

# **The Universal Arrow of Time is a key for the solution of the basic physical paradoxes.**

**Oleg Kupervasser**

## **Table of Content.**

<b>Introduction.</b> .....	4
<b>Chapter 1. The Universal Arrow of Time: Classical mechanics.</b>	5
0. <b>Abstract: Solution of paradox for the entropy increase in     reversible systems.</b> .....	5
1. <b>Introduction</b> .....	5
2. <b>Basic ideas</b> .....	7
3. <b>Statistical physics of Baker's map.</b> .....	11
3.1 <b>Macroscopic entropy and ensemble entropy</b> .....	11
3.2 <b>Appropriate and inappropriate macroscopic         variables.</b> .....	13
3.3 <b>Coarsening</b> .....	15
4. <b>The effects of weak interactions</b> .....	18
4.1 <b>Small external perturbations</b> .....	18
4.2 <b>Weak interaction and destroying state with         subsystems' opposite time arrows</b> .....	19
4.3 <b>Decorrelation in a system with interaction</b> .....	21
4.4 <b>Numerical simulation</b> .....	23
5 <b>Conclusions</b> .....	26
<b>Appendix A. Basic properties of the baker's map</b> .....	28
A.1 <b>Definition of Baker's Map</b> .....	29
A.2 <b>Unstable periodic orbits</b> .....	30
A.3 <b>Ergodicity, mixing and conserving area</b> .....	30

<b>A.4 Exponents of Lyapunov’s power; shrinking and stretching directions</b> .....	31
<b>A.5 Correlations decay</b> .....	32
<b>Bibliography</b> .....	33
<b>Chapter 2. The Universal Arrow of Time: Quantum Mechanics</b> .....	35
<b>0. Abstract: Solution of Schrodinger’s cat paradox, Wigner's friend paradox, paradox of a kettle which will never begin to boil</b> .....	35
<b>1. Introduction</b> .....	36
<b>2. Qualitative consideration of the problem.</b> .....	37
<b>3. The quantitative consideration of the problem</b> .....	49
<b>3.1. Definition of the basic concepts</b> .....	49
<b>3.2. Effect of a weak coupling</b> .....	52
<b>3.2.1. Small external perturbation</b> .....	52
<b>3.2.2. Alignment of thermodynamic time arrows at interaction of macrosystems (the observer and the observable system)</b> .....	52
<b>3.3. Resolution of Loshmidt and Poincare paradoxes in framework of quantum mechanics</b> .....	57
<b>3.4. Decoherence for process of measurement</b> .....	59
<b>3.4.1. Reduction of system at measurement</b> .....	59
<b>3.4.2 The theorem about decoherence at interaction with the macroscopic device.</b> .....	61
<b>4. Conclusion</b> .....	67
<b>Appendix A. Unpertrubative observation in quantum and classical mechanics</b> .....	67
<b>Application B. Expansion on modes at arbitrary boundary conditions</b> .....	70
<b>Bibliography</b> .....	72
<b>Chapter 3.The Universal Arrow of Time: Nonquantum gravitation theory</b> .....	74
<b>0. Abstract: Solution of “informational paradox” for black holes and “paradox with the grandfather” for time travel “wormholes”</b> .....	74
<b>1. Introduction.</b> .....	74

2. Black Hole .....	75
3. Time wormhole .....	77
4. Conclusions .....	81
Bibliography .....	82
<b>Chapter 4. The Universal Arrow of Time: Quantum gravitation theory .....</b>	<b>83</b>
0. Abstract: Solution of “informational paradox” for black holes, “paradox with the grandfather” for time travel “wormholes”, black stars paradox, Penrose’s project of new quantum gravitation theory paradoxes, anthropic principle paradox.....	83
1. Introduction .....	83
2. Black holes.....	84
3. Time wormhole .....	86
4. Black stars .....	88
5. Penrose’s project of new quantum gravity theory .....	89
6. Anthropic principle in quantum gravity theory .....	91
7. Conclusions .....	92
Bibliography .....	93
<b>Chapter 5. The Universal Arrow of Time: Unpredictable dynamics.....</b>	<b>94</b>
0. Abstract: Solution of the paradox about contradiction between reductionism and principal (not defined by complexity) emergence on basis Gödel-like theorem; Solution of the paradox about the existence of the systems with entropy decrease. ....	94
1. Introduction .....	95
2. Unpredictable dynamics .....	97
3. Synergetic models of local correlations .....	101
4. Synergetic models of global correlations expanded over the whole Universe.....	105
4.1 Blow up systems.....	106
4.2 “Cellular” model of Universe.....	109
5. Conclusions .....	112
Bibliography.....	112

<b>Chapter 6. The Universal Arrow of Time: Future of artificial intelligence – Art, not Science or Practical Application of Unpredictable Systems</b> .....	116
<b>0. Abstract: Solution of Unpredictability paradox – Unpredictable does not mean Uncontrolled</b> .....	116
<b>1. Introduction</b> .....	116
<b>2. Analysis of problems</b> .....	116
<b>3. Conclusion</b> .....	125
<b>Bibliography</b> .....	125
<b>Acknowledgment</b> .....	128

## **Introduction.**

The modern classical statistical physics, thermodynamics, quantum mechanics and gravity theory are developed and well-known theories. The described theories are developed and well studied for a long time. Nevertheless, it contains a number of paradoxes. It forces many scientists to doubt internal consistency of these theories. However, the given paradoxes can be resolved within the framework of the existing physics, without introduction of new laws. Further, in the paper we discuss the paradoxes underlying classical statistical physics, thermodynamics, quantum mechanics, and non-quantum and quantum gravities. We suggest the approaches to solution of these paradoxes on basis universal arrow of time. The first one relies on the influence of the external observer (environment), which disrupts the correlations in the system and results in time arrows alignment. The basis of the second one is the limits of self-knowledge of the system in case of the observed system; the external observer and the environment are included in the considered system. We introduce the concepts of observable dynamics, ideal dynamics, and unpredictable dynamics. We contemplate the phenomenon of complex (living) systems from the point of view of

these dynamics. Perspectives of practical use of Unpredictable systems for artificial intellect are considered.

## **Chapter 1. The Universal Arrow of Time: Classical mechanics.**

### **0. Abstract: Solution of paradox for the entropy increase in reversible systems.**

Statistical physics cannot explain why the thermodynamic time arrow does exist unless very special and so it postulates unnatural initial conditions. However, we are ready to state that statistical physics is able to explain why the thermodynamic time arrow is universal, i.e., why the time arrow is directed in the same direction anywhere. Namely, if some two subsystems initially possess opposite directions of the time arrow, the interaction between them makes the configuration statistically instable and causes transition to a system with the universal direction of the time arrow. We can give general qualitative arguments in favour of such approach and illustrate them by the detailed analysis of a “toy” model based on the “baker’s map”.

### **1. Introduction**

The origin of the time arrow is one of the largest unsolved riddles in physics [1-5]. It is well-established fact that we may reduce the most of time arrows to a thermodynamic arrow, but the origin of the thermodynamic time arrow remains enigmatic. Namely, existence of the thermodynamic time arrow means that the system is not in a state of the maximum possible entropy. However, it means that the system is not in the most probable state, which we can explain statistically in no way. The fact of the entropy increase with time means that the system was even in a less probable state in the past,

which makes the task even more complicated. Certainly, we may describe the entropy increase with time, if we suppose that at the beginning the Universe was in a state with very low entropy. However, in such a case it is not possible to explain why the Universe began its existence from such a very special and unnatural initial condition.

Maccone [6] stated in his recent article that we might solve the enigma of the origin of the time arrow by means of quantum mechanics. He showed that in quantum mechanics all phenomena, which leave traces in an observer's memory (and thus may be studied by physics) are just those whereat the entropy is increased. (It is worth to note that earlier works of other authors [7-9] used for solving the paradox of the entropy increase and the quantum paradox of the wave package reduction the argument of deletion of the observer's memory at the decreasing entropy and the appropriate mental experiments examined in [6]). On basis thereof, Maccone concludes that in such a way we can reduce the second law of thermodynamics to mere tautology while automatically solving the problem of the time arrow in physics. However, noted in papers [10-12] are some weak points of the arguments used by Maccone in [6]. While giving a response to one of these objections in his later paper [13], Maccone managed to realize that his approach does not give a complete solution of the problem of the origin of the time arrow, as the quantum mechanism also requires extremely improbable initial conditions which cannot be explained just on basis of his arguments.

Yet we reckon (as Maccone did in [13]) that some ideas given in [6] and [13] allow better understanding of the problem of the time arrow. The purpose of this paper is further development, improvement and widening of some of ideas which were presented in [6, 11, 13] and in a somehow different context, in [8, 9, 14, 15, 16, 30]. In particular, opposite to Maccone's statements in [6, 13], we state that quantum mechanics is not an essential factor for solving this problem. Consequently, in this paper we will regard only classical statistical physics.

The idea of solving this paradox is this. Even though statistical physics cannot explain why the thermodynamic time arrow exists, it becomes possible to explain at least why the thermodynamic time arrow is universal. That is, we can explain why the arrow points out in the same direction anywhere. Namely, if some two subsystems initially possess opposite directions of the time arrow, the interaction between them makes the configuration statistically unstable and causes transition to a system with the universal direction of the time arrow. Of course, it will not allow solving the problem of the origin in the time arrow completely; but, in any way, it will make its solving easier.

We structure his paper as following: in the next section, we shall present our basic ideas in intuitive non-technical form. Section 3 afterwards will be devoted to studying of statistical properties of “Baker’s map” (some basic properties whereof are given in Appendix) which serve as a “toy” model for studying peculiarities of reversible chaotic Hamiltonian systems. As a by-result, in this section we will also clarify the difference between various definitions of the phenomenon of “entropy”. Afterwards, in Section 4, we will examine effects of weak interactions between subsystems, which show evolutionary development, without interaction, in accordance with “Baker’s map”. In particular, we shall explain how weak interactions destroy opposite time arrows of subsystems making them much less probable than in the case without interaction. Finally, in Section 5 we will give the qualitative discussion of our results, including their compatibility with availability of strongly interacting systems wherein the subsystem entropy may decrease with time.

## 2. Basic ideas

*A priori*, probability of presence of the thermodynamic time arrow is very low. Yet the idea we engage will consist in thinking within terms of *conditional* probabilities. If we

suppose that the thermodynamic time arrow exists, what can we derive from it by using statistical arguments?

To answer this question, it is better to begin with laws of the microscopic theory. We suppose that dynamics of microscopic degrees of freedom is described by a set of differential equations of the second order (with derivatives with time) which are invariant at the time reversion  $t \rightarrow -t$ . Thus, the both directions of time possess a priori equal roles. In order to determine the only solution of equations of motion dynamics it is also necessary to select some "initial" time  $t_0$  on basis whereof the initial conditions shall be determined. ("Initial" time need not to be obligatorily the earliest time wherein the Universe began to exist. For any  $t_0$  wherein initial conditions are determined, equations of motion dynamics shall determine the state of the Universe in the solely way both for  $t > t_0$  and for  $t < t_0$ ). It is just a usual specific moment of time which may be taken even in "the future". Indeed, in this paper we accept the picture of "modular Universe" (e.g., see [4, 17, 18, 19] and references therein) according to which the time is not "flowing". Instead of it, the Universe is just a "static" object in four spatio-temporal dimensions.

Of course, *a priori* probability of small entropy at moment  $t_0$  is very low. But provided that the entropy *available at moment*  $t_0$  is small, then what is the probability that the thermodynamic time arrow does exist? Certainly, it is very high.

And now let us ask the major question of this section. Taking into account that at the moment of time  $t_0$  the entropy is small, why at this moment  $t_0$  the entropy increases in one and the same direction (taken as positive) anywhere? It would seem more probable that the direction of the entropy increase be changed from the point at the moment  $t_0$ . If so, then why don't we observe it? In other words, why is the time arrow *universal* having one and the same direction anywhere for the given moment  $t_0$ ? We will refer to this problem as to the problem of *universality of the time arrow*.

In this paper we state that *this* problem may be solved by means of statistical physics. To say it short, we have got the following solution. If we ignore interactions between various



subsystems then, provided that the entropy is low at  $t_0$ , the most probable choice will be, indeed, that the direction of the time arrow will be changed from one point to another. On the other hand, if various subsystems interact between each other, then it is not the most probable choice anymore. Instead, even if the direction of the time arrow is changed from one point to another at moment  $t_0$ , then the interaction will ensure the natural mechanism which will align all time arrows in one and the same direction.

To illustrate the paradox of the time arrow, mental experiments of Loschmidt (paradox of time inversion) and Poincaré (theorem of returns) are frequently used. The appropriate paradoxes in classical mechanics are solved in the following way. Classical mechanics allows, at least in principle, excluding any effect of the observer's influence in relation to the system to be observed. Yet, the most of real systems are *chaotic*. Thus, even a weak perturbation may lead to exponential discrepancy of trajectories. Besides, there is insignificant interaction between the observer and the system to be observed. We may examine, as a simple example, some gas widening from a small volume of space into a large volume. In this process which proceeds with the entropy increase the alteration of macroscopic parameters with time is stable in relation to small external perturbations. On the other hand, should all speeds be inversed the gas will be compacted into the initial small volume, but at absence of any perturbations only. This process with the entropy decrease is obviously unstable, and the small external perturbation inversed it into a process with the entropy increases. Thus, processes with the entropy increase are stable, and those with the entropy decrease are not. The natural consequence of it is that the direction of the time arrow (which is determined by the entropy increase) of both the observer and the system to be observed shall be aligned into one and the same direction due to inevitable insignificant interaction between them. They may return to the initial state both in Loschmidt's paradox and Poincaré's paradox only together (as a system in whole). Thus, the observer's memory occurs to be deleted at the end, as it will return to the initial state too. In process of this return of the time arrow

both of the observer and of the system to be observed shall be indicated in the direction opposite to the initial one. Hence we may derive two consequences. Firstly, the entropy increase is observed both in the whole system and in its two parts in relation to the observer's *own* time arrow, despite the fact that the entropy is decreased in *coordinate* time. Secondly, the observer's memory is deleted not only at the very end but also already at approximation to the end point because the observer does not remember its "past" (determined in relation to the coordinate time) but remembers its "future".

Indeed, it may seem very probable that interaction will align all time arrows in one and the same direction. But here the question arises: in which direction from the two possible ones? How can one any one direction be preferable when the both directions are equally probable *a priori*? Is the common direction selected at random, or may it be effectively predicted? If there are two subsystems with opposite directions of time in  $t_0$ , then the joint system will choose the direction of the "stronger" subsystem as their common direction. But which subsystem will be "stronger": either that which possesses the larger amount of degrees of freedom, or it will be selected by another principle?

Actually, the "stronger" time arrow is the one which is co-directed with the coordinate direction of time. This situation is not symmetrical, indeed. For  $t < t_0$  (when time arrows are oppositely directed) interaction is missing, while for  $t > t_0$  it appears. This asymmetry of interaction will determine the observed asymmetry of time.

Now we can understand why the time arrow is universal. Suppose we have a subsystem which possesses a time arrow directed oppositely to our common time arrow and this subsystem is either observed or not observed by us. If we do not observe it this will not contradict to the fact that our time arrow seems universal to us. If we observe it then it will interact with us, and this interaction leads to the situation when these time arrows cannot be opposite for a long period of time. In any case, *the things we observe shall have the same direction of time* as ours (possibly, except for a short time

interval). This is similar to considerations in [6], with an important difference, though, that our consideration is not based on quantum mechanics.

We will confirm these intuitive ideas by the more qualitative analysis in the remaining sections of our paper.

### 3. Statistical physics of Baker's map

Baker's map (for a more detailed analysis see Appendix A) is mapping any point of a single quadrate onto another point of the same quadrate. We study the set of  $N \gg 1$  such points (referred to as "particles") which is moving under influence of Baker's map. It is a "toy" model for "gas" which possesses all typical properties of classical Hamiltonian reversible determined chaotic systems. Indeed, Baker's map is widely used in such purposes due to its simplicity [20, 23, 24, 25].

#### 3.1 Macroscopic entropy and ensemble entropy

In order to define a convenient set of macroparameters we will divide a single quadrate into 4 equal sub-quadrate. Suppose that 4 parameters  $N_1, N_2, N_3, N_4$  mean a number of "particles" in appropriate sub-quadrate, and they definitely are macroparameters for our system. (Of course, there are many other methods for defining macroparameters but general statistical regularities should not depend on this choice). *Macroscopic entropy*  $S_m$  of this macro state shall be determined by a number of various micro states corresponding to this macro state and be described with the following formula:

$$S_m = -N \sum_{k=1}^4 \frac{N_k}{N} \log \left( \frac{N_k}{N} \right) = -\sum_{k=1}^4 N_k \log \left( \frac{N_k}{N} \right) \quad (1)$$

This entropy is maximum when distribution of particles is uniform, when  $S_m$  is equal to  $S_m^{\max} = N \log 4$ . At the same time, the entropy is minimum when all particles are located in one sub-quadrant, i.e. when  $S_m = 0$ .

Suppose that  $(x, y)$  are coordinates of the point on a single quadrant. In physical language it corresponds to the position of the particle in  $2D$  phase space. For  $N$  particles we will examine a statistical ensemble with probability density  $\rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t)$  on  $2N$ -dimensional phase space. Here  $t$  is a temporal parameter which has discrete values  $t = 0, 1, 2, \dots$  for Baker's map. In this case, *ensemble entropy* shall be defined as

$$S_e = - \int \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t) \log \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t) dX \quad (2)$$

where

$$dX = dx_1 dy_1 \dots dx_N dy_N \quad (3)$$

Generally,  $\rho$  and  $S_e$  are changed in process of evolution determined by Baker's map and depend on the initial  $\rho$ . However, if the initial function of probability density has the following form

$$\rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) = \rho(x_1, y_1) \dots \rho(x_N, y_N) \quad (4)$$

which corresponds to the non-correlated function of density when the function of probability density remains non-correlated in process of the further evolution.

For example, let's examine the function  $\rho(x_i, y_i)$  which is uniform within some sub-domain  $\Sigma$  (with area  $A < 1$ ) of a single quadrant and is converted into zero outside  $\Sigma$ . In other words, suppose that

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

(5)

In this case,

$$S_e = -\left(\frac{1}{A}\right)^N \left(\log\left(\frac{1}{A}\right)\right)^N A^N = N \log A$$

(6)

As  $A$  is not changed in process of evolution defined by Baker's map, then  $S_e$  is also constant in process of evolution defined by Baker's map. This example shows that  $S_e$  is actually constant for a *random* initial function. To prove it, let's divide a single 2N-dimensional box into a larger amount of small domains  $\Sigma_a$ , the probability for each of them will be equal to  $\rho_a$ . In process of evolution, each domain  $\Sigma_a$  will change its form but its 2N-dimensional "area"  $A_a$  shall remain unchanged. Besides, probability  $\rho_a$  on the new domain  $\Sigma_a$  shall also stay unchanged. Consequently, the ensemble entropy  $S_e = -\sum_a A_a^N \rho_a \log \rho_a$  shall also remain unchanged. This is the major idea of the discrete version of the proof, although the indiscrete version may be performed in the same way.

### 3.2 Appropriate and inappropriate macroscopic variables

Macroparameters determined in the previous subdivision possess the following properties:

1. For the most of initial micro states characterized by  $S_m < S_m^{\max}$ ,  $S_m$  will increase due to the effect of Baker's map.
2. For the most of initial micro states characterized by  $S_m = S_m^{\max}$ ,  $S_m$  will stay constant due to the effect of Baker's map.
3. The two above mentioned properties will stay in force when Baker's map is supplemented by small noise.

Let's refer to the macroparameters possessing these properties as to *appropriate* macroparameters.

It is not the thing that any rational choice of macroparameters is appropriate, though. We may illustrate it with the following example. We will divide a single quadrangle into  $2^M$  equal vertical strips ( $M \gg 1$ ). We define a new aggregate of macroparameters as numbers of particles in each of these strips. Similar to formula (1), the appropriate macroscopic entropy shall be

$$S_m = - \sum_{k=1}^{2^M} N_k \log \left( \frac{N_k}{N} \right) , \quad (7)$$

where  $N_k$  is a number of particles in strip  $k$ . The following initial condition will be chosen: the gas is uniformly distributed in odd vertical strips, whereas even strips are empty. Then, for this initial condition  $S_m < S_m^{\max}$  is observed. In such a case, for a long time of evolution of the system performed in accordance with Baker's map,  $S_m$  is not increasing for any initial micro state corresponding to this initial macro state. During this evolution, a number of filled strips will decrease and their width will increase until only one wide filled vertical strip remains. It is only after it occurs when  $S_m$  will begin to increase. Please note that evolution in direction to the only strip may be easily destructed by any small perturbation.

Thus, we see that vertical strips lead to inappropriate macroparameters. On the contrary, horizontal strips lead to appropriate macroparameters. (However, macroparameters used in (1) are in any case more appropriate, as they lead to much rapid growth of  $S_m$ .) This asymmetry between vertical and horizontal strips is a consequence of characteristic asymmetry of Baker's map itself in relation to vertical and horizontal coordinates. This asymmetry is similar to that between canonic coordinates and pulses in Hamiltonian classical mechanics for many actual systems.

Namely, if we take actual systems, for them Hamiltonian functions will contain only local interaction between particles where locality implies closeness in terms of coordinates but not of pulse.

Finally, please note that evolution of macroparameters  $N_k(t)$ ,  $k = 1, 2, 3, 4$  may be found by averaging by ensemble in the following way:

$$N_k(t) = \int N_k(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t) \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t) dX. \quad (8)$$

### 3.3 Coarsening

As it was already mentioned, ensemble entropy (contrary to macroscopic entropy) is always a constant, during the evolution determined by Baker's map. Although, it is wishful to have a modified definition of ensemble entropy wherein the entropy would increase similar to the macroscopic entropy. Such modification is ensured by *coarsening* which may be possible due to introduction of the coarsened phase function of probability density

$$\rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) = \int \Delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1; \dots; x_N - x'_N, y_N - y'_N) \times \rho(x'_1, y'_1; \dots; x'_N, y'_N) dX', \quad (9)$$

where  $\Delta$  differs from zero in some neighborhood of  $X' = 0, 0; \dots; 0, 0$ . Thus, the coarsened ensemble entropy is

$$S_e^{coar} = - \int \rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) \log \rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) dX \quad (10)$$

Certainly, the function may be chosen by many ways. Let's give some examples here.

The first example: Boltzmann's coarsening defined in the following way:

$$\rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) = \rho(x_1, y_1) \dots \rho(x_N, y_N), \quad (11)$$

where

$$\rho(x_1, y_1) = \int \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) dx_2 dy_2 \dots dx_N dy_N, \quad (12)$$

We may define similarly the other  $\rho(x_i, y_i)$ . The second example: an isotropic coarsening having the following form:

$$\Delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1; \dots; x_N - x'_N, y_N - y'_N) = \Delta(x_1 - x'_1) \Delta(y_1 - y'_1) \dots \Delta(x_N - x'_N) \Delta(y_N - y'_N). \quad (13)$$

One more example: Prigogine's coarsening [20]

$$\Delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1; \dots; x_N - x'_N, y_N - y'_N) = \Delta(y_1 - y'_1) \dots \Delta(y_N - y'_N), \quad (14)$$

which is an anisotropic coarsening along the shrinking direction  $y$ .

Finally, let me remind about coarsening based on division of the system into two lesser interacting subsystems. Coarsened ensemble entropy for the complete system is defined as arithmetic



sum of uncoarsened ensemble entropies of these systems. Such coarsened entropy will ignore correlations between subsystems.

All these types possess the following property: be the initial micro state is such that macroscopic entropy increases then the coarsened ensemble entropy for this initial state will increase too. In this case, Prigogine's coarsening will have the following advantages in comparison with Boltzmann's coarsening and isotropic coarsening:

Firstly, if we take distribution of initial micro states which is such that its macroscopic entropy *decreases* then the entropy of the appropriate ensemble coarsened by Prigogine's will *not* decrease. At the same time, the entropy of ensemble coarsened by Boltzmann's or by isotropic coarsening will decrease.

Secondly, let's suppose that we have some given distribution of initial micro states whereat its macroscopic entropy increases. Now let's examine some "final" state (which will be further referred to as "initial ensemble") with large macroscopic entropy which is close to maximum. Upon achieving this final state by the system, let's examine the new inverse state which is derived from it and possesses the evolution inverse in time. (It is achieved by simple symmetric conversion in relation to the diagonal of a single quadrate with swapping x and y coordinates between each other). Then the ensemble entropy obtained after such "conversion" and coarsened by Prigogine's, will decrease leap-wise (in relation to the coarsened entropy of the "unconverted" initial ensemble from which it was obtained by such "conversion"). At the same time, the ensemble entropy coarsened by Boltzmann's or by isotropic coarsening will remain almost unchanged.

