими* макропеременными.

Отнюдь не любой разумный выбор макропеременных является подходящим. Это можно проиллюстрировать примером. Разделим единичный квадрат на 2^M одинаковых вертикальных полос (M>>1). Мы определяем новое множество макропеременных как номера частиц в каждой из этих полос. Подобно формуле (1), соответствующая макроскопическая энтропия

$$S_{\mathrm{m}} = -\sum_{k=1}^{2^M} N_k \log\left(\frac{N_k}{N}\right), \tag{7}$$

где N_k - число частиц в полосе k. Выберем следующее начальное условие: газ равномерно распределен в нечетных вертикальных полосах, в то время как четные полосы пусты.

Тогда для этого начального условия выполняется $S_m < S_m^{max}$. При этом, в течение долгого времени эволюции системы, осуществляемой в соответствии с Преобразованием Пекаря, S_m не увеличивается ни для какого начального микросостояния, соответствующего этому начальному макросостоянию. В течение этой эволюции число заполненных полос уменьшается, а и их толщина увеличивается, пока только одна толстая заполненная вертикальная полоса не остается. Только после того, как это произойдет, S_m начинает увеличиваться. Следует обратить внимание, что эволюция по направлению к единственной полосе может быть легко разрушена небольшим возмущением.

Таким образом, мы видим, что вертикальные полосы приводят к неподходящим макропеременным. В противоположность этому, горизонтальные полосы приводят к подходящим макропеременным. (Однако, макропеременные, использованные в (1), все же более сподходящие, потому что они приводят к намного более быстрому росту S_m.) Эта асимметрия между вертикальными и горизонтальными полосами - следствие характерной асимметрии самого Преобразования Пекаря относительно вертикальной и горизонтальной координаты. Эта асимметрия подобна асимметрии между каноническими координатами и импульсами в Гамильтоне классической механики для многих реальных систем. А именно, для реальных систем гамильтоновы функции содержат только локальное взаимодействие между частицами, где локальность подразумевает близость по координате, а не по импульсу.

Наконец, обратим внимание, что эволюция макроскопических переменных $N_k(t)$, k = 1, 2, 3, 4, найходится усреднением по ансамблю следующим образом

$$N_k(t) = \int N_k(x_1, y_1; \ldots; x_N, y_N; t)\rho(x_1, y_1; \ldots; x_N, y_N; t)\, dX. \tag{8}$$

3.3 Огрубление

Как мы уже сказали, энтропия ансамбля (в отличие от макроскопической энтропии) - всегда константа в течение эволюциии, определяемой Преобразованием Пекаря. Однако, хотелось бы иметь модифицированное определение энтропии ансамбля, при котором энтропия увеличивалась бы подобно к макроскопической энтропии. Такая модификация обеспечивается *огрублением*, которое может быть обеспечено введением огрубленной фазовой функции плотности вероятности.

$$\begin{aligned}\rho^{\mathrm{coar}}(x_1, y_1; \ldots; x_N, y_N) \;&=\; \int \Delta(x_1 - x_1', y_1 - y_1'; \ldots; x_N - x_N', y_N - y_N') \\ &\quad \times \rho(x_1', y_1'; \ldots; x_N', y_N')\, dX', \end{aligned} \tag{9}$$

где Δ отлична от нуля в некоторой области $X' = 0,0; \ldots; 0,0$. Таким образом, огрубленная энтропия ансамбля

$$S_{\mathrm{e}}^{\mathrm{coar}} = -\int \rho^{\mathrm{coar}}(x_1, y_1; \ldots; x_N, y_N)\, \log \rho^{\mathrm{coar}}(x_1, y_1; \ldots; x_N, y_N)\, dX. \tag{10}$$

Конечно, функция Δ может быть выбрана многими способами. Дадим теперь несколько примеров.

Первый пример - огрубление Больцмана , определяемое следующим образом

$$\rho^{\mathrm{coar}}(x_1, y_1; \ldots; x_N, y_N) = \rho(x_1, y_1) \cdots \rho(x_N, y_N), \tag{11}$$

где

$$\rho(x_1, y_1) = \int \rho(x_1, y_1; \ldots; x_N, y_N)\, dx_2\, dy_2 \cdots dx_N\, dy_N, \tag{12}$$

И аналогично для других $\rho(x_l, y_l)$.

Другой пример – изотропическое огрубление имеющее форму

$$\Delta(x_1 - x_1', y_1 - y_1'; \ldots; x_N - x_N', y_N - y_N') = \\ \Delta(x_1 - x_1')\Delta(y_1 - y_1') \cdots \Delta(x_N - x_N')\Delta(y_N - y_N'). \tag{13}$$

Еще один пример – огрубление Пригожина [20]

$$\Delta(x_1 - x_1', y_1 - y_1'; \ldots; x_N - x_N', y_N - y_N') = \Delta(y_1 - y_1') \cdots \Delta(y_N - y_N'), \tag{14}$$

которое является анизотропным огрублением вдоль сжимающего направления y.

Наконец, позвольте нам упоминать огрубление, основанное на разделении системы на две меньшие взаимодействующие подсистемы. Огрубленная энтропия ансамбля для полной системы определена как арифметическая сумма неогрубленных энтропий ансамбля этих его подсистем. Такая огрубленная энтропия игнорирует корреляции между подсистемами.

Все эти типы огрубление имеют следующее свойство: Если начальное микросостояние таково, что макроскопическая энтропия увеличивается, то огрубленная энтропия ансамбля также будет увеличиваться для этого начального микросостояния. При этом, огрубление Пригожина имеет следующие преимущества перед огрублением Больцмана и изотропным огрублением:

Во-первых, если взять распределение начальных микросостояний такое, что его макроскопическия энтропия *уменьшается*. Тогда энтропия соответствующего ансамбля, огрубленная по Пригожину *не* уменьшается. В то же время, энтропия ансамбля, огрубленная по Больцману или согласно изотропному огрублению, будет уменьшаться.

Во вторых, предположим, что задано распределение начальных микросостояний такое, что его макроскопическая энтропия увеличивается. Теперь рассмотрим некоторое "заключительное" состояние (называемое далее исходный ансамбль) с большой макроскопической энтропией, близкой к максимальной. После достижения системой этого заключительного состояния, рассмотрим полученное из него новое инверсное состояние, имеющего обратную во времени эволюцию (Это достигается просто симметричным пребразованием относительно диагонали единичного квадрата с переменой местами координат x и y). Тогда энтропия ансамбля, полученного после такого «обращения» и огрубленная по Пригожину, скачком уменьшается (по отношению к огрубленной энтропии «необращенного» исходного ансамбля, из которого она получена этим «обращением»). В то же время, энтропия ансамбля, огрубленная по Больцману или изотропному огрублению, остаётся почти неизменной.

Таким образом, огрубление Пригожина обеспечивает, самое адекватное описание *закона увеличения энтропии ансамбля* без всяких дополнительных предположений. Так, например, чтобы получить тот же самый результат с огрублением Больцмана, необходимо было бы использовать дополнительное предположение, называемое “гипотезой молекулярного хаоса” заключающейся в замене $\rho(x_1, y_1; x_2, y_2)$ на $\rho(x_1, y_1)\, \rho\, (x_2, y_2)$ в уравнении движения для $\rho(x, y, t)$.

4. Эффект слабого взаимодействий

4.1 Малые внешние возмущения

Рост энтропии ансамбля может быть достигнут даже без огрубления, путем введения небольшого внешного возмущения в Преобразование Пекаря. Возмущение должно быть достаточно небольшим, чтобы не уничтожить рост макроскопической энтропии, но в то же самое время, должно быть достаточно сильным, чтобы предотвратить обратные процессы и возвраты Пуанкаре. Для большинства таких возмущений качественные особенности эволюции не зависят существенно от детального вида возмущения.

Существуют два метода, которыми внешнее возмущение может быть введено. Один метод состоит в том, чтобы ввести небольшой внешний случайный шум. Макроскопические процессы с увеличением макроскопической энтропии устойчивы по отношению к такому шуму. Однако, площадь области определения функции фазовой плотности больше не является инвариантом по отношению к возмущенному Преобразованию Пекаря. Этим методом энтропия ансамбля может увеличиваться.

Другой метод состоит в том, чтобы ввести слабое взаимодействие с окружающей средой (которой может служить и "наблюдатель"). Снова, макроскопические процессы с увеличением макроскопической энтропии устойчивы, но площадь области определения функции фазовой плотности больше не является инвариантом по отношению к возмущенному Преобразованию Пекаря. Следовательно, энтропия ансамбля может увеличиваться. Однако, такая система больше не изолирована. Теперь она часть большей системы, разделенной на две подсистемы. Следовательно, как было уже объяснено в Разделе 3.3, огрубленная энтропия ансамбля для полной системы может быть определена как сумма неогрубленных энтропий множества его подсистем. В следующем подразделе мы изучим слабые взаимодействия с окружающей средой более подробно.

4.2 Слабое взаимодействие и дезорганизация состояния с противоположными стрелами времени подсистем

Для дальнейшего необходимо выбрать некоторое определенное взаимодействие между двумя "газами". В отсутствии взаимодействия, каждый из них эволюционирует согласно Преобразованию Пекаря. Мы помещаем два единичных квадрата один над другим и определяем взаимодействие с максимальным расстоянием σ таким образом, что, между двумя последовательными шагами Преобразования Пекаря, все самые близкие пары частиц (с расстоянием между частицами, меньшим чем σ) обмениваются местами. (Более детально, мы сначала находим пару самых близких частиц (с расстоянием между частицами, меньшим чем σ) и обмениваем их местами. После этого, мы находим вторую пару самых близких частиц (с расстоянием между частицами, меньшим чем σ, и отличные от ранее уже найденных частиц) и обмениваем их местами также. Мы повторяем эту процедуру до тех пор, пока не исчерпываются все такие частицы.) Эти взаимодействия определяются только между частицами лежащими в различных подсистемах. Такое взаимодействие не затрагивает движение частиц, но вызывает перемешивание между двумя подсистемами.

Обратим также внимание, что такое перемешивание не ведет к парадоксу Гиббса, так как мы рассматриваем эти два единичных квадрата как две различные подсистемы. Макроскопическая энтропия определена как сумма макроскопических энтропий этих двух подсистем.

Теперь позвольте нам рассмотреть случай, в котором стрелы времени этих двух подсистем имеют одинаковое направление. Процессы, в которых макроскопические энтропии этих двух подсистем увеличивается, являются устойчивыми по отношению к

взаимодействию. Таким образом, большинство низкоэнтропийных начальных условий ведет к росту макроскопической энтропии обеих подсистем, так же как полной системы.

Точно так же, если мы обращаем описанный выше процесс с увеличением макроскопической энтропии, мы получаем систему, в которой макроскопическая энтропия обеих подсистем, так же как полной системы *уменьшается*. В этом смысле, взаимодействие не разрушает симметрию между двумя направлениями времени.

Теперь позвольте нам рассмотреть самый интересный случай, в котором энтропия увеличивается в первой подсистеме и уменьшениях во второй. Начальное состояние первой подсистемы обладает низкой энтропией (например, все частицы находятся в некотором небольшом квадрате около точки (0, 0) единичного квадрата). Аналогично, вторая подсистема обладает низкой энтропией (например, все частицы находятся в некотором небольшом квадрате около точки (1, 1) единичного квадрата) в конечном состоянии.

Если бы не было никакого взаимодействия, то конечное состояние первой подсистемы было бы высоко-энтропийным состоянием, соответствующим почти равномерному распределению частиц. Аналогично, начальное состояние второй системы было бы высоко-энтропийным состоянием той же самой формы.

Однако описанные выше решения с двумя противоположными стрелами времени больше не будут решениями, когда взаимодействие присутствует. В большинстве случаев, взаимодействие смешивает частицы между подсистемами. Число решений со взаимодействием, которые имеют те же начально-конечные условия, описанные выше , является очень небольшим, фактически *намного меньшим, чем число таких решений в отсутствии взаимодействия.*

Позвольте сделать последнее утверждение более количественным. После нечетного числа обменов между подсистемами частица проходит к другой подсистеме. Аналогично, после четного числа таких обменов, она остается в той же самой подсистеме. Вероятности для этих двух событий равны p = 1/2 и не зависят от других частиц, по крайней мере, приблизительно. Далее, мы можем утверждать, что смешивание между этими двумя подсистемами незначительно в начальных и конечных состояниях, поскольку энтропии этих двух подсистем совершенно различны. Мы хотим вычислить вероятность небольшого смешивания для конечного состояния, при условии, что смешивание является небольшим в начальном состоянии. Для определенности мы будем считать, что смешивание является небольшим, если число частиц N_t, перешедших из одной подсистему в другую, является или $N_t < N/4$, или $N_t > 3N/4$. Таким образом, вероятность дана совокупным биномиальным распределением F (N_t; N, 1/2), описываемым

$$F(k;n,p) = \sum_{i=0}^{\lfloor k \rfloor} \binom{n}{i} p^i (1-p)^{n-i} \tag{15}$$

где [k] является самым большим целым числом, меньше чем или равным k. Функция F (k; n, p), удовлетворяет неравенству

$$F(k;n,p) \leq \exp\left(-2\frac{(np-k)^2}{n}\right). \tag{16}$$

Состояние с противоположными стрелами времени подсистем не дезорганизовано, когда $N_t < N/4$ или $N_t > 3N/4$. Вероятность этого равна

$$2F(N/4;N,1/2) \leq 2e^{-N/8}. \tag{17}$$

Ясно, что эта вероятность уменьшается по экспоненте с увеличением N. Это означает, что такая вероятность пренебрежимо мала для большого N. Следовательно, почти бесспорно можно утверждать, что процессы с противоположными стрелами времени будут дезорганизованы.

В описанной выше модели, мы нуждаемся в почти равном числе частиц в этих двух подсистемах, чтобы дезорганизовать состояния с противоположными стрелами времени. Это связанно с тем, что одна частица может влиять на движение только одной близкой частицы. Для более реалистических взаимодействий одна частица может влиять на движение большого количества соседних частиц, что означает, что даже очень небольшое количество частиц в одной системе может разрушить процессы с уменьшением энтропии для другой системы.

4.3 Декорреляция в системе с взаимодействием

Гамильтоновы системы описываются не только макросостояниями, но также и сложными нелинейными корреляциями между микросостояниями. Эти корреляции ответственны за обратимость. Взаимодействие между двумя подсистемами разрушает эти корреляции в подсистемах, но полная система остается обратимой, то есть, корреляции появляются в полной системе. Таким образом, декорреляция в подсистемах распространяет корреляции на полную систему. (Этот процесс - классический аналог декогеренции в квантовой механике).

Позвольте нам изложить эти качественные идеи в более количественной форме. Линейная корреляция (корреляция Пирсона) имеет поведение, очень подобное поведению нелинейных корреляций, описанного выше. Единственная разница в том, что эти линейные корреляции уменьшаются со временем. Взаимодействие, которое мы предложили, может быть аппроксимировано случайным шумом с амплитудой, соответствующей расстоянию взаимодействия между частицами.

Поэтому, мы ожидаем, что взаимодействие не только вызывает выравнивание стрел времени, но также ведет к затуханию корреляций, которое происходит даже более значительно, чем это без взаимодействия (Раздел А.5). Во время этого процесса эволюция подсистем становится необратимой, но полная система остается обратимой.

Мы можем количественно найти величину этого затухания корреляций, вычисляя корреляцию Пирсона для наших подсистем, описываемую

$$r(m) = \frac{C(m)}{\sqrt{C(0)\langle C^m(0)\rangle}}, \qquad (18)$$

где $\langle C^m(0)\rangle$ - ожидаемая дисперсия случайной величины x, вычисленной после m итераций отображения. Дисперсия $C^m(0)$ может быть вычислена как

$$C^m(0) = \sum_{j=0}^{2^m-1} \int_{j2^{-m}}^{(j+1)2^{-m}} \left(2^m x - j - \langle x\rangle + S\right)^2 dx, \qquad (19)$$

где S - случайное число, определенное как $S = \sum_{k=0}^{m-1} 2^k \zeta_k$. Здесь ζ_k - независимое и однородно распределенное случайное число с нулевым средним и дисперсией σ^2, которое моделирует влияние взаимодействий на эволюцию системы. После короткого вычисления мы получаем

$$\langle C^m(0)\rangle = C(0) + \langle S^2\rangle = C(0) + \sum_{k,k'=0}^{m-1} 2^{k+k'} \langle \zeta_k \zeta_{k'}\rangle. \qquad (20)$$

Используя следующее свойство независимых и однородно распределенных случайных величин $\langle \zeta_k \zeta_{k'} \rangle = \delta_{kk'} \sigma^2$, мы получаем

$$\langle C^m(0) \rangle = C(0) + \frac{2^{2m} - 1}{3} \sigma^2. \tag{21}$$

Ясно, что взаимодействие увеличит затухание как минимум линейных корреляций, потому что

$$r(m) = \frac{2^{-m}}{\sqrt{1 + 4(2^{2m} - 1)\sigma^2}}. \tag{22}$$

Однако для полной системы корреляция Пирсона $r(m) = 2^{-m}$ остается той же самой. Так как $\langle S^2 \rangle^{1/2}$ должен быть намного меньшим, чем размер системы (единичный квадрат), мы можем заключить, что наши предположения, приводящие к (22), правильны только для $\langle S^2 \rangle = [(2^{2m} - 1)/3]\sigma^2 \ll 1$ и $\sigma^2 / 2^{-2m} \ll 1$.

$\sigma^2 / 2^{-2m} \ll 1$

4.4 Численное моделирование

Пока, мы использовали лишь общие абстрактные аргументы. В этом подразделе мы поддержим эти аргументы конкретным численным моделированием.

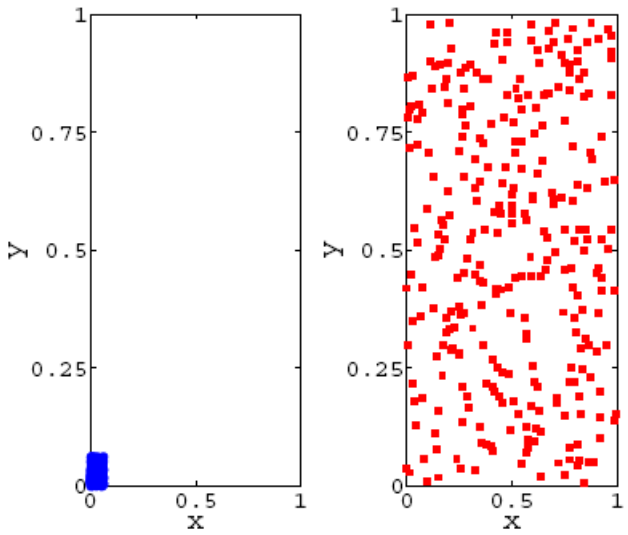

Рис. 1 Начальная конфигурация частиц в момент t = 1.

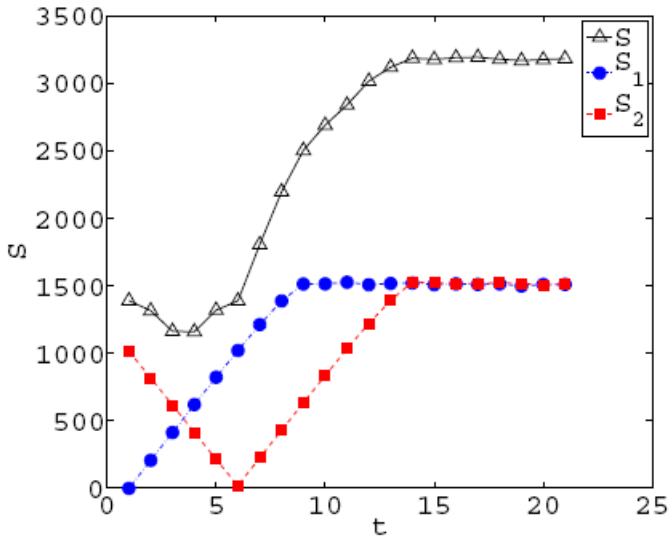

Рис. 2 Эволюция энтропии без взаимодействия.

Мы имеем две подсистемы (маркированные как 1 и 2), каждая с N1 = N2 = 300 частиц. Эти две подсистемы занимают два единичных квадрата. Чтобы определить огрубленную энтропию, каждый единичный квадрат разделен на 16x16=256 небольших квадратов. Таким образом, энтропия каждой из этих двух подсистем даётся

$$S_i = -N_i \sum_{k=1}^{512} f_{k,i} \log f_{k,i}, \tag{23}$$

где $i = 1, 2,\ f_{k,i} = n_{k,i}/N_i$ и $n_{k,i}$ являются числом частиц в соответствующих маленьких квадратах. Аналогично, полная энтропия определяется как

$$S = -(N_1 + N_2) \sum_{k=1}^{512} f_k \log f_k, \tag{24}$$

где $f_k = (n_{k,1} + n_{k,2})/(N_1 + N_2)$

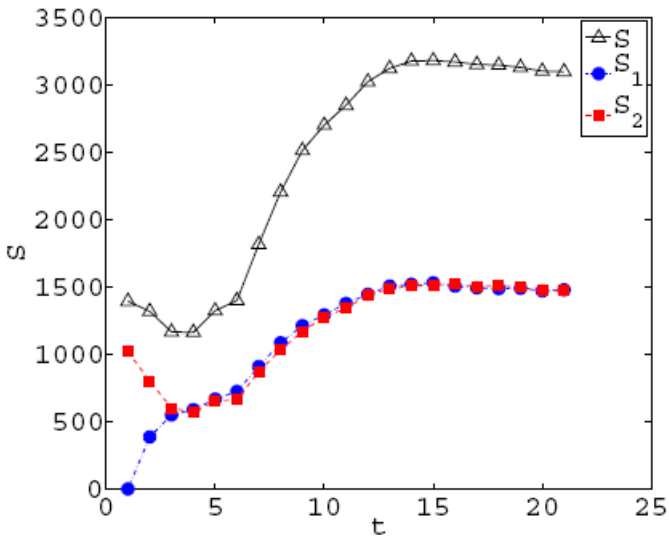

Рис. 3 Эволюция энтропии с взаимодействием.

Для системы 1 мы выбираем начальное состояние с нулевой энтропией в t = 1 (см. Рис. 1). Точно так же, для системы 2 мы выбираем "конечное" состояние с нулевой энтропией в t = 6. Такие начальные условия обеспечивают, что в отсутствии взаимодействий S_1 увеличивается со временем, в то время как S_2 уменьшается со временем для t <6.

Чтобы избежать численных проблем, являющихся результатом конечной точности компьютерного представления рациональных чисел, (27) заменено на $x' = ax - \lfloor ax \rfloor,\ y' = (y + \lfloor ax \rfloor)/2$, с a= 1.999999. Результаты численного моделирования представлены в Рис. 1 и Рис. 2.

Чтобы включить эффекты взаимодействия, мы определяем взаимодействие следующим образом. (Ради вычислительного удобства это определено немного по-другому, чем в Разделе 4.2). Мы берем небольшой диапазон взаимодействия $r_y = 0.01$ в y-направлении, который, по сути, является параметром, описывающим слабость взаимодействия. (Вспомним, что y и x являются аналогами канонической координаты и канонического импульса, соответственно, в Гамильтоновом фазовом пространстве). Взаимодействие обменивает самые близкие пары так же как в Разделе 4.2, но теперь “самое близкое” относятся к расстоянию в y-направлении, и нет никакого обмена, если самое близкое расстояние больше чем r_y. Кроме того, теперь взаимодействие определено таким образом, что только x-координаты частиц обмениваются. Выбирая те же самые начальные условия в t = 1 как в случае отсутствия взаимозависимости (Рис. 1), результаты численного моделирования с взаимодействием представлены на Рис. 3. Мы видим, что с взаимодействием (Рис. 3) S_2 начинает увеличиваться в более раннее время, чем без взаимодействия (Рис. 2).