Thus, Prigogine's coarsening ensures the most adequate description of the *law of increase of ensemble entropy* without any additional suppositions. For instance, in order to obtain the same result with Boltzmann's coarsening, we would need to use some additional supposition named "hypothesis of molecular chaos" which consists of substitution of  $\rho(x_1, y_1; x_2, y_2)$  by  $\rho(x_1, y_1)\rho(x_2, y_2)$  in the motion equation for  $\rho(x, y, t)$ .

## 4. The effects of weak interactions

### 4.1 Small external perturbations

We may achieve growth of the ensemble entropy even without coarsening, by introducing some small external perturbation into Baker's map. The perturbation should be rather small in order not to destroy growth of macroscopic entropy, but at the same time, it should be sufficiently strong in order to prevent inverse processes and Poincaré's returns. For the most of such perturbations, qualitative peculiarities of the evolution will not significantly depend on the detailed form of the perturbation.

We may introduce external perturbation by two methods. One method consists of introducing small external casual noise. Macroscopic processes with increase of macroscopic entropy are stable in relation to such noise. However, the area of the domain of determination of phase density function is not an invariant in relation to the disturbed Baker's map anymore. Due to this method, the ensemble entropy may be increased.

Another method consists in introducing some weak interaction with the environment ("the observer" may also serve as such). Again, macroscopic processes with increase of macroscopic entropy are stable but the area of the domain of determination of phase density function is not an invariant in relation to the disturbed Baker's map anymore. Consequently, the ensemble entropy may be increased. However, this system is not isolated anymore. Now it is a part of the larger system divided into two subsystems. Consequently, as we already explained it in Section 3.3, we may define the coarsened ensemble entropy for the complete system as the sum of uncoarsened entropies of its subsystems aggregate. In the next subsection, we will pay a more thorough attention to weak interactions with the environment.

## 4.2 Weak interaction and destroying state with subsystems' opposite time arrows

To move forward, we need to select a certain interaction between two "gases". In absence of interaction, each of them will evolve in accordance with Baker's map. We place two single quadrates one above the other and define interaction with the maximum distance  $\sigma$  in such a way that all closest pairs of particles (with the distance between particles less than  $\sigma$ ) will swap their places between two consequential steps of Baker's map. (In more detail, first we find a pair of the closest particles (with the distance between particles less than  $\sigma$ ) and swap their places. Afterwards we find the second pair of the closest particles (with the distance between particles less than  $\sigma$ , and these particles shall be other than those found earlier) and also swap their places. We repeat this procedure, until got run out of all such particles). These interactions are defined only between particles lying in different subsystems. Such interaction does not touch motion of particles but causes mixing between the two subsystems. Let's pay our attention to the fact that such mixing will not cause Gibbs's paradox, as we regard these two single quadrates as two different subsystems. Macroscopic entropy is defined as the sum of macroscopic entropies of these two subsystems.

Now let's examine the case wherein time arrows of these two subsystems are characterized with the same direction. Processes wherein macroscopic entropies of these two systems increase are stable against interaction. Thus, the most of low-entropy initial states lead to growth of macroscopic entropy of the both subsystems, and of the complete system as well.

Similarly, if we convert the above mentioned process with increase of macroscopic entropy we will obtain the system wherein macroscopic entropy of the both subsystems, as well as that of the complete system, will *decrease*. In this sense, interaction shall not destroy symmetry between the two directions of time.

Now let's examine the most interest case wherein entropy increases in the first subsystem and decreases in the second one. The initial state of the first subsystem is characterized with low entropy (e.g., all particles are located in a certain small quadrate near point  $(0,0)$  of the single quadrate). Similarly, the second subsystem is characterized with low entropy too (e.g., all particles are located in a certain small quadrate near point  $(1,1)$  of the single quadrate) in the final state.

In case of absence of interaction the final state of the first subsystem would be a high entropy state corresponding to almost uniform distribution of particles. Similarly, the initial state of the second subsystem would be a high entropy state of the same form.

However, the abovementioned solutions with two opposite time arrows cannot be solutions anymore as soon as interaction is present. In the most cases the interaction will mix particles between subsystems. A number of solutions with the interaction which are characterized with the same initial-final conditions (described above) is rather small, being in fact *much lesser than the number of such solutions in absence of interaction*.

Let me make the latest affirmation more quantitative. After an odd number of swapping between subsystems the particle will be within the other subsystem. Similarly, after an even number of such swapping it will remain in the same subsystem, without changing it. Probabilities of these two events are equal to  $p = \frac{1}{2}$  and don't depend on other particles (at least approximately). Moreover, we may state that mixing between these two subsystems is insignificant in initial and final states, as entropies of these two subsystems are entirely different. We want to compute probability of small mixing for the final state, provided that the mixing is small in the initial state. To do it determinable, we will take that the mixing is small if a number of particles  $N_t$  transferring from one subsystem into the other is either  $N_t < \frac{N}{4}$  or  $N_t > \frac{3}{4}N$ . Thus, the probability is given here by the aggregate binomial distribution  $F\left(N_t; N, \frac{1}{2}\right)$  which is described by

$$F(k; n, p) = \sum_{i=0}^{[k]} \binom{n}{i} p^i (1-p)^{n-i} \quad (15)$$

where  $[k]$  is the largest integer being less than or equal to  $k$ . The function  $F(k; n, p)$  will satisfy to inequality

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

The state with opposite time arrows of the subsystems is not destroyed when  $N_t < \frac{N}{4}$  or  $N_t > \frac{3}{4}N$ . The probability thereof is equal to

$$2F(N/4; N, 1/2) < 2\exp(-N/8) \quad (17)$$

It is clear that the probability will decrease exponentially as  $N$  increases. It means that such probability is negligible for a large  $N$ . Consequently, one may state almost for sure that processes with opposite time arrows will be destroyed.

In the model described above we need in an almost equal number of particles in these two subsystems, in order to destroy states with opposite time arrows. It is related to the fact that one particle can influence the motion of one close particle only. For more realistic interactions, one particle can influence the motion of a large amount of adjacent particles which means that even a very small number of particles in one system can destroy processes with decrease of entropy for the other system.

### 4.3 Decorrelation in a system with interaction

Hamiltonian systems are described not only with macro states but also with complicated non-linear correlations between micro states. These correlations are responsible for reversibility. Interaction between the two subsystems destroys these correlations in subsystems but the whole system remains reversible, i.e., correlations appear in the whole system. Thus, decorrelation in subsystems spreads correlations on the whole system. (This process is a classic analogue of decoherence in quantum mechanics).

Let us set forth these qualitative ideas in a more quantitative form. Linear correlation (Pearson's correlation) has the behaviour which resembles very much that of non-linear correlations described above. The only difference is that these linear correlations decrease with time. Interaction which we proposed may be approximated by random noise with the amplitude conforming to the distance  $\sigma$  of interaction between particles.

So we expect that interaction not only causes alignment of time arrows but also leads to correlations decay which takes place even in a more significant manner than without interaction (Section A.5). During this process the evolution of subsystems becomes irreversible but the whole system remains reversible.

We may quantitatively find the value of this correlations decay by computing Pearson's correlation for our subsystems described in

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

where  $\langle C^m(0) \rangle$  is the expected dispersion of a random value  $x$  computed after  $m$  iterations of mapping. Dispersion  $C^m(0)$  may be computed as

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

where  $S$  is a random number defined as  $S = \sum_{k=0}^{m-1} 2^k \zeta_k$ . Here  $\zeta_k$  is an independent and uniformly distributed random number with the zero average and dispersion  $\sigma^2$  which models the influence of interaction on evolution of the system. Upon short computation, we come to

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

Using the following property of independent and uniformly distributed random values  $\langle \zeta_k \zeta_{k'} \rangle = \delta_{kk'} \sigma^2$  we come to

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

It is clear that interaction will increase decay of linear correlations at least, as

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

However, Pearson's correlation  $r(m) = 2^{-m}$  for the whole system will remain the same. As  $\langle S^2 \rangle^{1/2}$  shall be much less than the size of the system (a single quadrate), we may conclude that our suppositions leading to (22) are correct only for  $\langle S^2 \rangle = [(2^{2m} - 1)/3]\sigma^2 \ll 1$  and  $\sigma^2/2^{-2m} \ll 1$ .

#### 4.4 Numerical simulation

Until now, we used only general abstract arguments. In this subsection, we will try to support them by certain numerical modelling.

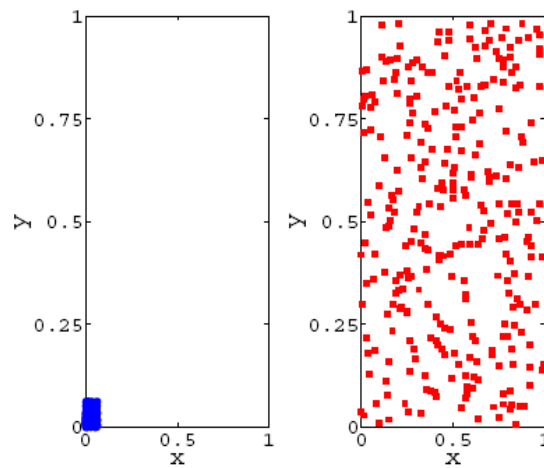


Fig. 1. Initial configuration of particles at moment  $t = 1$ .

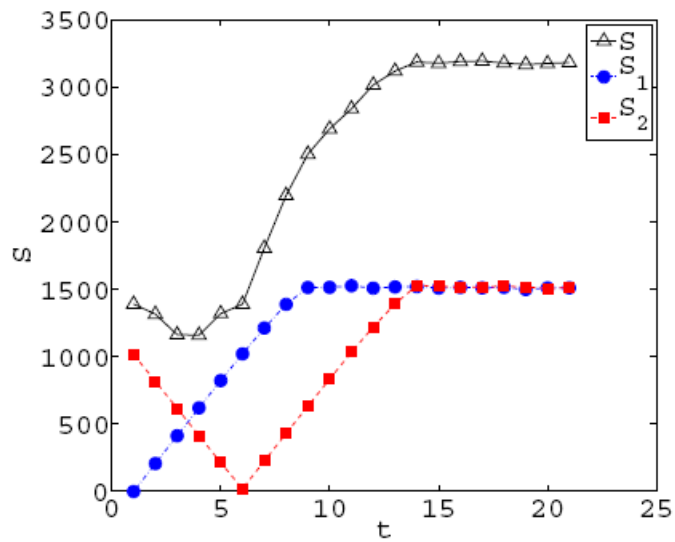


Fig. 2. Evolution of entropy without interaction.



We have two subsystems (marked as 1 and 2), each with  $N_1 = N_2 = 300$  particles. These two subsystems occupy two single quadrates. To define the coarsened entropy, we divide each single quadrate into  $16 \times 16 = 256$  small quadrates. Thus, entropy of each of these subsystems shall be presented as

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

where  $i = 1, 2$ ,  $f_{k,i} = n_{k,i}/N_i$  and  $n_{k,i}$  are numbers of particles in appropriate small quadrates. Similarly, the complete entropy shall be defined as

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

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

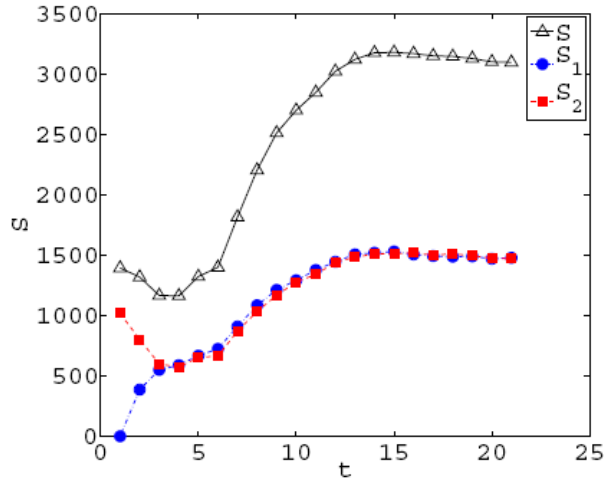


Fig. 3. Evolution of entropy with interaction.

For subsystem 1 we choose the initial state with the zero entropy in  $t = 1$  (see Fig. 1). Absolutely similarly as for system 2 we choose the "final" state the zero entropy in  $t = 6$ . Such initial states ensure that in absence of interactions  $S_1$  will increase with time, whereas  $S_2$  will decrease with time for  $t < 6$ .

In order to avoid numerical problems being results of the finite accuracy of computer presentation of rational numbers, (27) is substituted by  $x' = ax - [ax], y' = (y + [ax])/2$ , with  $a = 1.999999$ . The results of numerical modeling are given in Fig. 1 and Fig. 2.

To include interaction effects, we define interaction in such a way. (For the sake of computation convenience, it is defined in a slightly different way, as compared to Section 4.2). We take a small range of interaction  $r_y = 0.01$  in  $y$  direction which, essentially, is a parameter describing weakness of interaction. (Let me remind that  $y$  and  $x$  are analogues of the canonic coordinate and canonic pulse respectively in Hamiltonian phase space). Interaction leads to swapping between the closest pairs, as well as in Section 4.2, but now "the closest" shall be referred to the distance in  $y$  direction, and there isn't any swapping if the shortest distance is longer than  $r_y$ . Moreover, now the interaction is defined in such a way that only  $x$ -coordinates of particles are swapped. By choosing the same initial conditions in  $t = 1$  as in the case of absence of interdependency (Fig. 1), the results of numerical modeling with interaction can be presented in Fig. 3. We can see that in case of interaction (Fig. 3)  $S_2$  begins to increase in a more early time than without interaction (Fig. 2).

## 5 Conclusions

In this paper, we used a "toy" model based on Baker's map in order to demonstrate peculiarities, which are fair for common systems described by the reversible Hamiltonian mechanics. It is clear that for such systems, one can freely choose either final or initial

conditions, but it is not possible to choose freely mixed initial-final conditions. Initial-final conditions are conditions whereat we define canonic parameters for one portion of particles at the initial moment of time and at the final moment of time – for the other portion. There is not any appropriate solution for many mixed initial-final conditions (for Hamiltonian motion equations). Absolutely equally as for our “toy model”, for most of weak interaction Hamiltonians the number of solutions with given coarse-grained initial-final conditions will be much lesser than the number of solutions with coarse-grained initial conditions only or with coarse-grained final conditions only. It explains the fact why we cannot observe in practice subsystems with opposite time arrows, that is, why a time arrow is universal.

In a sense, destroying of states with opposite time arrows is similar to ergodicity. The both properties shall be true in all practical situations but they are not precise laws. They are true for most of real systems but one can always find these or those counter-examples [21, 22]. Besides, the both properties are intuitively obvious but still are very hard for us to prove them strictly. For ergodicity, the appropriate strict result is KAM (Kolmogorov-Arnold-Moser) theorem, whereas for destroying states with opposite time arrows there is not any strict theorem of such a kind.

Our results allow also resolving of “contradictions” between Prigogin’s “New dynamics” [20] (discussed in Section 3.3 from this paper) and Bricmont’s comment [26]. We may divide dynamics of interacting subsystems into two types of dynamics:

1. Reversible ideal dynamics examined in relation to the coordinate time when entropy may decrease or increase.
2. Irreversible observable dynamics examined in relation to the own observer’s time arrow in relation whereto the entropy may only increase, as it was shown above.

Within this terminology, Prigogin’s “New dynamics” [20] is one of forms of *observable dynamics*, whereas in Bricmont’s paper [26]

*ideal dynamics* is examined. In particular, the observable dynamics does not include Poincare's returns and reversibility, which is really an unobservable real observer. This makes it simpler than the ideal dynamics. However, the both types of dynamics are correct in principle.

It is also worth to note that our results are not in conflict with existence of dissipative systems [27] (such as, for instance, certain self-organizing biological systems) wherein the entropy of the subsystem may decrease in course of time, despite increasing of the environment entropy. Entropy of the complete system (including both the dissipative system entropy and the environment entropy) increases which is in accord with the law of increasing entropy. It is typical for such systems that interaction with the environment is *strong*, whereas we address the results of our paper to *weak* interactions between subsystems. E.g., intense flow of solar energy is necessary for existing of living organisms on Earth. The weak flow of energy from stars is not sufficient for life but it will be sufficient for de-correlation and for alignment of time arrows. We can cite here from paper [6]: "However, the observer is macroscopic by definition, and all remotely interacting systems become correlated very quickly (e.g., Borel managed to remarkably compute that shift of one gram of material over Sirius star for the distance of one meter can influence trajectories of gas particles on Earth in time scale of microseconds order [28])."

## **Appendix A. Basic properties of the baker's map**

In this appendix, we will present some basic properties of Baker's Map. You can find more detailed description, e.g., in [29].

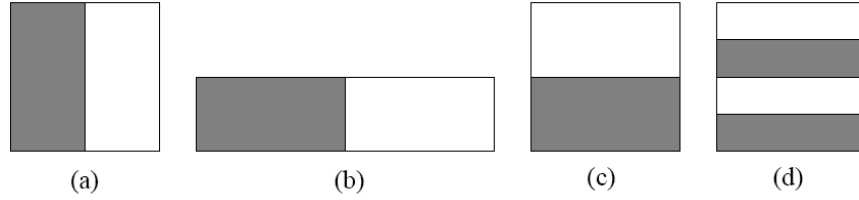


Fig. 4. Geometric interpretation of Baker's Map. (a) Initial configuration (b) Uniform shrinking in vertical direction and stretching in horizontal direction by the value of factor 2 (c) Resulting configuration after cutting the right half and its displacement onto the left one (d) Resulting configuration after two iterations.

### A.1 Definition of Baker's Map

Let's examine the binary symbolic consequence.

$$\dots S_{-2}, S_{-1}, S_0; S_1, S_2, S_3 \dots \quad (25)$$

being infinite from the both sides. Such consequence shall define two real numbers

$$x = 0.S_1S_2S_3\dots, \quad y = 0.S_0S_{-1}S_{-2}\dots \quad (26)$$

The consequence may be shifted in reversed way in relation to the semi-colon in both directions. Upon the left shift we will obtain new real numbers

$$x' = 2x - [2x], \quad y' = \frac{1}{2}(y + [2x]), \quad (27)$$

where  $[x]$  is the largest integer which is less than  $x$ , or is equal to it. This mapping of a single quadrangle onto itself shall be referred to as *Baker's Map*.

Baker's Map has a simple geometric interpretation given in Fig. 4 where (a) is the initial configuration and (c) is the final configuration upon one iteration of Baker's map, with the intermediary step presented in (b). Portion (d) is the representation of the final configuration upon two iterations.

### A.2 Unstable periodic orbits

Periodic symbolic consequences (0) and (1) correspond to fixed points  $(x, y) = (0, 0)$  and  $(x, y) = (1, 1)$  respectively. Periodic consequence (10) corresponds to the two-period orbit  $\left\{ \left( \frac{1}{3}, \frac{2}{3} \right), \left( \frac{2}{3}, \frac{1}{3} \right) \right\}$ . From the periodic consequence ... 001; 001 ... we obtain  $\left\{ \left( \frac{1}{7}, \frac{4}{7} \right), \left( \frac{2}{7}, \frac{2}{7} \right), \left( \frac{4}{7}, \frac{1}{7} \right) \right\}$ . Similarly, from ... 011; 011 ... we obtain  $\left\{ \left( \frac{3}{7}, \frac{6}{7} \right), \left( \frac{6}{7}, \frac{3}{7} \right), \left( \frac{5}{7}, \frac{5}{7} \right) \right\}$ .

Any  $x$  and  $y$  can be approximated randomly well as  $0.X_0 \dots X_n$  and  $0.Y_0 \dots Y_m$ , respectively, provided that  $n$  and  $m$  are sufficiently large. So, the periodic consequence  $(Y_m \dots Y_0 X_0 \dots X_n)$  can be approximated to any point of a single quadrangle randomly closely. Thus, the aggregate of all periodic orbits gives a dense aggregate on a single quadrangle.

### A.3 Ergodicity, mixing and conserving area

Due to horizontal stretching all close points diverge exponentially under influence of iterations of Baker's Map. In these iterations, any casual symbolic consequence will approximate randomly closely to any point of a single quadrangle. In general, such ergodic property may be used in order to substitute the average in "time"  $\langle A \rangle$  by the average in "ensemble":

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

where  $d\mu(x, y)$  is an invariant measure, and  $\rho(x, y)$  is invariant density for Baker's Map. For Baker's Map  $\rho(x, y) = 1$ .

Under influence of iterations of Baker's Map, any domain can be mapped into a series of narrow horizontal stripes. In the long run, they uniformly fill the entire quadrature which will correspond to mixing. Absolutely the same inverse iterations shall map the domain into narrow vertical bands which also correspond to mixing.

During these iterations, the domain area will not change. This property is interpreted as the law of conserving the area for Baker's Map.

#### **A.4 Exponents of Lyapunov's power; shrinking and stretching directions**

If  $x_0$  and  $x_0$  have equal first  $k$  binary digits, then for  $n < k$ ,

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

where  $\Lambda = \log 2$  is the first positive exponent of Lyapunov's power for Baker's map. Consequently, the distance between two close orbits will increase over the exponent with increasing of  $n$ , and after  $k$  iterations becomes of order 1. This property is referred to as sensitivity to initial conditions. Due to this property, all periodic orbits are unstable.

As the domain area maintains, stretching in horizontal direction discussed above shall imply that a certain direction of shrinking must also exist. Indeed, the evolution in vertical direction  $y$  is inverse to the evolution in horizontal direction  $x$ . If  $(x_0^{(1)}, y_0^{(1)})$  and  $(x_0^{(2)}, y_0^{(2)})$  are two points with  $x_0^{(1)} = x_0^{(2)}$ , then

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

(30)

Consequently,  $\Lambda = -\log 2$  is the second negative exponent of Lyapunov's power for Baker's map.

### A.5 Correlations decay

As  $x$  is unstable direction the evolution in this direction shall lead to correlations decay. The average correlation function  $C(m)$  for consequence  $x_k$  is usually defined as

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

(31)

where  $\langle x \rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^n x_k/n$ . Correlations may be computed even easier if the invariant measure  $\mu(x)$  is known; in this case

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

(32)

where  $f^m(x) = x_m$  -- a function which is mapping  $x$  invariable into its image upon  $m$  iterations of Baker's Map. Thus, for Baker's Map  $d\mu(x) = dx$ , we can put down:

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

(33)

which leads to

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

$\left. \left. x \right) \right]_{j/2^m}^{(j+1)/2^m}$

(34)



For Baker's Map  $\langle x \rangle = \frac{1}{2}$ , and thus, the sum put down above may be apparently computed as

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

(35)

It shows that correlations decay occurs by exponent as  $m$  increases. Pearson's correlation for the system can be found as follows:

$$r(m) = C(m)/C(0) = 2^{-m}$$

(36)

## Bibliography

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. Kupervasser, nlin/0407033.
9. Kupervasser, nlin/0508025.
10. D. Jennings, T. Rudolph, Phys. Rev. Lett., 104, 148901 (2010).

11. Kupervasser, D. Laikov  
17th World Multi-Conference on Systemics, Cybernetics  
and Informatics: WMSCI 2013; 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. Kupervasser, arXiv:0911.2076.
17. G.F.R. Ellis, Gen. Rel. Grav. 38, 1797 (2006).
18. H. Nikolic, Found. Phys. Lett. 19, 259 (2006).
19. H. Nikolic, [http://www.fqxi.org/data/essay-contestfiles/Nikolic\\_FQXi\\_time.pdf](http://www.fqxi.org/data/essay-contestfiles/Nikolic_FQXi_time.pdf) .
20. 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. 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.