5. Выводы

В этой статье мы использовали "игрушечную" модель, основанную на Преобразовании Пекаря, чтобы продемонстрировать особенности, которые, справедливы для общих систем, описанных обратимой Гамильтоновой механикой. Ясно, для таких систем можно свободно выбрать или конечные, или начальные условия, но нельзя свободно выбрать смешанные начально-конечных условия. Начально-конечных условия – это условия, при которых канонические параметры для одной части частиц определены в начальный момент времени, а для другой части – в конечный момент. Для многих смешанных

начально-конечных условий не существует соответствующего решения (для Гамильтоновых уравнений движения). Точно так же, как для нашей «игрушечной модели», для большинства Гамильтонианов со слабыми взаимодействием, число решений с данными крупнозернистыми начально-конечными условиями намного меньше, чем число решений с только крупнозернистыми начальными условиями, или только крупнозернистыми конечными условиями. Это объясняет, почему, практически, мы никогда не наблюдаем подсистемы с противоположными стрелами времени, то есть, почему стрела времени универсальна.

В некотором смысле, дезорганизация состояний с противоположными стрелами времени подобна эргодичности. Оба свойства справедливы во всех практических ситуациях, однако они не являются точными законами. Они верны для большинства реальных систем, но контр-примеры могут всегда быть найдены [21, 22]. Кроме того, оба свойства кажутся интуитивно очевидными, но доказать их строго очень трудно. Для эргодичности соответствующим строгим результатом является КАМ (Колмогоров-Арнольд-Мозер) теорема, в то время как для дезорганизации состояний с противоположными стрелами времени такая строгая теорема отсутствует.

Наши результаты также разрешают "противоречие" между “Новой Динамикой ” Пригожина [20] (обсужденной в Разделе 3.3 из данной работы) и комментарием Bricmont [26]. Динамика взаимодействующих подсистем может быть разделена на два типа динамик:

1. Обратимую *идеальную динамику*, рассматриваемую относительно координатного времени, когда энтропия может или уменьшиться или увеличиться.

2. Необратимую *наблюдаемую динамику*, рассматриваемую относительно характерных стрел времени взаимодействующих подсистем, относительно которых энтропия может только увеличиваться, как уже показано выше.

В рамках этой терминологии “Новая Динамика” Пригожина [20] является одной из форм *наблюдаемой динамики*, в то время как статья Bricmont [26] рассматривает *идеальную динамику*. В частности, наблюдаемая динамика не включает возвращения Пуанкаре и обратимость, которые являются действительно ненаблюдаемыми реальным наблюдателем. Это делает её более простой, чем идеальная динамика. Однако, в принципе, оба типа динамики правильны.

Нужно также отметить, что наши результаты не находятся в противоречии с существованием диссипативных систем [27] (таких как, например, определенные самоорганизующиеся биологические системы), в котором энтропия подсистемы может уменьшиться со временем, несмотря на то, что энтропия окружающей среды увеличивается. Энтропия полной системы (включающей как энтропию диссипативной системы, так и окружающей среды) увеличивается, что отвечает закону увеличения энтропии. Для таких систем типично, что взаимодействие с окружающей средой *сильно*, в то время как результаты нашей статьи обращаются к *слабым* взаимодействиям между подсистемами. Например, для существования живых организмов, необходим большой поток энергии от Солнца. Небольшой поток энергии от звезд не достаточен для жизни, но достаточен для декорреляции и для выравнивания стрел времени. В работе [6] приводится цитата: “ Однако, наблюдатель является макроскопическим по определению, и все отдаленно взаимодействующие макроскопические системы становятся коррелированными очень быстро (например, Borel замечательно вычислил, что, перемещение одного грамма материала по звезде Сириус на один метр может влиять на траектории частиц в газе на Земле на временных масштабах порядка микросекунд [28]).”

Приложение A. Основные свойства Преобразования Пекаря

В этом приложении мы представляем некоторые основные свойства Преобразования Пекаря. Больше деталей может быть найдено, например, в [29].

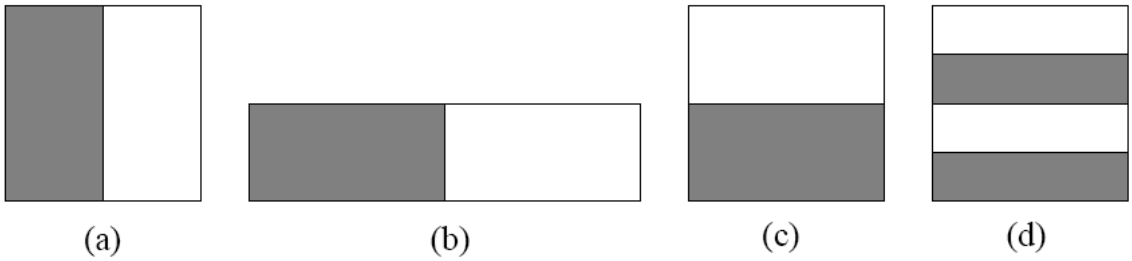

Рис. 4 Геометрическая интерпретация Преобразования Пекаря. (a) Начальная конфигурация (b) Однородное сжатие в вертикальном направлении и расширение в горизонтальном направлении на величину фактора 2 (c) Итоговая конфигурация после отрезания правой половины и её помещения на левую (d) Итоговое конфигурация после двух итераций

A.1 Определение Преобразования Пекаря

Рассмотрим бинарную символическую последовательность.

$$\ldots S_{-2}, S_{-1}, S_0; S_1, S_2, S_3 \ldots \tag{25}$$

бесконечную с обеих сторон. Такая последовательность определяет два вещественных числа

$$x = 0.S_1 S_2 S_3 \ldots, \qquad y = 0.S_0 S_{-1} S_{-2} \ldots. \tag{26}$$

Последовательность может быть перемещена обратимо относительно точки с запятой в обоих направлениях. После левого сдвига мы получаем новые действительные числа

$$x' = 2x - \lfloor 2x \rfloor, \qquad y' = \frac{1}{2}(y + \lfloor 2x \rfloor), \tag{27}$$

где [x] является самым большим целым числом, меньше чем или равным x. Это отображение единичного квадрата в себя называют *Преобразованием Пекаря*.

У Преобразования Пекаря есть есть простая геометрическая интерпретация, представленная в Рис. 4. Там (a) - начальная конфигурация, и (c) заключительная конфигурация после одной итерации Преобразования Пекаря, с промежуточным шагом, представленным в (b). Часть (d) представляет заключительную конфигурацию после двух итераций.

A.2 Нестабильные периодические орбиты

Периодические символические последовательности (0) и (1) соответствуют неподвижным точкам (x, y) = (0, 0) и (x, y) = (1, 1), соответственно. Периодическая

последовательность (10) соответствует двухпериодичной орбите {(1/3, 2/3), (2/3, 1/3)}. Из периодической последовательности ...001; 001... мы получаем {(1/7, 4/7), (2/7, 2/7), (4/7, 1/7)}. Точно так же из ...011; 011... мы получаем {(3/7, 6/7), (6/7, 3/7), (5/7, 5/7)}.

Любой *x* и *y* могут быть аппроксимированы произвольно хорошо $0.X_0...X_n$ и $0.Y_0... Y_m$, соответственно, при условии, что *n* и *m*. являются достаточно большими. Поэтому периодическая последовательность ($Y_m...Y_0X_0...X_n$), может приблизиться к любой точке единичного квадрата произвольно близко. Таким образом, множество всех периодических орбит даёт плотное множество на единичном квадрате.

A.3 Эргодичность, перемешивание, и сохранение площади

Из-за растяжения в горизонтальном направлении, все близкие точки расходятся по экспоненте под действием итераций Преобразования Пекаря. При этих итерациях любая случайная символическая последовательность приближается произвольно близко к любой точке единичного квадрата. Вообще, такое эргодическое свойство может использоваться, чтобы заменить среднее по "времени" <A> средним по "ансамблю"

$$\langle A\rangle = \sum_n A(x_n, y_n) = \int A(x,y)\, d\mu(x,y) = \int A(x,y)\rho(x,y)\, dx\, dy, \qquad (28)$$

где $d\mu(x,y)$ является инвариантной мерой и $\rho(x, y)$ инвариантная плотность для Преобразования Пекаря. Для Преобразования Пекаря, $\rho(x, y)= 1$.

Под действием итераций Преобразования Пекаря любая область отображается в ряд узких горизонтальных полос. В конечном счете, они заполняют равномерно весь единичный квадрат, что и соответствует перемешиванию. Точно так же обратные итерации отображают область в узкие вертикальные ленты, которая также соответствует перемешиванию.

Во время этих итераций не изменяется площадь область. Это свойство - закон сохранения площади области для Преобразования Пекаря.

A.4 Показатели степени Ляпунова, сжимающиеся и растягивающиеся направления

Если $x_0^{(1)}$ и $x_0^{(2)}$ имеют равные первые k двоичные цифры, то для n <k,

$$x_n^{(2)} - x_n^{(1)} = 2^n(x_0^{(2)} - x_0^{(1)}) = (x_0^{(2)} - x_0^{(1)})e^{n\log 2}, \qquad (29)$$

где $\Lambda= \log 2$ является первым положительным показателем степени Ляпунова для Преобразования Пекаря. Следовательно, расстояние между двумя близкими орбитами увеличивается по экспоненте с увеличением n, и после k итерации становится порядка 1. Это свойство называют чувствительностью к начальным условиям. Из-за этого свойства, все периодические орбиты неустойчивы.

Так как площадь область сохраняется, растяжение в горизонтальном направлении, обсужденная выше, подразумевает, что некоторое направление сжатия также должно существовать. Действительно, эволюция в вертикальном направлении y обратна эволюции в горизонтальном направлении x. Если $(x_0^{(1)}, y_0^{(1)})$ и $(x_0^{(2)}, y_0^{(2)})$ являются двумя точками с $x_0^{(1)} = x_0^{(2)}$, тогда

$$y_n^{(2)} - y_n^{(1)} = 2^{-n}(y_0^{(2)} - y_0^{(1)}) = (y_0^{(2)} - y_0^{(1)})e^{n(-\log 2)}. \tag{30}$$

Следовательно, Λ= −log 2 - это второй отрицательный показатель степени Ляпунова для Преобразования Пекаря.

A.5 Затухание корреляций

Так как x - неустойчивое направление, эволюция в этом направлении приводит к затуханию корреляций. Средняя корреляционная функция C(m) для последовательности x_k обычно определяется как

$$C(m) = \lim_{n\to\infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^{n} (x_k - \langle x \rangle)(x_{k+m} - \langle x \rangle), \tag{31}$$

где $\langle x \rangle = \lim_{n\to\infty} \sum_{k=1}^{n} x_k/n$. Корреляции могут быть более легко вычислены, если известна инвариантная мера μ(x), в этом случае

$$C(m) = \int (x - \langle x \rangle)(f^m(x) - \langle x \rangle)\, d\mu(x), \tag{32}$$

где $f^m(x) = x_m$ - функция, которая отображает переменную x на ее образ после m итераций Преобразования Пекаря. Для Преобразования Пекаря $d\mu(x)=dx$, таким образом, мы можем написать

$$C(m) = \sum_{j=0}^{2^m-1} \int_{j2^{-m}}^{(j+1)2^{-m}} (x - \langle x \rangle)(2^m x - j - \langle x \rangle)\, dx, \tag{33}$$

который приводит к

$$C(m) = \sum_{j=0}^{2^m-1} \left[2^m \frac{x^3}{3} - (2^m \langle x \rangle + \langle x \rangle) \frac{x^2}{2} + \langle x \rangle^2 x - j \left(\frac{x^2}{2} - \langle x \rangle x \right) \right]_{j2^{-m}}^{(j+1)2^{-m}}. \tag{34}$$

Для Преобразования Пекаря <x>=½, и, таким образом, написанная выше сумма может быть вычислена явно

$$C(m) = \frac{2^{-m}}{12}. \tag{35}$$

Это показывает, что затухание корреляций происходит по экспоненте с увеличением m. Корреляция Пирсона для системы находится следующим образом

$$r(m) = C(m)/C(0) = 2^{-m}. \tag{36}$$

Библиография

[1] H. Reichenbach, *The Direction of Time* (University of California Press, Los Angeles, 1971).

[2] P.C.W. Davies, *The Physics of Time Asymmetry* (Surrey University Press, London, 1974).

[3] R. Penrose, *The Emperor's New Mind* (Oxford University Press, 1989).

[4] H. Price, *Time's Arrow and Archimedes' Point* (Oxford University Press, New York, 1996).

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

[6] L. Maccone, Phys. Rev. Lett. **103**, 080401 (2009).

[7] L. Vaidman, quant-ph/9609006.

[8] O. Kupervasser, nlin/0407033.

[9] O. Kupervasser, nlin/0508025.

[10] D. Jennings, T. Rudolph, Phys. Rev. Lett. **104**, 148901 (2010).

[11] O. Kupervasser, D. Laikov, arXiv:0911.2610.

[12] H. Nikolić, arXiv:0912.1947.

[13] L. Maccone, arXiv:0912.5394.

[14] H.D. Zeh, Entropy **7**, 199 (2005).

[15] H.D. Zeh, Entropy **8**, 44 (2006).

[16] O. Kupervasser, arXiv:0911.2076.

[17] G.F.R. Ellis, Gen. Rel. Grav. **38**, 1797 (2006).

[18] H. Nikolić, Found. Phys. Lett. **19**, 259 (2006).

[19] H. Nikolić, `http://www.fqxi.org/data/essay-contest-files/Nikolic_FQXi_time.pdf`.

[20] I. Prigogine, *From Being to Becoming* (W.H. Freeman and Company, New York, 1980)

[21] L.S. Schulman, Phys. Rev. Lett. **83**, 5419 (1999).

[22] L.S. Schulman, Entropy **7**, 208 (2005).

[23] Y. Elskens, R. Kapral, J. Stat. Phys. **38**, 1027 (1985).

[24] P. Gaspard, J. Stat. Phys. **68**, 673 (1992).

[25] G.C. Hartmann, G. Radons, H.H. Diebner, O.E. Rossler, Discrete Dynamics in Nature and Society **5**, 107 (2000).

[26] J. Bricmont, chao-dyn/9603009.

[27] I. Prigogine, *Self-organization in nonequilibrium systems* (John Wiley & Sons, 1977).

[28] E. Borel, *Le Hasard* (Alcan, Paris, 1914).

[29] D.J. Driebe, *Fully Chaotic Maps and Broken Time Symmetry* (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1999).

[30] W. Thomson, Proc. of the Royal Soc. of Edinburgh, **8**, 325 (1874), reprinted in S.G. Brush, Kinetic Theory, Pergamon, Oxford, (1966).

[31] Joel L. Lebowitz, Microscopic Reversibility and Macroscopic Behavior: Physical Explanations and Mathematical Derivations. Turkish Journal of Physics, **19** PP.1-20 (1995). Also in 25 Years of Non-Equilibrium Statistical Mechanics, Proceedings of Sitges Conference, Barcelona, Spain (1994); in Lecture Notes in Physics, J.J. Brey, J. Marro, J.M. Rubi and M. San Miguel (eds.), Springer, (1995) Texas PP. 96-163; Los Alamos cond-mat/9605183.

Часть 2. Универсальная стрела времени: Случай квантовой механики.

0. Аннотация: Разрешение парадокса Шредингеровского кота, парадокса друга Вигнера, парадокса котелка, который никогда не закипит.

Данная статья является естественным продолжением нашей предыдущей статьи [1] и первой части этого эссе. Мы ранее проиллюстрировали, что в классической Гамильтоновой механике для подавляющего большинства реальных хаотических

макроскопических систем происходит синхронизация собственных стрел времени вследствие их малого взаимодействия. Этот факт и невозможность наблюдать убывание энтропии при самонаблюдении объясняют второе начало термодинамики. В квантовой механике ситуация даже немного проще – все замкнутые системы конечного объема являются периодическими или почти периодическими. Доказательство в квантовой механике во многом аналогично доказательству в классической Гамильтоновой механике – оно использует учет малого взаимодействия между подсистемами и невозможность наблюдать убывание энтропии при самонаблюдении. Однако имеются особые случаи, которых не было в классической механике. В этих случаях одному микросотоянию соответствует несколько возможных макросотояний (точнее их квантовая суперпозиция). Рассмотрение этого свойства с использованием теории декогеренции и учета термодинамической стрелы времени привносит новые результаты в квантовую механику. Оно позволяет разрешить основные парадоксы квантовой механики: (а) объяснить парадокс редукции квантового пакета при измерениях, когда наблюдатель включен в систему (самонаблюдение) (парадокс Шредингеровского кота); (б) объяснить ненаблюдаемость суперпозиции макроскопических состояний внешним наблюдателем в реальных экспериментах (парадокс друга Вигнера); (в) доказать полную эквивалентность многомировой и Копенгагенской интерпретаций квантовой механики; (г) объяснить отклонения от экспоненциального закона при распаде частиц и переходах с одного энергетического уровня на другой (парадокс котелка, который никогда не закипит).

1. Введение

Прежде всего, следует отметить, что в нашей статье, если не оговорено иное, полная система находится в замкнутом ограниченном объеме, содержит конечное число частиц и изолирована от остальной части Вселенной. Это главные условия закона роста термодинамической энтропии, который мы будем обсуждать. Она также описывается законами квантовой механики.

В нашей предыдущей статье [1] мы рассматривали синхронизацию стрел времени в классической Гамильтоновой механике и вытекающее из него доказательство закона роста энтропии. Здесь мы хотим рассмотреть квантовый случай. Причиной синхронизации стрел времени в квантовой механике, как и в классической механике, являются «*перепутывание*» и «*декогеренция*» [2-3, 17, 24-27] - малое взаимодействие между реальными хаотическими макроскопическими системами или реальной хаотической макроскопической системой в неустойчивом состоянии и квантовой микросистемой (процесс измерения в квантовой механике).

Использование явления синхронизации стрел времени на квантовую механику для анализа широко известных парадоксов квантовой механики дает их полное и непротиворечивое разрешение. Все эти парадоксы связаны с *экспериментальной* ненаблюдаемостью для *реальных макроскопических* тел таких чисто квантовых явлений, предсказываемых квантовой механикой, как (а) суперпозиция состояний для Копенгагенской интерпретации или (б) наличие многих миров в случае многомировой интерпретации.

Действительно, квантовая механика обладает принципиальным отличием от классической – если для классической механики одному микросостоянию соответствует только одно макросотояние, то для квантовой механики одному микросостоянию (*чистое* состояние, описываемое волновой функцией) может соответствовать несколько макросотояний. (Или, иными словами, это микросотояние является суперпозицией микросостояний, соответствующих *разным* макросостояниям.) Ситуация не представимая в классической механике! Причем такое состояние не может рассматриваться как просто *смешанное* состояние, т.е. классический ансамбль нескольких макросостояний (точнее соответствующих им микросостояний, входящих в суперпозицию) с соответствующими

вероятностями. Эволюция таких суперпозиций и смешанных состояний отличается. Это отличие связано с наличием *интерференционных* членов для суперпозиции (или *квантовых корреляций* миров для многомировой интерпретации). Хотя для макроскопических тел эти различия очень малы, но, тем не менее, они существуют. Что же мешает их экспериментально наблюдать? Те же причины, что препятствуют наблюдать уменьшение энтропии, вследствие синхронизации стрел времени!

Действительно, более подробный анализ, проводимый ниже, показывает, что экспериментальные проявления интерференции (квантовых корреляций) проявляются *значительно* лишь в момент убывания энтропии. Процесс этот не наблюдаем *в принципе*, если наблюдатель *входит* в наблюдаемую систему (*самонаблюдение*). При этом, он очень трудно наблюдаем (требует почти полной изоляции макросистемы от декогеренции окружения/самого наблюдателя) для макросистем, внешних по отношению к наблюдателю из-за синхронизации стрел времени наблюдаемой системы и наблюдателя/окружения при декогеренции.

Малые же проявления интерференции (квантовых корреляций) при росте энтропии также не могут наблюдаться при самонаблюдении *в принципе* (из-за принципиального ограничения в их точности – при самонаблюдении могут измеряться лишь макропараметры, полное измерение невозможно). Они же очень трудно наблюдаемы для случая внешнего наблюдателя из-за декогеренции с наблюдателем/окружением.

2. Качественное рассмотрение вопроса.

Причиной синхронизации стрел времени в квантовой механике, как и в классической механике, является малое взаимодействие между реальными хаотическими макроскопическими системами. Это хорошо изученное явление, носящее название «*декогеренции*» [2-3, 17, 24-27]. Ее результатом является не только широко известное «*перепутывание*» состояний систем, но и синхронизация их временных стрел. (Направление стрелы времени определяется направлением роста энтропии.) Причина такой синхронизации абсолютно та же, что и в классической Гамильтоновой механике – неустойчивость процессов с убыванием энтропии по отношению к малым возмущениям со стороны наблюдателя/окружения (декогеренция).

Похожие аргументы в случае квантовой механики были даны в работе Maccone [4]. Однако там он утверждал, что подобная логика применима только в квантовой механике. Ошибочность подобного взгляда была показана в наших предыдущих работах [1,5]. Кроме того было выдвинуто и другое возражение против него в работе [6]. Там рассматриваются небольшие, сильно флюктуирующие системы, в которых нарушается синхронизация стрел времени. Следует отметить, что как ответ на это возражение самого Maccone, так и последующая работа самих авторов возражения [7] не объясняют истинную причину замеченного несоответствия. Она же очень проста и заключается в том, что закон возрастания энтропии, само понятие термодинамической стрелы времени и их синхронизация – применимы только к неравновесным *макроскопически* объектам. Нарушение этих законов для микроскопических, сильно флюктуирующих систем – широко известный факт. Тем не менее, хотя само возражение [6] тривиально физически, но оно интересно с чисто математической точки зрения. Оно дает хороший математический *критерий макроскопичности* хаотических квантовых систем.

Ситуация в квантовой механике даже проще, чем в классической – здесь хаотическим квантовым системам соответствую почти периодические системы. Их хаотичность проявляется в том, что энергии, характеризующие собственные значения гамильтониана и определяющие «частоты» энергетических мод, распределены по случайному закону [8].

Часто можно встретить утверждение, что квантовые хаотические системы по своему поведению очень сильно отличаются от классических хаотических систем. Это, однако, сильное заблуждение, связанное с глубоким непониманием физики этих систем.

Действительно, квантовые хаотические системы почти периодические, тогда как классические хаотические системы характеризуются случайным законом для времен возврата Пуанкаре. У наблюдателя и наблюдаемой системы стрелы времени синхронизированы. Поэтому наблюдатель способен экспериментально проводить наблюдение (или самонаблюдение) лишь на ограниченных промежутках времени, когда у него существует стрела времени (т.е. состояние далекое от термодинамического равновесия), и она *не меняет* свое направление. На таких *конечных* и экспериментально реально наблюдаемых временах поведение хаотичных квантовых систем носит тот же характер, что и для классических квантовых систем.

Декогеренция приводит к переходу наблюдаемых подсистем из чистого состояние в смешанное, т.е. приводит к росту энтропии. (На самом деле, ведь одно макросостояние заменяется на целый набор возможных макросостояний.) С другой стороны, возвраты Пуанкаре дают обратный результат (т.е. «рекогеренцию») и связаны с уменьшением энтропии. Декогеренция и сопутствующая ей синхронизация стрел времени наблюдателя и наблюдаемых подсистем приводит, таким образом, также к синхронизации моментов перехода из чистого состояние в смешанное всех этих подсистем и невозможности экспериментально наблюдать обратный процесс (т.е. «рекогеренцию»).

Подводя итог вышесказанного, рассмотрение явления синхронизации стрел времени в квантовой механике во многом аналогично рассмотрению в классической механике. Однако рассмотрение этого свойства для анализа широко известных парадоксов квантовой механики дает их полное и непротиворечивое разрешение. Это следующие парадоксы: (а) парадокс редукции квантового пакета при измерениях (парадокс Шредингеровского кота); (б) ненаблюдаемость суперпозиции макроскопических состояний (парадокс друга Вигнера); (в) *строгое* доказательство полной эквивалентности многомировой и Копенгагенской интерпретаций квантовой механики; (г) отклонения от экспоненциального закона при распаде частиц и переходах с одного энергетического уровня на другой (парадокс котелка, который никогда не закипит).

Как уже указывалось выше решение вопроса о синхронизации стрел времени в квантовой механике аналогично классической механике. Но имеется одно важное исключение. В классической механике одному микросостоянию (точке в фазовом пространстве) соответствует только одно макросостояние. В квантовой же механике одному микросостоянию (волновая функция) может соответствовать целый набор возможных макросотояний (квантовая суперпозиция волновых функций, соответствующих отдельным макросостояниям). Эта ситуация возникает в известном парадоксе «Шредингеровского кота».

Сейчас очень популярна Многомировая Интерпретация квантовой механики. Она утверждает, что этим отдельным макросостояниям соответствуют отдельные и одновременно существующие параллельно миры, которые интерферируют (складываются друг с другом). В этом видится разрешение парадокса «Шредингеровского кота».

Но тут возникает первый, на первый взгляд тривиальный вопрос: зачем нам нужно предполагать одновременное существование этих миров. Вместо этого мы можем просто сказать: «Система коллапсирует в одно из этих макросотояний с вероятностью, определяемой правилами Бора. Для чего нам нужны эти мистические параллельные миры?». Данному взгляду отвечает Копенгагенская Интерпретация.

На это обычно даются следующие возражения

1. У нас нет никаких механизмов, описывающих коллапс Копенгагенской Интерпретации.
2. Мы принимаем, что волновые функции это нечто реально существующее.
3. Эти волновые функции и их суперпозиция удовлетворяют уравнению Шредингера.
4. Из 1 и 2 автоматически следует многомировая интерпретация.

5. Декогеренция, которая также является следствием уравнения Шредингера, объясняет, почему мы можем в итоге видеть лишь один из миром (с соответствующей вероятностью Бора).

Но на это вполне можно возразить: «Да, у нас нет механизма коллапса. Но нам и не нужно его знать. Мы просто постулируем наличие такого коллапса. Более того, мы даже не хотим знать этот механизм, поскольку способны описать и рассчитать любую физическую ситуацию без этого знания».

Но такой подход встречает следующие трудности:

1. Мы не можем указать или рассчитать *точный* момент времени, когда происходит этот коллапс. Для макротел можно указать лишь очень узкий, но, тем не менее, конечный интервал времени, на котором этот коллапс происходит.
2. Для макротел существует достаточно четкое разделение между мирами (за счет декогеренции), но оно никогда не является полным. Всегда остается *небольшое* «перекрытие» между мирами (интерференционные члены, квантовые корреляции миров) даже для макротел. Декогеренция, описываемая выше, лишь частично решает проблему. Она не до конца «разъединяет» макромиры, оставляя это небольшое их «перекрытие».
3. Существуют специфические модели коллапса (так называемая, GRW теория [16]). Они могут быть проверены экспериментально. Такие эксперименты не дают пока никакого доказательства существования такого коллапса. Они дают лишь границы на параметры таких моделей (в том случае, если они всё-таки верны), определяемые точностью эксперимента.

На это можно снова возразить:

1. Да, есть проблема определить точное время коллапса. Но точно такая же проблема существует и в многомировой интерпретации – в какой именно момент времени наблюдатель видит, в каком из возможных миров он очутился?
2. Тоже касается и «перекрытия» миров – эта проблема присутствует и в многомировой интерпретации. Действительно, наблюдатель видит в некоторый момент времени только свой мир. Он ничего не может сказать о наличии и отсутствии других параллельных миров. Соответственно, все предсказания будущего (определяемые правилами Бора) могут делаться им на основе знания лишь «своего» мира. Но из-за «перекрытия» миров (пусть и малого) могут возникнуть эффекты, не укладывающиеся в эти предсказания. То есть, квантовая механика при ее таком последовательном использовании не способна давать даже точный *вероятностный* прогноз.
3. Можно добавить и еще одну неопределенность, присущую обеим интерпретациям. Пусть, к примеру, имеются два макросотояния – «живой кот» и «мертвый кот». Почему мир разделяется (или коллапсирует) именно на такие два состояния? Чем хуже, например, пара: («живой кот» - «мертвый кот»), («живой кот» + «мертвый кот»)?

Указанные выше три проблемы приводят к *неопределенности* в предсказаниях, делаемых квантовой механикой. Она не укладывается даже в вероятностные рамки, определяемые правилами Бора. Эта неопределенность очень мала для макротел, но она существует. Она присутствуют в *любых* интерпретациях, лишь маскируясь и меняя свою форму.

Невероятный поток интерпретаций связан именно с попыткой преодолеть эти проблемы. На самом деле разные интерпретация лишь по разному «маскируют» проблему неопределенности, не решая ее.

4. Все сказанное выше о GRW теории верно. Нет никакой необходимости заменять ею квантовую механику. Однако Копенгагенская Интерпретация хоть очень и напоминает GRW, но в одном важном пункте очень *отличается* от нее. Она постулирует коллапс не *всех* макротел, а лишь *конечного* наблюдателя, с точки зрения которого описывается физический эксперимент. При этом под словом «наблюдатель» мы понимаем не некую личность, обладающую загадочным «сознанием», а просто стандартный макроскопический объект, далекий от состояния термодинамического равновесия. Это совершено аналогично нашей предыдущей статье [1]. Для нас важно лишь то, что этот объект последний в цепочке наблюдений и его собственная термодинамическая стрела времени выбрана как «положительно» направленная. Это ограничение на коллапс приводит к серьезным последствиям, которых не было в GRW. А именно, если наличие коллапса в GRW теоретически можно проверить экспериментально, то проверить наличие коллапса в Копенгагенской Интерпретации невозможно даже *в принципе.* Обоснуем эту точку зрения. Рассмотрим мысленные эксперименты, которые позволяют проверить наличие коллапса, предсказываемого в GRW. Далее мы проверим, могут они же использоваться для проверки наличие коллапса в Копенгагенской Интерпретации.

a. Квантовая механика, как и классическая, предсказывает возвраты Пуанкаре. Причем, в отличие от классических хаотических систем, они происходят периодически или почти периодически. Наличие коллапса в GRW делает такие возвраты невозможными и не наблюдаемыми, т.е. этот факт можно проверить экспериментом
b. Квантовая механика обратима. При обращении эволюции система вернется в исходное состояние. Однако при коллапсе обратимость теряется. Этот факт также можно проверить экспериментом
c. Мы можем регистрировать экспериментально малые эффекты, связанные с малыми квантовыми корреляциями, которые остаются даже после декогеренции. В GRW эти малые эффекты исчезают.

Мы проверяем коллапс наблюдателя в Копенгагенской Интерпретации, и, следовательно, неизбежно должны включить его в наблюдаемую систему. Т.е. здесь происходит *самонаблюдение*. Покажем, что это не позволяет проверить (или опровергнуть) наличия коллапса в Копенгагенской Интерпретации описанными выше методами.

a. Предположим, мы будем ждать, когда наступит возврат, предсказываемый квантовой механикой. Но наблюдатель, коллапс которого мы проверяем, является неотъемлемой частью системы. Т.е. при возврате Пуанкаре, он вернется также в исходное состояние. Следовательно, вся его память о прошлом сотрется. Что сделает экспериментальную проверку, связанную со сравнением начального и конечного состояния не возможной.
b. Те же самые причины, что и в предыдущем пункте, сделают невозможной проверку возврата при обращении движения.
c. Для регистрации экспериментально малых эффектов, необходима очень высокая точность измерения. Но, поскольку наблюдатель сам входит в систему измерения (самонаблюдение) он не способен точно и полно измерить все параметры такой системы. Образно говоря, наблюдатель должен «записать» текущее состояние системы теми же самыми «чернилами», которые он, в том числе (как часть системы), и должен описать! На практике возможно описание лишь макропараметров системы, что делает невозможной наблюдение и расчет малых эффектов.

По сути дела, первые два пункта (a, b) связаны со следующим фактом, который имел место и в классической механике [1]. Декогеренция (расщепление на макросостояния)

приводит к росту энтропии (одно макросостояние заменяется на целый набор возможных макросостояний). С другой стороны, наблюдение возврата (т.е. рекогеренция) связано с уменьшением энтропии. Наблюдатель же способен экспериментально проводить самонаблюдение лишь на ограниченных промежутках времени, когда у него существует стрела времени (т.е. состояние далекое от термодинамического равновесия), и она *не меняет* свое направление. Таким образом, невозможность экспериментально различить Копенгагенскую и Многомировую Интерпретации тесно связана с законом роста энтропии и термодинамической стрелой времени.

Все, сказанное выше, делает невозможной экспериментальную проверку разницы между Копенгагенской и Многомировой Интерпретацией, что делает их равноправными. Такие утверждения о неразличимости этих интерпретаций не раз встречаются в литературе. Однако там, где этот факт не только формулируют, но и пытаются доказать, обычно ссылаются на невозможность сделать такую проверку лишь *практически* для макротел, не понимая ее *принципиальной* невозможности. На этом основании делается ошибочный вывод о «привилегированном» положении Многомировой Интерпретации. Приведем наиболее наглядный пример [9]:

"Сторонники Многомировой интерпретации могли бы утверждать, что, фактически, бремя экспериментального доказательства находится на противниках Многомировой интерпретации, потому что это - они, те, кто утверждает, что есть новая физика вне хорошо проверенного уравнения Шредингера".
"Несмотря на название "интерпретация", Многомировой интерпретации - это просто вариант квантовой теории, которая отличается от других. Экспериментально, разность существует относительно теорий с коллапсом. Кажется, что нет никакого эксперимента, отличающего Многомировую интерпретацию от других теорий без коллапса, таких как механика Бома или другие варианты Многомировой интерпретации. Коллапс приводит к эффектам, которые являются, в принципе, наблюдаемыми; эти эффекты не существуют, если Многомировая интерпретация - правильная теория. Чтобы наблюдать коллапс, мы нуждались бы в технологии высшего качества, которая позволяет "обращать" квантовый эксперимент, включая инверсию процесса детектирования макроскопическими устройствами. См. Lockwood 1989 (p. 223), Vaidman 1998 (p. 257), и другие предложения в Deutsch 1986. Эти предложения - все для чисто мысленных экспериментов, которые не могут быть выполнены сейчас или с помощью какой-либо будущей технологией, достижимой в обозримое время. Действительно, в этих экспериментах должна наблюдаться интерференция различных миров. Миры различны, когда, по крайней мере, один макроскопический объект находится в макроскопически различимых состояниях. Таким образом, необходим интерференционный эксперимент с макроскопическим телом. Сегодня есть интерференционные эксперименты с большими и большими объектами (например, молекулы фуллерена C_{60}), но эти объекты все еще не являются достаточно большими, чтобы считаться "макроскопическими". Такие эксперименты могут только улучшить оценку границу, где коллапс мог бы иметь место. Решающий эксперимент должен включать интерференцию состояний, которые обладают макроскопическим числом степеней свободы: невозможная задача для сегодняшней технологии"

Приведенное здесь доказательство экспериментальной непроверяемости коллапса в Копенгагенской Интерпретации, насколько нам известно, встречается лишь в этой и предшествующих ей работах [10-13]. Его можно назвать «Геделевской» теоремой о невозможности для квантовой механики. Она как формулировкой, так и методом доказательства действительно напоминает «Геделевскую теорему о неполноте».

Мы здесь столь подробно останавливаемся на этом вопросе, поскольку Во-первых, сама невозможность экспериментально различить Копенгагенскую и Многомировую Интерпретации тесно связана с законом роста энтропии и термодинамической стрелой времени. Во-вторых, слишком много людей искренне, но ошибочно верят, что Многомировая Интерпретация (или иные менее модные Интерпретации) полностью решают все проблемы квантовой механики. К этим проблемам в первую очередь относятся уже сформулированные выше проблемы *неопределенности* в предсказаниях квантовой механики, не описываемые правилами Бора. Как же они решаются на самом деле? Это объясняется тем, что указанная неопределенность хоть и существуют в *идеальной* динамике, в *наблюдаемой* динамике отсутствует и экспериментально не наблюдаемо в *принципе*.

1) Самонаблюдение. Те же самые причины, уже описанные выше, которые не позволяют проверить коллапс экспериментально не позволят обнаружить экспериментально неопределенность, указанную в пунктах 1 (точный момент времени коллапса) и 2 (квантовые корреляции). А значит обсуждать ее бессмысленно.
2) Внешнее наблюдение.

a. Если это наблюдение не возмущает наблюдаемую систему, то коллапса системы а, следовательно, и неопределенности (указанной в пунктах 1 и 2) не возникает и квантовая механика может быть проверена точно экспериментально. Такое непертрубативное наблюдение возможно для макротел лишь теоретически, и только при условии известного начального состояния, чистого или смешанного. (Приложение А)
b. Присутствует малое взаимодействие между наблюдаемой системой и наблюдателем/окружением. Это малое взаимодействие маскирует неопределенность (указанную в пунктах 1 и 2) и делает невозможным ее экспериментальное наблюдение.

Здесь нужно вернуться к неопределенности, описываемой в пункте 3. Большинство реальных наблюдений отвечает случаям самонаблюдения (когда полное описание невозможно в принципе) или открытой системе, возмущаемой неконтролируемым малым внешним шумом от наблюдателя/окружения. Как же описывать такие открытые или неполные системы? Это делается путем ввода *макропараметров* системы. Реальная *наблюдаемая* динамика таких параметров возможна для широкого класса систем. Она не включает ненаблюдаемые в реальности «параллельные миры», уменьшение энтропии, квантовую суперпозицию макросостояний и другую экзотику, возможную только в *идеальной* динамике. Наблюдаемая динамика производится относительно термодинамической стрелы времени реального макроскопического неравновесного наблюдателя, слабо взаимодействующем с наблюдаемой системой и окружением (декогеренция). Идеальная динамика строится в абстрактном, координатном времени. Проблема перехода от идеальной к реальной динамике успешно решена в других работах [14-15, 17-18]. Выбор макропеременных неоднозначен, но и не произволен. Макропеременные должны выбираться так, чтобы при росте энтропии случайный малый внешний шум не влиял значительно на их динамику. Такие макропеременные существуют и называются главные переменные (pointer states) [3,17]. Наличие избранных состояний объясняется локальностью взаимодействия в реальном мире. Сильнее взаимодействую близкие частицы. Если бы сила взаимодействия определялась, например, близостью импульсов, то главные состояния были бы совсем иные. Так, поскольку свойство локальности неверно на расстоянии сравнимом с длинной волны, радиоволны имеют полевые pointer states, сильно отличающиеся от pointer states частиц. Ситуация, здесь описываемая, полностью эквивалентная [1], где рассматривались «подходящие» макросотояния для случая классической механики.

Что может служить примером наблюдаемой динамики для квантовых систем? Это указанные выше GRW теории. Для того чтобы понять это вернемся к Копенгагенской

Интерпретации. Мы можем выбрать за «наблюдателя» в Копенгагенской Интерпретации разные неравновесные макротела. Теоретически, при этом коллапс будет видеться по-разному для таких разных наблюдателей. Это явление называется «парадокс друга Вигнера». Иначе это явление неоднозначности коллапса в Копенгагенской Интерпретации можно назвать «Квантовый солипсизм», по аналогии с похожим по смыслу философским учением. Разрешается он аналогично тому, как мы это делали в работе [1]. При синхронизации стрел времени энтропия всех слабо взаимодействующих тел растет (убывает) синхронно. Коллапс же соответствует именно росту энтропии (одно макросостояние заменяется на целый набор возможных макросостояний). Следовательно, малое взаимодействие (декогеренция) между макротелами приводит не только к синхронизации стрел времени, но и к синхронизации момента «коллапса» для разных наблюдателей. Это делает «Квантовый солипсизм» для макротел, хотя теоретически возможным, но крайне трудно осуществимым на практике. В этом заключается его отличие от Копенгагенской Интерпретации, где коллапс наблюдателя нельзя предотвратить даже теоретически. Указанные выше GRW теории являются, таким образом, для квантовой механики описанием действительной *наблюдаемой* динамики макротел (динамика FAPP). Она отбрасывают не наблюдаемые в реальности рассогласования коллапса макротел и убывание энтропии, которые предсказываются *идеальной* динамикой.

Хорошей иллюстрацией вышеописанной связи наблюдаемой и идеальной динамик является «парадокс котелка, который никогда не закипит». Он связан в квантовой механике с отклонением от экспоненциального вида закона распада частиц (или перехода с одного энергетического уровня на другой). Экспоненциальный характер такого закона очень важен – относительная скорость распада не зависит от момента времени. Это значит, что распадающаяся частица не имеет «возраста». В квантовой механике, однако, на малых временах закон *идеальной* динамики распада сильно отличается от экспоненциального. Это приводит к тому, что когда число измерений состояния частицы на ограниченном интервале времени увеличивается, частица в пределе вообще не распадается! Пусть мы наблюдаем макросистему, состоящую из большого числа распадающихся частиц. Здесь следует отметить, что распад частицы происходит по законам идеальной динамики лишь между измерениями. Сами измерения сильно влияют на динамику системы, как видно из формулировки самого парадокса. Чтобы перейти к *наблюдаемой* динамике, описанной выше, мы должны сильно уменьшить возмущающее влияние наблюдения. Это достигается увеличением интервала между наблюдениями, сравнимого со средним временем жизни отдельной частицы. Для таких больших интервалов времени, мы получаем реальную наблюдаемую динамику распада, при которой она описывается экспонентой, и среднее время жизни не зависит от конкретного интервала между измерениями. Таким образом, экспоненциальный распад – закон наблюдаемой, а не идеальной динамики частиц. (Этим же объясняется отсутствие возвратов Пуанкаре для такой системы.)

3. Количественное рассмотрение вопроса.

3.1 Определение основных понятий.

1) В классической механике микросостояние – точка в фазовом пространстве. В квантовой механике этому соответствует волновая функция ψ (чистое состояние), а траектории – эволюция волновой функции во времени. В классической механике

макросостояние соответствует функции распределяя в фазовом пространстве. В квантовой механике этому соответствует матрица плотности ρ. Вид матрицы плотности зависит от выбранного базиса ортонормальных волновых функций. Если ρρ≠ρ - это смешанное состояния.

2) Уравнение движения для матрицы плотности ρ имеет форму:

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

где L является линейным опрератором:

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

и H является оператором энергии для системы,

N – число частиц

3) Если A является оператором некоторой наблюдаемой, то средняя величина наблюдаемой может быть найдена следующим образом:

$<A>=tr\ A\rho$

4) Если производится самонаблюдение полный набор наблюдений сделать невозможно. В случае внешнего наблюдения из-за малого взаимодействия с наблюдателем и неустойчивости хаотической наблюдаемой системы полное описание также бессмысленно. Поэтому вводят ограниченный набор M *макропеременных*:

$A_{set}=\{A_1, A_2, \ldots, A_M\}$,

где $M<<N$

Эти макропеременные известны с конечной малой погрешностью:

$\Delta A_i << A_i,\ \ 1\le i\le M$

Этому набору макропеременных отвечает макросостояние с матрицей плотности ρ_{set}.

При этом все микросостояния отвечающие условиям

$\{\ |<A_1> - A_1|\le \Delta A_1,\ |<A_2> - A_2|\le \Delta A_2,\ \ldots,\ |<A_M> - A_M|\le \Delta A_M\}$

являются равновероятными.

Термодинамическому равновесию отвечает макросотояние ρ_E. Ему соответствует набор микросостояний, удовлетворяющий условию

$|<E> - E|\le \Delta E\ (\Delta E << E)$,

где E полная энергия системы.

При этом все эти микросотояния равновероятны.

5) В квантовой механике *энтропия ансамбля* определяется через матрицу плотности **[15]**:

$S=-k\ tr(\rho\ ln\ \rho)$,

где tr обозначает след матрицы

Энтропия, определенная таким путем, не меняется в процессе обратимой эволюции:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = 0$$

6) *Макроскопическая энтропия* определяется следующим образом:

   а) Для данного ρ находим все наборы макропеременных, ему соответствующих

$$\begin{cases} A_{set}^{(1)} = \left\{A_1^{(1)}, A_2^{(1)} \ldots, A_M^{(1)}\right\} \Delta A_i^{(1)} << A_i^{(1)}, 1 \le i \le M \\ \vdots \\ A_{set}^{(L)} = \left\{A_1^{(L)}, A_2^{(L)} \ldots, A_M^{(L)}\right\} \Delta A_i^{(L)} << A_i^{(L)}, 1 \le i \le M \end{cases}$$

b) Находим матрицу ρ_{set} для которой все микросотояния, имеющие указанный набор макропараметров, равновероятны

c) Макроскопическая энтропия $S=-k\ tr(\rho_{set}\ ln\ \rho_{set})$

В отличие от ensemble entropy макроскопическая энтропия (макроэнтропия) не постоянна и может как увеличиваться, так и уменьшаться во времени. Она для данной энергии $E \pm \Delta E$ достигает максимума при термодинамическом равновесии. Направление роста макроэнтропии определяет направление собственной *термодинамической стрелы времени* системы.

7) Подобно классическому случаю локальность взаимодействия приводит к тому, что не все макросостояния приемлемы. Они должны быть выбраны так, чтобы малый шум не влиял существенно на эволюцию системы в направлении *термодинамической стрелы времени* системы. Подобные состояния хорошо исследованы и называются *pointer states* [3,17]. Квантовая суперпозиция таких состояний неустойчива относительно малого шума и не является, соответственно pointer state. Для макросистем, близких к состоянию термодинамического равновесия, в качестве pointer states удобно использовать собственные функции гамильтониана.

8) Огрубленная величина ρ должна быть использована, чтобы получить изменение энтропии подобное макроскопической энтропии. Приведем пути, которыми этого можно добиться:

a) Мы определяем некий набор pointer states и проектируем матрицу плотности ρ на эти состояния, т.е. отбрасываем недиагональные члены матрицы плотностиρ, записанной в представлении собственных функций этих наблюдаемых

$S=-k\ tr(\rho_{coar}\ ln\ \rho_{coar})$

b) Мы разбиваем систему на несколько взаимодействующих подсистем (например: наблюдатель, наблюдаемая система, окружение) и записываем полную энтропию как сумму энтропий этих подсистем:

$S=S_{ob}+S_{ob_sys}+S_{env}$

3.2 Эффект слабого взаимодействия

3.2.1 Малое внешнее возмущение.

Мы можем окружить нашу макросистему ограниченного объема другой системой бесконечного объема («окружение», «резервуар»). Положим, что она находится в термодинамическом равновесии, имеет ту же среднюю температуру, что и наша система, и слабо взаимодействует с нашей ограниченной системой. Затем можно использовать квантовую версию «новой динамики», разработанной Пригожиным [14] для таких бесконечных систем. Полученная таким образом динамика нашей ограниченной системы (подсистема этой большой системы) будет совпадать с ее *наблюдаемой динамикой* в системе её собственного термодинамического времени, но без резервуара. Такое описание имеет смысл только в течение времени, когда стрела собственного термодинамического

времени существует (т.е. система не находится в состоянии термодинамического равновесия) и не меняет своего направления.

3.2.2 Синхронизация термодинамических стрел времени при взаимодействии макросистем (наблюдателя и наблюдаемой системы).

Следует отметить, что здесь наша работа намного проще, чем в случае классической механики. Это связано с тем, что количественная теория малого взаимодействия между квантовыми системами (*декогеренция, запутывание*) – хорошо развитая область [2-3,17,24-27].

Мы не будем повторять его здесь, а подведем лишь краткие итоги.