## **Chapter 2. The Universal Arrow of Time: Quantum Mechanics**

### **1. Abstract: Solution of Schrodinger's cat paradox, Wigner's friend paradox, paradox of a kettle which will never begin to boil**

This paper is a natural continuation of our previous paper [1] and Chapter 1 of this essay. We illustrated earlier that in classical Hamilton mechanics, for overwhelming majority of real chaotic macroscopic systems, alignment of their thermodynamic time arrows occurs because of their low interaction. This fact and impossibility to observe entropy decrease at introspection explain the second law of thermodynamics. The situation in quantum mechanics is even a little bit easier: all closed systems of finite volume are periodic or nearly periodic. The proof in quantum mechanics is in many respects similar to the proof in classical Hamilton mechanics – it also uses small interaction between subsystems and impossibility to observe entropy decrease at introspection. However, there are special cases, which we can find in the classical mechanics. In these cases, one microstate corresponds to a set of possible macrostates (more precisely, their quantum superposition). Consideration of this property with use of decoherence theory and taking into account thermodynamic time arrows will introduce new outcomes in quantum mechanics. It allows to resolve basic paradoxes of quantum mechanics:

- (a) to explain the paradox of wave packet reduction at measurements when an observer is included in the system (introspection) (paradox of the Schrodinger cat);
- (b) to explain unobservability of superposition of macroscopic states by an external observer in real experiments (paradox of Wigner's friend);

- (c) to prove full equivalence of multi-world and Copenhagen interpretations of quantum mechanics;
- (d) to explain deviations from the exponential law at decay of particles and pass from one energy level to another (paradox of a kettle which will never begin to boil).

## 1. Introduction

First, it is necessary to note that in our paper, unless we stipulate other, a full system is located in a closed finite volume, contains a finite number of particles and is isolated from environment. These are principal requirements of the entropy increasing law, which we consider. We may describe the full system in terms of quantum mechanics laws.

In our previous paper [1], we considered alignment of thermodynamic time arrows in classical Hamilton mechanics leading to proof of the entropy increasing law. Here we intend to consider a quantum case. The reason of alignment of thermodynamic time arrows in quantum mechanics is the same as in the classical mechanics. It is “*entangling*” and “*decoherence*” [2-3, 17, 24-27], that is, low interaction between real chaotic macroscopic systems or a real chaotic macroscopic system in unstable state and a quantum microsystem (process of measurement in quantum mechanics).

Use of phenomenon of alignment of thermodynamic time arrows on quantum mechanics for analysis of widely known paradoxes of quantum mechanics allows their full and consistent resolution. All these paradoxes are caused by *experimental* unobservability for *real macroscopic* bodies of such purely quantum phenomena predicted by a quantum mechanics as

- (a) superposition of macrostates for the Copenhagen interpretation, or
- (b) presence of multiple worlds in case of multi-world interpretation.

Indeed, quantum mechanics has the principal difference from classical one: if in classical mechanics one microstate corresponds to just one macrostate, and then in quantum mechanics one micro-

state (*a pure* state characterized by a wave function) can correspond to a set of macrostates. (In other words, this microstate is superposition of microstates corresponding to *various* macrostates). Such situation is not possible in classical mechanics! Moreover, such state can not be considered as a simple *mixed* state, i.e. a classical ensemble of these several macrostates (to be more exact, of macrostates corresponding to them which are included into the superposition) with corresponding probabilities. Evolution of these superpositions and mixed states is different. Presence of *interference* terms for superposition explains this difference (or *quantum correlations* of the worlds for multi-world interpretation). Although this difference is very small for macroscopic bodies, yet it exists. What would prevent to observe this difference experimentally? The same reasons that prevents to observe entropy decreasing – it is alignment of thermodynamic time arrows!

Indeed, the more the detailed analysis below shows that experimental manifestations of interference (quantum correlations) are demonstrated in *considerable scale* only at entropy decrease. This process is not observable *in principle* if the observer *is included* into the observable system (*introspection*). Thus, entropy decrease is very difficultly observable if the observer is not included in the observed macrosystem, because of alignment of thermodynamic time arrows of the observable system and the observer/environment during decoherence. Almost full isolation of the macrosystem from environment / the observer is necessary between observations.

In addition, we cannot observe small manifestations of the interference (quantum correlations) at entropy increase at introspection *in principle* (at introspection, the full observation will be impossible – we can measure only macroparameters exactly, the full measuring is impossible). They are very difficultly observable for the external observer case because of decoherence with the observer/environment.

## 2. **Qualitative consideration of the problem.**

The reason of alignment of thermodynamic time arrows in quantum mechanics, as well as in classical mechanics, is low interaction between real chaotic macroscopic systems. It is a well-studied phenomenon named “decoherence” [2-3, 17, 24-27]. Its result is not only in widely known “entangling” states of systems but also in alignment of thermodynamic time arrows. (The direction of the entropy increase defines the direction of a thermodynamic time arrow). The reason of alignment of thermodynamic time arrows is absolutely the same as in classical Hamilton mechanics: instability of processes with opposite time arrows with respect to small perturbations. These perturbations exist between the observer/environment and the observed system (decoherence).

Maccone’s paper [4] gave similar arguments in the case of quantum mechanics. However, therein he formulated that the similar logic is applicable only in quantum mechanics. Our previous paper shows incorrectness of this conclusion [1, 5]. Paper [6] formulates the other objection to his judgments. Therein small systems with strong fluctuations are considered. Alignment of thermodynamic time arrows does not exist for such small systems. It must be mentioned that both Maccone’s reply to this objection and the subsequent paper of the authors of the objection [7] do not explain the true reason of the disagreement described. The real solution is very simple. More specifically, the entropy increase law, the concept of thermodynamic time arrows and their alignment are applicable only to non-equilibrium *macroscopic* objects. Violation of these laws for microscopic systems with strong fluctuations is a widely known fact. Nevertheless, although the objection [6] is trivial physically, yet it is interesting from purely mathematical point of view. It gives good mathematical criterion for macroscopicity of chaotic quantum systems.

The situation in quantum mechanics is even simpler than in classical one: chaotic quantum systems are nearly periodic systems. However, the random law may describe distribution of energies (eigenvalues of a Hamiltonian determining “frequencies” of energy modes) [8]. This fact defines chaotic character of the quantum systems.

One can often see a statement that behaviour of quantum chaotic systems differs very strongly from that of classical ones. It is, however, a bad mistake related to deep misunderstanding of physics of these systems. Really, quantum chaotic systems are nearly periodic, whereas the random law for Poincare's returns times characterizes classical chaotic systems. Thermodynamic time arrows of the observer and the observable system have the same direction. Therefore, the observer is capable to carry out observation (or introspection) only on finite time intervals when its time arrow exists (i.e. its state is far from thermodynamic equilibrium), and it *does not change* its direction. On such *finite* times (that the observer is capable to carry out observation during this time) the behaviour of chaotic quantum systems has the same character as that for classical quantum systems.

Decoherence results in transition of observed systems from a pure state to mixed one, i.e. results in entropy increase. (Actually, one macrostate transforms to the set of microstates). On the other hand, Poincare's returns yield the inverse result (i.e. "recoherence") and are related to the entropy decrease. Thus, decoherence and the correspondent alignment of thermodynamic time arrows of the observer and observable systems shall lead to the syncs of moments when the systems pass from pure states to mixed states. Consequently, it makes impossible to observe experimentally the inverse process (i.e. "recoherence").

Summing up the above mentioned, consideration of alignment of thermodynamic time arrows in quantum mechanics is in many aspects similar to consideration in classical mechanics. However, consideration of this property for analysis of widely known paradoxes of quantum mechanics gives their full and consistent resolution. These are the following paradoxes:

- (a) explaining the paradox of wave packet reduction at measurements when an observer is included in system (introspection) (paradox of the Schrodinger cat);
- (b) explaining unobservability of superposition of macroscopic states by an external observer in real experiments (paradox of Wigner's friend);

- (c) proving the full equivalence of multi-world and Copenhagen interpretations of quantum mechanics;
- (d) explaining deviations from the exponential law at decay of particles and pass from one energy level on another (paradox of a kettle which will never begin to boil).

As we described above, in quantum mechanics the solution of the problem of alignment of thermodynamic time arrows is similar to that in classical mechanics. However, there is one important exception. In classical mechanics, one microstate (a point in a phase space) corresponds to just one macrostate. In quantum mechanics, one microstate (wave function) can correspond to the set of possible macrostates (quantum superposition of the wave functions corresponding to this macrostates). This situation appears in the well-known paradox of "Schrodinger cat".

Multi-world interpretation of quantum mechanics is very popular today. It states that these different macrostates correspond to different worlds. These parallel worlds exist simultaneously and interfere (summing to each other). We suggest it as a solution of "Schrodinger cat" paradox.

Then the following question appears, "Why do we need to suppose simultaneous existence of these worlds?" Instead, we can say, "The system collapses in one of these macrostates with the probability defined by Bohr's rules. Why do we need these mysterious parallel worlds?" Copenhagen Interpretation is a name for this point of view.

The following objections are usually given:

1. We do not have any mechanisms describing the collapse in Copenhagen Interpretation.
2. We accept that wave functions are something, which really exists.
3. These wave functions and their superposition satisfy to Schrodinger equations.
4. Multi-world interpretation follows automatically from 1 and 2.



5. Decoherence, which is also a consequence of Schrodinger equations, explains why we can see as a result only one of the worlds (with corresponding Bohr's probabilities).

However, here it is possible to object to it: "Yes, we don't have any collapse mechanism. Nevertheless, we need not know it. We just postulate such collapse. Moreover, we do not want at all to know this mechanism. Really, we are capable to describe and calculate any physical situation without this knowledge".

However, such approach encounters the following difficulties:

1. We cannot specify or calculate *the exact* instant when this collapse takes place. For macrobodies, it is possible to specify just a very narrow, but still a finite interval of time in which this collapse happens.
2. For macrobodies there is a quite clear separation between the worlds (because of decoherence) but it will never be full. There is always some *small* "overlapping" between the worlds (the interference terms, quantum correlations of the worlds) even for macrobodies. Decoherence which is described above resolves the problem only partially. It "separates" macroworlds not completely but leaving this small "overlapping".
3. There are specific models of collapse (so-called GRW theory [16]). We can verify experimentally them. However, until now, such experiments did not give any proof of existence of such collapse. They give only boundaries on parameters for such models (in the case when they are true) defined by accuracy of the experiment.

However, it is possible to object again:

1. Yes, there is a problem to define exact collapse times. However, exactly the same problem does exist in multi-world interpretation as well: in what instant does the observer see, in what of the possible worlds he has occurred?

2. The problem of "overlapping" of the worlds also exists in the multi-world interpretation. Indeed, the observer sees only one world in some instant. He can tell nothing about existence or non-existence of other parallel worlds. Therefore, he can conclude all predictions of the future (based on Bohr's rules) only on knowing of "his" world. However, due to "overlapping" of the worlds (even just a small one) he cannot predict some possible effects. It means that quantum mechanics cannot give even an exact *probabilistic* prediction.
3. It is possible to add one more uncertainty that exists in both interpretations. Suppose, for example that a superposition of two macrostates exists: "an alive cat" and "a dead cat". Why does the world split (or collapse) into these two states? What is wrong with the pair: ("an alive cat" – "a dead cat"), ("an alive cat" + "a dead cat")? The three problems described above lead to *uncertainty* of predictions done by means of quantum mechanics. We cannot insert it even within probabilistic frameworks based on Bohr's rules. This uncertainty is very small for macrobodies but it exists. It exists for *all* interpretations, yet masking and changing its form. The aim of majority of interpretations is to overcome these problems. Actually, different interpretations only "mask" the uncertainty problem yet not solving it.
4. All that we told above about GRW theories is true. There is no necessity to use it instead of quantum mechanics. However, it is not correct for Copenhagen Interpretation. The Copenhagen Interpretation resembles GRW very much but one important feature is very much *different* from GRW. The Copenhagen Interpretation postulates the collapse only for *one* final observer. It does not demand the collapse from the *remaining* macroobjects and observers. A point of view of a final observer describes all physical experiments. The final "observer" is not some person possessing mysterious "consciousness". It is some standard macroscopic object. It is far from its state of thermodynamic equilibrium. The final observer is the last in the chain of observers and macrobodies. We choose the direction of his thermody-

dynamic time arrows as a "positive" direction. It is similarly to our previous paper [1]. This constrain on collapse leads to serious consequence, which does not appear in GRW. Namely, we can verify experimentally the existence of the collapse in GRW, but existence of the collapse in Copenhagen Interpretation we cannot prove or disprove even *in principle*. Let us demonstrate it. We will consider mental experiments, which allow verifying existence of the collapse predicted in GRW. Further, we will demonstrate that we cannot use these experiments for verification of the collapse in the Copenhagen Interpretation.

- a. Quantum mechanics, as well as classical, predicts Poincare's returns. Moreover, unlike classical chaotic systems, the returns happen periodically or almost periodically. However, because of the collapse in GRW such returns are impossible and we cannot observe them experimentally, i.e. this fact can be used for experimental verification.
- b. Quantum mechanics is reversible. At a reversion of evolution, the system must return to the initial state. However, the collapse results in irreversibility. We can verify this fact also experimentally.
- c. We can observe experimentally the small effects related to the small quantum correlations that exist even after decoherence. In GRW this small effects disappear.

Suppose that we want to verify the collapse of the final observer in the Copenhagen Interpretation. Hence, we must include the observer into the observable system, i.e. there is *introspection* here. We will demonstrate that it is impossible to verify (or contravene) existence of the collapse in Copenhagen Interpretation by the methods described above:

- a. Suppose that the observer waits for the return predicted by quantum mechanics. However, the observer is included into the system; i.e., at Poincare's return, he will return to his initial state together with the entire system. Hence, his memory

about his past will be erased. Therefore, the observer will not be possible to compare the initial and finite state. It makes the verification of the existence (or non-existence) of the observer's collapse experimentally impossible.

- b. The same reasons as those in item (a.) make impossible the experimental verification of the returns caused by the reversion of system evolution.
- c. For observation of the small effects (quantum correlation macrostates), the measuring split-hair accuracy is necessary. However, as the observer is included into the observed system (introspection), it is not possible to make full measurement of such system. (Figuratively speaking, the observer uses some "ink" to describe the full system state. However, the "ink" is also a part of the full system during intersection. So the "ink" must describe also itself!) We can describe such system by macroparameters only. It makes impossible experimental observation and calculation of the small effects of the quantum correlations.

Actually, the first two items (a., b.) are related to a following fact which took place also in classical mechanics [1]. Decoherence (decomposition on macrostates) leads to the entropy increase (one macrostate is replaced by a full set of possible macrostates). On the other hand, observation of the return (i.e. recoherence) is related to the entropy decrease. The observer is capable to carry out introspection experimentally only on finite time intervals when it has a time arrow (i.e. a state far from the thermodynamic equilibrium), and it *does not change* its direction. Thus, inability to distinguish experimentally the Copenhagen and Multi-world Interpretations is closely related to the entropy increase law and the thermodynamic arrow of time.

Everything from the abovementioned makes impossible to verify experimentally the difference between the Copenhagen and Multi-world Interpretation, so we can regard them as equivalent. Such statements about indistinguishability of these interpretations meet in the literature. However, in cases when this fact is not just stated but

someone tries to prove it, it is usually referred to impossibility to make such verification only practically for macrobodies (FAPP - for all practical purposes). The understanding of its *principal* impossibility is lacking. This incorrect understanding is a basis for erroneous deduction about «exclusiveness» of Multi-world Interpretation. We will demonstrate the clearest example [9]:

**"MWI proponents might argue that, in fact, the burden of experimental proving lies on MWI opponents, because it is they who claim that there is the new physics beyond the well tested Schrodinger equation."**

"Despite the definition "interpretation", the MWI is a variant of quantum theory that is different from others. Experimentally, the difference is relative to collapse theories. It seems that there is no experiment distinguishing the MWI from other no-collapse theories such as Bohmian mechanics or other variants of MWI. The collapse leads to effects that are, in principle, observable; these effects do not exist if MWI is the correct theory. To observe the collapse, we would need a superb technology, which would allow "undoing" a quantum experiment, including a reversal of the detection process by macroscopic devices. See Lockwood 1989 (p. 223), Vaidman 1998 (p. 257), and other proposals in Deutsch 1986. These proposals are all for mental experiments that cannot be performed with current or any foreseen future technology. Indeed, interference of different worlds has to be observed in these experiments. Worlds are different when at least one macroscopic object is in macroscopically distinguishable states. Thus, what is needed is an interference experiment with a macroscopic body. Today there are interference experiments with larger and larger objects (e.g., fullerene molecules C<sub>60</sub>), but these objects are still not large enough to be considered "macroscopic". Such experiments can only refine the constraints on the boundary where the collapse might take place. A decisive experiment should involve the interference of states which differ in a macroscopic number of degrees of freedom: an impossible task for today's technology".

The given proof of principal experimental unverifiability of collapse in Copenhagen Interpretation, as far as we know, can be found only in this and the previous papers [10-13]. It is possible to term it as the "Gödel" theorem of impossibility for quantum mechanics. Both its statement and its method of its proof really remind "the Gödel theorem of incompleteness".

We concentrate on this problem so much here for the following reasons. Firstly, the impossibility to distinguish experimentally the Copenhagen and Multi-world Interpretations is closely related to the entropy increase law and the thermodynamic arrow of time. Secondly, it is too many people sincerely but erroneously believe that Multi-world Interpretation (or other less fashionable Interpretations) completely solves all problems of quantum mechanics. Uncertainty, which we described already above, is one of such problems of quantum mechanics. It means that quantum mechanics using Bohr's rules is characterized with small uncertainty connected to small quantum correlation of the observer. How can we find them actually? We can conclude these results from the fact that the specified uncertainty exist in *ideal* dynamics over an abstract coordinate time. This uncertainty is absent in *observable* dynamics over the observer's time arrow and is not observed experimentally in principle.

- 1) Introspection: The same reasons already described above which do not allow verifying the collapse experimentally will not allow experimental discovery of the uncertainty specified in item 1 (the exact instant of the collapse) and item 2 (quantum correlations). Therefore, it is senseless to discuss it.
- 2) External observation:
  - a. If this observation does not perturb the observable system then the collapse of the system and, hence, uncertainties [specified in item 1 (the exact instant of the collapse) and item 2 (quantum correlations)] do not arise. Therefore, we can verify quantum mechanics experimentally in precise way. Such unpertrubative observation is possible for macrobodies only theoretically. The necessary condition is a known initial state (pure or mixed) (Appendix A).

- b. The observed system is open. It means that there is a low interaction between the observable system and the observer/environment. This low interaction masks uncertainty (specified in points 1 and 2) and makes impossible its experimental observation.

Here it is necessary to return to the uncertainty described in item 3 above. The majority of real observations correspond to two cases: the introspection cases (when the full description is impossible in principle) or the open system (perturbed with uncontrollable small external noise from the observer/environment). How is it possible to describe such open or incomplete systems? We can make it by input of *macroparameters* of the system. The real *observable* dynamics of such parameters is possible for a wide class of systems. It does not include “the parallel worlds” unobservable in realities, entropy reduction, quantum superposition of macrostates and other exotic, possible only in *ideal* dynamics. Observable dynamics is considered with respect to the thermodynamic time arrow of the real macroscopic non-equilibrium observer, weakly interacting with observable system and an environment (decoherence). We consider ideal dynamics with respect to abstract coordinate time. The other papers [14-15, 17-18] successfully solved the problem of the pass from ideal to real dynamics. Selection of macrovariables is ambiguous, but also is not arbitrary. We should be chose macrovariables so that at entropy increase random small external noise did not influence considerably their dynamics. Such macrovariables exist and pointer states [3, 17] are a name for them. Presence of the selected states is a result of interaction locality in the real world. It means that close particles interact stronger than far particles. If we defined the force of interaction, for example, by closeness of momentums the principal states would be absolutely different. Therefore, the property of a locality is untrue over distances comparable with wavelength. Therefore, radio waves have *field* pointer states, strongly differing from *particles* pointer states. The situation described here is completely equivalent to paper [1]. This paper considers "appropriate" macrostates for classical mechanics were.

What can be an example of observable dynamics for quantum systems? These are the described above GRW theories. To understand it, we will return to the Copenhagen Interpretation. We can choose different non-equilibrium macrobodies as "the final observer" in the Copenhagen Interpretation. Theoretically, such different observers will see the collapse differently. "Paradox of Wigner's friend" is a name for this appearance. We will call this appearance of ambiguity of the collapse in the Copenhagen Interpretation as "Quantum solipsism". We chose this name by analogy to the similar philosophical doctrine. This problem can be resolved similarly to the paper [1]. The entropies of all weakly interacting macrobodies increase or decrease synchronously, because of alignment of thermodynamic time arrows. The collapse corresponds to entropy increase (one macrostate replaces on a set of possible macrostates). Hence, low interaction (decoherence) between macrobodies yields not only alignment of thermodynamic time arrows but also synchronize of all moments of "collapse" for different observers. It makes "Quantum solipsism" for macrobodies although theoretically possible but it would be extremely difficult to realize it in practice. Thus, this resolution of "Quantum solipsism" by the collapses differs from Copenhagen Interpretation. There we cannot prevent the observer's collapse even theoretically. Thus, the GRW theories described above are the description of the real *observable* dynamics of macrobodies (FAPP dynamics) for quantum mechanics. It throws out effects not observed in reality. Non-synchronism in the macrobodies collapses moments and the entropy decrease that *ideal* dynamics predicts can be examples.

"The paradox of a kettle which will never begin to boil" can serve as a good illustration of the abovementioned connection of observed and ideal types of dynamics. In quantum mechanics, it is related to a deviation from the exponential law of particles decay (or a pass from one energy level on another). The exponential character of such law is very important – the relative rate of decay does not depend on an instant. It means that the decaying particle has no "age". In quantum mechanics, however, in small lengths of time the law of *ideal* dynamics of decay strongly differs from the exponen-



tial law. Therefore, when the number of measurements of a decaying particle state for finite time interval increases the particle in limit of infinite number of measurements does not decays at all!

Let us observe a macrosystem consisting of large amount of decaying particles. Here it is necessary to note that decay of a particle happens under laws of ideal dynamics only between measurements. Measurements strongly influence dynamics of the system, as we described above. To transfer to *the observable* dynamics featured above, we should decrease perturbing influence of observation strongly. We can reach it by increasing the interval between observations. It must be comparable with a mean lifetime of unperturbed particles. For such large intervals of time, we get real observable dynamics of decay. We can feature it by an exponential curve, and the mean lifetime does not depend on a concrete interval between measurements. Thus, the exponential decay is a law of observable but not of ideal dynamics of particles. (The same reason explains absence of Poincare's returns for this system).

### 3. The quantitative consideration of the problem

#### 3.1. Definition of the basic concepts

- 1) In classical mechanics a microstate is a point in a phase space. In quantum mechanics it corresponds to a wave function  $\psi$  (a pure state), and trajectories are evolution of a wave function in time. In classical mechanics a macrostate corresponds to a function of density distribution in a phase space. In quantum mechanics it corresponds to a density matrix  $\rho$ . The density matrix form depends on the chosen basis of orthonormal wave functions. If  $\rho\rho \neq \rho$  then it is in mixed state.
- 2) The equation of motion for the density matrix  $\rho$  will have the following form:

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

where  $L$  is the linear operator:

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

and  $H$  is the energy operator of the system,  $N$  is a number of particles

- 3) If  $A$  is the operator of a certain observable, then the average value of the observable can be found as follows:

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

- 4) If the observation is introspection the full observation is impossible. In case of external observation because of low interaction with the observer and instabilities of an observable chaotic system the full exposition also is senseless. Therefore, introducing some finite set  $M$  of *macrovariables* is necessary:

$$A_{\text{set}} = \{A_1, A_2, \dots, A_M\},$$

where  $M \ll N$

These macrovariables are known with finite small errors:

$$\Delta A_i \ll |A_i| \quad 1 \leq i \leq M$$

This set of macrovariables corresponds to a macrostate with a density matrix  $\rho_{\text{set}}$ .

All microstates answering to requirements

$$\{ |\langle A_1 \rangle - A_1| \leq \Delta A_1, |\langle A_2 \rangle - A_2| \leq \Delta A_2, \dots, |\langle A_M \rangle - A_M| \leq \Delta A_M \}$$

are assumed to have equal probabilities.

Corresponding to *thermodynamic equilibrium* is a macrostate  $\rho_E$ . It corresponds to a set of microstates satisfying to the following requirement:

$$|\langle E \rangle - E| \leq \Delta E \quad (\Delta E \ll |E|),$$

where  $E$  is the full system energy.

All these microstates are assumed to have equal probabilities.

- 5) In quantum mechanics *ensemble entropy* is defined via density matrix [15]:  $S = -k \text{tr}(\rho \ln \rho)$ ,

where  $\text{tr}$  stands for matrix trace.

Entropy defined in such a way does not change in the course of reversible evolution:

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

6) *Macroscopic entropy* is defined as follows:

- a) For current  $\rho$  we find all corresponding sets of macrovariables

$$\begin{cases} A_{set}^{(1)} = \{A_1^{(1)}, A_2^{(1)}, \dots, A_M^{(1)}\} \Delta A_i^{(1)} \ll A_i^{(1)}, & 1 \leq i \leq M \\ \vdots \\ A_{set}^{(L)} = \{A_1^{(L)}, A_2^{(L)}, \dots, A_M^{(L)}\} \Delta A_i^{(L)} \ll A_i^{(L)}, & 1 \leq i \leq M \end{cases}$$

- b) We find a matrix  $\rho_{set}$  for which all microstates corresponding to the specified set of macroparameters have equal probabilities

- c) Macroscopic entropy  $S = -k \operatorname{tr}(\rho_{set} \ln \rho_{set})$

Unlike ensemble entropy, macroscopic entropy (macroentropy) is not constant and can both increase and decrease in time. For given energy  $E \pm \Delta E$  it reaches its maximum for thermodynamic equilibrium. The direction of the macroentropy increase defines the direction of a *thermodynamic arrow of time* for the system.

7) Similarly to the classical case, the interaction locality results in the fact that not all macrostates are appropriate. They should be chosen so that small noise would not influence essentially evolution of the system for the entropy increase process. Such states are well investigated in quantum mechanics and named *pointer states* [3, 17]. Quantum superposition of such states is unstable with respect to small noise. So such superposition is not, accordingly, a pointer state. For macrosystems close to the equilibrium pointer states are usually corresponding to Hamiltonian eigenfunctions.

8) *Coarsened* value of  $\rho$  ( $\rho_{coar}$ ) should be used to obtain changing entropy similarly to changing macroscopic entropy. We will enumerate ways to achieve it:

- a) We define a set of pointer states and we project a density matrix  $\rho$  on this set. I.e. (a) we note a density matrix  $\rho$  in representation of these pointer states (b) we throw out non-diagonal terms of  $\rho$  and obtain  $\rho_{coar}$ . So entropy:

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

- b) We divide the system into some interacting subsystems (for example: the observer, the observable system and the environment). Then we define the full entropy as the sum of the entropies of these subsystems:

$$S = S_{ob} + S_{ob\_sys} + S_{env}$$

### 3.2. Effect of a weak coupling

#### 3.2.1. Small external perturbation

We can put our macrosystem of finite volume inside of an infinite volume system ("environment", "reservoir") with some temperature. (This reservoir can be also a vacuum with zero temperature.) We will suppose that this reservoir is in thermodynamic equilibrium, has the same temperature as a temperature of the finite system in equilibrium and weakly interacts with our finite system. Then it is possible to use the quantum version of "new dynamics" developed by Prigogine [14] for such infinite systems. Dynamics of our finite system with a reservoir will be the same as its *observable dynamics* without a reservoir with respect to its thermodynamic time arrow. Such description has sense only during finite time. It is time when its thermodynamic time arrow exists (i.e. the system is not in equilibrium) and does not change its direction.

#### 3.2.2. Alignment of thermodynamic time arrows at interaction of macrosystems (the observer and the observable system)

It ought to be noted that here our job is much easier than in the case of classical mechanics. This is because the quantitative theory of small interaction between quantum systems (*decoherence, entangling*) is a well-developed field [2-3, 17, 24-27]. We will not repeat these conclusions here but just give short results only:

- (a) Suppose that we have two macrosystems for some instant. One or both of them are in their quantum superposition of pointer states.

The theory of decoherence [2-3, 17, 24-27] states that small interaction between macrosystems (decoherence time is much less than relaxation time to equilibrium) transforms such system into the mixed state very fast in which the quantum superposition disappears. Such process of vanishing quantum superposition of pointer states corresponds to the entropy increase. It follows from Poincaré's theorem that the system (in coordinate time) should return to its initial state. There should be an inverse process of recoherence. However, it will happen in both systems synchronously. It means that any system can see only decoherence and entropy increase with respect to its thermodynamic time arrow. It means that both processes decoherence and time arrows will be synchronous in interacting subsystems. It is especially worthy of note that we consider here a case of *macroscopic* systems. For small systems where large fluctuations of parameters are possible, we cannot observe similar alignment of thermodynamic time arrows and the instances of "collapses" for subsystems [6-7].

(b) Now, suppose that all macroscopic subsystems are in their pointer states. In the decoherence theory it is shown that in presence of small noise between its macroscopic subsystems the behaviour of a quantum system is completely equivalent and is indistinguishable from behaviour of the correspondent classical system [2-3, 17, 24-27]. Thus, the analysis of alignment of thermodynamic time arrows is completely equivalent to the analysis made in paper [1].

(c) It is worth to specify what the meaning of "classical system" is in this case.

It means that in the theory there do not exist specific mathematical features of quantum theory. They are, for example, such features as not commuting observables, quantum superposition of pointer states. At that, these "classical theories" can be very exotic, include Planck's constant and we cannot reduce them to laws of the known mechanics of macrobodies or waves.

Superconductivity, superfluidity, radiation of absolute black body, and superposition of currents in Friedman's experiment [19] are often named "quantum effects". They are really quantum in the sense that their equations of motion include Planck's constant.

However, they are perfectly featured over macroscale by a mathematical apparatus of usual classical theories: either the theory of *classical* field (as pointer states), or the theory of *classical* particles (as pointer states). From this point of view, they are not quantum but classical. In quantum theory, featured objects both are particles and probability waves at the same time.

It is worth to note that in the classical limit, at room temperatures, quantum mechanics of *heavy-weighted* particles gives the theory of *classical* particles as pointer states (electron beams, for example). On the other hand, *light-weighted* particles give the *classical* field as pointer states (radio waves). In addition, these theories do not include Planck's constant.

However, at high temperatures when radiation achieves high frequencies, we can feature light quanta by the theory of *classical* particles as pointer states. They give, for example, a spectrum of absolute black body on high frequencies. Though this spectrum includes Planck's constant its dynamics of pointer states (particles) will be classical. For deriving this spectrum, the quantum mechanics formalism is not necessary (Planck derived this spectrum knowing nothing about the mathematical apparatus of quantum physics).

Vice versa, at low temperatures for particles *classical* fields are pointer states (superfluidity or superconductivity phenomena). For example, *classical wave* of "order parameter" features superconductivity. Though the equations, which feature this field, include Planck's constant, yet the equations correspond to mathematical apparatus of the *classical* field theory. These waves can be summed (superposed) with each other similarly to quantum waves. However, the square of their amplitude does not define probability density. It defines density of Cooper pair. Such wave cannot collapse at measurement, as probability quantum waves can [20].

For quantum-mechanical states of bosons at low temperatures, pointer states are *classical* fields, and at high temperatures, they are *classical* particles. We need to understand the word "classical" as a mathematical apparatus of the observable dynamics featuring their behaviour, but not presence or absence of Planck's constant in their equations of motion.

What happens in the intermediate states between classical fields and classical particles? It is, for example, light in an optical wave guide ( $L \gg \lambda \gg \lambda_{ultraviolet}$ ),  $L_{opt}$  - the characteristic size of the macrosystem (the optical wave guide) (Appendix B),  $\lambda$  - light-wave length,  $\lambda_{ultraviolet}$  - ultra-violet boundary of light). When using macroscales and macrovariables, and taking into account small noise from the observer, both descriptions ("classical waves" and "classical beam of particles") are identical. They are equivalent and can be used as pointer states. The equivalent situation arises for a case of superconductor where the roles of particles or waves play elemental "excitations" in gas of Cooper pairs.

Let's carry out a simple calculation to illustrate the said above.

Let  $E$  be energy of particle;  $k$  - Boltzmann constant,  $T$  - temperature,  $p$  - momentum,  $\Delta p$  - momentum uncertainty,  $\lambda$  - particle wave length,  $\omega$  - frequency,  $\Delta x$  - a coordinate uncertainty;  $\hbar$  - Planck constant. We will consider the "gas" of such particles which is in a cavity, filled with some material with distance between atoms  $a \ll L$ ,  $L$  - the characteristic size of the cavity. In vacuum  $a \sim \left(\frac{L^3}{N}\right)^{1/3}$ ,  $N$  - number of particles in the cavity.  $c$  - velocity of light (let suppose for simplicity that refraction index in the cavity is close to 1).

- 1) Firstly, let us consider light in weight particles which at room temperature have the speed close to speed of light  $c$ :

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

Hence,

$$\hbar \sim \Delta p \Delta x \sim p \lambda \sim \frac{kT \lambda}{c}$$

From this equalities we get

$$\lambda \sim \hbar c / kT$$

Condition of *classical* field approach with frequency  $\omega \sim c/\lambda$  is following:

$$L < \lambda \text{ or } L \sim \lambda.$$

Hence  $L < \hbar c/kT$  or  $L \sim \hbar c/kT$

Condition of approach of *classical* relativistic particles with  $E \sim \hbar c/\lambda$  and  $p = E/c$  is following:

$$L \gg \lambda.$$

Hence,  $L \gg \hbar c/kT$  .

2) Secondly, let us consider heavy particles *bosons* which at room temperature have the speed  $v \ll c$ :

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

Hence,

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

Condition of *classical* field approach with frequency  $\omega = p^2/(m\hbar)$  is following:

$$L < \lambda \text{ or } L \sim \lambda.$$

Hence  $L < \hbar / (kTm)^{1/2}$  or  $L \sim \hbar / (kTm)^{1/2}$

Condition of approach of *classical* particles with energy  $E = p^2/(2m)$  and momentum  $p = mv$  is following:

$$L \gg \lambda.$$

Hence,  $L \gg \hbar / (kTm)^{1/2}$

3) Let us consider now heavy particles *fermions* which at room temperature have the speed  $v \ll c$ :

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

$\Delta x \leq \lambda$  and  $\lambda \leq a$  is a requirement of Pauli's principle for fermions. They cannot appear in the same state, so they are distributed in "boxes" with size  $a$ .

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

From this nequality we get

$$a \geq \lambda \geq \hbar / (kTm)^{1/2}$$

$T \geq T_F = \hbar^2 / (a^2 km)$  - Fermi's temperature when fermion gas transfers in the basic state and expression  $E \sim kT$  becomes untrue.

At  $T < T_F$  we have the following:

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

Requirement of *classical* field approach:

$L < \lambda$  or  $L \sim \lambda$ . But it is impossible because  $L \gg a \geq \lambda$



At  $T \geq T_F$  approach of *classical* particles in quality pointer states with energy  $E = p^2/2m$  and momentum  $p = mv$  is correct.

At  $T \leq T_F$  approach of *classical* particles in quality pointer states, prisoners in «boxes» with size  $a$ , with energy  $E \sim E_F$  and momentum  $p \sim (E_F m)^{1/2}$  is correct.

At  $T \sim T_F$  we observe dynamics of “excitations” in the degenerated Fermi gas which is featured by particles or waves as pointer states for these “excitations”.

To create the paradox of “Schrodinger cat” in experiment, the quantum superposition of the pointer states is necessary, instead of superposition of classical waves. Therefore, superposition of classical waves of “order parameter” or light waves is not related in any way to this paradox and does not illustrate it.

So, for example, experiments of Friedman [19] state a superposition of opposite currents. But the superposition is itself a pointer state for this case. This pointer state is classical, not *quantum* superposition of pointer states, as it is usually erroneously declared. Really, the state of bosons system (Cooper pairs) is featured at such low temperature *by a classical* wave as it was demonstrated above. These waves of "order parameter" are pointer states. They differ from pointer states of a high-temperature current of *classical particles* having a well-defined direction of motion. The superposition observed in Friedman's experiment is not capable to collapse to quantum-mechanical sense: its square features not probability but density of Cooper pairs [20]. It is not more surprising and not more "quantum" than usual superposition of electromagnetic modes in the closed resonator where spectrum of modes is discrete too. The only difference is that "order parameter" wave equations for pointer states include  $\hbar$ . It is the only reason to use concept of "quantum" for this case.

### **3.3. Resolution of Loshmidt and Poincare paradoxes in framework of quantum mechanics**

The state of a quantum chaotic system in a closed cavity with finite volume is featured by a set of energy modes

$u_k(r_1, \dots, r_N)$  with spectrum  $E_k$  distributed under *the random law* [8].

Let's write the expression for wave functions of a non-interacting pair of such systems:

$$\begin{aligned}\psi^{(1)}(r_1, \dots, r_N, t) &= \sum_k u_k(r_1, \dots, r_N) e^{-\frac{iE_k^{(1)}}{\hbar}t} \\ \psi^{(2)}(r_1, \dots, r_L, t) &= \sum_l v_l(r_1, \dots, r_L) e^{-\frac{iE_l^{(2)}}{\hbar}t}\end{aligned}$$

The united equation is following:

$$\begin{aligned}\psi^{(1)}(r_1, \dots, r_N, r_1, \dots, r_L, t) &= \psi^{(1)}(r_1, \dots, r_N, t) \psi^{(2)}(r_1, \dots, r_L, t) = \\ \sum_k \sum_l u_k(r_1, \dots, r_N) v_l(r_1, \dots, r_L) &e^{-\frac{i(E_k^{(1)} + E_l^{(2)})}{\hbar}t}\end{aligned}$$

At presence of small interactions between the systems

$$\psi^{(1)}(r_1, \dots, r_N, r_1, \dots, r_L, t) = \sum_k \sum_l f_{kl}(r_1, \dots, r_N, r_1, \dots, r_L) e^{-\frac{iE_{kl}}{\hbar}t},$$

where  $E_{kl} = E_k^{(1)} + E_l^{(2)} + \Omega_{kl}$ ,  $\Omega_{kl}$  -generally a set of random variables,  $f_{kl}, u_k, v_l$  are eigenfunctions of corresponding Hamiltonians.

The obtained solutions are almost-periodic functions. The obtained period of return defines Poincare's period. The period of Poincare's return of full system is generally larger than periods of the both subsystems.

For resolution of Poincare and Loshmidt paradoxes (returns in these paradoxes contradict to entropy increase law), we will consider three cases now.

- 1) *Introspection*: At introspection, the time the arrow is always directed over entropy growth, so the observer is capable to see only entropy growth with respect to this time arrow. Besides, return to the initial state erases the memory about the past. It does not allow the observer to detect entropy reduction. Thus, reduction of entropy and returns happen only with

respect to coordinate time. However, any experiment is possible with only with respect to time arrow of the observer. With respect to coordinate time, we cannot experimentally observe the entropy reduction and returns [1, 10-13].

- 2) *External observation with small interaction* between macro-systems: Small interaction results in alignment of the thermodynamic time arrows of the observer and observed systems. Accordingly, all arguments that are relevant for introspection again become relevant for this case.
- 3) For a very hardly realizable *experiment with unperturbative observation* (Appendix A), macroentropy reduction can really be observed. However, it is worth to note that in the real world "entropy costs" on the experimental organization of such unperturbative observations will exceed considerably this entropy decrease. Indeed, the observable system needs to be isolated very strongly from environment noise.

In classical systems, the period of Poincare's return is a random variable strongly depending on an initial state. In quantum chaotic systems, the period is well defined and does not depend considerably on the initial state. However, this real difference in behaviour of quantum and classical systems is not observed experimentally even in absence of any explicit constraint on experiment time. Indeed, any real physical experiment has a duration that is much smaller than Poincare's period of macrobodies. Physical experiments are possible only during the time while the thermodynamic time arrow exists (i.e. the system is not in a state of thermodynamic equilibrium) and does not change the direction.

### **3.4. Decoherence for process of measurement**

#### **3.4.1. Reduction of system at measurement.**

This part is based on [22, 23]

Let's consider a situation when a measuring device was at the beginning in state  $|\alpha_0\rangle$ , and the object was in superposition of states  $|\psi\rangle = \sum c_i |\psi_i\rangle$ , where  $|\psi_i\rangle$  are experiment eigenstates. The initial statistical operator is given by expression

$$\rho_0 = |\psi\rangle|\alpha_0\rangle\langle\alpha_0|\langle\psi| \quad (37)$$

The partial track of this operator which is equal to statistical operator of the system, including only the object, looks like

$$\begin{aligned} tr_A(\rho_0) &= \sum_n \langle\varphi_n|\rho_0|\varphi_n\rangle \\ &\text{where } |\varphi_n\rangle \text{ - any complete set of device eigenstates. Thus,} \\ tr_A(\rho_0) &= \sum_n |\psi\rangle\langle\varphi_n|\alpha_0\rangle\langle\alpha_0|\varphi_n\rangle\langle\psi| = |\psi\rangle\langle\psi|, \end{aligned} \quad (38)$$

Where the relation  $\sum |\varphi_n\rangle\langle\varphi_n| = 1$  and normalization condition for  $|\alpha_0\rangle$  are used. We have statistical operator correspondent to object state  $|\psi\rangle$ . After measuring there is a correlation between device and object states, so the state of full system including device and object is featured by a state vector

$$|\psi\rangle = \sum c_i e^{j\theta_i} |\psi_i\rangle |\alpha_i\rangle \quad (39)$$

And the statistical operator is given by expression

$$\rho = |\psi\rangle\langle\psi| = \sum c_i c_j^* e^{j(\theta_i - \theta_j)} |\psi_i\rangle |\alpha_i\rangle \langle\alpha_j| \langle\psi_j|. \quad (40)$$

The partial track of this operator is equal to

$$\begin{aligned} tr_A(\rho) &= \sum_n \langle\varphi_n|\rho|\varphi_n\rangle = \\ &\sum_{(ij)} c_i c_j^* e^{j(\theta_i - \theta_j)} |\psi_i\rangle \{ \sum_n \langle\varphi_n|\alpha_i\rangle \langle\alpha_j|\varphi_n\rangle \} \langle\psi_j| = \\ &\sum_{(ij)} c_i c_j^* \delta_{ij} |\psi_i\rangle \langle\psi_j| \end{aligned} \quad (41)$$

(Since various states  $|\alpha_l\rangle$  of device are orthogonal each other); thus,

$$tr_A(\rho) = \sum_i |c_i|^2 |\psi_i\rangle \langle\psi_i| \quad (42)$$

We have obtained statistical operator including only the object, featuring probabilities  $|c_i|^2$  for object states  $|\psi_i\rangle$ . So, we come to formulation of the following theorem.

**Theorem 1** (about measuring). If two systems  $S$  and  $A$  interact in such a manner that to each state  $|\psi_l\rangle$  systems  $S$  there corresponds a certain state  $|\alpha_l\rangle$  of systems  $A$  the statistical operator  $tr_A(\rho)$  over full systems ( $S$  and  $A$ ) reproduces wave packet reduction for measuring, yielded over system  $S$ , which before measuring was in a state  $|\psi\rangle = \sum_i c_i |\psi_i\rangle$ .

Suppose that some subsystem is in mixed state but the full system including this subsystem is in pure state. Such mixed state is named *as improper mixed state*.

### 3.4.2 The theorem about decoherence at interaction with the macroscopic device.

This part is based on [21, 22]

Let's consider now that the device is a macroscopic system. It means that each distinguishable configuration of the device (for example, position of its arrow) is not a pure quantum state. It states nothing about a state of each separate arrow molecule. Thus, in the above-stated reasoning the initial state of the device  $|\alpha_0\rangle$  should be described by some statistical distribution on microscopic quantum states  $|\alpha_{0,s}\rangle$ ; the initial statistical operator is not given by expression (37), and is equal

$$\rho_0 = \sum_s p_s |\psi\rangle |\alpha_{0,s}\rangle \langle \alpha_{0,s}| \langle \psi| \quad (43)$$

Each state of the device  $|\alpha_{0,s}\rangle$  will interact with each object eigenstate  $|\psi_i\rangle$ . So, it will be transformed to some other state  $|\alpha_{i,s}\rangle$ . It is one of the quantum states of set with macroscopic description correspondent to arrow in position  $i$ ; more precisely we have the formula

$$e^{j\frac{H\tau}{\hbar}} (|\psi\rangle |\alpha_{0,s}\rangle) = e^{j\theta_{i,s}} (|\psi\rangle |\alpha_{i,s}\rangle) \quad (44)$$

Let's pay attention at appearance of phase factor depending on index  $s$ . Differences of energies for quantum states  $|\alpha_{0,s}\rangle$  should have such values that phases  $\theta_{i,s}(\text{mod } 2\pi)$  after time  $\tau$  would be randomly distributed between 0 and  $2\pi$ .

From formulas (43) and (44) follows that at  $|\psi\rangle = \sum_i c_i |\psi_i\rangle$  the statistical operator after measuring will be given by following expression:

$$\rho = \sum_{(s,i,j)} p_s c_i c_j^* e^{j(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} |\psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle \langle \alpha_{j,s}| \langle \psi_j| \quad (45)$$

As from (45) the same result (42) can be concluding. So we see that the statistical operator (45) reproduces an operation of reduction applied to given object. It also practically reproduces an operation of reduction applied to device only ("practically" in the sense that it is a question about "macroscopic" observable variable). Such observable variable does not distinguish the different quantum states of the device corresponding to the same macroscopic description, i.e. matrix elements of this observable variable correspondent to states  $|\psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle$  and  $|\psi_j\rangle |\alpha_{j,s}\rangle$  do not depend on  $r$  and  $s$ . Average value of such macroscopic observable variable  $A$  is equal to

$$\begin{aligned} \text{tr}(\rho A) &= \sum_{(s,i,j)} p_s c_i c_j^* e^{j(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} \langle \alpha_{j,s}| \langle \psi_j| A |\psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle = \\ &= \sum_{(i,j)} c_i c_j^* a_{i,j} \sum_s p_s e^{j(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} \end{aligned} \quad (46)$$

As phases  $\theta_{i,s}$  are distributed randomly, the sum over  $s$  are zero at  $i \neq j$ ; hence,

$$\text{tr}(\rho A) = \sum_i |c_i|^2 a_{i,i} = \text{tr}(\rho' A) \quad (47)$$

Where

$$\rho' = \sum |c_i|^2 p_s |\psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle \langle \alpha_{j,s}| \langle \psi_j| \quad (48)$$

We obtain statistical operator which reproduces operation of reduction on the device. If the device arrow is observed in position  $i$ , the device state for some  $s$  will be  $|\alpha_{i,s}\rangle$ . The probability to find

state  $|\alpha_{i,s}\rangle$  is equal to probability of that before measuring its state was  $|\alpha_{i,s}\rangle$ . Thus, we come to the following theorem.

**Theorem 2. About decoherence of the macroscopic device.** Suppose that the quantum system interacts with the macroscopic device in such a manner that there is a chaotic distribution of states phases of the device. Suppose that  $\rho$  is a statistical operator of the device after the measuring, calculated with the help of Schrodinger equations, and  $\rho'$  is the statistical operator obtained as a result of reduction application to operator  $\rho$ . Then it is impossible to yield such experiment with the macroscopic device which would register difference between  $\rho$  and  $\rho'$ .

It is the so-called Daneri-Loinger-Prosperi theorem [21].

For a wide class of devices it is proved that the chaotic character in distribution of phases formulated in the theorem 2 really takes place if the device is macroscopic and chaotic with unstable initial state. Indeed, randomness of **phase** appears from randomness of energies (eigenvalues of Hamiltonian) in quantum chaotic systems [8].

It is worth to note that though Eq. (48) is relevant with a split-hair accuracy it is only assumption with respect to (45). There from it is often concluded that the given above proof is FAPP. It means that it is only difficult to measure quantum correlations practically. Actually they continue to exist. Hence, *in principle* they can be measured. It is, however, absolutely untruly. Really, from Poincare's theorem about returns follows that the system will not remain in the mixed state (48), and should return to the initial state (43). It is the result of the very small corrections (quantum correlation) which are not included to (48). Nevertheless, the system featured here  $|\alpha_{i,s}\rangle$  corresponds to *the introspection* case, and consequently, it is not capable to observe experimentally these returns *in principle* (as it was shown above in resolution of Poincare and Loshmidt paradoxes). Hence, effects of these small corrections exist only on paper in the coordinate time of ideal dynamics, but it cannot be observed *experimentally* with respect to thermodynamic time arrow of observable dynamics of the macroscopic device. So,

we can conclude that Daneri-Loinger-Prosperi theorem actually results in a complete resolution (not only FAPP!) of the reduction paradox *in principle*. It proves impossibility to distinguish *experimentally* the complete and incomplete reduction.

The logic produced here strongly reminds Maccone's paper [4]. It is not surprising. Indeed, the pass from (43) to (48) corresponds to increasing of microstates number and entropy growth. And the pass from (48) in (43) corresponds to the entropy decrease. Accordingly, our statement about experimental unobservability to remainder quantum correlation is equivalent to the statement about unobservability of the entropy decrease. And it is proved by the similar methods, as in [4]. The objection [6] was made against this paper. Unfortunately, Maccone could not give the reasonable replay [28] to this objection. Here we will try to do it ourselves.

Let's define here necessary conditions.