(a) Предположим, что мы имеем в некоторый момент времени две макросистемы, при этом одна из них или обе эти макросистемы находятся в квантовой суперпозиции их pointer states. Теория декогеренции [2-3,17,24-27] утверждает, что малое взаимодействие между макросистемами очень быстро (время декогеренции намного меньше времени релаксации к термодинамическому равновесию) переводит такую систему в смешанное состояние, при котором данная квантовая суперпозиция исчезает. Такой процесс исчезновения квантовой суперпозиции pointer states соответствует росту энтропии. Из теоремы Пуанкаре следует, что система (в координатном времени) должна вернуться в исходное состояние и должен произойти обратный процесс рекогеренции. Но он произойдет в обеих системах синхронно. Это означает, что в системе собственного термодинамического времени каждая из подсистем будет видеть лишь декогеренцию и рост энтропии. Это означает, что как процессы декогеренции, так и стрелы времени, будут синхронны во взаимодействующих подсистемах. Следует особо отметить, что мы рассматриваем здесь случай *макроскопических* систем. Для малых систем, где возможны большие флюктуации параметров, подобная синхронизация стрел времени и времен «коллапсов» подсистем не наблюдается [6-7].

(b) Теперь предположим, что все макроскопические подсистемы находятся в их pointer states. В теории декогеренции показывается, что при наличии малого шума между ее макроскопическими подсистемами поведение квантовой системы полностью эквивалентно и неотличимо от поведения классической системы [2-3,17,24-27]. Таким образом, анализ синхронизации стрел времени здесь будет полностью эквивалентен, сделанному в работе [1].

(c) Следует уточнить, что здесь понимается по словом «классическая» система.

Это означает, что в теории отсутствуют специфические математические особенности квантовой теории, такие как не коммутирующие наблюдаемые. При этом эти «классические» теории могут быть весьма экзотическими, включать в состав своих констант постоянную Планка и не сводится к законам обычной механики макротел.

Сверхпроводимость, сверхтекучесть, излучение абсолютно черного тела, опыты Фридмана с суперпозицией токов [19] часто называют «квантовыми». Они действительно квантовые в том смысле, что их уравнения движения включают постоянную Планка. Но

они прекрасно описываются в макромасштабе математическим аппаратом обычных классических теорий: либо теорией *классического* поля (в качестве pointer states) , либо теорией *классических* частиц (в качестве pointer states). С этой точки зрения, они не квантовые, а классические. В квантовой теории описываемые объекты являются частицами и волнами (вероятности) – одновременно.

Следует отметить, что в классическом пределе при комнатных температурах квантовая механика *массивных* частиц дает теорию *классических* частиц в качестве pointer states (пучки электронов, например), а для *легких* частиц в пределе получается *классическое* поле в качестве pointer states (радиоволны). Причем эти теории не включают постоянную Планка.

Однако, при высоких температурах вещества, когда излучение может идти уже на высоких частотах, световые кванты описываются теорией *классических* частиц в качестве pointer states и дают, например, спектр излучения абсолютно черного тела на высоких частотах. Хотя этот спектр включает постоянную Планка динамика его pointer states (частиц) будет классической. Для получения этого спектра формализм квантовой механики не нужен (Сам Планк этот спектр получил, ничего не ведая о математическом аппарате квантовой физики).

Наоборот, при низких температурах частицы начинают описываться *классическими* полями в качестве pointer states (явления сверхтекучести или сверхпроводимости). Например, сверхпроводимость описывается *классической волной* «параметра порядка». И хотя уравнения, описывающее это поле, включают постоянную Планка, но сами уравнения соответствуют математическому аппарату *классической* теории поля. Эти волны могут складываться между собой, аналогично квантовым. Но их квадрат амплитуды дают не плотность вероятности, а плотность куперовских пар. Такая волна не может коллапсировать при измерении, подобно вероятностной квантовой волне [20].

Для квантово-механических состояний бозонов при низких температурах pointer states отвечают *классические* поля, а при высоких температурах - *классические* частицы. Под словом «классический» понимается именно математический аппарат наблюдаемой динамики, описывающей их поведение, а не наличие или отсутствие постоянной Планка в уравнениях движения.

Что происходит в промежуточных состояниях между классическими полями и классическими частицами? Это, например свет в оптическом волноводе ($L>>\lambda>>\lambda_{ultraviolet}$), L_{opt} – характерный размер макросистемы (оптического волновода) (Приложение В), λ-длина волны света,$\lambda_{ultraviolet}$ –ультрафиолетовая граница света). При использовании макромасштабов и макропеременных, а также с учетом малого шума от наблюдателя оба описания («классическая волна», «классический поток частиц») дают одинаковый результат и эквивалентны и могут быть использованы в качестве pointer states. Эквивалентная ситуация возникает для случая сверхпроводника, где роль частиц или волн играют элементарные «возбуждения» в газе куперовских пар.

Проведем простой расчет, иллюстрирующий вышесказанное.

Пусть E-энергия частицы; k –постоянная Больцмана, T –температура, p – импульс, λ – длина волны частицы, ω –частота, Δx – неточность координаты; Δp –неточность

импульса, $\hbar$ – постоянная Планка. Рассмотрим «газ» таких частиц, находящийся в полости, заполненного неким материалом с расстоянием между атомами a. a<<L, L-характерный размер полости. В вакууме $a \sim (L^3/N)^{1/3}$, N –число частиц в полости. c – скорость света (пусть для простоты показатель преломления вещества в полости близок к 1).

1) Возьмем вначале легкие частицы, которые при комнатной температуре имеют скорость, близкую к скорости света c.

$E \sim pc$; $E \sim kT$; $p \sim \Delta p$; $\lambda \sim \Delta x$; $\Delta p\, \Delta x \sim \hbar$; $\omega = E/\hbar$

Отсюда

$\hbar \sim \Delta p \Delta x \sim p\,\lambda \sim kT\,\lambda/c \Rightarrow \lambda \sim \hbar c/kT$

Условие *классического* полевого приближения с частотой $\omega \sim c/\lambda$:

$L < \lambda$ или $L \sim \lambda$. Отсюда $L < \hbar c/kT$ или $L \sim \hbar c/kT$

Условие приближения *классических* релятивистских частиц с $E \sim \hbar c/\lambda$ и $p = E/c$:

$L \gg \lambda$. Отсюда $L \gg \hbar c/kT$

2) Возьмем теперь тяжелые частицы *бозоны*, которые при комнатной температуре имеют скорость v<<c

$p \sim (Em)^{1/2}$; $E \sim kT$; $p \sim \Delta p$; $\lambda \sim \Delta x$; $\Delta p\, \Delta x \sim \hbar$; $\omega = E/\hbar$

Отсюда

$\hbar \sim \Delta p \Delta x \sim p\,\lambda \sim (kTm)^{1/2}\,\lambda \Rightarrow \lambda \sim \hbar/(kTm)^{1/2}$

Условие *классического* полевого приближения с частотой $\omega = p^2/(m\hbar)$:

$L < \lambda$ или $L \sim \lambda$. Отсюда $L < \hbar/(kTm)^{1/2}$ или $L \sim \hbar/(kTm)^{1/2}$

Условие приближения *классических* частиц с энергией $E = p^2/(2m)$ и импульсом $p = mv$:

$L \gg \lambda$. Отсюда $L \gg \hbar/(kTm)^{1/2}$

3) Возьмем теперь тяжелые частицы *фермионы*, которые при комнатной температуре имеют скорость v<<c

$p \sim (Em)^{1/2}$; $E \sim kT$; $p \sim \Delta p$; $\Delta p\, \Delta x \sim \hbar$

$\Delta x \leq \lambda$ и

$\lambda \leq a$ – это условие связано с принципом Паули для фермионов. Они не могут оказываться в одном состоянии, каждый сидит в своей «коробочке» a.

Отсюда

$\hbar \sim \Delta p \Delta x \leq p\,\lambda \sim (kTm)^{1/2}\,\lambda \Rightarrow a \geq \lambda \geq \hbar/(kTm)^{1/2}$

$T \geq T_F = \hbar^2/(a^2 km)$ – температура Ферми, когда фермионный газ переходит в основное состояние и выражение $E \sim kT$ становится неверным.

При $T < T_F$: $E \sim E_F = kT_F$; $\lambda \sim \hbar/(E_F m)^{1/2} \sim a$

Условие *классического* полевого приближения:

$L < \lambda$ или $L \sim \lambda$. Невозможно! $L \gg a \geq \lambda$

Условие приближения *классических* частиц в качестве pointer states с энергией $E = p^2/(2m)$ и импульсом $p = mv$ при $T \geq T_F$.

Условие приближения *классических* частиц в качестве pointer states, заключенных в «ящички» размером a, с энергией $E \sim E_F$ и импульсом $p \sim (E_F m)^{1/2}$ при $T \leq T_F$.

При $T \sim T_F$ мы наблюдаем динамику «возбуждений» в вырожденном Ферми-газе, которая описывается частицами или волнами в качестве pointer states для этих «возбуждений».

Чтобы создать в эксперименте ситуацию парадокса «Шредингеровского кота», нам необходимо суперпозиция именно pointer states, а не классических волн. Посему суперпозиция классических волн «параметра порядка» или световых волн никак не связана с этим парадоксом и не иллюстрирует его.

Так, например, в опытах Фридмана [19] состояния суперпозиции встречных токов сама является в данной ситуации pointer state. Это pointer state – классическая, а *не квантовая* суперпозиция pointer states, как неверно и стереотипно обычно считается. Действительно, состояние системы бозонов (купервовских пар) описывается при столь низких температура *классической* волной, как мы видели выше. Эти волны «параметра порядка» являются pointer states. Они отличаются от pointer states высокотемпературных электрических потоков *классических частиц*, имеющих определенное направление движения (тока). Суперпозиция, наблюдаемая в опытах Фридмана, не способна сколлапсировать в квантово-механическом смысле, поскольку ее квадрат описывает не вероятность, а плотность куперовских пар [20]. Она не более удивительная и не более «квантовая», чем обычная суперпозиция электромагнитных мод в закрытом резонаторе, где их спектр тоже дискретен. Единственное отличие - волновые уравнения «параметра порядка» в качестве pointer states включают ħ. В этом и заключается вся их «квантовость».

3.3 Разрешение парадоксов Лошмидта и Пуанкаре в рамках квантовой механики.

Состояние квантовой хаотической системы в замкнутой полости с конечным объемом описывается набором энергетических мод $u_k(r_1, \ldots, r_N)$ со спектром E_k, распределенным по *случайному закону* [8].

Напишем уравнение для волновых функций невзаимодействующей пары таких систем:

$$\psi^{(1)}(\boldsymbol{r}_1,\ldots,\boldsymbol{r}_N,t) = \sum_k u_k(\boldsymbol{r}_1,\ldots,\boldsymbol{r}_N) e^{-\frac{iE_k^{(1)}}{\hbar}t}$$

$$\psi^{(2)}(\boldsymbol{r}_1,\ldots,\boldsymbol{r}_L,t) = \sum_l v_l(\boldsymbol{r}_1,\ldots,\boldsymbol{r}_L) e^{-\frac{iE_l^{(2)}}{\hbar}t}$$

Совместное уравнение следующее:

$$\psi^{(1)}(\boldsymbol{r}_1,\ldots,\boldsymbol{r}_N,\boldsymbol{r}_1,\ldots,\boldsymbol{r}_L,t) = \psi^{(1)}(\boldsymbol{r}_1,\ldots,\boldsymbol{r}_N,t)\psi^{(2)}(\boldsymbol{r}_1,\ldots,\boldsymbol{r}_L,t) =$$

$$\sum_k \sum_l u_k(\boldsymbol{r}_1,\ldots,\boldsymbol{r}_N) v_l(\boldsymbol{r}_1,\ldots,\boldsymbol{r}_L) e^{-\frac{i(E_k^{(1)}+E_l^{(2)})}{\hbar}t}$$

При наличии малом взаимодействия между системами

$$\psi^{(1)}(\mathbf{r}_1,...,\mathbf{r}_N,\mathbf{r}_1,...,\mathbf{r}_L,t)=$$

$$\sum_k\sum_l f_{kl}(\mathbf{r}_1,...,\mathbf{r}_N,\mathbf{r}_1,...,\mathbf{r}_L)e^{-\frac{iE_{kl}}{\hbar}t},$$

где $E_{kl}=E_k^{(1)}+E_l^{(2)}+\Omega_{kl}$, Ω_{kl}-в общем случае набор случайных величин, f_{kl},u_k,v_l – собственные функции соответствующих Гамильтонианов.

Получающиеся решения являются почти периодическими функциями. Получающийся период возврата и определяет период Пуанкаре. Период возврата Пуанкаре совокупной системы является в общем случае больше периода обоих подсистем.

Для разрешения парадоксов Пуанкаре и Лошмидта (возвраты в этих парадоксах противоречат закону роста энтропии) рассмотрим теперь три случая

1) *Самонаблюдение*.

Поскольку при самонаблюдении собственная стрела времени всегда направлена по росту энтропии – то относительно этой стрелы времени наблюдатель способен видеть только рост энтропии. Кроме того, возврат в исходное состояние стирает всю память о прошлом, что не позволяет наблюдателю зафиксировать уменьшение энтропии. Таким образом, уменьшения энтропии и возвраты происходят лишь в координатном времени. В собственном времени наблюдателя (относительно которого и возможен любой эксперимент) они не могут быть экспериментально наблюдаемы [1,10-13].

2) *Внешнее наблюдение с малым взаимодействием* между макросистемами.

Малое взаимодействие приводит к синхронизации стрел времени. Соответственно, все аргументы для самонаблюдения снова становятся релевантными.

3) Для очень трудноосуществимого *эксперимента с непертрубативным наблюдением* (Приложение А) уменьшение макроэнтропии действительно может наблюдаться. Однако, следует отметить, что в реальном мире энтропийные затраты на экспериментальную организацию такого непертрубативного наблюдения (наблюдаемую систему нужно очень сильно изолировать от шума окружения) намного превысят это уменьшение энтропии.

В классических системах период возврата Пуанкаре - это случайная величина, сильно меняющаяся в зависимости от начального состояния. В квантовых хаотических системах период точно определяется и не зависит значительно от начального состояния. Однако эта, казалось бы, реальная разница в поведении квантовых и классических систем не наблюдаема экспериментально даже в отсутствии ограничения на время эксперимента. Действительно, реальные физические эксперименты, возможно, проводить лишь на протяжении времени много меньшем периода Пуанкаре. Физические эксперименты имеют смысл только в течение времени, пока стрела собственного термодинамического времени существует (т.е. система не находится в состоянии термодинамического равновесия) и не меняет своего направления.

3.4 Декогеренция для процесса измерения.

3.4.1 Редукция системы при измерениях [22-23].

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

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

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

$$tr_A(\rho_0)=\sum_n \langle\varphi_n|\rho_0|\varphi_n\rangle$$

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

$$tr_A(\rho_0)=\sum |\psi\rangle \langle\varphi_n|\alpha_0\rangle\langle\alpha_0|\varphi_n\rangle\langle\psi|=|\psi\rangle\langle\psi|, \qquad (5.41)$$

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

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

а статистический оператор дается выражением

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

Парциальный след этого оператора равен

$$tr_A(\rho)=\sum_n\langle\varphi_n| \rho |\varphi_n\rangle |=$$
$$=\sum_{(ij)} c_i c_j^* e^{i(\theta i-\theta j)} |\psi_i\rangle\langle\varphi_n |\alpha_i\rangle\langle\alpha_j|\varphi_n\rangle\langle\psi_j|=$$
$$=\sum_{(ij)} c_i c_j^* \delta_{ij} |\psi_i\rangle\langle\psi_j| \qquad (5.44)$$

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

$$tr_A(\rho)=\sum|c_i|^2|\psi_i\rangle\langle\psi_i|. \qquad (5.45)$$

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 $tr_A(\rho)$ над полной системой (*S и A)* воспроизводит действие редукции, применяемого к акту измерения, производимого над системой *S*, находившейся до измерения в состоянии $|\psi\rangle=\sum_i c_i|\psi_i\rangle$. ■

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

3.4.2 Декогеренция при взаимодействии с макроскопическим прибором [21-23].

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

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

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

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

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 $\theta_{i,s}(\mathrm{mod}\ 2\pi)$ 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:

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

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

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

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

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

где

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

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 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'.

Это так называемая теорема *Данери — Лойнжера — Проспери* **[22].**
Для широкого класса приборов доказано, что хаотичность в распределении фаз, о которой идет речь в теореме 5.6, действительно имеет место, если устройство является макроскопическим, хаотическим и ее начальное состояние неравновесное. Хаотичность фаз в этом случае имеет своим источником случайность спектра энергий (собственных значений Гамильтониана) для квантовых хаотических систем [8].

Отметим, что (12), хоть и выполняется с высокой точностью, является приближенным по отношению к (9). Отсюда часто делают вывод, что приведенное доказательство является FAPP. Т.е. квантовые корреляции лишь трудно измерить практически, фактически они продолжают существовать, и, следовательно, *в принципе* они измеримы. Это, однако, совершенно неверно. Действительно, из теоремы Пуанкаре следует, что система не будет оставаться в смешанном состоянии (12), а должна вернуться в исходное состояние (7). Это является результатом этих самых малых поправок, которые не учтены в (12). Тем не менее, описываемая здесь система $|\alpha_{i,s}\rangle$ соответствует случаю *самонаблюдения*, и поэтому не способна наблюдать экспериментально эти возвраты *в принципе* (как мы показали выше в разделе о разрешении парадоксов Пуанкаре и Лошмидта). Следовательно, эффекты этих малых поправок существуют лишь на бумаге в координатном времени идеальной динамики, но *экспериментально* не наблюдаемы в собственном термодинамическом времени наблюдаемой динамики. Приведенная здесь логика показывает, что Daneri-Loinger-Prosperi theorem на самом деле ведет к разрешению парадокса редукции, доказывая невозможность экспериментально различить полную и неполную редукцию, а не является FAPP решением

Приводимая здесь логика также очень напоминает статью Maccone [4]. Это не удивительно, ведь переход от (7) к (12) соответствует увеличению числа микросостояний и росту энтропии. А переход из (12) в (7) соответствует уменьшению энтропии. Соответственно наше утверждение об экспериментальной ненаблюдаемости остаточной квантовой корреляции эквивалентно утверждению о ненаблюдаемости уменьшения энтропии и доказывается теми же методами, что и в [4]. На эту статью было выдвинуто возражение [6], на которое Maccone не смог дать разумный ответ [28]. Попробуем дать его сами.

Определим здесь необходимые величины и проблему.

Пусть A – наш прибор, а C – измеряемая квантовая система.

Первая величина, взаимная энтропия $S(A : C)$ – это огрубленная энтропия ансамбля, полученная разделением на две подсистемы, минус сама энтропия ансамбля. Поскольку вторая величина постоянна во времени эта величина хорошо описывает поведение макроэнтропии:

$$S(A : C) = S(\rho_A) + S(\rho_C) - S(\rho_{AC}),$$

где $S=- tr(\rho \ln \rho)$,

Вторая величина $I(A : C)$ - классическая взаимная информация определяет какую максимальную информацию о измеряемой системе (F_j) мы можем получить наблюдая показания прибора (E_i). Чем больше корреляция между системами, тем выше эта информация:

$$I(A : C) = max_{Ei\otimes Fj} H(E_i : F_j),$$ где

$$H(E_i : F_j) = \Sigma_{ij} P_{ij} \log P_{ij} - \Sigma_i p_i \log p_i - \Sigma_j q_j \log q_j$$

и $P_{ij} = Tr[E_i \otimes F_j \rho_{AC}]$, $p_i = \Sigma_j P_{ij}$ и $q_j = \Sigma_i P_{ij}$

данные POVMs (операторы наблюдаемых) E_i и F_j для A и C соответственно

Maccone [4] доказывает неравенство

$$S(A : C) \geq I(A : C) \qquad (13)$$

И из него делает вывод, что убывание энтропии влечет за собой уменьшение информации (памяти) о системе. Но (13) является неравенством. Соответственно в [6] приводится пример квантовой системы из 3 кубитов, при которой убывание энтропии сопровождается ростом информации, хотя неравенство (13) продолжает выполняться.

Посмотрим, что происходит в нашем случае

До измерения (7)

$$S(A : C)= -\sum_s p_s \log p_s +0 +\sum_s p_s \log p_s=0$$

E_i –соответствует набору $|\alpha_{0,s}\rangle$, F_j - $|\psi\rangle$
$I(A : C) = -\sum_s p_s \log p_s + 0 + \sum_s p_s \log p_s = 0 = S(A : C)$
В конце измерения из (12)
$S(A : C) = -\sum_i |c_i|^2 \log |c_i|^2 - \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s + \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s = -\sum_i |c_i|^2 \log |c_i|^2$

E_i –соответствует набору $|\alpha_{i,s}\rangle$, F_j - $|\psi_j\rangle$
$I(A : C) = -\sum_i |c_i|^2 \log |c_i|^2 - \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s + \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s = -\sum_i |c_i|^2 \log |c_i|^2 = S(A : C)$
Таким образом, наш случай соответствует

$$I(A : C) = S(A : C) \tag{14}$$

в (13). Никаких проблем нет. Что и не удивительно – случай равенства в (13) соответствует именно макроскопической хаотической системе. Приводимая в возражении [6] система не является микроскопической. Это отражает тот широко известный факт, что такие понятия как термодинамическая стрела времени, возрастание энтропии и измерительный прибор относятся к макроскопическим хаотическим системам. Как сама статья [6], так и последующая за ней статья [7] описывают не термодинамическую стрелу времени, а сильно флуктуирующие небольшие системы, для которых никакая термодинамика невозможна. Полезным результатом этой работы можно считать равенство (14), которое может служить хорошим математическим критерием *критерий макроскопичности* хаотической системы, а разница между величинами в нём – мерилом ее флюктуаций.

4 Заключение.

В статье проводится анализ термодинамической стрелы времени для квантовых систем. Он во многом аналогичен классическому случаю. Важным отличием квантовых систем от классических является наличие микросостояний, которые соответствуют не одному макросостоянию, а целому их набору (квантовая суперпозиция макросотояний). Рассмотрение термодинамической стрелы времени для этого случая с помощью теории декогеренции дает разрешение парадоксов, связанных с редукцией (коллапсом) волнового пакета.

Приложение А. Непертрубативное наблюдение в квантовой и классической механике.

Часто можно столкнуться с утверждением, что в классической механике в принципе всегда можно организовать непертрубативное наблюдение**.** С другой стороны в квантовой механике взаимодействие наблюдателя с наблюдаемой системой при измерении неизбежно. Покажем, что оба этих утверждения в общем случае неверны.

Позвольте нам сначала определять невозмущяющее наблюдение [10-11,30-31] в квантовой механике. Предположим, что у нас есть некоторая квантовая система в известном начальном состоянии. Это начальное состояние может быть любой результатом некоторой подготовки (например, атом переходит в основание электронное состояние в вакууме в течение долгого времени) или результатом эксперимента по измерению (система QM после измерения может быть хорошо определенное состояние, соответствующее собственной функции измеренной переменной). Мы можем предсказать дальнейшую эволюцию начальной волновой функции. *В принципе* мы можем делать дальнейшие измерения, выбирая измеряемые переменные таким образом, чтобы соответствующие им наборы собственных функции в момент измерения включали в себя текущую волновую функцию наблюдаемой системы. Такой измерительный процесс может позволить нам непрерывное наблюдение без любого возмущения наблюдаемой квантовой системы. Это невозмущенное наблюдение может быть легко обобщено для

случая известного *смешанного* начального состояния. Действительно, в этом случае измеряемая переменная в каждый момент времени должна соответствовать такому набору собственных функций, в представлении которых матрица плотности в этот же момент времени будет диагональной.

Например, позвольте нам рассматривать некоторый квантовый компьютер. У него есть некоторое четкое начальное состояние. Наблюдатель, которому известно это начальное состояние может *в принципе,* провести невозмущенное наблюдение любого промежуточного состояния квантового компьютера.

Следует особо отметить, что подобное непертрубативное наблюдение возможно только при условии известного начального состояния. Но, наблюдатель, который не знает начальное состояние, не сможет сделать такое наблюдение, потому что он не может предсказать промежуточное состояние квантового компьютера**.**

Рассмотрим теперь классическую механику. Пусть на вершине конуса лежит песчинка, *бесконечно* малого радиуса. Система находится в поле тяжести Земли. Тогда попытка пронаблюдать систему даже с *бесконечно малым возмущением* приведет к нарушению равновесия с неопределенным будущим через *конечный* интервал времени. Конечно, приведенный пример экзотичен – он соответствует сингулярному потенциалу и бесконечно малому телу. Тем не менее, подобные сильно неустойчивые системы являются хорошими классическими аналогами квантовых систем. Среди них можно искать аналогии с квантовыми системами и квантовыми парадоксами. Введя условие, что классическое измерение оказывает очень малое, но не нулевое возмущение на измеряемую систему, можно снизить требования к сингулярности этих систем.

Очень часто приводят примеры «чисто квантовых парадоксов», якобы не имеющих аналогии в классической статистической механике. Одним из них является парадокс Элитцура-Вайдмана **[**29**]** с бомбой, которую можно обнаружить без взрыва:
Пусть волновая функция одного кванта света разветвляется по двум каналам. 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, пройдя по другому каналу. (Квант света считается способным взорвать бомбу)

Классической аналогией этой ситуации является следующий эксперимент классической механики:
В один из каналов, где нет бомбы, запустим макроскопический поток многих частиц. В другой канал, где, может быть, есть бомба, направим одновременно только одну ***бесконечно*** *легкую частицу. Такая частица не способна взорвать бомбу, но она может быть отклонена ею назад. Если бомбы нет, то частица пройдет канал. На выходе этого канала с бомбой расположим описанный выше конус с песчинкой (****бесконечно*** *малого радиуса) на его вершине. Если наша бесконечно легкая части собьет песчинку с вершины, то это означает, что бомбы нет. Если песчинка останется на вершине после выхода потока частиц из второго канала, то это означает, что бомба есть.*

В данном примере бесконечно легкая частица является аналогом «невесомой» волновой функции квантовой частицы. Но квант света чувствителен к поведению этой «невесомой» волновой функции. Также и песчинка (бесконечно малого радиуса*)* на вершине конуса чувствительна по отношению к бесконечно легкой частице.

Подводя итог, можно сказать, что разница между квантовыми и классическими системами не столь принципиальна, как часто считается.

Приложение В. Разложение на моды при произвольных граничных условиях.

Часто возникает задача описание излучения в замкнутой полости, заполненной каким-либо веществом. Как правило, это делается путем разложения излучения на моды. Эти

моды являются набором функций, на которые раскладывается любое излучение в некоторой полости и при некоторых граничных условиях. Например, это квадратная полость спериодическими граничными условиями. Затем полученное разложение подставляется в уравнение движения для излучения, где члены ряда почленно дифференцируются. Таким образом, получаются такие характеристики излучения, как $\omega(\mathbf{k})$, где ω – частота моды, а $\mathbf{k}$ – волновой вектор моды, $|k|=2\pi/\lambda$, λ –длина волны моды.

Но тут возникает чисто математическая проблема. Для почленной дифференцируемости ряда требуется равномерная сходимость ряда во всех точках пространства. Это автоматически верно для любого излучения с такой же формой полости и граничными условиями, при которых были найдены моды. Но для любого другого случая это не так. Моды образуют полный ортогональный набор и любое излучение можно представить как суперпозицию таких мод. Но в общем случае ряд сходится неравномерно (плохо сходится около границ полости) и не может быть почленно продифференцирован. О проблеме несоответствия мод разложения и граничных условий пишет Peierls **[32].** Однако он рассматривает случай, когда при данных граничных условиях существует некий полный ортонормальный набор мод, таким условиям удовлетворят. Но возможны ситуации, когда для данных граничных условий такого набора мод просто нет. Или нам не известны граничные условия, а заданы лишь энергетические условия на границе. Как же решается проблема в этом случае?

Дело в том, что все возмущения в излучении распространяются со скоростью, не превышающей скорость света в веществе полости v=c. Это значит, что любое возмущение в начальных условиях на поле излучения, возникшее в точке x, проявятся в точке x_1 только через конечное время $(x-x_1)/c$. Это значит, что возмущения от стенок достигнут центра полости за время t=L/c, где L - характерный размер полости. Неравновесная сходимость проявляется у ряда разложения излучения на моды только вблизи стенок полости. Внутри полости точная функция почти точно совпадает с рядом мод в течение времени L/c. Поэтому в этой области и в течение этого времени почленное дифференцирование даст почти точный результат и имеет смысл.

Чтобы верно оценит частоту моды $\omega(\mathbf{k})$ нужно, чтобы их амплитуда не менялась из-за возмущения от стенок существенно в течение времени много большего периода ее колебаний $2\pi/\omega(\mathbf{k})$. Отсюда условие макроскопичности полости:

$$2\pi/\omega << L/c$$

или

$$L>>2\pi\,(c/\omega)$$

ω – отвечает максимуму частот $\omega(\mathbf{k})$.

Пусть условие макроскопичности полости выполняется.

Это значит, что почленное дифференцирование мод вдали от стенок полости дает верный результат на временных масштабах порядка $2\pi/\omega$.

На временных масштабах L/c результат не может быть верен. Здесь обычно используют соображения, основанные на законах сохранения энергии и роста энтропии. С помощью них и получается медленная эволюция амплитуд $A(t, \mathbf{r})$ и фаз $\varphi(t, \mathbf{r})$ мод:

$$E(t, \mathbf{r})=\Sigma_i A_i(t, \mathbf{r})\sin(\omega(\mathbf{k}_i)t+ \mathbf{k}_i\mathbf{r}+\varphi_i(t, \mathbf{r}))$$

Для вакуума:

$$\omega(\mathbf{k})=c|\mathbf{k}|$$

Библиография

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic "The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics", arXiv:1011.4173
2. M. Schlosshauer, "Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition" (Springer, 2007)
3. Zurek W.H., "Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical" , REVIEWS OF MODERN PHYSICS, VOLUME 75, Issue 3, 2003
4. Maccone L., "Quantum solution to the arrow-of-time dilemma", Phys.Rev.Lett., 103:080401,2009
5. Oleg Kupervasser, Dimitri Laikov, Comment on "Quantum Solution to the Arrow-of-Time Dilemma" of L. Maccone, arXiv:0911.2610
6. D. Jennings, T. Rudolph, Comment on "Quantum Solution to the Arrow-of-Time Dilemma" of L. Maccone, Phys. Rev. Lett. 104, 148901 (2010).
7. D. Jennings, T. Rudolph, "Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time", Phys. Rev. E, 81:061130,2010
8. Stockmann "Quantum Chaos", Cambridge University Press (2000)
9. Stanford encyclopedia of Philosophy: Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics,

http://plato.stanford.edu/entries/qm-manyworlds/

10. O. Kupervasser, arXiv:0911.2076.
11. O. Kupervasser, D. Laikov, arXiv:0911.2610
12. O. Kupervasser, nlin/0508025
13. O. Kupervasser, nlin/0407033
14. Ilya Prigogine, «From being to becoming: time and complexity in the physical sciences», W.H. Freeman, San Francisco, 1980.
15. Karl Blum *Density Matrix Theory and Applications*, Plenum Press, New York, 1981
16. Ghirardi, G.C., Rimini, A., and Weber, T. (1985). "A Model for a Unified Quantum Description of Macroscopic and Microscopic Systems". Quantum Probability and Applications, L. Accardi et al. (eds), Springer, Berlin.
17. Wheeler, J.A.; Zurek, W.H *Quantum Theory and Measurement*, Princeton University Press, Princeton, N.J, 1983
18. Klimontovich, L. *Statistical Physics* , Harwood, New York, 1986
19. Jonathon Friedman et al., "Quantum superposition of distinct macroscopic states", Nature, 406, 43-46 (Jul. 6, 2000)
20. Alexey Nikulov, Comment on "Probing Noise in Flux Qubits via Macroscopic Resonant Tunneling", arXiv:0903.3575v1
21. Daneri A., Loinger A., Prosperi G. M., Quantum theory of measurement and ergodicity conditions, Nuclear Phys., 1962, v 33, p.297-319
22. Anthony Sudbery. Quantum Mechanics and the Particles of Nature: An Outline for Mathematicians. Cambridge University Press, New York, 1986
23. J. von Neumann *Mathematische Grundlagen der Quantemechanik*, Springer, Berlin, 1932
24. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, Heidelberg, 2007).
25. H.D. Zeh, Entropy 7, 199 (2005).
26. H.D. Zeh, Entropy 8, 44 (2006).

27. Erich Joos , H. Dieter Zeh, Claus Kiefer, Domenico J. W. Giulini, Joachim Kupsch , Ion-Olimpiu Stamatescu, “Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory”, p. 500, Springer, 2003
28. Maccone L., A quantum solution to the arrow-of-time dilemma: reply , arXiv:0912.5394
29. Avshalom Elitzur , Vaidman L. , Quantum mechanical interaction – free measurement, Found Phys., 29, 987-997
30. Albert, D. Z, *Quantum Mechanics and Experience*. Harvard University Press, Cambridge, 1992
31. John Byron Manchak, *Self-Measurement and the Uncertainty Relations*, Department of Logic and Philosophy of Science, University of California. http://philpapers.org/rec/MANSAT
32. Rudolf Peierls, *Surprises in theoretical physics*. Princeton, N.J.: Princeton University Press, 1979

Часть 3. Универсальная стрела времени: Неквантовая гравитационная теория.

0. Аннотация: Разрешение информационного парадокса для черных дыр и парадокса дедушки для временных кротовых нор.

Статья посвящена анализу общей теории относительности (гравитации) с точки зрения термодинамической стрелы времени. В рамках этого рассмотрения разрешены «информационный парадокс» для черных дыр и «парадокс с дедушкой» для временных «червоточин».

1. Введение

В статье мы рассмотрим термодинамическую стрелу времени [1-2] (определяемую направлением роста энтропии) в рамках неквантовой релятивисткой теории гравитации. В классической гамильтоновой механике любые начальные и конечные состояния возможны. Кроме того, между ними существует взаимно-однозначное соответствие. В релятивистской теории гравитации ситуация иная. Имеются топологические особенности пространства, которые делают возможным ситуацию, когда за *конечное* время разные начальные состояния дают одинаковое конечное состояние. Это коллапс черных дыр. С другой стороны, рассмотрев обратный во времени процесс – белые дыры, мы получим ситуацию, когда одному начальному состоянию за *конечное* время соответствуют разные конечные состояния. Имеются и ситуации другого сорта – когда не любые начальные состояния возможны. Это случай «червоточин», через которые возможно путешествия в прошлое. При этом становится необходимым дополнительное само-согласование прошлого и будущего, делающее невозможным некоторые начальные состояния. Черные

Дыры приводят к информационному парадоксу, а «червоточины» - к «парадоксу с дедушкой». Рассмотрению этих особых ситуаций релятивисткой теории гравитации с точки зрения термодинамической стрелы времени и разрешению связанных с ними парадоксов посвящена данная статья.

2. Черные дыры

В современных космологических моделях есть дополнительные явления, кроме явлений, уже описанных в классической механике. 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, в отличие от классической механики, два различных состояния за *конечное* время могут дать бесконечно близкие состояния. Это происходит при образовании черной дыры в результате коллапса. Следовательно, образование черной дыры идет с увеличением энтропии.

Рассмотрим обратный процесс, описывающий белую дыру. В этом процессе бесконечно близкие начальные состояния за *конечное* время могут дать разные конечные состояния. 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. Однако, ее неустойчивость намного более сильная, чем в классической механике. Она возникает уже по отношению к *бесконечно* малым возмущениям. Как следствие возникает синхронизации собственных стрел времени белой дыры и наблюдателя/окружения. Белая дыра превращается для наблюдателя в черную дыру.
Это означает, что наблюдатель/окружение, даже бесконечно слабо взаимодействующий с белой дырой может значительно повлиять на ее эволюцию за конечное время. При этом гравитационное взаимодействие наблюдателя/окружения с белой дырой всегда отлично от нуля.

Здесь возникает знаменитый информационный парадокс **[**3**]:** Коллапс приводит к потере информации в Черной Дыре. Это, в свою очередь, ведёт к неполноте нашего знания о состоянии системы и, следовательно, к непредсказуемости динамики системы, ее включающей. Информация, которая в классической механике всегда сохраняется, в черной дыре исчезает навсегда. Так ли это? Или, возможно, внутри черной дыры она храниться в какой-либо форме? Обычно рассматривают только два ответа на этот вопрос. Либо информация действительно пропадает бесследно; либо информация сохраняется внутри нее и может быть каким-то путем извлечена. 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 должно является предметом науки и обсуждения.

На самом деле, предположим, что информация сохраняется внутри черной дыры. Можно ли разрешить информационный парадокс и извлечь эту информацию из нее? Может быть, мы можем обратить каким либо образом сколлапсировавшую черную дыру, превратить ее в белую дыру, и извлечь исчезнувшую информацию? Казалось бы, это невозможно. Но недавно появилась интересная работа, которая, хоть и не напрямую, но позволяет сделать это [4]. В ней доказывается, что черная дыра полностью эквивалентна входу в канал, соединяющий две Вселенные. Причем вход этого канала подобен черной дыре, а выход белой. Эта белая дыра и может рассматриваться, в некотором смысле как обращенная черная дыра. Но для того, чтобы убедиться, что информация не исчезает, мы должны проникнуть во вторую Вселенную. Предположим, что существует некая «червоточина», которая соединяет две Вселенные. Пусть наблюдатель может проникнуть через нее и пронаблюдать за белой дырой. Но даже если это случится, мы знаем, что белая

дыра неустойчива по отношению к наблюдению. Попытка ее наблюдения приведет к её превращению в черную дыру. Это закроет всякую возможность подтвердить, что информация сохраняется. Следовательно, оба решения информационного парадокса действительно равноправны и экспериментально не различимы.

Это свойство необратимой потери информации приводит к тому, что закон возрастания энтропии превращается в точный закон природы в рамках гравитационной теории. Действительно, появляется такая новая фундаментальная величина, как энтропия черной дыры. Это отличает гравитационную теорию от классической механики, где закон возрастания энтропии носит лишь приближенный характер (FAPP, для всех практических целей).

Тот же эффект необратимой 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 релятивисткой динамики.

3. Временная червоточина.

Рассмотрим с точки зрения энтропии и такой парадоксальный объект общей теории относительности, как временная «червоточина» (кротовая нора) **[5]**. Рассмотрим вначале ее наиболее популярный вариант, предложенный Моррисом и Торном **[6].** Пусть у нас имеется пространственная кротовая нора с лежащими рядом концами. Путем очень простой процедуры (погрузим одного из концов на космический корабль, обеспечим его движение со скоростью сравнимой со световой, а затем вернем этот конец на прежнее место) пространственная кротовая нора может быть преобразована во временную (wormhole traversing space into one traversing time). Она может быть использована как машина времени. Подобная кротовая нора требует особого экзотического вещества, необходимого для поддержания ее равновесия. Однако есть модели машины времени, которые или позволяют обойтись совсем без экзотического вещества [7, 9]. Или же, используя электромагнитное поле, позволяют обойтись его малым количеством [8]. Использование этой машины времени может приводить к знаменитому «парадоксу дедушки», когда внук, возвращаясь в прошлое, убивает своего дедушку. Как же может быть разрешен этот парадокс?

С физической точки зрения, парадокс дедушки означает, что не все начальные состояния, которые существуют до образования машины времени осуществимы. Дополнительная обратная связь между будущим и прошлым через временную червоточину делает их невозможными. Следовательно, мы либо должны объяснить нереализуемость таких начальных состояний, либо допустить, что временная «червоточина» неустойчива, наподобие белой дыры, и легко разрушается.

Как ни странно, оба объяснения в принципе верны. Однако для макроскопических червоточин приоритетным является первое объяснение. Действительно, очень хотелось бы иметь макроскопическую топологию пространства стабильной. Ограничение на начальные состояния при этом связано с законом роста энтропии и синхронизацией термодинамических стрел времени, связанной с неустойчивостью состояний с разной направленностью этих временных стрел [1-2]. Макроскопические законы термодинамики вероятностны. Для очень небольшого числа случаев они не действуют (крупномасштабные флюктуации). Как для этих ситуаций, так и для микроскопических червоточин, где понятие термодинамической стрелы времени и законы термодинамики не применимы, приоритетным оказывается второе объяснение. Оно связанно с экстремальной неустойчивостью топологии, определяемой машиной времени [9], аналогичной неустойчивости белой дыры. Для макроскопических кротовых нор разрешение может быть найдено с помощью закона возрастания энтропии,

обеспечиваемого неустойчивостью процессов с убыванием энтропии относительно Вселенной и вытекающей из этого синхронизацией термодинамических 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 высокоэнтропийные будущее. При движении вдоль кротовой норы энтропия путешествующих объектов также растет: они 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 [10, 11-13]. Действительно, сам объект путешествует из менее упорядоченного будущего в более упорядоченное прошлое, но при этом его собственная энтропия растет, а не убывает! Следовательно, термодинамические стрелы времени Вселенной и путешественника разнонаправлены. Такой процесс, при котором энтропии путешественника убывает относительно Вселенной, неустойчив [1-2]. Следовательно, «память о прошлом» путешественника (а, может, и он сам полностью) будет разрушена, что не позволит ему «убить дедушку».

Какой именно механизм при путешествии в кротовой норе обеспечивает синхронизацию стрел времени путешественника и Вселенной? Оба конца «червоточины» это массивные тела, имеющие конечную температуру. Оба эти конца по законам термодинамики неизбежно должны излучать свет, который частично попадает и в кротовую нору. Уже в момент образования «машины времени» (преобразования пространственной червоточины во временную) между ее концами появляется замкнутый световой луч. Всякий раз, когда луч описывает окружность, он все больше смещается к фиолетовой части спектра. Проходя круг за кругом, лучи теряют фокус, поэтому энергия не усиливается и не становится бесконечной. Фиолетовое смещение означает, что история частицы света конечна и определена ее собственным координатным временем, несмотря на бесконечное число кругов [14]. Этот и иные потоки света в кротовой норе флюктуируют и имеют направление термодинамической стрелы времени, совпадающего с термодинамической стрелой времени Вселенной. Благодаря неизбежному взаимодействию с этими излучением разрушается очень неустойчивое состояние путешественника, имеющего обратное по отношению к Вселенной направление собственного термодинамического времени. Это разрушение происходит до степени, достаточной для предотвращения парадокса дедушки.

«Свобода воли» позволяет нам свободно 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 **[**10**]** строго математически 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). Процесс синхронизации стрел времени (связанный с неустойчивостью процессов с убыванием энтропии) является тем самым *физическим механизмом*, который фактически обеспечивает выполнение закона роста энтропии.

Макроскопические законы термодинамики вероятностны. Для очень небольшого числа случаев они не действуют (крупномасштабные флюктуации). Как для этих ситуаций, так и для микроскопических систем, где законы термодинамики не применимы, приоритетным оказывается другое объяснение парадокса дедушки. Существуют два процесса: весь Космос и объект, путешествующий по червоточине из будущего Космоса в его прошлое.

При этом временная червоточина, подобно белой дыре, оказывается неустойчивой даже по отношению к бесконечно малым возмущениям от гравитации путешествующего объекта, что может привести к ее разрушению и предотвращению парадоксов, что и доказывается строго в **[**9**]**. Каковы результаты перестройки топологии пространства-времени после разрушения временной червоточины? Автор [9] пишет:
«Как мы объясняли … неоднозначность, не позволяет существование парадоксов путешествия во времени в общей теории относительности - независимо от того, что произошло бы в причинной области, пространство-время всегда может развиваться так, чтобы избежать любых парадоксов (жертвую машиной времени, в крайнем случае). Получающееся при этом пространство-время иногда … любопытно напоминает одну из много-мировых картин.»

Следует отметить, что с точки зрения внешнего реального макроскопического наблюдателя ситуация, когда путешественник погиб в червоточине или попал в «иной мир», экспериментально неотличимы. Это эквивалентно ситуации, когда путешественник падает в черную дыру: нам не известно будет ли он раздавлен в сингулярности или попадет в «иной мир» через белую дыру. (Хотя для самого путешественника эта разница наблюдаема и существенна. Но он унесет свои все эти свои наблюдения с собой в «иной мир».)

Сформулируем окончательный вывод: *для макроскопических процессов* неустойчивость процессов с убыванием энтропии и сопутствующая ей синхронизация стрел времени в подавляющем числе случаев делает невозможным появление начальных условий несовместимых с существованием заданных червоточин. Тем самым предотвращается как их разрушение, так и путешествия по ним макроскопических тел в прошлое, приводящее к «парадоксу дедушки».

Для очень маловероятных ситуаций в случае макрообъектов и для микроскопических систем может реализоваться уже ранее отмеченное замечательное свойство экстремальной неустойчивости общей теории относительности: бесконечно малое внешнее воздействие может повлечь разрушение червоточины за конечное время!

4. Выводы.

Подведем общие итоги. Процесс наблюдения должен неизбежно учитываться при рассмотрении всех физических процессов, чтобы исключить появление ненаблюдаемых в реальности явлений, приводящих к парадоксам. При этом нужно учитывать следующие вещи. Наблюдатель неизбежно является неравновесным макроскопическим хаотическим телом с термодинамической стрелой времени, определяемой направлением роста энтропии. Все измерения он производит относительно этой временной стрелы времени. Динамика тел, относительно этой стрелы времени называется наблюдаемой динамикой и отличается от идеальной динамики, относительно координатной стрелой времени. Все тела описываются в наблюдаемой динамике макропараметрами, в отличие от идеальной динамики, использующей микропараметры. Термодинамическая стрела времени не существует при термодинамическом равновесии. Она может менять свое направление и не совпадать с координатной стрелой времени идеальной динамики. Всегда существует малое взаимодействие между наблюдателем и наблюдаемой системой. Оно приводит к синхронизации термодинамических стрел времени наблюдателя и наблюдаемой системы.

Мы видим необыкновенную вещь. Все эти соображения, которые нам позволили разрешить парадокс редукции в квантовой механике, парадоксы Лошмидта (Loshmidt) и Пуанкаре в классической механике позволяют разрешить информационный парадокс черных дыр и парадокс дедушки для временных кротовых нор. Замечательная универсальность!

Библиография

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic "The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics", arXiv:1011.4173
2. Oleg Kupervasser "The Universal Arrow of Time II: Quantum mechanics case" arXiv::1106.6160
3. Preskill, John (1992), *Do black holes destroy information?*, arXiv:hep-th/9209058
4. Nikodem J. Popławski «Radial motion into an Einstein–Rosen bridge» Physics Letters B 687 (2010) 110–113
5. 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

6. M. Morris, and K. Thorne, Am. J. Phys. 56 (4), (1988).
7. Amos Ori, A new time-machine model with compact vacuum core, Phys Rev Lett, 95, 021101 (2005)
8. I.D. Novikov, N.S. Kardashev, A.A. Shatskii Physics-Uspekhi, V. 177, N 9, P.1017, (2007)
9. S. V. Krasnikov, The time travel paradox, Phys.Rev. D65 (2002) ,

http://arxiv.org/abs/gr-qc/0109029

10. 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)
11. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, Heidelberg, 2007).
12. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time *Entropy* 2005, *7*(4), 199-207
13. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time II *Entropy* 2006, *8[2]*, 44-49
14. Hawking S.W., Thorne K.S., Novikov I.,Ferris T., Lightman A., Price R. "The future of Spacetime", California, Institute of Technology (2002)

Часть 4. Универсальная стрела времени: Квантовая теория гравитации.

0. Аннотация: Разрешение информационного парадокса для черных дыр, парадокса дедушки для временных кротовых нор, парадокса черных звезд, парадоксов проекта Пенроуза для построения новой квантовой гравитационной теории, парадоксов антропного принципа.

Проанализированы парадоксы и проблемы квантовой теории гравитации с точки зрения термодинамического подхода.