Suppose  $A$  is our device, and  $C$  is the measured quantum system.

The first value, the mutual entropy  $S(A:C)$  is the coarsened entropy of ensemble (received by separation on two subsystems) excluding the ensemble entropy. As the second excluding term is constant, so  $S(A:C)$  describes well the behavior of macroentropy in time:

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

where  $S = -tr(\rho \ln \rho)$ .

The second value  $I(A:C)$  is the classical mutual information. It defines which maximum information about measured system ( $F_j$ ) we can receive from indication of instrument( $E_i$ ). The more correlation exists between systems, the more information about measured system we can receive:

$$I(A:C) = \max_{E_i \otimes F_j} H(E_i:F_j), \quad \text{where} \quad H(E_i:F_j) = \sum_{ij} P_{ij} \log P_{ij} - \sum_i p_i \log p_i - \sum_j q_j \log q_j, \quad P_{ij} = Tr[E_i \otimes F_j \rho_{AC}],$$

$p_i = \sum_j P_{ij}$  and  $q_j = \sum_i P_{ij}$  - given POVMs (Positive Operator Valued Measure)  $E_i$  and  $F_j$  for  $A$  and  $C$ , respectively.

Maccone [4] proves an inequality



$$S(A: C) \geq I(A: C) \quad (49)$$

He concludes from it that entropy decrease results in reduction of the information (memory) about the system  $A + C$  and  $C$ .

But (49) contains an inequality. Correspondingly in [6] an example of the quantum system of three qubits is supplied. For this system the mutual entropy decrease is accompanied by mutual information increases. It does not contradict to (49) because mutual entropy is only up boundary for mutual information there.

Let's look what happens in our case of the macroscopic device and the measured quantum system

Before measurement (43)

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

$E_i$ -corresponds to the set  $|\alpha_{0,s}\rangle, F_j-|\psi\rangle$

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

In the end of measurement from (48)

$$S(A: C) = - \sum_s |c_i|^2 \log |c_i|^2 - \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s + \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s = - \sum_s |c_i|^2 \log |c_i|^2$$

$E_i$ -corresponds to the set  $|\alpha_{i,s}\rangle, F_j-|\psi_j\rangle$

$$I(A: C) = - \sum_s |c_i|^2 \log |c_i|^2 - \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s + \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s = - \sum_s |c_i|^2 \log |c_i|^2 = S(A: C)$$

Thus, our case corresponds to

$$S(A: C) = I(A: C) \quad (50)$$

in (49). No problems exist for our case. It is not surprising -- the equality case in (49) corresponds to macroscopic chaotic system. The system supplied by the objection [6] is not macroscopic. It demonstrates the widely known fact that such *thermodynamic* concepts as the thermodynamic time arrows, the entropy increase

and the measurement device concern to macroscopic chaotic systems. Both the paper [6] and the subsequent paper [7] describe not thermodynamic time arrows but, mainly, strongly fluctuating small systems. No thermodynamics is possible for such small systems as three qubits. The useful outcome of these papers is equality (50). It can be used as a *measure for macroscopicity* of chaotic quantum systems. On the other hand, the difference between mutual information and mutual entropy can be a criterion of fluctuations value.

The paper of David Jennings, Terry Rudolph "Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time" is very interesting. However, the *Thermodynamic* Arrow of Time is not applicable for microsystems. It is a nice paper about quantum fluctuation, but not a paper about *Thermodynamic* Arrow of Time. In the Abstract of the paper, "Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time" the authors write, "We examine in detail the case of three qubits, and also propose some simple experimental demonstrations possible with small numbers of qubits." However, no thermodynamics is possible for such a microsystem. D. Jennings and T. Rudolph (like Maccone) do not understand that category "*thermodynamic* arrow of time" is correct only for large macrosystems. Using these categories for small fluctuating systems has no physical sense. They also (like Maccone) use incorrect definition of macroscopic *thermodynamic* entropy. We also give (instead of Maccone) the correct reply to "Comment on "Quantum Solution to the Arrow-of-Time Dilemma"". The *correct* reply is that no contradictions (found in this Comment) appear for macroscopic systems. Only for a microscopic system, such contradictions exist. However, the concepts "the Thermodynamic Arrow of Time" and "the entropy growth law" is not relevant for such systems. We illustrate this fact by consideration of a quantum chaotic macrosystem and demonstrate that no contradiction (found by David Jennings, Terry Rudolph for a microscopic system) exists for this correct thermodynamical case. It must be mentioned that big size of a system (quantum or classic) is also not an enough condition for a system to be macroscopic. The macroscopic system (considered in Thermodynamics) must also be cha-

otic (quantum or classic) and has small chaotic interaction with its environment/observer resulting in decoherence (for quantum mechanics) or decorrelation (for classical mechanics). It should be also mentioned that thermodynamic-like terminology is widely and effectively used in quantum mechanics, quantum computers field, and information theory. The big number of the examples we can find in the references of Jennings and Rudolph's paper. The other nice example is Shannon's entropy in information theory. However, usually an author (using such a thermodynamic-like terminology) does not consider such a paper as analysis of classical Thermodynamics. Contrarily Jennings and Rudolph "disprove" the second law of Thermodynamics on the basis of the irrelevant microscopic system (in their Comment) and give (also in this Comment) the announcement of their next paper «Entanglement and the *Thermodynamic Arrow of Time*" as a correct consideration and a disproof of the second law.

#### 4. Conclusion

In this paper, we present the analysis of thermodynamic time arrow in quantum mechanics. It is in many aspects similar to the classical case. The important difference of quantum systems from classical ones is that one microstate in quantum mechanics can correspond not to one macrostate but to a set of macrostates. It is referred to as quantum superposition of macrostates. For this case, considering thermodynamic time arrow by means of the decoherence theory gives resolution of the quantum paradoxes. These paradoxes relate to a wave packet reduction (collapse).

#### **Appendix A. Unperturbative observation in quantum and classical mechanics**

It is often possible to meet a statement that in classical mechanics, in principle, it is always possible to organize unperturbative ob-

servation. On the other hand, in quantum mechanics interaction of the observer with the observable system at measurement is inevitable. We will show that both these statements are generally untrue.

Let us first define the nonperturbative observation [10-11, 30-31] in QM. Suppose we have some QM system in a known initial state. This initial state can be either a result of some preparation (for example, an atom comes to the ground electronic state in vacuum after long time) or a result of a measurement experiment (QM system after measurement can have a well-defined state corresponding to the eigenfunction of the measured variable). We can predict further evolution of the initial wave function. Therefore, *in principle* we can make further measurements choosing measured variables in such a way that one of the eigenfunctions of the current measured variable is a current wave function of the observed system. Such measuring process can allow us the continuous observation without any perturbation of the observed quantum system. This nonperturbative observation can be easily generalized for the case of a known *mixed* initial state. Really, in this case the measured variable at each instant should correspond to such set of eigenfunctions that the density matrix in representation of this set at the same instant would be diagonal.

For example, let us consider some quantum computer. It has some well-defined initial state. An observer that known this initial state can *in principle* make the nonperturbative observation of any intermediate state of the quantum computer.

It is especially worth to note that such unperturbative observation is possible only under condition of a known initial state. However, an observer that does not know the initial state cannot make such observation because he cannot predict the intermediate state of the quantum computer.

Let us consider now classical mechanics. Suppose that a grain of sand lies on a cone vertex. The grain of sand has *infinitesimally small* radius. The system is in the Earth field of gravity. Then attempt to observe system even with *infinitesimal perturbation* will lead to misbalance with the indefinite future through *a terminating* interval of time. Certainly, the reduced example is exotic – it corre-

sponds to a singular potential and an infinitesimal object. Nevertheless, similar strongly labile systems are good classical analogues of quantum systems. Among them, it is possible to search for analogies of quantum systems and quantum paradoxes. Let us introduce a requirement that classical measuring renders very small but not zero perturbation on measured system. Therefore, it is possible to lower requirements to a singularity of these systems.

Very often examples of "purely quantum paradoxes" can be met which do not ostensibly have analogy in classical mechanics. One of them is Elitzur-Vaidman paradox [29] with a bomb, which can be found without its explosion:

*Suppose that the wave function of one light quantum branches on two channels. In the end, these channels of the waves again unite, and there is an interference of the two waves of probability. A bomb inserted into the one from the two channels will destroy the process of interference. Then it allows us to discover the bomb even for a case when the light quantum would not detonate it, having transited on other channel. (The light quantum is considered capable to detonate the bomb)*

Classical analogy of this situation is the following experiment of classical mechanics:

*In one of the channels where there is no bomb we throw in a macroscopic beam of many particles. In other channel where, maybe, there is the bomb, we will throw in simultaneously only one **infinitesimally light** particle. Such particle is not capable to detonate the bomb but it may be thrown back out of it. If the bomb is not present the particle will transit the channel. On the exit of this channel for the bomb, we will arrange the cone featured above with the grain of sand with **infinitesimal** radius on the cone vortex. If our infinitesimally light particle would throw down the grain of sand from the vertex, it means that the bomb is not present. If the grain of sand would remain on the vertex after exit of particles beam from the second channel it means that the bomb is present.*

In the given example, infinitesimally light particle is an analogue of an "imponderable" wave function of the light quantum. However, the light quantum is sensitive to behaviour of this "im-

ponderable" wave function. Equally, the grain of sand with infinitesimal radius on the cone vertex is sensitive with respect to infinitesimally light particle.

Summing up, it is possible to say that the difference between quantum and classical systems is not as fundamental as it is usually considered.

### **Application B. Expansion on modes at arbitrary boundary conditions**

Encountered quite often is a problem of description of radiation in a closed cavity filled by some substance. Usually it appears by decomposition of radiation on modes. These modes are a set of eigenfunctions of the wave equation for some cavity and for some boundary conditions. For example, it is a square cavity with periodical boundary conditions. Then the received radiation decomposition is substituted to the wave equation for radiation. There the modes of the series are differentiated termwise. Thus, such radiation feature as  $\omega(\vec{k})$  is received. Here  $\omega$  is frequency of a mode;  $\vec{k}$  is a mode wave vector;  $|k| = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$  is a mode wave length.

But here there is a purely mathematical problem. Suppose that the modes have been discovered for some shape of the cavity and for some boundary conditions. For termwise differentiability uniform convergence in all points of space is required. It is automatically true for any radiation with the same shape of a concavity and boundary conditions as modes. But for any other case it is not true. Modes are the full orthogonal set and any radiation may be presented as superposition of such modes. But generally the series converges nonuniformly (the series converges badly near cavity boundaries) and cannot be termwise differentiable. The problem of possible necessity using different modes for different boundary conditions is discussed in Peierls's book [32]. However, a case is considered there when some complete orthonormal set of modes exists for given boundary conditions. But the situation is possible that for such boundary condition no set of such modes is

possible. Or the boundary conditions are not known, and only energy requirements on boundary are known. How can the problem be solved for such cases?

The point is that all perturbations in radiation are expanding with a velocity which is not exceeding the speed of light in cavity  $v=c$ . It means that any perturbation of initial conditions of radiation expands from a point  $x$  to a point  $x_1$  only over finite time  $(x - x_1)/c$ . It means that perturbations from walls will reach the centre of the cavity in time  $t = L/c$  where  $L$  is a characteristic size of the cavity. Non-uniform convergence appears only near the cavity walls. So inside the cavity far from walls the exact radiation field is almost precisely equal to the modes series during time  $L/c$ . Therefore, this field has uniform convergence and can be termwise differentiable during time  $L/c$ .

To estimate correctly frequency of a mode  $\omega(\vec{k})$  it is necessary that its amplitude does not change essentially from walls perturbation over time  $t \gg T$ .  $T = 2\pi/\omega(\vec{k})$  is time period of the mode. There from we receive the requirement of cavity macroscopicity:

$$\frac{2\pi}{\omega} \ll L/c$$

or

$$L \gg 2\pi(c/\omega)$$

$\omega$  - correspondent to maximum of frequencies  $\omega(\vec{k})$ .

Let suppose that this condition is fulfilled.

It means that termwise differentiation of modes far from concavity walls can be made over timescales  $t < 2\pi/\omega = L/c$

On timescales  $t > L/c$  the outcome cannot be correct. Here the energy conservation law and the entropy increase law are usually used. By means of these laws slow evolution of amplitudes  $A(t, \vec{r})$  and phases  $\varphi(t, \vec{r})$  of modes can be received:

$$E(t, \vec{r}) = \sum_i A_i(t, \vec{r}) \sin(\omega(\vec{k}_i)t + \vec{k}_i \vec{r} + \varphi(t, \vec{r}))$$

For vacuum:

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

$$L \gg \lambda$$

## Bibliography

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic "The Universal Arrow of Time", Foundations of Physics 42, 1165-1185 (2012)  
<http://www.springerlink.com/content/v4h2535hh14uh084/>  
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,



- 17th World Multi-Conference on Systemics, Cybernetics and Informatics: WMSCI 2013;  
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 Quantenmechanik”, 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, “Decoher-

- ence 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

### **Chapter 3. The Universal Arrow of Time: Nonquantum gravitation theory**

#### **0. Abstract: Solution of “informational paradox” for black holes and “paradox with the grandfather” for time travel “wormholes”**

The paper is dealing with the analysis of general relativity theory (theory of gravitation) from the point of view of thermodynamic time arrow. Within this framework, “informational paradox” for black holes and “paradox with the grandfather” for time travel “wormholes” are resolved.

#### **1. Introduction.**

In this paper we consider a thermodynamic time arrow [1-2] (defined by a direction of the entropy increase) within the limits of the non-quantum relativistic gravitation theory. In the classical Hamilton mechanics, any initial and final states are possible. Besides, there is one-to-one correspondence between them. The situation is different with relativistic theory of gravitation. There are

topological singularities of space, which make possible a situation when for *finite* time different initial states give an identical final state. It is a collapse of black holes. On the other hand, having considered inverse process in time - white holes, we receive a situation when a single initial state can give a set of different final states for a *finite* time. There are also situations of other sort when non-arbitrary initial states are possible. It is a case of "wormholes" through which it is possible to travel to the past. Thus, there is necessity of self-consistency between the past and the future making impossible some initial states. Black Holes lead to informational paradox, and "wormholes" lead to "paradox with the grandfather". Analysis of these situations from a point of view of thermodynamical time arrow and resolution of the defined above paradoxes are a topic of this paper.

## 2. Black Hole

In modern cosmological models, there are some phenomena additional to those featured in classical mechanics. In Einstein's relativity theory, as well as in classical mechanics, motion is reversible. However, there is also an important difference from classical mechanics. It is *ambiguity* of a solution of an initial value problem: deriving a final state of a system from the complete set of initial and boundary conditions can give multiple solutions or no solution. In general relativity theory, unlike classical mechanics, two various states for *finite* time can give infinitesimally close states. It happens at formation of a black hole because of a collapse. Hence, formation of the black hole goes with its entropy increase.

Let us consider an inverse process featuring a white hole. In this process, infinitesimally close initial states for *finite* time can give different terminating states. Time reversion leads to appearing of a white hole and results in entropy decrease. The white hole cannot exist in a reality because of the same reasons on which processes with entropy decrease are impossible in classical mechanics.

However, its instability is much stronger than instability in classical mechanics. It has finite value in respect to *infinitesimally*

*small* perturbations. Consequently, there are alignment of thermodynamic time arrows between the white hole and the observer/environment. The white hole transforms to a black hole for the observer. It means that the observer/environment even *infinitesimally weakly* interacting with the white hole can affect considerably its evolution for finite time. Thus, the gravitational interaction of the observer/environment with the white hole is always different from zero.

There is a well-known informational paradox here [3]: the collapse leads to losses of the information in the Black Hole. It, in turn, results in incompleteness of our knowledge of a state of system and, hence, to unpredictability of dynamics of system, including Black Hole. The information, which in classical mechanics always conserves in a black hole, disappears forever. Is it really so? Alternatively, probably, it is stored in some form inside of a black hole? Usually only two answers to this problem are considered: either the information really vanishes completely; or the information is stored inside and can be extracted by some way. However, most likely, the third answer is true. Because of inevitable influence of the observer/environment, it is impossible to distinguish these two situations experimentally in principle! In addition, if it is impossible to verify something experimentally, it cannot be a topic for the science.

Actually, suppose that the information is stored in a black hole. Is it possible to resolve informational paradox and to extract this information from it? Perhaps, we can reverse a collapsed black hole, to convert it into a white hole and to extract the disappeared information? It would seem impossible. Recently an interesting paper appeared which seems allowing to make it, although indirectly [4]. It is proved that a black hole is completely equivalent to an entry to a channel coupling two Universes, and an entry of this channel is similar to the black hole, while an exit is similar to the white hole. This white hole can be considered, in some sense, as a reversed black hole. However, to verify that the information does not disappear we should come into the second Universe. To do it, we need to suppose that there is some “wormhole” which connects these two

Universes. Let assume that the observer can pass it and observe the white hole. However, even if it happens, we know that the white hole is extremely unstable with respect to any observation. Attempts to observe it will result in its transformation into a black hole. It will close any possibility to verify that the information is stored. Hence, both solutions of informational paradox are really equivalent and observationally are not distinguishable.

This property of irreversible information losses results in the fact that the entropy increase law turns to be an exact law of the nature within framework of the gravitational theory. Really, here appears such a new fundamental value as entropy of a black hole. It distinguishes gravitational theory from classical mechanics where the entropy increase law has only approximate character (FAPP, for all practical purposes).

The accelerated expansion of the Universe results in the same effect of irreversible information losses: there are unobservable fields, whence we are not reached even by light. Hence, these fields are unobservable, and the information stored in them is lost. Once again, it results in unpredictability of relativistic dynamics.

### **3. Time wormhole**

Let us consider from the point of view of the entropy such a paradoxical object of general relativity theory as time “wormhole” [5]. At first, we will consider the most popular variant offered by Morris and Thorne [6]. Suppose we have a space wormhole with the extremities lying nearby. By a very simple procedure (we will place one of the extremities on a spaceship and move it with a speed close to the speed of light, and then we will return this extremity on the former place) this space wormhole can be conversed into a time wormhole (wormhole traversing space into one traversing time). It can be used as a time machine. Such wormhole demands the special exotic matter necessary for conserving its equilibrium. However, there were models of a time machine, which allow dispensing absolutely without the exotic substance [7, 9]. Alternatively, using an electromagnetic field, allow dispensing by its small amount [8]. Use

of such a time machine can lead to the well-known “paradox of the grandfather” when the grandson, being returned in the past, kills his grandfather. How can this paradox be resolved?

From the physical point of view, the paradox of the grandfather means that not all initial states, which exist before time machine formation, are realizable. Introducing the additional feedback between the future and the past, a time wormhole makes them impossible. Hence, we either should explain non-reliability of such initial states, or suppose that time “wormhole” is unstable, like a white hole, and easily changes.

Curiously enough, but the both explanations are true. However, for macroscopic wormholes the first explanation has priority. Really, it would be desirable very much to have a macroscopic topology of the space to be stable. Constrains on initial states appears from entropy increase law and the corresponding alignment of thermodynamic time arrows related to instability of states with opposite directions of these time arrows [1-2]. However, macroscopic laws of thermodynamics are probabilistic. For a very small number of cases they are not correct (large-scale fluctuations). Both for these situations and for microscopic wormholes where the concept of a thermodynamic time arrows and thermodynamics laws are not applicable, the second explanation will have priority. It is related to extreme instability of the topology, which is defined by the time machine [9]. We discussed above such type of extreme instability for white holes. For macroscopic wormholes, the solution can be discovered by means of the entropy increase law. It is ensured by instability of processes with the entropy decrease with respect to the Universe. This instability results in alignment of thermodynamic time arrows.

Indeed, a space wormhole does not lead to a paradox. The objects immersed by its one extremity will go out of the other extremity during later time. Thus, the objects from a more normalized low-entropy past occur in a less normalized high-entropy future. During the motion through the wormhole, the entropy of the travelling objects also increases: they transfer from a more normalized state into a less normalized one. Thus, the time arrows of the object travelling

inside of the wormhole, and the time arrow of the world around the wormhole would have the same directions. It is also true for travelling through the time wormhole from the past to the future.

However, for travelling from the future to the past of the time arrow directions of the traveller into the wormhole and the world around the wormhole will already be opposite [10, 11-13]. Really, the object travels from the less normalized future to the more normalized past but its entropy increases, instead of decreasing! Hence, thermodynamic time arrows of the Universe and of the traveller will have opposite directions. Such process at which entropies of the traveller decreases concerning the Universe are unstable [1-2]. Hence, “memory about the past” of the traveller will be destroyed (and, may be, he will be destroyed completely), what will not allow him “to kill the grandfather”.

Which mechanism at travelling in the wormhole ensures alignment of thermodynamic time arrows of the traveller and the Universe? Both extremities of a “wormhole” are large bodies having some finite temperature. Both extremities under the second thermodynamics laws inevitably should radiate light, which partially penetrates into the wormhole. Already at the moment of formation of a “time machine” (transformation of the space wormhole into the time one), a closed light ray appears between its extremities. Every time when the ray spins a circle, it gets more and more biased to a violet part of the spectrum. Passing a circle after circle, rays are lost their focal point; therefore, energy does not get amplified and does not become infinite. The violet bias means that the history of a particle of light is finite and defined by its coordinate time, despite the infinite number of circles [14]. This and other rays of light in the wormhole fluctuate. They also have a direction of its thermodynamic time arrow coinciding with a thermodynamic time arrow of the Universe. Thanks to the inevitable interaction with this radiation, a very unstable state of the traveller is destroyed. The state of the traveller is unstable because his thermodynamic time arrow is opposite to the Universe thermodynamic time arrows. The resulting destruction is enough to prevent the paradox of the grandfather.

“Free will” would allow us to initiate freely only irreversible processes with the entropy increase, but not with its decrease. Thus, we cannot send an object from the future to the past. Process of alignment of thermodynamic time arrows and the correspondent entropy increase law forbids *the initial conditions* necessary for travelling of the macroscopic object to the past and resulting in the “paradox of the grandfather”.

In paper [10], it is strictly mathematically proved that the thermodynamic time arrow cannot have identical orientation with the coordinate time arrow during all travel over a closed timelike curve. Process of alignment of thermodynamic time arrows (related to instability of processes with entropy decrease) is this very *physical mechanism*, which actually ensures performance of the entropy increase law.

Macroscopic laws of thermodynamics are probabilistic. For a very small number of cases they do not work (large-scale fluctuations). Both for these situations and for microscopic systems where thermodynamics laws are not applicable, the other explanation of the grandfather paradox will have priority. In this case, the time wormhole, like a white hole, appears unstable even with respect to infinitesimally weak perturbations from gravitation of travelling object. It can result in its fracture and prevention of the paradoxes, as is proved strictly in [9]. What are outcomes of reorganization of the space-time topology after fracture of the time wormhole? The author of [9] writes:

“As we argue ... non-uniqueness does not let the time travel paradoxes into general relativity — whatever happens in a causal region, a space-time always can evolve so that to avoid any paradoxes (at the sacrifice of the time machine at a pinch). The resulting space-times sometimes ... curiously remind one of the many-world pictures”.

Let us formulate the conclusion: *for macroscopic processes*, instability of processes with the entropy decrease and correspondent alignment of thermodynamic time arrows makes existence of initial conditions that allow travel to the past to be almost impossible. Thereby it prevents both wormholes fracture and travelling of mac-



rosopic bodies in the past leading to the “paradox of the grandfather”.

For very improbable situations of macroscopic wormholes and for microscopic wormholes the wormhole fracture must occur. This fracture is a result of a remarkable property of general relativity theory – extreme instability: infinitesimal external action (for example, gravitation from traveller) can produce wormhole fracture for finite time!

#### **4. Conclusions**

Let us summarize the said above. A process of observation should be inevitably taken into account when examining any physical process. We must transform from ideal dynamics over coordinate time arrow to observable dynamics with respect to thermodynamic time arrow of observer. It allows us to exclude all unobservable in the reality phenomena leading to paradoxes. Thus, it is necessary to consider the following things. The observer inevitably is a non-equilibrium macroscopic chaotic body with the thermodynamic time arrow defined by his entropy increase direction. He yields all measurements with respect to this thermodynamic time arrow. Dynamics of bodies with respect to this thermodynamic time arrow is referred to as observable dynamics. It differs from ideal dynamics, with respect to the coordinate time arrow. All bodies are featured in observable dynamics in macroparameters, unlike in the ideal dynamics where microparameters are used. The coordinate does not exist at thermodynamic equilibrium. It can change the direction and does not coincide with the coordinate time arrow of the ideal dynamics. There is always a small interaction between the observer and observable system. It leads to alignment of thermodynamic time arrows of the observer and the observable systems.