1. Введение

Статья посвящена анализу квантовой теории гравитации с точки зрения термодинамической стрелы времени [1-3]. В рамках этого рассмотрения разрешены «информационный парадокс» для черных дыр и «парадокс с дедушкой» для временных «червоточин», рассмотрены черные звезды [4] и антропный принцип [5]. Показано, что пожелания Пенроуза [6-7] к будущей теории квантовой гравитации не требуют создания новой теории, а реализуемы в рамках уже существующих теорий при учете термодинамического подхода.

2. Черные дыры

В общей теории относительности, в отличие от классической механики, два различных состояния за *конечное* время могут дать бесконечно близкие состояния. Это происходит при образовании черной дыры в результате коллапса. За счет этого возникает знаменитый информационный парадокс **[**8**]**: коллапс приводит к потере информации в Черной Дыре. Это, в свою очередь, ведёт к неполноте нашего знания о состоянии системы и, следовательно, к непредсказуемости динамики системы, ее включающей. Информация, которая в классической и квантовой механике всегда сохраняется, в черной дыре исчезает. Так ли это? Обычно рассматривают только два ответа на этот вопрос. Либо информация действительно пропадает бесследно; либо информация сохраняется внутри нее и может быть каким-то путем извлечена. Мы увидим, что в квантовой гравитации ответ тот же, что и для общей теории относительности – оба ответа возможны и верны, поскольку разница экспериментально не наблюдаема.

Для квазиклассической теории гравитации, где гравитация описывается общей теорией относительности, а поля - квантовой теорией, разрешение парадокса находится с помощью излучение Хокинга.

В квантовой теории поля физический вакуум наполнен постоянно рождающимися и исчезающими «виртуальными частицами». Вблизи (но всё же снаружи) горизонта событий чёрной дыры прямо из вакуума могут рождаться пары частица-античастица. При этом возможен случай, когда полная энергия античастицы оказывается отрицательной, а полная энергия частицы - положительной. Падая в чёрную дыру, античастица уменьшает её полную энергию покоя, а значит, и массу, в то время как частица оказывается способной улететь в бесконечность. Для удалённого наблюдателя это выглядит как излучение Хокинга чёрной дыры.

Поскольку это излучение некогерентное после испарения черной дыры вся запасенная в ней информация исчезает – это ответ квазиклассической теории. Казалось бы, это противоречит обратимости и унитарности квантовой механики, где информация не теряется. Того же мы ожидали бы от квантовой теории гравитации. Но так ли это?

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. [9] 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 квантово-гравитационная теория тоже унитарна, а значит, информация в этом случае не теряется.

Отметим, что это не так. Учет влияния наблюдателя делает неизбежной потерю информации. Процесс образования черной дыры и ее дальнейшее испарения происходит на всей поверхности анти-де-Ситтеровского мира (описываемого квантовой теорией поля), который включает также и наблюдателя. Наблюдатель неизбежно гравитационно взаимодействует с черной дырой и ее излучением. В отличие от обычной квантовой механики и по причине этого всепроникающего гравитационного взаимодействия, влияние наблюдателя теперь уже нельзя сделать пренебрежимо малым ни при каких условиях. Взаимодействие с наблюдателем делает систему не унитарной.

Казалось бы, мы можем включить наблюдателя в описание системы. Но наблюдатель не может точно знать свое начальное состояние и анализировать систему, частью которой он сам и является! А значит, не может проверить экспериментально разницу между унитарной и не унитарной эволюцией. Для этого необходимо знание полного состояния системы, что невозможно при самонаблюдении.

В анти-де-Ситтеровского мире расширение Вселенной неизбежно сменяется сжатием. Но тот же эффект потери информации имеется и при ускоренном расширении 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.

Таким образом, экспериментальная проверка информационного парадокса снова становится невозможной *в принципе*! В случае квантовой гравитации сохранение информации происходит лишь на бумаге в идеальной динамике. В реальной наблюдаемой динамике разница не наблюдаема экспериментально в принципе. Оба ответа на вопрос о сохранении или не сохранении информации можно считать приемлемыми, поскольку они экспериментально не различимы.

Главное отличие столь большой разницы между обычной квантовой теорией и квантовой теорией гравитации происходит из того, что взаимодействие наблюдателя в обычной квантовой теории можно сделать нулевым в принципе при известных начальных условиях. В квантовых гравитационных системах малое гравитационное взаимодействие с наблюдателем неустранимо в принципе – что делает в принципе неустранимой декогеренцию и превращает эволюцию любой наблюдаемой системы в неунитарную. Лишь для непроверяемой идеальной эволюции на бумаге ее можно сделать формально унитарной. А можно и не делать – здесь у нас свобода выбора. Если мы хотим описывать реальную наблюдаемую динамику – делать этого не стоит. Для массивных тел такая наблюдаемая динамика - это квазиклассическая теория, которая экспериментально неотличима для реального макроскопического наблюдателя от квантовой гравитации массивных гравитационных черных дыр.

3. Временная червоточина.

Рассмотрим с точки зрения энтропии и такой парадоксальный объект общей теории относительности, как временная «червоточина» (кротовая нора) **[**10**]**. Рассмотрим вначале ее наиболее популярный вариант, предложенный Торном **[**11**].** Пусть у нас имеется пространственная кротовая нора с лежащими рядом концами. Путем очень простой процедуры (погрузим одного из концов на космический корабль, обеспечим его движение со скоростью сравнимой со световой, а затем вернем этот конец на прежнее место) пространственная кротовая нора может быть преобразована во временную (wormhole traversing space into one traversing time). Она может быть использована как машина времени. Подобная кротовая нора требует особого экзотического вещества, необходимого для поддержания ее равновесия. Однако недавно появились новые модели машины времени, которые или позволяют обойтись совсем без экзотического вещества [12]. Или

же, используя электромагнитное поле, позволяют обойтись его малым количеством [13]. Использование этой машины времени может приводить к знаменитому «парадоксу дедушки», когда внук, возвращаясь в прошлое, убивает своего дедушку. Как же может быть разрешен этот парадокс?

Рассмотрим, какой ответ на этот вопрос дает квазиклассическая теория гравитации, где гравитация описывается общей теорией относительности, а поля – квантовой теорией. Мы при этом полагаем макроскопическую топологию пространства, связанную с машиной времени неизменной. В момент образования машины времени (преобразования пространственной червоточины во временную) между ее концами появляется замкнутый световой луч. Его энергия не достигает бесконечности, несмотря на бесконечное число проходов, из-за расфокусировки света [16]. Иная ситуация однако возникает в квазиклассической теории с «вакуумными флуктуациями» радиационного поля [14]. Проходя бесконечное число раз через червоточину и складываясь, эти флюктуации достигают бесконечной энергии, которая разрушит любого путешественника.

Однако ситуация в квантовой гравитации иная. Поскольку квантовые флуктуации содержат большие энергии, когда они возникают на коротких дистанциях, возможно найти настолько малое расстояние, на котором энергия флуктуации будет достаточно большой для формирования крошечной черной дыры, при этом горизонт черной дыры будет того же размера, как и это маленькое расстояние. Пространство-время не способно оставаться однородным на таких коротких дистанциях. Этот механизм обеспечивает естественную «блокировку» образованию сингулярных флуктуаций, ограничивая их по размеру – «максимальная энергия в минимальных размерах» [16].

Детальные расчеты квантовой гравитации показывают [15], что эта «блокировка» образованию сингулярных флуктуаций обеспечивает для макроскопических тел очень малую, но не нулевую вероятность беспрепятственного прохождения временной «червоточины». Как предотвратить в этой ситуации «парадокс дедушки»? Тут нам удобно воспользоваться языком многомировой интерпретации квантовой механики. Чтобы предотвратить парадокс путешественник должен попасть в параллельный мир, где он может беспрепятственно «убить дедушку» не нарушая принципа причинности. Такой параллельный мир будет квантово интерферировать с миром «неубитого дедушки», где наблюдателю не удалось пройти временную червоточину. Однако амплитуда вероятности такого мира будет крайне мала. Может ли наблюдатель в мире, где «дедушку не убили» обнаружить альтернативный мир хотя бы в принципе, используя квантовые корреляции между мирами? Подобно «парадоксу Шредингеровского кота» сделать он это не сможет. И причины те же, что и в обычной квантовой механике [2]. Проявления квантовых корреляций на тот момент, когда их величина существенна, невозможно зарегистрировать из-за «стирания памяти» наблюдателя. Таким образом, попадание в параллельный мир квантовой механики ничем экспериментально неотличимо от перестройки червоточины и попадания в «параллельный мир» общей теории относительности [3, 17]. Это значит, что с точки зрения внешнего реального макроскопического наблюдателя ситуация, когда путешественник погиб в червоточине или попал в «иной мир», экспериментально неотличимы. Это эквивалентно ситуации, когда путешественник падает в черную дыру: нам не известно будет ли он раздавлен в сингулярности или попадет в «иной мир» через белую дыру. [18] (Хотя для самого путешественника эта разница наблюдаема и существенна. Но он унесет свои все эти свои наблюдения с собой в «иной мир».) Мы видим, что как и в случае «информационного парадокса», разница между квантовой и квазиклассическими теориями для макроскопических объектов экспериментально не наблюдаема для макроскопического наблюдателя, не путешествующего во временной червоточине.

4. Черные звезды.

Недавно появилась интересная теория «черных звезд» [4]. Обычно коллапс черной дыры рассматривается как быстрый процесс. Однако нам не так хорошо известны состояния вещества при высоких давлениях. Мы знаем, что на пути к коллапсу возможно образование белых карликов, нейтронных звезд. Эти промежуточные стадии делают коллапс не лавинообразным, а постепенным. Возможно, на пути к коллапсу будут появляться кварковые звезды и иные промежуточные состояния, которые сделают этот процесс плавным. Для классической гравитации это несущественно. Но в квазиклассической гравитации показано, что при медленном сжатии квантовые флуктуации у поверхности помешают материалу звезды сколлапсировать в сингулярность и стать черной дырой. Снаружи такой объект будет подобен черной дыре, но внутри будет от нее отличен, не содержа сингулярность и сохраняя всю информацию. Он позволит путешественнику входить за поверхность звезды и выходить из нее. Следует отметить, что против такой картины имеется существенное возражение.

Насколько стабильна такая конструкция звезды внешнему возмущению, вносимому путешественником? И насколько устойчив сам путешественник? Устойчива ли она? Путешественник – это макроскопическое тело. Проникнув в черную звезду, он скачком увеличит ее массу. Это приведет либо к её схлопыванию в черную дыру. Если же процесс снова пойдет «постепенно» то путешественник «растворится» в звезде и не сможет из нее выйти. Таким образом, видится, что разница между черной звездой и черной дырой не наблюдаема экспериментально. А, значит, разница между этими объектами существует лишь на бумаге – в идеальной динамике.

5. Новая теория гравитации Пенроуза.

В своих замечательных книжках [6-7] Пенроуз дает свое замечательное предвидение новой грядущей теории гравитации. В этой теории:

1) В отличие от обычной квантовой механики редукция волнового пакета – фундаментальное свойство теории.
2) Это редукция неразрывно связана с явлением гравитации.
3) Редукция приводит не только к вероятностным закономерностям – но она может приводить и к более сложному «неопределенному» поведению систем.
4) В отличие от замечательных когерентных квантовых систем, классические хаотические неустойчивые системы подвергаются уничижающей критике, как чисто абстрактные модели, бесполезные для понимания реальности. Они не имеют никакого отношения к описанным выше «неопределенным» системам, которые могут быть лишь чисто квантовыми.

Следует заметить, что для получения всех этих вещей нам нет нужды в новых теориях. Учет неизбежного гравитационного взаимодействия макроскопического реального наблюдателя (плюс учет его термодинамической стрелы времени) с необходимостью ведет ко всем этим результатам в рамках любой уже существующей теории квантовой гравитации. Кроме того, классические хаотические неустойчивые системы обладают всеми свойствами квантовых. Для любого «чисто квантового эффекта» всегда можно найти такой классический аналог (Приложение А [2]). А именно:

1) Мы видели из описанного выше, что неизбежное гравитационного взаимодействия макроскопического реального наблюдателя с наблюдаемой системой неизбежно делает ее эволюцию неунитарной. Разница между унитарной и неунитарной теорией существует лишь на бумаге и экспериментально не наблюдаема в квантовой теории гравитации.
2) По изложенным выше причинам именно гравитация ведет в уже существующей квантовой теории гравитации к неизбежной редукции и неунитарности. Более того, для

макроскопических объектов желаемая неунитарная теория, обладающая всеми желаемыми свойствами, уже существует – это квазиклассическая теория гравитации.
3) Поведение многих макроскопических тел, несмотря на неунитарность, можно достаточно полно описать набором макропараметров и законами их эволюции. Имеются, однако, *непредсказуемые* системы, чьё поведение во всей их полноте затруднительно описать даже вероятностными законами.

Например, квантовые компьютеры. Для человека, запустившего такой квантовый компьютер и знающего его начальное состояние, его поведение полностью предсказуемо. Однако для человека, не присутствующего при запуске, его поведение «неопределенно». Более того, попытка пронаблюдать внутренне состояние квантового компьютера приведет к нарушению его нормальной работы.

В случае квантовой гравитации даже запустивший квантовый компьютер человек не сможет 100% предсказать результат – неизбежное гравитационное взаимодействие между ним и квантовым компьютером сделает такое предсказание невозможным. Таким образом, «непредсказуемость, отличная от вероятностной» становится фундаментальным свойством любой квантовой теории гравитации при учете неизбежного взаимодействия с наблюдателем.

4) Неустойчивые классические системы во многом напоминают по своим свойствам квантовые (Приложение А [2]). Более того, созданы математические модели классических аналогов квантовых компьютеров [19]. Для моделирования парадоксальных свойств живых объектов, напоминающих квантовые компьютеры, нам не обязательно нужна квантовая механика. Можно обойтись и классическими неустойчивыми системами [20].

Подводя итог, мы видим, что все пожелания Пенроуза воплотимы уже в рамках существующей парадигмы и не требуют никаких новых фундаментальных теорий. Более того, все свойства объектов описываются макропараметрами (чтобы исключить влияние макроскопического наблюдателя), что неизбежно ведет к ненаблюдаемости слишком малых интервалов времени и пространства. А значит можно построить их наблюдаемую динамику на основе «дискретной модели пространства-времени». Но такая модель уже не будет новой теорией – для любого макроскопического наблюдателя она будет экспериментально неотличима от уже существующей квантовой теории гравитации.

6. Антропный принцип в квантовой теории гравитации.

Количество возможных вакуумных состояний, возникающих в квантовой теории гравитации, достигает огромного количества. Для отбора подходящих вакуумов обычно предлагается антропный принцип [5] - эволюция системы должна приводит к появлению наблюдателя, способного ее понимать и изучать. Подобная постановка вопроса носит слишком философский характер, затрудняющий ее практическое использование. В данной работе мы можем сформулировать вполне четкие физические принципы, по сути эквивалентные антропному принципу:

Начальное состояние Вселенной должно приводить к формированию материи в виде набора многих макроскопических термодинамически неравновесных тел, слабо взаимодействующих между собой. Эти тела должны иметь энтропию и температуру. Они должны иметь собственную термодинамическую стрелу времени. Малое локальное взаимодействие между телами должно приводить к синхронизации их стрел времени. Хотя эти тела состоят из многих частиц и обладают огромным набором микропарпаметров, эволюция этих тел должна хорошо описываться набором макропараметров, за исключением редких положений неустойчивости.

Однако эти неустойчивые состояния играют большую роль, служа основой для возникновения самого наблюдателя Вселенной. Должны существовать неустойчивые глобальные корреляции между частями мира, так и неравновесные системы с

поддерживаемыми локальными внутренними корреляциями, из которых и образуются сами наблюдатели.

Глобальной «целью» диссипативных систем с локальными корреляциями (в том числе и живых систем) является (а) минимизация их собственной энтропии (б) стимуляция глобальной полной системы к скорейший возврату Пуанкаре в исходное низкоэнтропийное состояние.

Из вышесказанного следует один важный вывод. Чтобы получить вышеописанную ситуацию, начальное состояние Вселенной должно неизбежно быть высокоупорядоченным и низкоэнтропийным.

Т.е., коротко говоря, эволюция должна приводить к миру, допускающему описание в форме термодинамики [1-3, 21-23]. Только в такой среде может появиться наблюдатель, способный изучать этот мир.

7. Выводы

Мы видим, что информационный парадокс и парадокс дедушки разрешаются в квантовой гравитационной теории аналогично общей теории относительности. Это делается путем рассмотрения взаимодействия систем с реальным неравновесным макроскопическим наблюдателем. Более того, этот подход аналогично обычной квантовой теории, позволяет разрешить проблему редукции. Это редукция в квантовой гравитации становится фундаментальным свойством теории, в отличие от обычной квантовой механики. Такой подход позволяет рассмотреть и другие сложные вопросы квантовой гравитации – антропный принцип, черные звезды.

Библиография

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics”, arXiv:1011.4173
2. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time II: Quantum mechanics case”, arXiv:1106.6160
3. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time III: Nonquantum gravitation theory”, arxiv:1107.0144
4. Barcelo C., Liberati S., Sonego S., Visser M. “Fate of Gravitational Collapse in Semiclassical Gravity ”, Phys. Rev. D, V.77, N4 (2008)
5. Hogan J., «Why the Universe is Just So», Rev.Mod.Phys. 72 (2000) (arXiv:astro-ph/9909295)
6. Roger Penrose, *The Emperor’s New Mind*, Oxford University Press, New York, NY, USA 1989
7. Roger Penrose, *Shadows of the Mind*, Oxford University Press, New York, NY, USA 1994
8. Preskill, John (1992), *Do black holes destroy information?*, arXiv:hep-th/9209058
9. Edward Witten, Anti-de Sitter space and holography, Advances in Theoretical and Mathematical Physics 2: 253–291, 1998, hep-th/9802150
10. 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
11. M. Morris, and K. Thorne, Am. J. Phys. 56 (4), (1988).
12. Amos Ori, A new time-machine model with compact vacuum core, Phys Rev Lett, 95, 021101 (2005)
13. I.D. Novikov, N.S. Kardashev, A.A. Shatskii Physics-Uspekhi, V. 177, N 9, P.1017, (2007)
14. *Sung-Won Kim* and K. S. *Thorne*, Phys. Rev. D 43, 3929 (1991).

15. M. J. Cassidy, S. W. Hawking, “Models for Chronology Selection”, Phys.Rev. D57 (1998) 2372-2380
16. Hawking S.W., Thorne K.S., Novikov I.,Ferris T., Lightman A., Price R. “The future of Spacetime”, California, Institute of Technology (2002)
17. S. V. Krasnikov, The time travel paradox, Phys.Rev. D65 (2002) , http://arxiv.org/abs/gr-qc/0109029
18. Nikodem J. Popławski «Radial motion into an Einstein–Rosen bridge» Physics Letters B 687 (2010) 110–113
19. Siegelmann, H.T. Neural Network and Analog Computation: Beyond the Turing Limit, Birkhauser, 1998
20. Calude, C.S., Paun, G. Bio-steps beyond Turing, BioSystems, 2004, v 77, 175-194
21. H.D. Zeh, The Physical Basis of the Direction of Time (Springer, Heidelberg, 2007).
22. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time *Entropy* 2005, *7*(4), 199- 207
23. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time II *Entropy* 2006, *8[2]*, 44-49

Часть 5. Универсальная стрела времени: Непредсказуемая динамика.

0. Аннотация: Разрешение парадокса о противоречии между редукционизмом и принципиальной (не связанной со сложностью) эмерджентностью на основе теоремы Гёделевского типа. Разрешение парадокса существования систем с уменьшением энтропии.

Мы видим, что точные уравнения квантовой и классической механики описывают идеальную динамику, которая обратима и приводят к возвратам Пуанкаре. Реальные уравнения физики, описывающие наблюдаемую динамику, например, master equations статистической механики, уравнения гидродинамики вязкой жидкости, уравнение Больцмана в термодинамике, закон роста энтропии в изолированных системах - необратимы и исключают возвраты Пуанкаре в исходное состояние. Кроме того эти уравнения описывают системы в терминах макропараметров или функций распределения микропараметров. Причины такой разницы между динамиками две. Во-первых, неконтролируемый шум со стороны внешнего наблюдателя. Во-вторых, когда наблюдатель входит в описываемую систему (самонаблюдение) полное само-описание состояния системы невозможно. Кроме того самонаблюдение возможно в течение ограниченного времени, пока собственная термодинамическая стрела времени наблюдателя существует и не меняет своего направления. Не во всех случаях нарушенная внешним шумом (или неполная при самонаблюдении) идеальная динамика может быть заменена предсказуемой наблюдаемой динамикой. Для многих систем введение макропараметров, исчерпывающе описывающих динамику системы, просто невозможно. Их динамика становиться в принципе непредсказуемой, иногда даже вероятностно непредсказуемой. Мы назовем динамику, описывающую такую систему, *непредсказуемой динамикой*. Как следует из самого определения таких систем, для них невозможно ввести полный набор макропараметров, характерных для наблюдаемой динамики и позволяющий предсказывать их поведение. Динамика таких систем не описывается и не

предсказывается *научными* методами. Таким образом, **наука сама ставит границы своей применимости.** Только сами такие системы изнутри могут, но уже *интуитивно* «понимать» и «предсказывать» свое поведение или «общаться» между собой на *интуитивном* уровне.

1. Введение

Дадим определения *наблюдаемой и идеальной динамик* [1-4], 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 редукция волнового пакета в квантовом случае, противоречащие законом идеальной динамики. Идеальная динамика обратима и в ней происходят возвраты Пуанкаре, чего не наблюдается в необратимой наблюдаемой динамике. Откуда происходит это противоречие между динамиками?

Реальный наблюдатель – это всегда макроскопическая, далекая от термодинамического равновесия система. Он обладает собственной термодинамической стрелой времени, которая существует ограниченное время (до достижения равновесия) и может менять свое направление. Кроме того, существует малое взаимодействие наблюдателя с наблюдаемой системой, которое приводит к синхронизации их термодинамических стрел времени и, в случае квантовой механики редукции волнового пакета.

Наблюдатель описывает наблюдаемую систему в терминах макропараметров и относительно собственной стрелы времени. Именно это и ведет к различию наблюдаемой и идеальной динамики, которая формулируется относительно абстрактного координатного времени в терминах микропараметров.

Нарушения идеальной динамики связаны или с незамкнутостью измеряемых систем (т.е. объясняется влиянием внешней среды или наблюдателя), или невозможностью полного само-измерения и самоанализа для замкнутых и полных физических систем, включающих как внешнюю среду, так и наблюдателя. Что же делать в таких случаях? Реальная система или незамкнута или неполна, т.е. мы не можем использовать физику для предсказания динамики системы? Отнюдь нет!

Очень многие такие системы могут быть описаны уравнениями точной (или вероятностной) динамики, несмотря на незамкнутость или неполноту описания. Мы называем её наблюдаемой динамикой. Большинство уравнений физики - master equations статистической механики, уравнения гидродинамики вязкой жидкости, уравнение Больцмана в термодинамике, закон роста энтропии в изолированных 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 намного 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 строится 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.

Для полной физической системы, включающей наблюдателя, наблюдаемую систему и окружающую среду наблюдаемая динамика не фальсифицируема в смысле Поппера [36] (при условии верности идеальной динамики). Т.е. разницу между Идеальной и Наблюдаемой Динамикой в этом случае невозможно наблюдать в эксперименте.

Однако, вполне возможны и случаи, когда введение наблюдаемой динамики невозможно и система остается все-таки непредсказуемой, вследствие незамкнутости системы или неполноты описания. Это случай *непредсказуемой динамики* [21, 29-33], обсуждаемой здесь.

2. Непредсказуемая динамика.

Введем понятие *синергетические модели* [10]. Будем называть таковыми простые физические или математические системы, иллюстрирующие в простой форме некие действительные или предполагаемые свойства непредсказуемых и сложных (в том числе живых) систем.