We can see a mysterious situation. The same reasons, which have allowed us to resolve paradoxes of wave packet reduction in quantum mechanics, paradoxes of Loshmidt and Poincare in classical mechanics allow to resolve the informational paradox of black holes

and the paradox of the grandfather for time wormholes. It is remarkable universality!

## Bibliography

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time”, *Foundations of Physics* 42, 1165-1185 (2012);  
<http://www.springerlink.com/content/v4h2535hh14uh084/>  
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](http://www.uta.edu/physics/main/resources/ug_seminars/papers/RelativityandWormholes.doc)
6. M. Morris, 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-Usppekhi*, 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)

#### **Chapter 4. The Universal Arrow of Time: Quantum gravitation theory**

##### **0. Abstract: Solution of “informational paradox” for black holes, “paradox with the grandfather” for time travel “wormholes”, black stars paradox, Penrose’s project of new quantum gravitation theory paradoxes, anthropic principle paradox.**

The paper is dealing with the analysis of quantum gravitation theory from the point of view of thermodynamic time arrow. Within this framework “informational paradox” for black holes and “paradox with the grandfather” for time travel “wormholes”, black stars, Penrose’s project of new quantum gravitation theory, anthropic principle are considered.

##### **1. Introduction**

The paper includes the analysis of quantum gravitation theory from the point of view of the thermodynamic time arrow [1-3]. Within this framework, “informational paradox” for black holes and “paradox of the grandfather” for time “wormholes”, black stars [4] and anthropic principle [5] are considered. It is shown that wishes of Penrose [6-7] for the future theory of quantum gravitation need not creation of a new theory but can be realized within framework of already existing theories by means of the thermodynamic approach.

## 2. Black holes

In general relativity theory, unlike in classical mechanics, two different states for *finite* time can give infinitesimally close states. It happens during formation of a black hole because of its collapse. It results in the well-known informational paradox [8]: the collapse leads to losses of the information in the black hole. It results in incompleteness of our knowledge of the system state. Hence, it can lead to unpredictability of the system dynamics. The information, which in classical and quantum mechanics is always conserved, disappears in a black hole. Is it really so? Usually only two answers to this problem are considered: either the information really vanishes completely, or the information is conserved inside the black hole and can be extracted. We will see that in quantum gravitation, we have the same answer, as in general relativity theory – both answers are possible and true because the difference is not observed experimentally.

For the semi-classical theory of gravitation where gravitation is featured by relativistic gravity theory and fields are featured by quantum field theory, resolution of the paradox is made with the help of Hawking radiation.

In quantum field theory, the physical vacuum is filled by permanently appearing and disappearing “virtual particles”. Close to the event horizon (but nevertheless outside it) of a black hole, pairs of particle-antiparticle can be born directly from vacuum. A situation is possible when an antiparticle total energy appears to be subzero, and a particle total energy appears to be positive. Falling to the black hole, the antiparticle reduces its total energy and mass while the particle is capable to fly away to infinity. For a remote observer it looks like Hawking radiation of the black hole.

Since this radiation is incoherent, all information accumulated inside of it disappears after evaporation of the black hole. It is an answer of the semi-classical theory. It would seem that this result contradicts to reversibility and unitarity of quantum mechanics where the information cannot be lost. We would expect the same result from quantum gravitation theory. However, is it really so?

We do not have now a finished theory of quantum gravitation. However, for a special case of the 5-dimensional anti-de-Sitter space this paradox is considered by many scientists to be resolved. The information is supposed to be conserved, because a hypothesis about AdS/CFT dualities, i.e. hypotheses that quantum gravitation in the 5-dimensional anti-de-Sitter space (that is with the negative cosmological term) is equivalent mathematically to a conformal field theory on a 4-surface of this world [9]. It was checked in some special cases but not proved yet in a general case.

Suppose that if this hypothesis is really true, it automatically solves the problem of information. The matter is that the conformal field theory is structurally unitary. If it is really dual to quantum gravitation then the corresponding quantum gravitation theory is unitary too. Therefore, the information in this case is not lost.

Let us note that it not so. Taking into account the influence of the observer makes information losses inevitable. The process of black hole formation and its subsequent evaporation happens overall surface of the anti-de-Sitter world (described by the conformal quantum theory) which includes the observer as well. The observer inevitably gravitationally interacts with the black hole and its radiation. Unlike to the conventional quantum mechanics, all-pervading gravitational interaction exists in quantum gravitation. So, influence of the observer already cannot be made negligibly small under any requirements. Interaction with the observer makes the system not unitary, similarly to the semi-classical case.

It would seem that we could solve the problem by including the observer in the description of the system. However, the observer cannot precisely know the initial state and analyze the system when he is its part! Therefore, he cannot experimentally verify the difference between unitary and not unitary evolution. It is necessary to have complete knowledge of the system state for such verification. However, it is impossible at introspection.

In the anti-de-Sitter world Universe, expansion is inevitably replaced by a collapse. However, the same effect information losses are available also for the accelerated expansion of the Universe - there appear unobservable parts of Universe, whence we are not

reached even by light. Hence, these parts are unobservable, and the information containing in them is lost. It again results in unpredictability.

Thus, the experimental verification of the informational paradox becomes impossible *in principle* again! In case of quantum gravitation information, conservation happens only on paper in the ideal dynamics. In the real observable dynamics the difference is not observed experimentally in principle. It is possible to consider both answers to the problem to be correct. The two cases of conservation or non-conservation of information are not distinguishable experimentally.

Principal difference between the conventional quantum theory and quantum gravitation theory occurs because of inevitable gravitational interaction. In usual quantum theory interaction between an observer and an observed system can be made zero in principle at known initial conditions of the observed system. In quantum gravitational systems, the small gravitational interaction with the observer is irremovable in principle: it creates principally inherent decoherence and converts evolution of any observable system into non-unitary. Only the non-observable ideal evolution on paper can be made formally unitary. However, it is also possible not to make it unitary – here we have freedom to choose. If we wish to feature real observable dynamics, we can put the dynamics to be non-unitary. For macrobodies, such observable dynamics is quasi-classical theory. It is experimentally indistinguishable for the real macroscopic observer from unitary quantum gravitation dynamics of large black holes.

### **3. Time wormhole**

Let us consider from the point of view of the entropy such a paradoxical object of general relativity theory as time “wormhole” [10]. At first, we will consider the most popular variant offered by Morris and Thorne [11]. Suppose we have a space wormhole with the extremities lying nearby. By a very simple procedure (we will place one of the extremities on a spaceship and move it with a speed

close to the speed of light, and then we will return this extremity on the former place) this space wormhole can be converted into a time wormhole (wormhole traversing space into one traversing time). It can be used as a time machine. Such wormhole demands the special exotic matter necessary for conserving its equilibrium. However, there were models of a time machine, which allow dispensing absolutely without the exotic substance [12, 17]. Or, using an electromagnetic field, allow dispensing by its small amount [13]. Use of such a time machine can lead to the well-known “paradox of the grandfather” when the grandson, being returned in the past, kills his grandfather. How can this paradox be resolved?

Let us consider that the answer to this problem is given by the semi-classical theory of gravitation. Suppose that the macroscopic topology of the space related to the time machine is unchanged. At the moment of the time machine formation (transformation of the space wormhole into time one) between its extremities, there is a closed light ray. Its energy does not reach infinity, despite the infinite number of passes, because of a defocusing of the light [16]. Another situation, however, arises in the semi-classical theory with a radiation field of “vacuum fluctuations” [14]. Passing the infinite number of times through the wormhole and being summed with each other, these fluctuations reach the infinite energy, which will destroy any traveller.

However, the situation in quantum gravitation is different. Quantum fluctuations contain large energies when they arise on short distances. Therefore, it is possible to find so small distance on which energy of fluctuation will be large enough for formation of a tiny black hole, and the horizon of this tiny black hole will have the same size as this small distance. The space - time is not capable to remain homogeneous on such short distances. This mechanism ensures natural “blocking” of singular fluctuations formation, restricting them in their sizes: “maximum energy in minimal sizes” [16].

Detailed calculations of quantum gravitation show [15] that this “blocking” to formation of singular fluctuations provides a very small but not a zero probability of unobstructed transiting through a time “wormhole” for macroscopic object. How can the “paradox of

the grandfather” be prevented in this situation? Here it is convenient for us to use the language of the multi-world interpretation of quantum mechanics. To prevent this paradox, the traveller should penetrate into the parallel world where it can easily “kill the grandfather” without breaking a causality principle. Such a parallel world will interfere quantum-mechanically with the worlds of the “not killed grandfather” where the observer was unsuccessful to transit the time wormhole. However, the probability amplitude of such the world will be extremely small. Can the observer in the world where “the grandfather is not killed” discover the alternative world at least in principle, using quantum correlations between the worlds? Similarly to “paradox of the Schrodinger cat, he cannot do it because of the same reasons as in the conventional quantum mechanics [2]. Observation of large effects of quantum correlations is impossible because of “observer’s memory erasing” [1-2]. Penetration to the parallel world of quantum mechanics is experimentally indistinguishable from the time wormhole fracture and penetration to the parallel world of general relativity theory [3, 17]. It means that from the point of view of the external real macroscopic observer a situation when the traveller has perished in the wormhole or has penetrated in “another world” is observationally indistinguishable. It is equivalent to a situation when the traveller falls into a black hole. We do not know whether he is crushed in the singularity or penetrated into “the other world” through the white hole [18]. (Although this difference is observed and essential for the traveller. However, he will carry away all these observations with himself into “the other world”.) We see that as well as in a case of “informational paradox”, the difference between quantum and semi-classical theories for macroscopic objects experimentally is not observed for the macroscopic observer, which is not travelling in the time wormhole.

#### **4. Black stars**

Recently an interesting theory of “black stars” appeared [4]. Usually a collapse of a black hole is considered as a fast process. However, we do not know well states of the matter under high pres-



tures. We know that intermediate stages such as white dwarfs or neutron stars are possible before a black hole collapse. These intermediate stages make a collapse not avalanche-like but gradual. Probably, additional intermediate stages will appear on the way to a collapse, for example, quark stars. These intermediate stages make this process to be gradual without a fast collapse at all. For classical gravitation, it is incidental. The star becomes a black hole for gradual process too. However, for semi-classical gravitation it is important. It can be shown that for such case at slow squeezing quantum fluctuations at a surface will prevent a star material to collapse to a singularity and to become a black hole. Outside, this object would be similar to a black hole but inside it would be different, conserving all information without singularity. It will allow a traveller to penetrate through its surface and to come back. It is worth to note that there is a considerable objection against such picture.

How stable is such construction of a star with respect to the external perturbation imported by the traveller? Also how stable is the traveller during such travel? The traveller is a macroscopic body. After penetration to a black star, he will increase its mass stepwise at finite value. It can result in its collapse to a black hole. Suppose that the process again goes “gradually” without collapse. Then the traveller “would be dissolved” into the star and cannot come back as well. Thus, it seems that the difference between a black star and a black hole cannot be observed experimentally. Therefore, it means that the difference between these objects exists only on paper, i.e. in ideal dynamics.

## **5. Penrose’s project of new quantum gravity theory**

In his remarkable books [6-7] Penrose gives a remarkable prediction of the future theory of quantum gravitation. In this theory:

- 1) Unlike to usual quantum mechanics, wave packet reduction is a fundamental property of the theory.
- 2) This reduction is inseparably linked with the phenomenon of gravitation.

- 3) The reduction leads not only to probabilistic laws but can lead to some more complex uncertain behaviour that can not be predicted even by a probability law.
- 4) Unlike to remarkable coherent quantum systems, classical chaotic non-equilibrium systems are exposed to criticism. They are supposed to be not relevant for modelling of real complex systems. The unpredictable systems described above must be only pure quantum system.

It is worth to note that we need not a new theory for receiving all these properties. Let us take into account an inevitable gravitational interaction of the macroscopic real observer and his thermodynamic time arrow. It results in all described above outcomes within framework of already existing theories of quantum gravitation. Besides, classical chaotic non-equilibrium systems possess all properties of quantum ones. For any “purely quantum effect” it is always possible to discover such classical analogue (Appendix A [2]). Namely:

- 1) We saw above that an inevitable gravitational interaction of a macroscopic real observer with an unstable observable system inevitably makes evolution of the observable system non-unitary. The difference between the unitary and non-unitary theory exists only on paper and is not observed experimentally in quantum gravitation theory.
- 2) Because of the reasons stated above the gravitation interaction results in the inevitable reduction and correspondent non-unitarity in framework of the current quantum gravitation theory. Moreover, for macroscopic objects the semiclassical theory is already possessing desirable fundamental property of non-unitarity. It is experimentally equivalent to the quantum gravitation theory.
- 3) Behaviour of many macroscopic bodies, in spite of non-unitarity, can be described completely by a set of macroparameters and laws of their evolution. There are, however, *unpredictable* systems whose behaviour cannot be described completely even by probability laws.

For example, let us consider quantum computers. Suppose that some person started such a quantum computer and knows its initial state. Its behaviour is completely predicted by such person. However, for the second person who is not present at start, its behaviour is *uncertain* and *unpredictable*. Moreover, an attempt of the second person to observe some intermediate state of the quantum computer would result in destroying its normal operation.

In case of quantum gravitation, even the person who started quantum computer cannot predict its behaviour. Indeed, the inevitable gravitational interaction between the person and the quantum computer will make such prediction impossible. Thus, “the unpredictability which is distinct from a probability law” becomes a fundamental property of any quantum gravitation theory.

4) Unstable classical systems in many aspects remind on the properties of the quantum system (Appendix A [2]). Moreover, mathematical models of classical analogues of quantum computers exist [19]. Some paradoxical properties of the life objects reminding quantum computers can be modelled by classical unstable systems [20].

Summing up, we can see that all wishes of Penrose are realizable within the framework of the existing paradigm and there is no need in any new fundamental theory. Moreover, all properties of macroobjects are usually described by macroparameters to exclude influence of the macroscopic observer. That inevitably results in unobservability of too small intervals of time and space. Therefore, it is possible to construct their observable dynamics on basis of “discrete model of space-time”. However, such dynamics would not be a new theory. For any macroscopic observer the dynamics would be experimentally indistinguishable from the current quantum theory of gravitation.

## **6. Anthropic principle in quantum gravity theory**

The number of possible vacuum states in quantum gravitation theory is equal to a very large value. For a selection of suitable vacuums, anthropic principle is usually used [5]. It means that evolu-

tion of the system should result in appearing an observer, which is capable to observe the Universe. However, such formulation is of too philosophical nature. It is difficult to use it in practice. We can formulate here more accurate physical principles, which are equivalent to the anthropic principle:

The initial state of the Universe should result in formation of its substance in the form of a set of many macroscopic non-equilibrium objects weakly interacting with each other. These objects should have entropy and temperature. They should have thermodynamic time arrows. Small local interaction between objects should result in alignment of thermodynamic time arrows. Though these objects consist of many particles and are described by a huge set of microparameters, evolution of these objects can be described by a set of macroparameters, except for rare instable state.

However, these unstable states play an important role, forming a basis for origin of an observer in the Universe. There should be unstable global correlations between parts of the Universe and non-equilibrium macrosystems with local interior correlations, which are the origin of the observer.

We can conclude here: to get the situation described above, the initial state of the Universe should be highly ordered and possess the low entropy.

I.e., in short, evolution should result in the world that can be described in the thermodynamic form [1-3, 21-23]. Only such the world can be the origin of an observer who is capable to study this world.

## **7. Conclusions**

We see that the informational paradox and the paradox of the grandfather are resolved in the quantum gravitational theory very similarly to those in the non-quantum general relativity theory. It is realized by consideration of weak interaction of systems with the real non-equilibrium macroscopic observer. Moreover, this approach (similarly to usual quantum theory) allows resolving the wave packet reduction problem. However, this reduction in quan-

tum gravitation becomes a fundamental property of the theory, unlike in the case of conventional quantum mechanics. Such approach allows considering other complicated questions of quantum gravitation – anthropic principle, black stars.

## Bibliography

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time”, *Foundations of Physics* 42, 1165-1185 (2012);  
<http://www.springerlink.com/content/v4h2535hh14uh084/>  
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: Non-quantum gravitation theory”, arxiv:1107.0144
4. Barcelo C., Liberati S., Sonogo 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, arXiv: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](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

## **Chapter 5. The Universal Arrow of Time: Unpredictable dynamics**

**0. Abstract: Solution of the paradox about contradiction between reductionism and principal (not defined by complexity) emergence on basis Gödel-like theorem; So-**

## **lution of the paradox about the existence of the systems with entropy decrease.**

We see that exact equations of quantum and classical mechanics describe ideal dynamics, which is reversible and leads to Poincare's returns. Real equations of physics describing observable dynamics, for example, master equations of statistical mechanics, hydrodynamic equations of viscous fluid, Boltzmann equation in thermodynamics, and the entropy increase law in the isolated systems are irreversible and exclude Poincare's returns to the initial state. Besides, these equations describe systems in terms of macroparameters or phase distribution functions of microparameters. There are two reasons of such differences between ideal and observable dynamics. Firstly, there is uncontrollable noise from the external observer. Secondly, when the observer is included into described system (introspection) the complete self-description of a state of such full system is impossible. Besides, introspection is possible during finite time when the thermodynamic time arrow of the observer exists and does not change the direction. Not in all cases ideal dynamics broken by external noise (or being incomplete at introspection) can be changed to predictable observable dynamics. For many systems introduction of macroparameters that allow exhaustive describing of dynamics of the system is impossible. Their dynamics becomes unpredictable in principle, sometimes even unpredictable by the probabilistic way. We will refer to dynamics describing such system as *unpredictable dynamics*. As follows from the definition of such systems, it is impossible to introduce a complete set of macroparameters for *unpredictable dynamics*. (Such set of macroparameters for observable dynamics allowed predicting their behaviour by a complete way.) Dynamics of unpredictable systems is not described and not predicted *by scientific methods*. Thus, **the science itself puts boundaries for its applicability**. However, such systems can *intuitively* "understand itself" and "predict" the behaviour "of its own" or even "communicate with each other" at *intuitive* level.

### **1. Introduction**

Let us give definitions of *observed and ideal dynamics* [1-4], and explain necessity of introduction of observable dynamics. We will refer to exact laws of quantum or classical mechanics as to ideal dynamics. Why have we named them ideal? Because for the most of real systems the entropy increase law or wave packet reduction in the quantum case are observed. These properties contradict with laws of ideal dynamics. Ideal dynamics is reversible and includes Poincare's returns. It is not observed in irreversible observable dynamics. Where does this inconsistency between these kinds of dynamics come from?

The real observer is always a macroscopic system far from thermodynamic equilibrium. It possesses a thermodynamic time arrow of its own, which exists for a finite time (until the equilibrium is reached) and can change its direction. Besides, there is a small interaction of the observer with the observable system, which results in alignment of thermodynamic time arrows and, in case of quantum mechanics, in wave packet reduction.

The observer describes the observable system in terms of macroparameters and corresponding thermodynamic time arrow. It also results in the difference of observable dynamics and ideal dynamics. The ideal dynamics is formulated with respect to the abstract coordinate time in terms of microparameters.

Violations of ideal dynamics are related to either openness of measured systems (i.e. it can be explained by influence of environment/observer) or impossibility of self-measuring at introspection (for the full closed physical systems including both the environment and the observer). What is it possible to do for such cases? The real system is either open or incomplete, i.e. we cannot use physics for prediction of the system evolution? Not at all!

Many of such systems can be described by equations of exact or probabilistic dynamics, despite openness or incompleteness of description. We name it observable dynamics. The most of equations in physics – master equations of statistical mechanics, hydrodynamic equation of viscous fluid, Boltzmann equation in thermody-



namics, and the entropy increase law – are equations of observable dynamics.

To possess the property specified above observable dynamics should meet certain requirements. It cannot operate with the full set of microvariables. In observable dynamics, we use much smaller number of macrovariables, which are some functions of microvariables. It makes the dynamics much more stable with respect to errors of initial conditions and external noise. Really, a microstate change does not result inevitably in a macrostate change, as one macrostate is correspondent to a huge set of microstates. For example, in case of gas such macrovariables are density, pressure, temperature and entropy. Microvariables are velocities and coordinates of all its molecules.

How can we get observable dynamics from ideal dynamics? It can be got by either insertion to equations of the ideal equations of small external noise, or insertion of errors to an initial state. Errors/noise should be large enough to break effects unobservable in reality. It is reversibility of motion or Poincare's returns. On the other hand, they should be small enough not to influence observable processes with entropy increase.

For the complete physical system including the observer, observable system and a surrounding medium, Observable Dynamics is not falsifiable in Popper's sense [36] (under condition of fidelity of Ideal Dynamics). I.e. the difference between Ideal and Observable Dynamics in this case cannot be observed in experiment.

However, there are cases when it is not possible to find any observable dynamics. The system are unpredictable, because of either openness or description incompleteness. It is a case of *unpredictable dynamics* [21, 29-33] considered here.

## 2. Unpredictable dynamics

Let us introduce the concept of *synergetic models* [10]. We will name so simple physical or mathematical systems. Such systems illustrate in a simple form some real or supposed properties of unpredictable and complex (living) systems.

Unpredictable systems, because of its unpredictability, are extremely unstable with respect to external observation or thermal noise. To prevent their chaotization, they should have some protection from external influence.

Therefore, we are mainly interested in synergetic models of systems that are capable to protect itself from external noise (from decoherence in quantum mechanics). They conserve internal correlations (quantum or classical), resulting in reversibility or Poincaré's returns. They also can conserve correlations with the surrounding world.

There are three methods for such protection:

- 1) The passive method - creation of some "walls" or shells impenetrable for noise. It is also possible to keep such systems at very low temperatures. Many models of quantum computers may serve as an example.
- 2) The active method, inverse to passive - complex dissipative or living systems, they conserve disequilibrium by the help of active interaction and interchanging of energy and substance with environment (metabolism). It is thought that the future models of quantum computers should correspond to this field.
- 3) When correlations cover the whole Universe. The external source of noise is absent here. Origin of correlations over Universe is that Universe was in low entropy initial states. Universe appeared from Big Bang. We will name these correlations as global correlations. Sometimes it is figuratively named "holographic model of Universe".

The following facts ought to be noted:

- 1) Many complex systems during evolution pass dynamic bifurcation points when there are several alternative ways of future evolution. The selection of one of them depends on the slightest fluctuations of the system state in the bifurcation point [5-6]. In these points, even weak correlations can have huge influence on future. These correlations define one from alternative ways of future evolution specified above. Presence of such correlations

restricts predictive force of the Science, but it does not restrict at all our personal intuition. Since we are an integral part of our Universe, we are capable at some subjective level to “feel” these correlations inaccessible for scientific observation. No contradiction with current physics exists here.

- 2) In the described unobservable systems the entropy decrease is often observed or they are supported at a very low-entropy state. It does not contradict to the second thermodynamics law of the entropy decrease. Really, for creation of both passive and the active protection huge negoentropy from environment is necessary. Therefore, the total entropy of system and an environment only increase. The entropy increase law remains correct for a full system (observable system + an environment + the observer) though it is untrue for the observable system. Entropy decrease in the full system can happen, for example Poincare’s returns. However, they are unobservable [1-4]. Therefore, we can skip them.
- 3) Existence of many unpredictable systems is accompanied by the entropy decrease (It does not contradict to the entropy increase according to the second law of thermodynamics as it is explained above in the third item). Thus, existence of such systems corresponds to the generalized principle of Le-Shatelie - Brown: the system hinders with any modification of the state caused by both external action, and internal processes, or, otherwise, any modification of a state of the system caused both by external and internal reasons, generates in the system the processes guided on reducing this modification. In this case, the entropy growth generates appearance of systems cause the entropy decrease.
- 4) Often maximum entropy production principle (MaxEPP) demonstrates correct results [38]. According to this principle, the non-equilibrium system to aspire to a state at which entropy growth in system would be maximal. Despite the apparent inconsistency, MaxEPP does not contradict to Prigogine's minimum entropy production principle (MinEPP) for linear non-equilibrium systems [38]. These are absolutely different varia-

tion principles. However, for both cases, the extreme of the same function (the entropy production) is looked for, but various restrictions and various parameters of a variation are thus used. It is not necessary to oppose these principles, as they are applicable to various stages of evolution of non-equilibrium system. MaxEPP means that dissipative unpredictable systems (including living systems), being in the closed system with finite volume, accelerate appearance of thermodynamic equilibrium for this system. It means that they also reduce Poincare's return time, i.e. promote faster return to the low-entropy state. It again corresponds to the generalized principle of Le-Shatellie - Brown: the entropy growth generates appearance of systems cause the entropy decrease. From all the above-stated it is possible to give a very interesting conclusion: *global "purpose" of dissipative systems (including living systems) is (a) minimization of their own entropy (b) stimulation of the global full system to faster Poincare's return to the initial low-entropy state.*

- 5) Global correlations generally "spread" over a closed system with the finite volume and result only in Poincare's unobservable return [1-4]. However, in the presence of objects conserving local correlations, global correlations can become apparent in correlation between such objects with each other and around the world. Thus, presence of conserved local correlations allows making global correlations to be observable, preventing their full "spreading" over the system.
- 6) The correct definition of thermodynamic macroscopic entropy is a very difficult problem for complex physical systems without local equilibrium [39].
- 7) Very important facts ought to be noted. Unstable correlations exist not only in quantum but also in classical mechanics. Hence, such models should not have only quantum character. They can be also classical! Very often, it is wrongly stated that only the quantum mechanics have such properties [11-12]. However, it is not so [7-9]. Introduction of small, but finite interaction by "hands" during classical measurement and small errors of an initial state erases the difference between properties of

quantum and classical mechanics (in the presence of unstable correlations of microstates).

### 3. Synergetic models of local correlations

Let us consider examples of synergetic models of unpredictable systems using the passive or active methods for protection from noise.

- 1) There are exceptional cases for which there is no alignment of thermodynamic time arrows [13].
- 2) Phase transition or bifurcation points. In such points (some instance for evolution or some value for external parameter), a macroscopic system described by observable dynamics can be transformed not to single but to several macroscopic states. That is, observable dynamics loses the unambiguity in these points. There are huge macroscopic fluctuations in these points, and used macroparameters does not result in predictability of the system. Evolution becomes unpredictable, i.e. there is unpredictable dynamics.
- 3) Let's take a quantum microscopic or mesoscopic system described by ideal dynamics and isolated from decoherence. Its dynamics depends on uncontrollable microscopic *quantum correlations*. These correlations are very unstable and can disappear because of decoherence (entangling with environment/observer). For example, let us consider a quantum system. Suppose that some person knows its initial and final states only. Its behaviour is completely predicted by such person. In the time interval between the start and finish, the system is isolated from the environment/observer. In that case, these microscopic correlations do not disappear and influence dynamics. However, for the second person who is not present at start, its behaviour is *uncertain* and *unpredictable*. Moreover, an attempt of the second person to observe some intermediate state of the quantum computer would result in destroying its normal operation. I.e. from the point of view of such observer, this is unpredictable

dynamics. Well-known examples of such systems are *quantum computers* and *quantum cryptographic transmitting systems* [14-15]. Quantum computers are unpredictable for any observer who does not know its state in the beginning of calculations. Any attempt of such observer to measure the intermediate state of a quantum computer during calculation destroys calculation process in unpredictable way. Its other important property is high parallelism of calculation. It is a consequence of QM laws of linearity. Initial state can be chosen as the sum of many possible initial states of “quantum bits of the information”. Because of QM laws of linearity, all components of this sum can evolve in independent way. This parallelism allows solving very quickly many important problems, which usual computers cannot solve in real time. It gives rise to large hopefulness about future practical use of quantum computers. Quantum cryptographic transmitting systems use property of the unpredictability and unobservability of “messages” that cannot be read during transmitting by any external observer. Really, these “messages” are usual quantum systems featured by quantum laws and quantum correlations. An external observer, which has no information about its initial states and tries, make measuring (reading) of a “message” in course of transmission inevitably destroy this transmission. Thus, message interception appears *principally* impossible under laws of physics.

- 4) It should be emphasized that, contrary to the widespread opinion, both quantum computers and quantum cryptography [14-15] have classical analogues. Really, in classical systems, unlike in quantum systems, measuring can be made precisely in principle without any distortion of the measured state. However, in classical chaotic systems too there are uncontrollable and unstable microscopic additional correlations resulting in reversibility and Poincare’s returns. Introducing some small finite perturbation or initial state errors “by hands” destroys these correlations and erases this principal difference between classical and quantum system behaviour. Such small external noise from environment always exists in any real system. By isolation of chaotic

classical systems from this external noise, we obtain classical analogues of isolated quantum devices with quantum correlations. There exist synergetic models of the classical computers, which ensure, like quantum computers, huge parallelism of calculations [7]. Analogues of quantum computers are molecular computers [9]. The huge number of molecules ensures parallelism of evaluations. The unstable microscopic additional correlations (resulting in reversibility and returns) ensure dynamics of intermediate states to be unpredictable for the external observer, which is not informed about the computer initial state. He would destroy computer calculation during attempt to measure some intermediate state. Similar arguments can be used for classical cryptographic transmitting systems using these classical unstable microscopic additional correlations for information transition. "Message" is some classical system that is chaotic in intermediate states. Therefore, any attempt to intercept it inevitably destroys it similarly to QM case.

- 5) Conservation of unstable microscopic correlations can be ensured not only by passive isolation from an environment and the observer but also by active dynamic mechanism of perturbations cancelling. It happens in so-called physical **stationary systems** in which steady state is supported by continuous **stream of energy or substance through system**. An example is a micromaser [16] - a small and well conducting cavity with electromagnetic radiation inside. The size of a cavity is so small that radiation is necessary to consider with the help of QM. Radiation damps because of interaction with conducting cavity walls. This system is well featured by density matrix in base energy eigenfunction. Such a set is the best choose for observable dynamics. Microscopic correlations correspond to non-diagonal elements of the density matrix. Non-diagonal elements converge to zero much faster than diagonal ones during radiation damping. In other words, decoherence time is much less than relaxation time. However, a beam of excited particles, passing through a micromaser, leads to the strong damping deceleration of density matrix non-diagonal elements (microcorrelations). It also leads

to non-zero radiation in steady state. In addition, in the theory of quantum computers methods of the active protection are developed. These methods protect quantum correlations from decoherence. They are capable to conserve correlations as long as desired, by iterating cycles of active quantum error correction. Repetition code in quantum information is not possible due to the no-cloning theorem. Peter Shor was first to discover the method of formulating a quantum error correcting code by storing the information of one qubit onto a highly-entangled state of nine qubits [17].

- 6) In physics, a macrostate is usually considered as some passive function of a microstate. However, it is possible to consider a case when the system observes (measures) both its macrostate and an environment macrostate. The result of the observation (measurement) is recorded into the microscopic “memory”. By such a way, the feedback appears between macrostates and microstates. An example of very complex stationary systems is living systems. Their states are very far from thermodynamic equilibrium and extremely complex. These systems are highly ordered but their order is strongly different from order of a lifeless periodical crystal. Low entropy disequilibrium of live beings is supported by entropy growth in environment<sup>1</sup>. It is metabolism - the continuous stream of substance and energy through a live organism. On the other hand, not only metabolism supports disequilibrium, this disequilibrium is itself a catalytic agent of metabolic process, i.e. creates and supports it at a necessary level. As the state of live systems is strongly non-equilibrium, it can support existing unstable microcorrelations, preventing to decoherence. These correlations can be both between parts of a live system and between different live systems (or live systems with lifeless systems). If it happens dynamics of the live system can be referred to as unpredictable dynamics. Huge successes of the molecular biology allow describing very

---

<sup>1</sup> *Entropy of the Sun grows in such a way, for example. It is an energy source for life on the Earth.*



well dynamics of live systems. However, there is no proof that we are capable to feature completely all very complex processes in the live system. It is difficult enough to analyze real living systems within framework of concepts of ideal, observed and unpredictable dynamics because of their huge complexity. However, it is possible to construct simple mathematical models. It is, for example, non-equilibrium stationary systems with metabolism. It would allow us to understand a possible role of all of three types of dynamics for such systems. These models can be both quantum [11-12, 18-20, 35] and classical [7-9].

- 7) The cases described above do not characterize all multiplicity of unpredictable types of dynamics. Exact conditions at which ideal dynamics transfers in observable and unpredictable dynamics present a problem, which is not solved completely for mathematics and physics yet. The role of these three types of dynamics for complex stationary systems is an unsolved problem too (being related to the previous problem). The solution of these problems will allow understanding physical principles of life more deeply.

#### **4. Synergetic models of global correlations expanded over the whole Universe**

With the help of synergetic “toy” models, it is possible to understand synchronicity<sup>2</sup> (simultaneity) of processes causally not con-

---

<sup>2</sup> The study was conducted by Russian specialists under guidance of Valeri Isakov, a mathematician who specializes in paranormal phenomena. They were not able to obtain data from domestic flights, so the researchers used Western statistics. As it turned out over the past 20 years, flights which ended in disaster were refused by passengers by 18% more in number than in case of normally ended flights. "We are just mathematics who revealed a clear statistical anomaly. But mystically-minded people may well associate it with the existence of some higher power"- quoted Isakov, "Komsomolskaya Pravda".  
<http://mysouth.su/2011/06/scientists-have-proved-the-existence-of-guardian-angels/>;  
<http://kp.ru/daily/25707/908213/>

nected [37], and also to illustrate a phenomenon of global correlations.

Global correlations of the Universe and the definition of life as the totality of systems maintaining correlation in contrast to the external noise is a reasonable explanation of the mysterious silence of Cosmos, i.e. the absence of signals from other intelligent worlds. All parts of the universe having the unique center of origin (Big Bang) are correlated, and life maintains these correlations, which are at the base of its existence. Therefore, the emergence of life in different parts of the Universe is correlated, so that all the civilizations have roughly the same level of development, and there are not just any supercivilizations capable of somehow reaching the Earth.

#### 4.1 Blow up systems

Examples are non-stationary systems with "blow up" [6, 22-25] considered by Kurdumov's school. In these processes a function on plane is defined. Its dynamics is described by the non-linear equation, similar to the equation of burning:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = f(\rho) + \frac{\partial \left( H(\rho) \frac{\partial \rho}{\partial r} \right)}{\partial r},$$

where  $\rho$  - density,  $N = \int \rho dr$ ,  $r$ - space coordinate,  $t$  - time coordinate,  $f(\rho)$ ,  $H(\rho)$ - non-linear connections:

$$f(\rho) \rightarrow \rho^\beta, \quad H(\rho) \rightarrow \rho^\sigma.$$

These equations have a set of dynamic solutions named solutions with "blow up". It was proved localization of processes in the form

---

“That was Staunton’s theory, and the computer bore him out. In cases where planes or trains crash, the vehicles are running at 61 percent capacity, as regards passenger loads. In cases where they don’t, the vehicles are running at 76 per cent capacity. That’s a difference of 15 percent over a large computer run, and that sort of across-the-board deviation is significant. Staunton points out that, statistically speaking, a 3 percent deviation would be food for thought, and he’s right. It’s an anomaly the size of Texas. Staunton’s deduction was that people know which planes and trains are going to crash... that they are unconsciously predicting the future.”

Stephen King, "The Stand" (1990)

of structures (at  $\beta > \sigma + 1$ ) with discrete spectrum. The structures can be simple (with individual maximums of different intensity). They also can be complex (united simple structures) with different space forms and several maximums of different intensity. It is shown that the non-linear dissipative medium potentially contains a spectrum of such various structures-attractors. Let  $(r, \varphi)$  be polar coordinates.

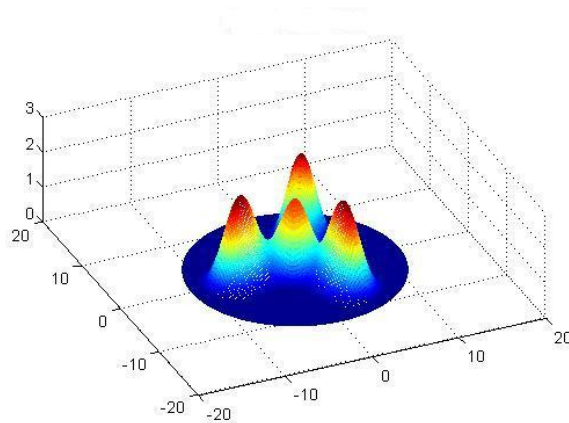
$$\rho(r, \varphi, t) = g(t)\Theta_i(\xi, \varphi), \quad \xi = \frac{r}{\psi(t)}, \quad 1 < i < N$$

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

Number of eigenfunctions:

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

For these solutions a value of function can converge to infinity for *finite* time  $\tau$ . It is interesting that the function reaches infinity in all maximums in the same instant, i.e. is synchronous. In process of converging to time  $\tau$  the solution "shrinks", the maximums "blow up" and moves to a common centre. Approximately at the moment of  $0.9\tau$  the system becomes unstable, and fluctuations of the initial condition can destroy the solution. For high correlated initial condition it is possible to reduce these fluctuations to as small values as desired.



**Fig. 1.** From [34]. It is one of structures-attractors of the equation of burning (I) in the form of the solution with “blow up”.

By means of such models we can illustrate the population growth (or level of engineering development of civilizations) in megacities of our planet [25]. Points of maximum of function  $\rho$  are megacities, and population density is a value of the function  $\rho$ .

It is possible to spread this model to the whole Universe. Then the points of maximum are civilizations, and population density of civilizations (or level of engineering development of civilizations) is a value of the function  $\rho$ . For this purpose we will make the model more complicated. Suppose that at the moment when process starts to go out on a growing asymptotic solution there is very fast expansion (“inflation”) of the plane in which process with “blow up” runs. Nevertheless, processes of converging to infinity remain synchronous and are featured by the equation of the same type (only with the changed scale), in spite of the fact that maximums are distant at large intervals.

This complicated model is capable to explain the qualitative synchronism of processes in very far parts of our Universe as a result of “inflation” after Big Bang. The high degree of global correlations reduces the fluctuations leading to destruction of the solution structure. These global correlations are modeling coherence of parts of our Universe.

Processes with "blow up" appear with necessary completeness and complexity only for some narrow set of coefficients of the equation (I). ( $N \gg 1, \beta > \sigma + 1, \beta \approx \sigma + 1$  is a necessary condition for appearance of a structure with large number of maximums and their slow coming to the common center). It allows drawing an analogy with "anthropic principle" [26]. The anthropic principle states that the fundamental constants of the Universe have such values that a result of Universe's evolution is our Universe with anthropic "beings" capable to observe the Universe.

One more fact is worth mentioning: if we want that the ordered state in the model would not be destroyed at  $t = 0.9\tau$ , and would continue to exist as long as possible then exact adjustment is required *not only for model parameters, but also for an initial state*. It is necessary that fluctuations arising from the initial state would not destroy orderliness as long as possible. And the presence of this rare exclusive state can be also explained by the anthropic principle.

## 4.2 "Cellular" model of Universe

It is also interesting to illustrate the complex processes by means of "cellular" model. Discrete Hopfield's model [27-28] can be used as a good basis. This model can be interpreted as a neural network with a feedback or as a spin lattice (a spin glass) with unequal interactions between spins. Such systems are used for recognition of a pattern.

This system can be featured as a square two-dimensional lattice of meshes  $N \times N$  which can be either black or white ( $S_i = \pm 1$ ). Coefficients of linear interaction between meshes  $J_{ji}$  are unequal for different pairs of meshes. They can be chosen so that in the process of discrete evolution the overwhelming majority of initial states would transfer in one of possible final states. This set of final states (attractors) can be chosen and defined "by hands".

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

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

Attractors correspond to energy  $E$  minimum:

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

Let choose lattice attractors to be letters A or B.

There are such two initial unstable states, which differ by one mesh only (*a critical element*). Thus, one of them has a state as A attractor, and another as B attractor. Such unstable initial states clearly illustrate a property of the *global instability* of a complex system. This instability is inherent in a system as a whole, not in its some part. Only some external observer can change the value of the critical element and vary the system evolution. Internal dynamics of the system cannot do it. *Global correlation* between meshes of an unstable initial state defines completely a final attractor (A or B) of the lattice.

It is possible to complicate the model. Let suppose that each mesh in the lattice featured above is such a sub-lattice. We will define evolution of such composite lattice going to two stages.

At the first stage, large meshes do not interact. Interaction exists only in sub-lattices. This interaction is the same as for the one-stage model featured above. Coefficients of the linear interaction between meshes are chosen so that attractors, as well as its was observed before, are letters A or B. Initial states of all sub-lattices can be chosen as unstable and containing the critical element. We will perceive the final state A of sub-lattices as a black mesh for a large lattice, and the state B of sub-lattices – as a white mesh.

The second stage of evolution is defined as evolution of this large lattice over the same way as in the one-stage model featured above. The initial state of the large lattice is defined by the first stage. This initial state, appearing at the first stage, is also unstable and contains the critical element. For final state of the large lattice to each black

mesh, we will appropriate state A of the sub-lattices, and for each white mesh we will appropriate state B of the sub-lattices.

The initial state of the composite lattice can be chosen always so that an attractor of the two-stage process will be A. For every mesh included to A, the sub-lattice state also corresponds to A. Let us name this state of the composite lattice as “A-A”. Then this final attractor can be explained by:

- a) global correlations of the unstable initial state
- b) specific selection of all coefficients of interaction between meshes.

Let us make the model even more complicated. Similarly to the aforesaid, we will make this lattice not two-level but three-level, and the process will be three-stage instead of two-stage. A final state will be “A-A-A”.

Let us suppose that prior beginning of the aforementioned three-stage process our composite lattice was occupying a very small field of physical space. However, because of expansion ("inflation") it was dilated to a huge size. Then the aforementioned three-stage process was begun. Thus, it is possible to explain presence of the unstable correlation of the initial state of the composite lattice leading to a total state “A-A-A”. Indeed, before “inflation” all meshes were closed by each other. Therefore, the unstable initial correlation can be easily formed under such conditions.

This three-level composite lattice can be compared to our Universe. Its smallest sub-lattices “A” can be compared to “intelligent organisms”. Lack of their interaction with the environment at the first stage (before formation of the final state “A”) is equivalent to the active or passive protection of internal correlations from external noise. Lattices of the second level in state “A-A” correspond to “civilizations” organized by “intelligent organisms” (“A”) at the second stage. At the third stage, “supercivilization” (“A-A-A”) is formed by “civilizations” (“A-A”).

Then global correlations of the unstable initial state of the composite lattice can serve as analogues of the possible global correlations of the unstable initial state of our Universe existed before its inflation. Coefficients of interaction of the meshes correspond to the

fundamental constants of our Universe. The initial process of the lattice expansion (before its three-stage evolutions) corresponds to Big Bang. The specific selection of interaction coefficients between the meshes leading to the asymptotic state “A-A-A”, and the initial correlations can be explained by “anthropic principle”. Here we remind that the anthropic principle states that the fundamental constants of the Universe have such values that the result of Universe’s evolution is our Universe with anthropic “beings” capable to observe the Universe.

## **5. Conclusions**

The phenomenon existence of unpredictable complex (including living) systems is considered in the paper.

It is shown, that though existence of such systems, apparently, contradicts to the entropy increasing law, and actually does not lead to the real contradiction with it. Indeed, for existence of such systems in the real world the very specific boundary conditions are necessary. The entropy increase for making of such requirements in real external world much more exceeds the entropy decrease observed inside such systems.

The possibility of the proof of the Gödel-like theorem for such systems is shown. It means that reductionism (reducibility of the complex system's behaviour to fundamental physics laws) does not contradict to existence of the principal emergency. The principal emergency is the existence of principal unpredictability of complex system's behavior based on fundamental physics laws. This emergency is not result of a system complexity only.

It is shown, that this unpredictability is closely connected to existence of the complex correlations both inside these composite systems, and with around world. Simple mathematical models, illustrating the principal possibility of such correlations are constructed.

## **Bibliography**



1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time”, *Foundations of Physics* 42, 1165-1185 (2012);  
<http://www.springerlink.com/content/v4h2535hh14uh084/>  
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: Non-quantum 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 Weinheim an der Bergstrasse Germany, 2008, Volume 4, Issue 4, Pages 427 – 431
10. Malinetskii, G.G. “Mathimatical basis of synergetics”, LKI, Moscow, 2007 (in Russian)
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
13. Schulman, L.S., *Phys. Rev. Lett.* 83, 5419 (1999) ,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, Sandu 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.*, Vol. 72, No. 4, 1149–1161 (2000) , arxiv: astro-ph/9909295
27. Malinetskii, G.G. *Mathimatical basis of synergetics*, LKI, Moscow, 2007 (in Russian)
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, 17th World Multi-Conference on Systemics, Cybernetics and Informatics: WMSCI 2013; 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 Capek 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.*, Vol.426, (1). P.1-45, 2006.
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>

## **Chapter 6. The Universal Arrow of Time: Future of artificial intelligence – Art, not Science or Practical Application of Unpredictable Systems**

### **0. Abstract: Solution of Unpredictability paradox – Unpredictable does not mean Uncontrolled**

Perspective of the future of artificial intellect (AI) is considered. It is shown that AI development in the future will be closer rather to art than to science. Complex dissipative systems whose behavior cannot be understood completely in principle will be the basis of AI. Nevertheless, it will not be a barrier for their practical use.

### **1. Introduction**

Nowadays technologies relating to design of systems of artificial intellect (AI) are actively developed in the world. In this paper, we would like to consider not tactical but strategic problems of this process. Interesting papers on this topic are few now, but they exist [1]. It is because most of serious experts are occupied with solving tactical problems and often does not think about farther prospects. However, the situation at the beginning of cybernetics origin was not like that. In those days, these problems were actively considered. Therefore, we will construct our paper as a review of problems of cybernetics as they were seen to participants of the symposium in 1961 [2]. We will try to give the review of these prospects from the point of view of the up-to-date physical and cybernetic science and its latest achievements.

### **2. Analysis of problems**

The principal strategic direction in 1961 has been set by lecture of Stafford Beer “On the way to a cybernetic factory”. He sees a

control system as some black box with a large quantity of internal states. Depending on internal states of the black box, different functions are carried out linking its input and output. Among all these functions, some optimal function exists. This function realizes its operation by optimal way according to some measure of optimality. The feedback will be organized between an output of the factory and internal state of the black box ensuring optimality of search of the internal state.

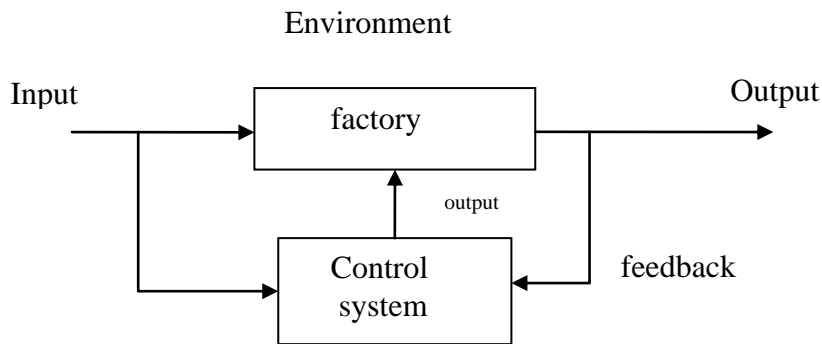


Figure 1. Diagram of control of a factory.

Here the following three difficulties arise:

- 1) It is clear that the number of internal states of such black box should be huge to ensure realization of all possible functions. For this purpose, the author suggests to use some block of the substance, possessing huge number of internal states at atomic level. It is something, for example, like the colloid system of Gordon Pask. This system realizes reversion of matrixes of the astronomical order.
- 2) Space of search of such box is huge and the search over all possible internal states is not real for reasonable time. Therefore, the strategy, which would allow discovering not the most optimum solutions but at least just “good”, is necessary. At

present such strategy is named as “genetic algorithm” [3] supplied *with the random generator*. In addition, the method of heuristics is widely used. [4] It is a set of empirical recipes for the search of optimum between the internal states. They are either found from the previous experience or defined by the external expert.

- 3) Criteria of optimality cannot be formulated accurately for all cases. Therefore, we may take for the “purpose” of such box its physical “survival”. Then it will search for such criteria itself, or some external expert would estimate its operations.

In the specified solutions of problems there is one very basic difficulty. Let our black box has  $n$  binary inputs and one binary output. Then number of all possible internal states of box is  $2^{2^n}$ . How large is this number? The answer is given by D.G. Willis in “Set of realized functions for the complex systems”. The physical calculation made here shows that all molecules of the Earth is enough only for creation of the black box with maximum  $n = 155$ . It does not make sense to reproduce his calculation here. The modern physics gives an exact method of calculation for the upper bound of memory through entropy of a black hole of corresponding mass [25]. (But it is problematic to extract this information because of informational paradox.) The estimation for memory, however, will not be more optimistic. It is clear that such number of the inputs is not sufficient for controlling over the complex systems. Consequently, the number of possible functions realized by box should be regarded as some subset of all possible functions. How can we choose this subset?