Непредсказуемые системы, именно вследствие причин своей непредсказуемости крайне неустойчивы к внешнему наблюдению и тепловому шуму. Чтобы их поведение не превратилось в полностью хаотическое и случайное, они должны иметь механизмы защиты от внешнего влияния.

Поэтому для нас важно создание в первую очередь синергетических моделей систем, способных противостоять шуму (декогеренции в квантовой механике). Они сохраняют свои внутренние корреляции (квантовые или классические), приводящие к обратимости движения или возвратам Пуанкаре. Также они могут сохранять свои корреляции с окружающим ми ром.

Существуют три метода такой защиты:

1) Пассивный метод – создание неких «стенок» или панцирей непроницаемых для шума. Можно также держать такие системы при очень низких температурах. Примером могут служить многие модели современных квантовых компьютеров.
2) Активный метод, обратный пассивному – подобно диссипативным или живым системам, они сохраняют своё неравновесное состояние благодаря активному взаимодействию и обмену энергией и веществом с окружением (метаболизмом). Думается, что будущие модели квантовых компьютеров должны браться 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 и низкоэнтропийного состояния путем Большого Взрыва. Назовем это явление глобальными корреляциями. Иногда это образно называют «голографическая модель Вселенной»

Следует отметить три 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 [5-6]. 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) В описываемых ненаблюдаемых системах часто наблюдается уменьшение энтропии или поддерживается очень низкоэнтропийное состояние. Это не противоречит второму закону возрастания энтропии. Действительно, как их пассивная, так и активная защита требуют огромных затрат негоэнтропии, 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 (например, возвраты Пуанкаре в замкнутой системе с ограниченным объемом), но являются ненаблюдаемыми [1-4]. Поэтому они могут просто игнорироваться.
3) Существование многих непредсказуемых систем сопровождается уменьшением энтропии (Это не противоречит росту энтропии согласно второму закону термодинамики как это объяснено выше в третьем пункте). Таким образом, существование таких систем подчиняется обобщенному принципу Ле-Шателье — Брауна: система препятствует любому изменению своего состояния, вызванному как внешним воздействием, так и внутренними процессами, или, иными словами, — любое изменение состояния системы, вызванное как внешними, так и внутренними причинами, порождает в системе процессы, направленные на то, чтобы уменьшить это изменение. В данном случае рост энтропии порождает системы, ведущие к ее уменьшению.
4) Часто находит подтверждение принцип максимума производства энтропии (Maximum entropy production principle - MaxEPP) [38]. Согласно этому принципу неравновесная система стремиться к состоянию, при котором рост энтропии в системе будет максимальным. Несмотря на кажущееся противоречие, MaxEPP не противоречит открытому Пригожин для линейных неравновесных систем принципу минимума производства энтропии (MinEPP) [38]. Это абсолютно разные вариационные принципы, в которых хотя и ищется экстремум одной и той же функции − производства энтропии, но при этом используются различные ограничения и различные параметры варьирования. Эти принципы не нужно противопоставлять, так как они применимы к различным этапам эволюции неравновесной системы. MaxEPP означает, что диссипативные непредсказуемые системы (в том числе живые системы), находясь в замкнутых системах с ограниченным объемом, приближают наступление их термодинамического равновесия. Это значит, что они сокращают и время возврата Пуанкаре, т.е. способствую более быстрому возврату в низкоэнтропийное состояние. Это опять соответствует обобщенному принципу Ле-Шателье — Брауна: рост энтропии порождает системы, ведущие к ее уменьшению. Из всего вышеизложенного можно сделать очень интересный вывод: *глобальной «целью» диссипативных систем (в том числе и живых систем) является (а) минимизация их собственной энтропии (б) стимуляция глобальной полной системы к скорейший возврату Пуанкаре в исходное низкоэнтропийное состояние.*
5) Глобальные корреляции в общем случае «растекаются» по замкнутой системе с ограниченным объемом и ведут лишь к ненаблюдаемому возврату Пуанкаре [1-4]. Однако при наличии объектов с локальными корреляциями, глобальные корреляции могут проявляться в корреляции между такими объектами друг с другом и окружающим миром. Таким образом, наличие локальных корреляций позволяет сделать глобальные корреляции наблюдаемыми, предотвращая их полное «растекание» по системе.

6) Верное определение термодинамической макроскопической энтропии сама по себе очень трудная задача для сложных физических систем в отсутствии локального равновесия [39]
7) Следует отметить очень важное обстоятельство. Неустойчивые корреляции существуют не только в квантовой, но и в классической механике. Следовательно, подобные модели не должны носить только квантовый характер. Они могут быть и классическими! Очень часто ошибочно считается, что только квантовая механика может описывать подобные явления **[11-12].** Это не так **[7-9].** Введение «руками» малого, но конечного взаимодействия при классическом измерении и малой погрешностей начального состояния стирает разницу между свойствами квантовой и классической механики (при наличии неустойчивых корреляций микросостояний).

3. Синергетические модели локальных корреляций

Приведем примеры синергетических моделей непредсказуемых систем, использующих пассивный или активный метод защиты от шума.

1) Имеются исключительные случаи, для которых не происходит синхронизация стрел времени [12-13].

2) 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 одно, а в несколько различных макроскопических состояний. То есть, в этих точках наблюдаемая динамика теряет свою однозначность. В этих точках возникают огромные макроскопические флюктуации, и использование макропараметров не ведет к предсказуемости системы. Эволюция становиться непредсказуемой, т.е. возникает непредсказуемая динамика.
3) Возьмем квантовую микроскопическую или мезоскопическую систему, описываемую идеальной динамикой, изолированную от 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 становиться 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* **[14-15].**

   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.

Квантовые криптографические передающие системы используют в первую очередь свойство своей ненаблюдаемости «передаваемых квантовых сообщений» 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.

4) Следует особо отметить, что, вопреки широко распространенному заблуждению, как квантовые компьютеры, так и квантовая криптография **[14-15]** 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 Пуанкаре 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. В реальных системах всегда присутствует малый внешний шум, выполняющий эту роль. Изолируя хаотическую классическую систему от этого шума, мы получаем классические аналоги изолированных квантовых устройств с квантовыми корреляциями.

   Существуют синергетические модели классических компьютеров, обеспечивающих, подобно квантовым компьютерам, невероятную параллельность вычислений [7].

   Аналогом квантовых компьютеров являются и *молекулярные компьютеры* **[9]**. 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. Малое, но конечное взаимодействия при наблюдении приводит к тому, что 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.

5) 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 **[**16**]** – 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.

Также в теории квантовых компьютеров разработаны методы активной защиты квантовых корреляций от декогеренции, способные поддерживать их сколь угодно долго, повторяя циклы активной квантовой коррекции ошибок (QUANTUM ERROR CORRECTION). Повторение кода в квантовой информации не возможно из-за теоремы о невозможности клонирования. Peter Shor первый нашел метод квантовой корректировки ошибок, перенося информацию с одного кубита на сильно-перепутанное состояние девяти кубтов [17].

6) В физике обычно макросостояние рассматривается как некая пассивная функция микросостояния. Однако можно рассмотреть случай, когда система сама наблюдает (измеряет) как свое макросостояние, так и макросостояние окружения, записывая результат наблюдения (измерения) в микроскопическую «память». Таким путем образуется обратная связь через макросостояния на микросостояние.

Примером таких очень сложных стационарных систем являются *живые системы*. Они находятся в состоянии очень далеком от термодинамического равновесия и крайне сложны. Они упорядочены, хоть эта упорядоченность сильно отличается от периодичности неживого кристалла. Низкоэнтропийное неравновесное состояние живого поддерживается за счет роста энтропии в окружении[1]. 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 корреляции, препятствуя процессу декогеренции и внешнего шума. 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 гораздо менее сложны математические модели. Это, например, неравновесные стационарные системы с метаболизмом. Это позволит понять возможную роль всех трех динамик для таких систем. Эти модели могут быть как квантовыми [11-12, 18-20, 35], так и классическими [7-9].

7) 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 этих проблем позволит глубже понять физические принципы, лежащие в основе жизни.

[1] Так, например, растет энтропия Солнца, служащего источником энергии для жизни на Земле.

4. Синергетические модели глобальных корреляций, охватывающих всю вселенную.

С помощью синергетических «игрушечных» моделей можно понять синхронистичность[2] (одновременность) причинно не связанных процессов [37], а также явление глобальных корреляций.

Глобальные корреляции Вселенной и определение живых систем, 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 коррелированны, жизнь лишь поддерживает эти корреляции в локальном масштабе и существует на их основе. Поэтому процессы возникновения жизни в различных частях скоррелированны и находятся на одном уровне развития, т.е. сверхцивилизаций, способных достичь Земли, пока просто нет.

4.1 Системы с «обострением» (blow up)

Примером являются нестационарные системы с «обострением» (blow up) **[6,22-25],** рассмотренные школой Курдюмова. В этих процессах определяется некая функция на плоскости. Ее динамика описывается нелинейными уравнениями, подобными уравнению горения.

$$\partial\rho/\partial t = f(\rho) + \partial/\partial r(H(\rho)\partial\rho/\partial r), \qquad \text{(II)}$$

где ρ - плотность, $N = \int \rho\, dr$, r – пространственная координата, t – временная координата, $f(\rho)$, $H(\rho)$ – нелинейные связи.

$f(\rho) \to \rho^{\beta}$, $H(\rho) \to \rho^{\sigma}$,

Эти уравнения имеют набор динамических решений, называемых решения с «обострением». Доказано существование явления локализации процессов в виде структур (при $\beta > \sigma+1$), образование дискретного их спектра с разным числом простых структур (с одиночными максимумами разной интенсивности), объединенных в несколько типов сложных структур, которые имеют различные пространственные формы и несколько максимумов. Показано, что нелинейная диссипативная среда потенциально содержит в себе спектр таких различных структур-аттракторов. Пусть (r, φ) – полярные координаты.

$$\rho(r,\varphi,t) = g(t)\Theta_i(\xi,\varphi), \quad \xi = \frac{r}{\psi(t)}, \quad 1 < i < N$$

$$g(t) = \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^{-\frac{1}{\beta-1}}, \quad \psi(t) = \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^{\frac{\beta-\sigma-1}{\beta-1}}$$

Число собственных функций:

$$N = \frac{\beta - 1}{\beta - \sigma - 1}$$

---

[2] Валерий Исаков, кандидат механико-математических наук и лидер небольшой группы исследователей аномальных явлений рассказал газете "Комсомольская правда" о существовании некой статистической аномалии. После того как Исакову и его группе не удалось получить данные по отказам от полетов у российских авиакомпаний, ученые воспользовались западной статистикой. Как выяснилось, за последние 20 лет от рейсов, закончившихся катастрофами, отказывались на 18% больше пассажиров, чем от благополучных.
http://kp.ru/daily/25707/908213/; http://newsru.co.il/world/23jun2011/isakov_606.html

Для этих решений значение функции может стремиться к бесконечности за *конечное* время τ. Интересно, что функция достигает бесконечности в максимумах в один и тот же момент времени, то есть синхронно. По мере приближения ко времени τ решение «сжимается», максимумы «обостряются» и движутся к общему центру. В момент 0.9τ система становится неустойчивой и разрушается флюктуациями начальных условий. При высокой корреляции в начальном условии можно уменьшать эти флюктуации до сколь угодно малой величины.

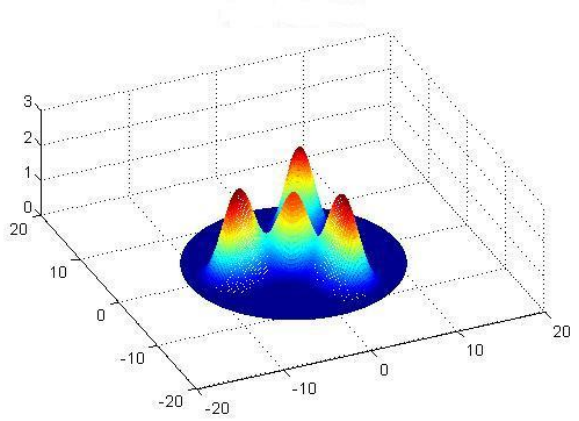

Рис. 1 Из [35]. Один из аттракторов уравнения горения в виде решения с «обострением».

С помощью таких моделей иллюстрируют рост населения (или уровня технического развития цивилизаций) в мегаполисах нашей планеты **[25].** Точки максимума функции – это мегаполисы, а плотность населения – это значение самой функции.

Можно распространить эту модель на всю Вселенную. Тогда точки бесконечного роста – это цивилизации, а плотность населения цивилизаций (или уровня технического развития цивилизаций) – это значение самой функции. Для этого усложним модель. Пусть в момент, когда процесс начинает выходить на растущее асимптотическое решение происходит очень быстрое расширение («инфляция») плоскости, в которой протекает процесс с «обострением». Тем не менее, процессы достижения бесконечности остаются синхронными и описываются уравнением того же типа (лишь с измененным масштабом), несмотря на то, что максимумы 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. Высокая степень глобальных корреляций уменьшает флюктуации, ведущие к распаду структуры решения. Эти глобальные корреляции моделируют взаимосвязанность частей нашей Вселенной.

Процессы с «обострением» появляются с необходимой полнотой и сложностью лишь при некотором узком наборе коэффициентов уравнения горения ($N>>1$, $\beta>\sigma+1$, $\beta\approx\sigma+1$ – это необходимо для возникновения структуры с большим числом максимумов и их медленному сближению к центру). Это позволяет провести аналогию с «антропным принципом» **[26].** Антропный принцип утверждает, что фундаментальные постоянные Вселенной имеют именно такие значения, чтобы в итоге могла возникнуть именно наша наблюдаемая Вселенная с «антропными» существами, способными ее наблюдать.

Следует обратить внимание ещё на одно обстоятельство. Чтобы упорядоченное состояние в модели не распадалось при $t=0.9\tau$, а прожило как можно дольше, требуется тонкая настройка *не только параметров модели, но и начального состояния*. Это нужно, чтобы возникающие из него флюктуации не разрушали упорядоченность как можно дольше. И это наличие этого редкого эксклюзивного состояния также может быть объяснено антропным принципом.

4.2 «Клеточная» модель Вселенной.

Также интересно проиллюстрировать сложные процессы с помощью «клеточной» модели. Хорошей базой служат дискретная модель Хопфилда [27-28]. 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.

Эту систему можно описать как квадратную двухмерную решетку ячеек *NxN*, которые могут быть либо черными, либо белыми ($S_i=\pm 1$). Коэффициенты линейного взаимодействия между ячейками J_{ji} неравны для разных пар ячеек. Их можно выбрать так, что в процессе дискретной эволюции подавляющее большинство начальных состояний переходит в одно из возможных конечных состояний, из заранее заданного набора состояний (аттракторов).

$$S_i(t+1) = sign\left[\sum_{j=1}^{N} J_{ij} S_j(t)\right],\ 1 \le i \le N$$

$$J_{ij} = J_{ji},\ J_{kk} = 0\ \ 1 \le i, j, k \le N$$

Аттракторы соответствую минимуму энергии:

$$E = -\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N} J_{ij} S_i S_j$$

Пусть аттракторами решетки выбраны 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. Подобные неустойчивые начальные состояния хорошо иллюстрирует свойство *глобальной неустойчивости* сложных систем. Эта неустойчивость присуща всей системе в целом, а не какой-то ее части. Лишь некий 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).

Можно несколько усложнить модель. Пусть каждая ячейка в описанной выше решетке сама является аналогичной подрешеткой. Определим эволюцию такой составной решетки, идущей в два этапа.

На первом этапе крупные ячейки не взаимодействуют, взаимодействие есть лишь в подрешетках, которое идет по тому же образцу, что и в описанной выше простой одноэтапной модели. Коэффициенты линейного взаимодействия между ячейками выбраны так, чтобы аттракторами, как и ранее, были буква А или В. Начальные состояния всех подрешеток можно выбрать неустойчивыми, содержащими критический элемент. Итоговое состояние А подрешетки будем воспринимать как черную ячейку для крупной решетки, а состояние В подрешетки будем воспринимать как белую ячейку.

Второй этап эволюции определяется как эволюция уже этой крупной решетки по тому же образцу, что и в описанной выше простой одноэтапной модели, с получившимся выше начальным состоянием. Это начальное состояние, возникающее на первом этапе, тоже является неустойчивым, содержащее критический элемент. В конце эволюции каждой черной ячейке присвоим состояние А подрешетки, каждой белой ячейке присвоим состояние В подрешетки.

Начальное состояние решетки до начало двухэтапного процесса всегда можно выбрать так, чтобы после него итоговым состоянием крупнозернистой решетки была буква А.

Состоянию каждой ее крупной ячейки тоже соответствует буква А. Назовем это состояние «А-А». Тогда наличие именно такого, а не иного финального состояния можно объяснить:

a) глобальными корреляциями неустойчивого начального состояния
b) конкретным выбором всех коэффициентов взаимодействия между ячейками.

Усложним модель еще более. По аналогии с вышеописанным, сделаем ее решетку не двухуровневой, а трехуровневой, а процесс вместо двухэтапного трехэтапным. Итоговым состоянием будет «А-А-А».

Будем считать, что до начала описанного выше трехэтапного процесса, наша крупнозернистая решетка занимала очень малую область физического пространства, но в результате расширения («инфляции») расширилась до больших размеров, после чего и начался описанный выше трехэтапный процесс. Тогда наличие коррелированного неустойчивого начального состояния составной решетки, приводящего именно к итоговому состоянию «А-А-А» можно объяснить тем, что до «инфляции» все ячейки находились близко друг от друга.

Всю эту крупнозернистую решетку в целом можно сравнить с нашей «Вселенной». Ее самые мелкие подрешетки можно сравнить с «разумными организмами». Отсутствие их взаимодействия с окружением до формирования итогового состояния «А» – эквивалентно их защите от внешнего шума (активно или пассивно) своих внутренних корреляций. Решетки второго уровня в состоянии «А-А» соответствуют «цивилизациям», которые формируют образовавшиеся «разумные организмы» на втором этапе. На третьем этапе из «цивилизаций» формируется «сверхцивилизация» «А-А-А».

Тогда глобальные корреляции неустойчивых начальных состояний решеток могут служить аналогами возможных глобальных корреляций неустойчивого начального состояния нашей Вселенной, возникшего до ее инфляции. Коэффициенты взаимодействия ячеек соответствуют фундаментальным константам. Начальный процесс расширения решетки, до её трехэтапной эволюции, соответствует Большому Взрыву. Специфический выбор коэффициентов взаимодействия ячеек, приводящий к итоговой асимптотике (состоянию «А-А-А»), и начальные корреляции можно объяснять по аналогии с «антропным принципом». Антропный принцип утверждает, что фундаментальные постоянные Вселенной имеют именно такие значения, чтобы в итоге могла возникнуть именно наша наблюдаемая Вселенная с «антропными» существами, способными ее наблюдать.

5. Выводы

В статье рассмотрен феномен существование непредсказуемых сложных систем (включающих живые системы).

Показано, что хотя существование таких систем, казалось бы, противоречит закону роста энтропии, на самом деле не приводит к действительному противоречию с ним. На самом деле, существование таких систем в реальном мире требует крайне специфических граничных условий. Затраты энтропии на создание таких условий в реальном окружающем мире намного превышают уменьшение энтропии, наблюдающееся внутри таких систем.

Продемонстрирована возможность доказательства для таких систем теоремы Гёделевского типа, о том что редукционизм (состоящий в сводимости поведения сложной системы к фундаментальным законам физики) не противоречит существованию принципиальной эмерджентности (существованию принципиальной непредсказуемости поведения сложных систем на основе фундаментальных законов физики, не вытекающей лишь из сложности таких систем).

Показано, что эта непредсказуемость тесно связана с существованием сложных корреляций как внутри этих сложных систем, так и с окружающим миром. Построены простые математические модели, иллюстрирующие принципиальную возможность существования таких корреляций.

Библиография.

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic "The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics" , arXiv:1011.4173
2. Oleg Kupervasser "The Universal Arrow of Time II: Quantum mechanics case" arXiv:1106.6160
3. Oleg Kupervasser "The Universal Arrow of Time III: Nonquantum gravitation theory" arXiv:1107.0144
4. Oleg Kupervasser "The Universal Arrow of Time IV: Quantum gravitation theory" arXiv:1107.0144
5. Getling, A.V. *Rayleigh-Benard Convection: Structures and Dynamics*, World Scientific Publishing Company, Library Binding,Incorporated, 1997, 250 pages
6. Samarskii, A.A.; Galaktionov, V.A.; Kurdyumov, S.P.; Mikhailov, A.P. *Blow-up in Quasilinear Parabolic Equations*, Walter de Gruyter, Berlin, 1995.
7. Siegelmann, H.T. Neural Network and Analog Computation: Beyond the Turing Limit, Birkhauser, 1998
8. Calude, C.S., Paun, G. Bio-steps beyond Turing, BioSystems, 2004, v 77, 175-194
9. Nicolas H. Vöelcker; Kevin M. Guckian; Alan Saghatelian; M. Reza Ghadiri Sequence-addressable DNA Logic, Small, **2008**, Volume 4, Issue 4, Pages 427 – 431
10. Malinetskii, G.G. *Mathimatical basis of synergetics*, LKI, Moscow, 2007 (in Russsian)
11. Roger Penrose, *The Emperor's New Mind*, Oxford University Press, New York, NY, USA 1989
12. Roger Penrose, *Shadows of the Mind*, Oxford University Press, New York, NY, USA 1994

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

13. Schulman, L.S., Entropy 7[4], 208 (2005)
14. Valiev K.A., Kokin A.A., Quantum computers: Expectations and Reality, Izhevsk, RKhD, 2004
15. Introduction to quantum computation and information, eds. Hoi-Kwong Lo, Sando Popescu, Tim Spiller, Word Scientific Publishing (1998)
16. The micromaser spectrum ,Marlan O.Scully, H. Walther, Phys. Rev. A 44, 5992–5996 (1991)
17. Peter W. Shor, "Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory", Phys. Rev. A 52, R2493–R2496 (1995)
18. George Musser, Easy Go, Easy Come. (How Noise Can Help Quantum Entanglement), *Scientific American Magazine*, **2009**, November http://www.scientificamerican.com/sciammag/?contents=2009-11
19. Michael Moyer, Chlorophyll Power. (Quantum Entanglement, Photosynthesis and Better Solar Cells), *Scientific American Magazine*, **2009**, September http://www.scientificamerican.com/article.cfm?id=quantum-entanglement-and-photo
20. Jianming Cai; Sandu Popescu; Hans J. Briegel *Dynamic entanglement in oscillating molecules and potential biological implications*, Phys. Rev. E 82, 021921 (2010) http://arxiv.org/abs/0809.4906
21. 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
22. Helena N. Knyazeva, Kurdyumov S.P., " Foundations of synergetics ", part1, Moscow, "KomKniga",2005 in Russian

23. Helena N. Knyazeva; Kurdyumov, S.P. *Foundations of synergetics, part2*, KomKniga, Moscow, 2006-2007 (in Russian)
24. Samarskii, A.A.; Galaktionov, V.A.; Kurdyumov, S.P.; Mikhailov, A.P. *Blow-up in Quasilinear Parabolic Equations*, Walter de Gruyter, Berlin, 1995
25. Kapitza, S.P.; Kurdyumov, S.P.; Malinetskii, G.G. *Synergetics and Prognoses of the Future*, Nauka Publishers, Moscow,1997 (in Russian).
26. Hogan, J. Why the Universe is Just So, *Rev.Mod.Phys*., **2000**, 72 (Arxiv: astro-ph/9909295)
27. Malinetskii, G.G. *Mathimatical basis of synergetics*, LKI, Moscow, 2007 (in Russsian)
28. Hopfield, J. J. Neural networks and physical systems with emergent collective computational abilities, *Proceedings of National Academy of Sciences*, **1982**, April, vol. 79, no. 8, pp. 2554–2558. PNAS Reprint (Abstract) PNAS Reprint (PDF)
29. Hrvoje Nikolic, “Closed timelike curves, superluminal signals, and "free will" in universal quantum mechanics”, arXiv:1006.0338
30. O. Kupervasser, arXiv:0911.2076.
31. O. Kupervasser, D. Laikov, arXiv:0911.2610
32. O. Kupervasser, nlin/0508025
33. O. Kupervasser, nlin/0407033
34. Nikolsky I.M. Investigation of a spectrum of the many-dimensional dissipative structures developing in a regime with blow-up.//the Proceedings of the international conference Lomonosov-2005, Moscow, 2005, P.45-46
35. V Cápek and T Mancal, «Phonon mode cooperating with a particle serving as a Maxwell gate and rectifier», J. Phys. A: Math. Gen., V.35, N. 9 (2002)
36. Karl Popper *Logik der Forschung*, 1934 (*The Logic of Scientific Discovery*, English translation 1959)
37. Jung, *On Synchronicity (in Man and Time)*, Papers from the Eranos Yearbooks.3, NY and London, 1957
38. L.M. Martyushev L.M., Seleznev V.D. Maximum entropy production principle in physics, chemistry and biology. Physics Reports. 2006. Vol.426, (1). P.1-45.
39. J. Miguel Rubi, "Does Nature Break the Second Law of Thermodynamics?", Scientific American Magazine, Oct 28, 2008, P. 66 http://www.scientificamerican.com/article.cfm?id=how-nature-breaks-the-second-law

Часть 6. Универсальная стрела времени: Будущее искусственного интеллекта - искусство, а не наука или Практическое применение непредсказуемых систем

0. Аннотация: Разрешение парадокса непредсказуемости – Непредсказуемый не означает неуправляемый или не контролируемый.

Рассматриваются перспективы развития искусственного интеллекта (ИИ). Показывается, что разработка ИИ в будущем будет ближе к искусству, чем науке. Основой систем ИИ будут сложные диссипативные системы, поведение которых будет невозможно до конца понять даже в принципе. Тем не менее, это не будет препятствием для их практического использования.

1. Введение

Сейчас во всем мире активно развиваются технологии, связанные с построением систем искусственного интеллекта (ИИ). В этой статье хотелось бы обсудить не тактические, а стратегические задачи этого процесса. Сейчас не так много интересных работ на эту тему, хотя они и имеются [1]. Это связано с тем, что большинство серьезных специалистов занято решением именно тактических задач и часто не задумываются о более далеких перспективах. Однако не такова была ситуация на заре зарождения кибернетики. Тогда эти вопросы активно обсуждались. Поэтому мы построим нашу статью на обзоре задач кибернетики, как они виделись участниками симпозиума в 1961 году [2]. Мы постараемся дать обзор этих перспектив с точки зрения современной физической и кибернетической науки и ее последних достижений.

2. Анализ проблем.

Главное стратегическое направление в 1961 было задано лекцией Бира «На пути к кибернетическому предприятию». В ней он видит систему управления как некий черный ящик с огромным количеством внутренних состояний. В зависимости от внутреннего состояния черный ящик осуществляется разные функции, связывающие его вход и выход. Среди всех этих функций ищется некая функция, оптимально реализующая его работу, согласно некоторым критериям оптимальности. Организуется обратная связь между выходом предприятия и внутренним состоянием черного ящика, обеспечивающая оптимальность поиска.

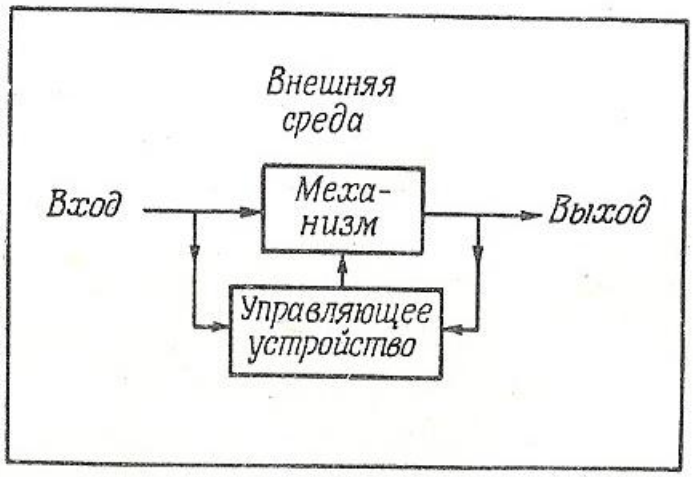

Рис. 1 Схематическое изображение управления механизмом (предприятием).

Тут возникают три трудности:

1) Понятно, что число внутренних состояний такого черного ящика должно огромно, чтобы обеспечить реализацию всех возможных функций. Для этого автор предлагает использовать некая глыба вещества, обладающий огромным числом внутренних состояний на атомарном уровне. Это нечто, вроде, например, коллоидной системы Гордона Паска, осуществляющее обращение матриц астрономического порядка.
2) Пространство поиска такого ящика огромно и перебор всех возможных внутренних состояний за разумное время не реален. Поэтому необходима стратегия, позволяющая находить пусть не самые оптимальные решения, но, по

крайней мере, «хорошие». Такой стратегией в настоящее время считается «генетический алгоритм» [3], снабженный *случайным генератором*. Также используются метод эвристик. [4] Это набор эмпирических рецептов поиска оптимального внутреннего состояния. Они либо находятся из предыдущего опыта, либо заранее заданы внешним экспертом.

3) Критерии оптимальности не всегда можно четко сформулировать. Поэтому «целью» такого ящика можно сделать просто физическое «выживание». Тогда подобные критерии он будет искать сам. Либо, его действиям будет давать оценку некий внешний эксперт.

В указанных решениях проблем есть одна очень принципиальная трудность. Пусть наш черный ящик имеет n бинарных входов и один бинарный выход. Тогда число всех возможных внутренних состояний ящика 2^{2^n}. Насколько велико это число? Ответ дает Виллис «Область реализуемых функций для сложных систем» Проведенный им физический расчет, показывающий, что всех молекул Земли достаточно лишь для реализации черного ящика с максимум n=155 . Здесь не имеет смысл воспроизводить его расчет. Современная физика дает точный метод подсчета для верхней границы плотности хранения информации через энтропию черной дыры соответствующей массы [25]. (Ее правда проблематично извлечь из-за информационного парадокса.) Ответ, однако, вряд ли будет более утешительным. Понятно, что такого количества входов не достаточно для управления сложными системами. Отсюда следует, что количество возможных функций, реализуемым ящиком, должно быть неким подмножеством всех возможных функций. Как же выбрать это подмножество?

Сейчас активно развиваются методы, основанные на нейронных сетях [26] или нечеткой логике [27]. Они позволяют легко реализовать многие «интуитивные» алгоритмы, которые использует человек. Кроме того, для них существуют хорошо разработанные методы обучения или самообучения. Однако для обоих методов показано, что любая возможная функция реализуема этими методами. С одной стороны это хорошо, поскольку доказывает их универсальность. С другой стороны это плохо, поскольку эта избыточность не позволяют нам снизить пространство поиска черного ящика.

В своей лекции Виллис предлагает решение, которое актуально и поныне. Он предлагает использовать подмножество всех функций n переменных, которое реализуется комбинацией p функций k переменных, где

$$p \ll 2^n \qquad (1)$$
$$k \ll n \qquad (2)$$

Этот класс достаточно мал, чтобы его можно было реализовать.

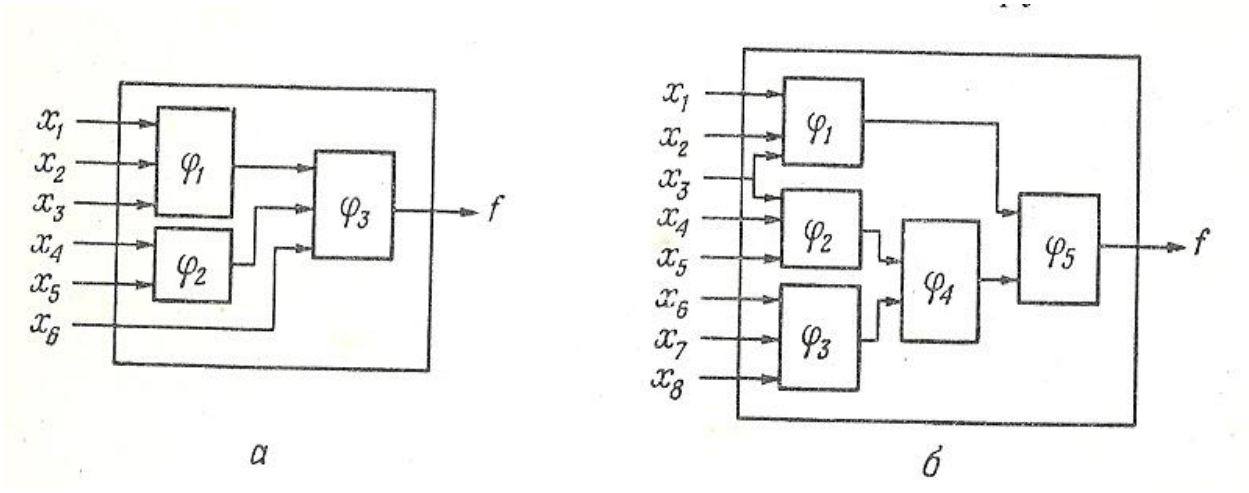

Рис. 2 Точное разложение переключательных функций на функции с меньшим числом переменных.

а) n=6, p=3, k=3 б) n=8, p=5, k=3

Для широкого класса задач это решение приемлемо. Например, нейронная сеть использовалась для распознавания цифр, высвечиваемых на экране [28]. Экран разбивался на ячейки (пиксели). Ячейка могла быть черной или белой. При этом ячейки разбивались на группы близлежащих ячеек (k-ячеек). Каждая группа поступала на вход сети с одним выходом. Эти выходы группировались также в k ближайших групп, которые подавались на входы сетей и т.д. В итоге имелись лишь 10 выходов, которые и давали результат классификации. Указанная сеть учитывает ограничения связанные с «локальностью» нашего мира.

Но можно вводить и иные критерии ограничивающие пространство поиска того же типа, но менее жесткие. Например, сохранив условие (1), не использовать условие (2), а создать ограничение на тип используемых функций, создать некую «библиотеку» полезных функций.

Например, для существующей области распознавания изображений такой набор функций уже существует – это программные пакеты функций для обработки изображений сосредоточенные в таких пакетах, как Matlab [29]. Комбинируя эти функции, можно создать массу полезных признаков для распознавания. Причем подбирать эти суперпозиции функций можно не случайным перебором генетического алгоритма, а используя человеческую интуицию: человек может комбинировать эти функции так, чтобы они воспроизводили некий интуитивно ощущаемый признак объекта, который человек сам не может математически точно определить. Это человеко-машинные системы поиска.

Следует отметить, что как создание подобных «библиотек», так и человеко-машинные поиск – это не алгоритмизуемые процессы. Они опираются на человеческую интуицию. Именно поэтому мы считаем, что искусственный интеллект ближе к искусству, чем к науке.

Разберем проблемы, которыми страдает этот подход.

1) Те ограничения («библиотеки»), которые мы задаем на внутренние состояния ящика, создаются человеком. Это делает этот процесс трудоемким и ограниченным интуицией человека.
2) и человеко-машинный поиск, более эффективный, чем генетический алгоритм, но страдает теми же недостатками, что и описано выше.

Перейдем к следующему докладу, который, кажется, наиболее пророческий и даёт путь к решению этих проблем: Цопф «Отношение и контекст».

Главная его мысль заключается в том, что для поиска эффективных систем искусственного интеллекта мы должны обратиться не к математическим научным абстракциям, а к свойствам подобных систем в окружающем мире – живым адаптивным системам. Какие их свойства позволяют им преодолеть указанные выше ограничения и проблемы?

Самое главное их свойство заключается в том, что подобные системы не являются, как черный ящик, неким внешним объектом по отношению к окружающему миру. Они неразрывно связаны с ним. (Так, Цопф подчеркивает, что признаки, используемые для распознавания объекта, или даже сам «код» нейронов мозга (сознание) являются контекстно-зависимыми. Это значит, что они зависят не только от внутреннего состояния объекта или мозга, но также и его внешнего окружения.) Это объясняет эффективность ограничений на реализуемые внутренние состояния адаптивных систем. Им не нужно придумывать свою «библиотеку» функций – она дана им во многом от рождения. Поскольку эти системы произошли из окружающего мира и связаны с ним уже при рождении множеством незримых связей, эта «библиотека» весьма эффективна и оптимальна. То же самое относится и к алгоритмам адаптации – в отличие от «генетических алгоритмов» они уже оптимально подстроены под окружающий мир, что избавляет от перебора массы ненужных вариантов. Более того сами «цели» адаптивных систем не задаются кем-то извне. Они во многом уже подстроены под их алгоритмы поиска и ограничения окружающего мира.

Мы часто воспринимаем события в окружающем нас мире как набор независимых, случайных явлений. На самом деле, этот мир скорее напоминает сложнейший механизм, пронизанный множеством сложных связей. («Случайности не бывают случайными») Мы не можем наблюдать всю полноту этих связей. Во-первых, поскольку мы являемся лишь малой частью этого мира, то наших внутренних состояний не достаточно, чтобы отобразить всю его сложность. Во-вторых, мы неизбежно взаимодействуем с окружающим миром и влияем на него в процессе наблюдения. Современная физика утверждает, что это взаимодействие не может быть в принципе сведено к нулю [6-12]. Чтобы промоделировать и учесть это влияние нам нужно отображать внутри себя не только внешний мир, но и самих себя! Такое самонаблюдение невозможно *провести в полной мере в принципе,* при любой нашей степени внутренней сложности. Введение физических макропеременных лишь снижает остроту проблемы, но не решает ее.

Тем не менее, как уже говорилось выше, за счет того, что мы являемся частью этого мира, связаны с ним множеством связей, мы способны на столь эффективное поведение, как будто способны эффективно всё предвидеть и рассчитать. Это свойство адаптивных живых систем можно назвать сверхинтуицией[3] [13]. Оно значительно превышает адаптивные свойства любого черного ящика, разработанного чисто научными методами.

---

[3]"Еще в 1958 году американский социолог Джеймс Стаунтон проанализировал более 200 железнодорожных аварий за предшествовавшие 30 лет. Оказалось, что поезда, закончившие свой путь трагически, в среднем были заполнены на 61% от максимально возможного числа пассажиров, тогда как в благополучные поездки отправлялись не менее 76%" Stephen King, "The Stand" (1990)

Валерий Исаков, кандидат механико-математических наук и лидер небольшой группы исследователей аномальных явлений рассказал газете "Комсомольская правда" о существовании некой статистической аномалии. После того как Исакову и его группе не удалось получить данные по отказам от полетов у российских авиакомпаний, ученые воспользовались западной статистикой. Как выяснилось, за последние 20 лет от рейсов, закончившихся катастрофами, отказывались на 18% больше пассажиров, чем от благополучных.
http://kp.ru/daily/25707/908213/; http://newsru.co.il/world/23jun2011/isakov_606.html

Следовательно, нам стоит строить наши будущие системы ИИ тоже на основе некоторых подобных «физических» адаптивных систем, обладающих сверхинтуицией. Дадим здесь список свойств таких систем [9-10,17-18].

1) Случайный генератор подобных систем (делающий выбор внутреннего состояния) не должен генерировать просто случайные числа. Подобные числа должны находиться в сильной связи (корреляции) как с окружающим миром, так и с внутренним состоянием системы ИИ, обеспечивая сверхинтуицию.
2) Внутренне состояние системы должно быть сложным. Оно должно быть не равновесным, а стационарным. Т.е. оно должно соответствовать динамическому равновесию, подобно водяной стене, падающего водопада. Оно должно быть или коррелированным и слабоустойчивым (даже с элементами хаоса) для систем классической механики, или когерентным квантовым для квантовой механики. Подобные системы способны поддерживать долгое время сложные корреляции между своими частями и между собой и внешним миром.
3) Внутреннее состояние система должно быть закрыто от внешнего наблюдения. Это достигается, во-первых, за счет высокой внутренней сложности системы. Во-вторых, система должна сильно менять свое внутренне состояние и поведение при попытке внешнего наблюдения. Этим свойством обладают как слабоустойчивые классические системы (близкие к хаосу), так и квантовые когерентные системы.
4) Система должна быть сильно защищена от внешнего теплового шума (декогеренции).
5) Система должна поддерживать свое классическое неустойчивое или когерентное квантовое состояние и защищаться от внешнего теплового шума не столько пассивно, сколько активно. Т.е. это не должен быть твердый панцирь или низкие температуры. Скорее это должен быть активный метаболический процесс. Система должна находиться в стационарном динамическом равновесии, а не термодинамическом равновесии. Так вертикальная стена воды в водопаде поддерживается за счет постоянного её притока извне.
6) Главной целью подобных систем должно быть их «выживание».

Для того чтобы использовать подобные системы, нам не нужно детально знать их внутреннее состояние и алгоритмы работы, которые они установят при взаимодействии с окружающим миром. Более того, пытаясь сделать это, мы будем сильно рисковать нарушить их нормальную работу. Мы должны лишь озаботиться, чтобы цели, которые они преследуют для своего «выживания», совпадали с нужными нам задачами.

Мы видим, что в создании таких систем физика становится необходимой для создания кибернетических систем ИИ. Имеются ли сейчас прообразы подобных систем? Многие описанные черты присущи квантовым компьютерам [19-20, 24] и их классическим аналогам – классическим неустойчивым компьютерам [14] и молекулярным компьютерам [16]. Кроме того, имеется много литературы, где «на бумаге» строятся синергетические системы, моделирующие указанные выше свойства живых систем. В квантовой области это [21-23,30-32], а для классических неустойчивых систем [15].

Тут перед нами возникает две проблемы.

1) Какие объекты, из описанных выше, будут наилучшим образом подходить для создания таких систем ИИ?
2) Какие цели, необходимые для «выживания» этих систем, нам нужно поставить, чтобы они совпадали с нашими задачами?

Решение обеих этих задач является неалгоритмизуемым творческим процессом, что опять сближает ИИ скорее с искусством, чем наукой. Действительно, зачастую мы не сможем даже знать, как устроены подобные системы внутри. Мы сможем наложить на них лишь

нужные нам ограничения. Да и собственные цели и задачи мы часто не способны сами понять и четко сформулировать. Без всех этих знаний наука бессильна и создание подобных систем будет скорее сродни написанию музыки или рисованию картин. Лишь «кисточки» и «холст» даст нам наука.

Смогут ли всю эту работу выполнить за нас те же системы ИИ? Но если относительно первой задачи такие шансы есть, то вторая из этих целей вообще не может быть выполнена без нас. Ибо кто лучше нас знает, что мы хотим? Кроме того, обе эти задачи взаимосвязаны. Поэтому человеку всегда будет, чем заняться, как бы ни мощны были наши «умные помощники».

3. Выводы.

Рассмотрены перспективы развития искусственного интеллекта (ИИ). Показано, что разработка ИИ в будущем будет ближе к искусству, чем науке. Основой систем ИИ будут сложные диссипативные системы, поведение которых будет невозможно до конца понять даже в принципе. Тем не менее, это не будет препятствием для их практического использования. Но за человеком неизбежно сохраниться важная роль. Полностью исключить его из процесса невозможно

Библиография.

1. Nick Bostrom «HOW LONG BEFORE SUPERINTELLIGENCE? » [Originally published in Int. Jour. of Future Studies, 1998, vol. 2] , [Reprinted in Linguistic and Philosophical Investigations, 2006, Vol. 5, No. 1, pp. 11-30.] http://www.nickbostrom.com/superintelligence.html
2. Principles of self-organisation: Transactions of the University of Illinois, Symposium on Self-Organization, June 8–9, 1961, eds. Foerster H.V., Zopf G.W. Oxford: Pergamon Press (1962)
3. Fogel, David B. (2000). *Evolutionary Computation: Towards a New Philosophy of Machine Intelligence*. New York: IEEE Press. pp. 140.
4. D.A. Pospelov, SEMIOTIC MODELS IN ARTIFICIAL INTELLIGENCE PROBLEMS, International Joint Conference on Artificial Intelligence, TBILISI GEORGIA, USSR, V. 1&2,P.65 (1975) http://ijcai.org/Past%20Proceedings/IJCAI-75-VOL-1&2/PDF/010.pdf
5. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics” , arXiv:1011.4173
6. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time II: Quantum mechanics case” arXiv:1106.6160
7. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time III: Nonquantum gravitation theory” arXiv:1107.0144
8. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time IV: Quantum gravitation theory” arXiv:1107.0144
9. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time V: Unpredictable dynamics” arXiv: 1107.1476
10. O. Kupervasser, arXiv:0911.2076.
11. O. Kupervasser, nlin/0508025
12. O. Kupervasser, nlin/0407033
13. Michael B. Mensky, Consciousness and Quantum Mechanics: Life in Parallel Worlds. Miracles of Consciousness from Quantum Reality, Imperial college press, P. 250 (2010)

14. Siegelmann, H.T. Neural Network and Analog Computation: Beyond the Turing Limit, Birkhauser, 1998
15. Calude, C.S., Paun, G. Bio-steps beyond Turing, BioSystems, 2004, v 77, 175-194
16. Nicolas H. Vöelcker; Kevin M. Guckian; Alan Saghatelian; M. Reza Ghadiri Sequence-addressable DNA Logic, Small, **2008**, Volume 4, Issue 4, Pages 427 – 431
17. 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
18. Hrvoje Nikolic, "Closed timelike curves, superluminal signals, and "free will" in universal quantum mechanics", arXiv:1006.0338
19. Valiev K.A., Kokin A.A., Quantum computers: Expectations and Reality, Izhevsk, RKhD, 2004
20. Introduction to quantum computation and information, eds. Hoi-Kwong Lo, Sando Popescu, Tim Spiller, Word Scientific Publishing (1998)
21. George Musser, Easy Go, Easy Come. (How Noise Can Help Quantum Entanglement), Scientific American Magazine, **2009**, November http://www.scientificamerican.com/sciammag/?contents=2009-11
22. Michael Moyer, Chlorophyll Power. (Quantum Entanglement, Photosynthesis and Better Solar Cells), Scientific American Magazine, **2009**, September http://www.scientificamerican.com/article.cfm?id=quantum-entanglement-and-photo
23. Jianming Cai; Sandu Popescu; Hans J. Briegel "Dynamic entanglement in oscillating molecules and potential biological implications", Phys. Rev. E 82, 021921 (2010) http://arxiv.org/abs/0809.4906
24. Peter W. Shor, "Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory", Phys. Rev. A 52, R2493–R2496 (1995)
25. Seth Lloyd , "Ultimate physical limits to computation" , NATURE,VOL 406, P.1047-1054, (2000)
26. Lawrence, Jeanette "Introduction to Neural Networks", California Scientific Software Press (1994)
27. Von Altrock, Constantin "Fuzzy logic and NeuroFuzzy applications explained". Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall PTR, (1995).
28. Yuchun Lee**, "**Handwritten digit recognition using k nearest-neighbor, radial-basis function, and backpropagation neural networks", Journal Neural Computation, Volume 3 Issue 3, (1991)
29. Gonzalez, "Digital Image Processing Using MATLAB", Woods, and Eddins Prentice Hall (2004)
30. Roger Penrose, "The Emperor's New Mind", Oxford University Press, New York, NY, USA 1989
31. Roger Penrose, "Shadows of the Mind", Oxford University Press, New York, NY, USA 1994
32. V. Cápek and T. Mancal, «Phonon mode cooperating with a particle serving as a Maxwell gate and rectifier», J. Phys. A: Math. Gen., V.35, N. 9 (2002)

Благодарности

Я благодарю Hrvoje Nikolic и Vinko Zlatic за обсуждения и дискуссии, которые очень помогли при написании этой статьи. Первая часть этого эссе написана на основе нашей совместной статьи arXiv:1011.4173.