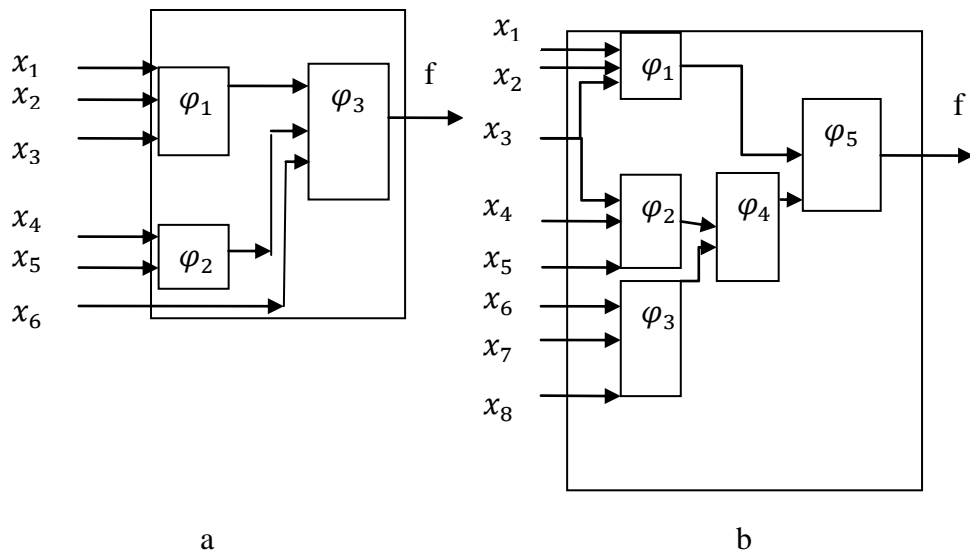
Now the methods based on neural networks [26] or fuzzy logic [27] are actively developed. They allow easy realizing many “intuitive” algorithms which are used by people. Besides, there are well developed methods of training or self-training for them. However, it is shown for both methods that any possible function is realized by these methods. On the one hand it is good, as proves their universality. On the other hand it is bad, as this redundancy do not allow us to lower space of search of the black box when using these methods.

In his lecture Willis offers a solution which is actual even now. He suggests using a subset of all functions of  $n$  variables. This subset can be realized by a combination of  $p$  functions with  $k$  variables where

$$p \ll 2^n \quad (51)$$

$$k \ll n \quad (52)$$

This class is small enough, so it can be realized.



**Figure 2.** Exact expansion of switching functions on functions with a smaller number of variables.

a)  $n = 6, p = 3, k = 3$

b)  $n = 8, p = 5, k = 3$

This solution is acceptable for a wide class of problems. For example, the neural network was used for recognition of the handwritten digit highlighted on the screen [28]. The screen was divided into meshes (pixels). The mesh could be black or white. Thus, meshes were divided into groups of neighbouring meshes ( $k$  cells). Each group arrived on input of the network with one output. These outputs were grouped also in  $k$  the nearest groups which moved on inputs of the network etc. As a result, there were only 10 exits, which yielded outcome of classification. The specified network uses restrictions relating to “locality” of our world.

However, it is possible to introduce other similar criteria restricting space of search by less hard way. For example, we can use only the requirement (1) and not use the requirement (2). Instead of (2) we restrict type of used functions, i.e. we create some “library” of the useful functions.

For example, for existing field of the pattern recognition such set of functions already exists. It is software packages of functions for images processing. Example of such package is Matlab [29]. By combining these functions, it is possible to create a large number of the useful features for recognition. To select useful superposition of functions, it is possible to use a random search of the genetic algorithm. However, it can be made also by using human intuition: a person can combine these functions so that they would reproduce some intuitively felt feature of an object. The person himself cannot mathematically specify this feature without such search. These are human-machine systems of search.

It is worth to note that both creation of such “libraries” and human-machine search are not algorithmizable processes. They are based on human intuition. For this reason, we think that the artificial intellect is closer to Art than to Science.

Let us consider problems, which arise when this approach is used:

- 1) Those restrictions (“libraries”) which we set on internal states of the black box are human formed. It makes this process labour-consuming and restricted by human intuition.
- 2) Human-machine search is more effective than the genetic algorithm but suffers from the two above-mentioned problems.



Let us consider the following lecture, which is, apparently, the most prophetic and gives a trajectory to a solution of these problems: George W. Zopf “Relation and context”.

His main thought is that for construction of an effective model for artificial intellect we should not use some mathematical scientific abstraction like a black box. To construct such model we need to use properties of similar systems in the surrounding world. These are living adaptive systems. What their properties allow them to overcome restrictions and problems specified above?

Their most important property is that such systems are not, like a black box, some external objects in relation to the surrounding world. They are inseparably linked within it. (For example, Zopf pays attention to the fact that the features used for recognition of the object, or even the “code” of neurons of a brain (consciousness) are context-dependent. It means that they depend not only on internal state of the object or the brain, but also on their external environment.) It explains efficiency of restrictions on realized internal states of adaptive systems. They do not need to invent some “library” of search functions - it is already given to them in many aspects from their birth. These systems have happened from the surrounding world and are relating to it already at their birth by a set of hidden connections. Therefore, their “library” of search functions is quite effective and optimal. The same is true for algorithms of adaptation – unlike “genetic algorithms”; they are already optimally arranged with respect to the surrounding world. It allows preventing search and verification of large number of unsuccessful variants. Moreover, somebody from the outside does not set “purposes” of adaptive systems. In many aspects, they are already arranged with respect to their search algorithms and surrounding world restrictions.

We often perceive events in the world surrounding us as a set of independent, casual appearances. Actually, this world reminds a very complicated mechanism penetrated by a set of very complex connections. (“Accidents don’t happen accidentally”.) We cannot observe all completeness of these connections.

At first, as we are only a small part of this world, our internal states are not sufficient for mapping all its complexity. Secondly, we inevitably interact with the surrounding world and we influence it during observation. The modern physics states that this interaction cannot be made to naught in principle [5-12]. Therefore, to model and to consider this influence exactly, we need to observe not only the external world but we need to observe ourselves too! Such introspection cannot be made *completely in principle* at any our degree of internal complexity. Introduction of physical macrovariables only reduces acuteness of the problems but does not resolve it.

Nevertheless, as it was already mentioned above, we are a part of the surrounding world and are related to it by the set of connections. Therefore, we are capable on such effective behavior. It creates illusion that we are capable effectively to foresee and to calculate everything. This property of adaptive living systems may possibly be referred to as superintuition<sup>3</sup> [13]. It considerably exceeds adaptive properties of any black box developed by purely scientific methods.

---

<sup>3</sup> The study was conducted by Russian specialists under guidance of Valeri Isakov, a mathematician who specializes in paranormal phenomena. They were not able to obtain data from domestic flights, so the researchers used Western statistics. As it turned out over the past 20 years, flights which ended in disaster were refused by passengers by 18% more in number than in case of normally ended flights. "We are just mathematics who revealed a clear statistical anomaly. But mystically-minded people may well associate it with the existence of some higher power"- quoted Isakov, "Komsomolskaya Pravda".

<http://mysouth.su/2011/06/scientists-have-proved-the-existence-of-guardian-angels/>;

<http://kp.ru/daily/25707/908213/>

"That was Staunton's theory, and the computer bore him out. In cases where planes or trains crash, the vehicles are running at 61 percent capacity, as regards passenger loads. In cases where they don't, the vehicles are running at 76 per cent capacity. That's a difference of 15 percent over a large computer run, and that sort of across-the-board deviation is significant. Staunton points out that, statistically speaking, a 3 percent deviation would be food for thought, and he's right. It's an anomaly the size of Texas. Staunton's deduction was that people know which planes and trains are going to crash... that they are unconsciously predicting the future."

Stephen King, "The Stand" (1990)

Hence, we should build our future systems of AI also based on some similar “physical” adaptive systems possessing superintuition. We will give here the list of properties of such systems [9-10, 17-18].

- 1) The random generator of such systems (making selection of internal state) should not generate just random numbers. Such numbers should be in the strong connection (correlation) both with the surrounding world and with internal state of AI system, ensuring superintuition.
- 2) The internal state of the system should be complex. It should be not equilibrium but stationary; i.e. it should correspond to the dynamic balance. It is like a water wall in a waterfall. The internal state should be either for classical mechanics systems correlated, unstable (or even chaotic) or for quantum mechanics systems quantum coherent. Such systems are capable to conserve the complex correlations either inside of themselves or between themselves and the surround world.
- 3) The internal state of the system should be closed from external observation. It is achieved, at first, by high internal complexity of the system. Secondly, the system should change strongly the internal state and behavior at an attempt of external observation. This property is intrinsic for both unstable classical systems (close to chaos), and quantum coherent systems.
- 4) The system should be strongly protected from an external thermal noise (decoherence).
- 5) The system should support the classical unstable or quantum coherent state and be protected from the external thermal noise not so much passively as actively. I.e. it should not be some hard armour or low temperatures. Rather it should be some active metabolic process. The system should be in a stationary dynamic balance, instead of thermodynamic equilibrium. So the vertical wall of water in a waterfall is supported by its constant inflow from the outside.
- 6) The main purpose of such system should be its “survival”. To use similar systems, we need not to know in details their in-

ternal states and algorithms of operation which they will establish at interaction with the surrounding world. Moreover, trying to make it we will strongly risk breaking their normal operation. The only thing we should be concerned in is that the purposes, which they pursue for “survival”, are coinciding with the solution of problems, which are necessary for us.

We see that physics becomes necessary for creation of such cybernetic AI systems. Are there prototypes of such systems nowadays? Many features of the abovementioned systems are inherent to quantum computers [19-20, 24] or to their classical analogues, namely classical unstable computers [14] and molecular computers [16]. Besides, there is a lot of literature where synergetic systems modelling specified above property of living systems are constructed “on paper”. In quantum field it is [21-23, 30-32], and for classical unstable systems [15].

Here two problems arise:

- 1) Which of the above-mentioned objects will be appropriate in the best way for creation of AI systems?
- 2) What purposes necessary for “survival” of these systems do we need to put? Indeed, these purposes must be coinciding with solution of our problems.

The solution of these two problems is not an algorithmizable creative process. It makes again artificial intellect to be closer to Art than to Science. Really, usually we cannot even know how such systems are arranged inside. We can define their restrictions only. It is necessary to direct these systems to solve problems useful for us. We often are not capable even to understand and to formulate accurately our own purposes and problems. Without all this knowledge, the Science is powerless. So creation of such systems more likely will be related to writing music or drawing pictures. The Science will give only “brushes” and “canvas” to us.

Are AI systems capable to solve the two abovementioned problems instead of us? For the first problem, such chances exist, but the second one cannot be solved without us in principle. Indeed, nobody can know better than us that we want. However, both these

problems are interconnected. Therefore, people always will have to do intellectual job. It is true also for the case that our “intelligent assistants” will be very powerful.

### 3. Conclusion

Perspective of the future of artificial intellect (AI) is considered here. It is shown that AI development in the future will be closer rather to art than to science. Complex dissipative systems whose behavior cannot be understood completely in principle will be a basis of AI. Nevertheless, it will not be a barrier for their practical use. However, a human person inevitably will conserve his important role. It is impossible to completely to exclude him from the process.

### Bibliography

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. “Evolutionary Computation: Towards a New Philosophy of Machine Intelligence”, New York: IEEE Press. pp. 140,(2000)
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”, *Foundations of Physics* 42, 1165-1185 (2012);  
<http://www.springerlink.com/content/v4h2535hh14uh084/>  
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: Non-quantum 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*, v 77, 175-194, 2004
16. Nicolas H. Vöelcker, Kevin M. Guckian, Alan Saghatelian, M. Reza Ghadiri “Sequence-addressable DNA Logic”, *Small* Weinheim an der Bergstrasse Germany, 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, Sandu 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. Čápek 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)

### **Acknowledgment**

We thank Hrvoje Nikolic and Vinko Zlatic for discussions and debates, which helped very much during writing this essay. The first chapter of this essay is written on basis our joint paper “The Universal Arrow of Time”, Foundations of Physics, Online First, 26 May 2012



# Универсальная стрела времени – ключ к решению базовых парадоксов физики.

Олег Купервассер

## 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.....	6
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.....	19
А.3 Эргодичность, перемешивание, и сохранение площади.....	19
А.4 Показатели степени Ляпунова, сжимающиеся и растягивающиеся направления.....	19
А.5 Затухание корреляций.....	20
Библиография.....	21
Часть 2. Универсальная стрела времени: Случай квантовой механики.....	22
0. Аннотация: Разрешение парадокса Шредингерского котика, парадокса друга Вигнера, парадокса котелка, который никогда не закипит.....	22
1. Введение.....	22
2. Качественное рассмотрение вопроса.....	23
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).....	32
3.3 Разрешение парадоксов Лошмидта и Пуанкаре в рамках квантовой механики.....	35
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].	37
4. Заключение.....	41

<b>Приложение А. Непертрубативное наблюдение в квантовой и классической механике.</b> .....	41
<b>Приложение В. Разложение на моды при произвольных граничных условиях.</b> .....	42
<b>Библиография</b> .....	43
<b>Часть 3. Универсальная стрела времени: Неквантовая гравитационная теория.</b> .....	45
<b>0. Аннотация: Разрешение информационного парадокса для черных дыр и парадокса дедушки для временных кротовых нор.</b> .....	45
1. Введение .....	45
2. Черные дыры.....	45
3. Временная червоточина .....	47
4. Выводы.....	49
<b>Библиография</b> .....	49
<b>Часть 4. Универсальная стрела времени: Квантовая теория гравитации.</b> .....	50
<b>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.</b> .....	50
1. Введение .....	50
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
<b>Библиография</b> .....	56
<b>Часть 5. Универсальная стрела времени: Непредсказуемая динамика.</b> .....	57
<b>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.</b> .....	57
1. Введение .....	58
2. Непредсказуемая динамика.....	59
3. Синергетические модели локальных корреляций .....	61
4. Синергетические модели глобальных корреляций, охватывающих всю вселенную.....	63
4.1 Системы с «обострением» (blow up).....	64
4.2 «Клеточная» модель Вселенной.....	65
<b>Библиография.</b> .....	68
<b>Часть 6. Универсальная стрела времени: Будущее искусственного интеллекта - искусство, а не наука или Практическое применение непредсказуемых систем</b> .....	69
<b>0. Аннотация: Разрешение парадокса непредсказуемости – Непредсказуемый не означает неуправляемый или не контролируемый.</b> .....	69
1. Введение .....	69
3. Выводы.....	75
<b>Библиография.</b> .....	75
<b>Благодарности</b> .....	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, неклассической и квантовой гравитации. 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 Массоне [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], использовались и в более ранних работах других авторов для разрешения парадокса роста энтропии и квантового парадокса редукции волнового пакета [7-9]). Из этого Массоне заключает, что таким образом второй закон термодинамики сводится к простой тавтологии, автоматически решая проблему стрелы времени в физике. Однако, некоторые слабости аргументов, используемых Массоне в [6], указаны в статьях [10-12]. Как ответ на одно из этих возражений, в более поздней публикации [13] сам Массоне 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 Массоне 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 Массоне 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  $t \rightarrow -t$ . 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-х 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.

А теперь центральный вопрос этого раздела. Учитывая, что в момент времени  $t_0$  энтропия низка, почему энтропия 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 Лешмида, 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 выравнивает 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 противоположны) 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  $N \gg 1$  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

$$S_m = -N \sum_{k=1}^4 \frac{N_k}{N} \log\left(\frac{N_k}{N}\right) = -\sum_{k=1}^4 N_k \log\left(\frac{N_k}{N}\right) \quad (1)$$

Эта энтропия максимальна, когда распределение частиц равномерно, когда  $S_m$  равна  $S_m^{\max} = N \log 4$ . 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  $\rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t)$  на  $2N$  размерное фазовое пространство. Здесь  $t$  - временной параметр, который имеет дискретные значения  $t = 0, 1, 2, \dots$  для Преобразования Пекаря. Тогда *энтропия ансамбля* определяется как

$$S_e = -\int \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t) \log \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t) dX \quad (2)$$

где

$$dX = dx_1 dy_1 \dots dx_N dy_N \quad (3)$$

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

$$\rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) = \rho(x_1, y_1) \dots \rho(x_N, y_N) \quad (4)$$

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

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

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

В этом случае

$$S_e = -\left(\frac{1}{A}\right)^N \log\left(\frac{1}{A}\right)^N A^N = N \log A \quad (6)$$

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  $\Sigma_a$ , для каждой из которых вероятность равна  $\rho_a$ . В процессе эволюции каждая область  $\Sigma_a$  изменяет форму, но ее  $2N$ -мерная "площадь"  $A_a$  остается неизменной. Кроме того, вероятность  $\rho_a$  на новой области  $\Sigma_a$  также остается неизменной. Следовательно, энтропия ансамбля  $S_e = -\sum_a A_a^N \rho_a \log \rho_a$  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 выше свойства остаются в силе, когда Преобразования Пекаря дополнено небольшим шумом.

Назовем макропеременные, имеющие эти свойства, *подходящими* макроскопическими переменными.

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

$$S_m = -\sum_{k=1}^{2^M} N_k \log\left(\frac{N_k}{N}\right), \quad (7)$$

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  $N_k(t)$ ,  $k = 1, 2, 3, 4$ , находится усреднением по ансамблю следующим образом

$$N_k(t) = \int N_k(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t) \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t) dX. \quad (8)$$

### 3.3 Огрубление

Как мы уже сказали, энтропия ансамбля (в отличие от макроскопической энтропии) - всегда константа в течение эволюции, 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.

$$\rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) = \int \Delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1; \dots; x_N - x'_N, y_N - y'_N) \times \rho(x'_1, y'_1; \dots; x'_N, y'_N) dX', \quad (9)$$

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

$$S_e^{coar} = - \int \rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) \log \rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) dX \quad (10)$$

Конечно, функция  $\Delta$  может быть выбрана многими способами. Дадим теперь несколько примеров.

Первый пример - огрубление Больцмана, определяемое следующим образом

$$\rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) = \rho(x_1, y_1) \dots \rho(x_N, y_N), \quad (11)$$

где

$$\rho(x_1, y_1) = \int \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) dx_2 dy_2 \dots dx_N dy_N, \quad (12)$$

И аналогично для других  $\rho(x_i, y_i)$

Другой пример – изотропическое огрубление имеющее форму

$$\begin{aligned} \Delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1; \dots; x_N - x'_N, y_N - y'_N) = \\ \Delta(x_1 - x'_1) \Delta(y_1 - y'_1) \dots \Delta(x_N - x'_N) \Delta(y_N - y'_N). \end{aligned} \quad (13)$$

Еще один пример – огрубление Пригожина [20]

$$\Delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1; \dots; x_N - x'_N, y_N - y'_N) = \Delta(y_1 - y'_1) \dots \Delta(y_N - y'_N), \quad (14)$$

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 макроскопическая 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 преобразованием относительно диагонали единичного квадрата с переменной 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 внешнего 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 отсутствие взаимодействия, каждый из них эволюционирует согласно Преобразованию Пекаря. Мы помещаем два единичных квадрата один над другим и определяем взаимодействие с максимальным расстоянием  $\sigma$  таким образом, что, между двумя последовательными шагами Преобразования Пекаря, все самые близкие пары частиц (с расстоянием между частицами, меньшим чем  $\sigma$ ) обмениваются местами. (Более детально, мы сначала находим пару самых близких частиц (с расстоянием между частицами, меньшим чем  $\sigma$ ) и обмениваем их местами. После этого, мы находим вторую пару самых близких частиц (с расстоянием между частицами, меньшим чем  $\sigma$ , 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 уменьшается 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 подсистеме 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

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

где  $\lfloor k \rfloor$  является самым большим целым числом, меньше чем или равным  $k$ . Функция  $F(k; n, p)$ , удовлетворяет неравенству

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

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

$$2F(N/4; N, 1/2) < 2 \exp(-N/8) \quad (17)$$

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 связано 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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

## 4.4 Численное моделирование

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

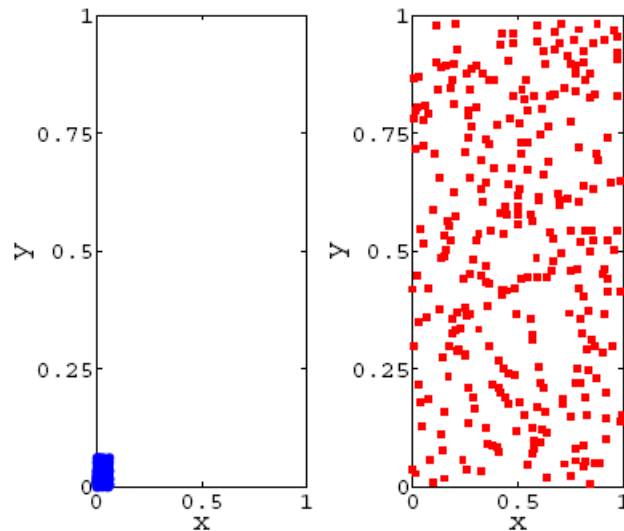


Рис. 1 Начальная конфигурация частиц в момент  $t = 1$ .

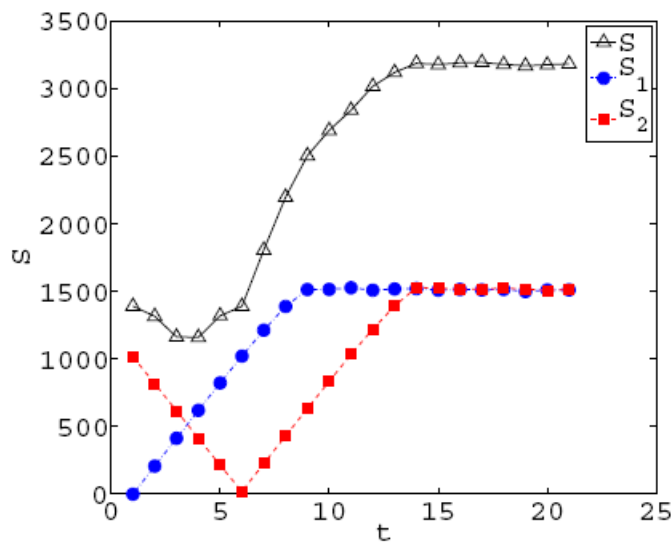


Рис. 2 Эволюция энтропии без взаимодействия.

Мы имеем две подсистемы (маркированные как 1 и 2), каждая с  $N_1 = N_2 = 300$  частиц. Эти две подсистемы занимают два единичных квадрата. Чтобы определить огрубленную энтропию, каждый единичный квадрат разделен на  $16 \times 16 = 256$  небольших квадратов. Таким образом, энтропия каждой из этих двух подсистем даётся

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

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

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

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

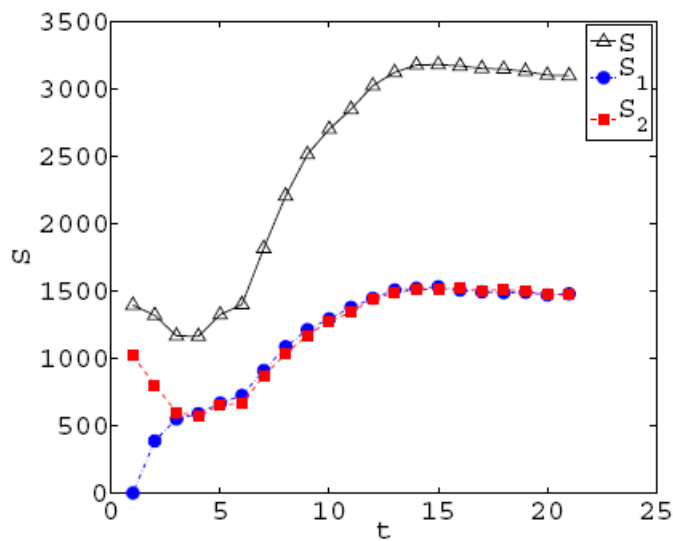


Рис. 3 Эволюция энтропии с взаимодействием.

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  $x' = ax - [ax]$ ,  $y' = (y + [ax]) / 2$ , 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  $\gamma_y = 0.01$  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" относится к расстоянию в  $y$ -направлении, и нет никакого обмена, если самое близкое расстояние больше чем  $\gamma_y$ . 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 Brismont [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 Brismont [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 А. Основные свойства Преобразования Пекаря

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

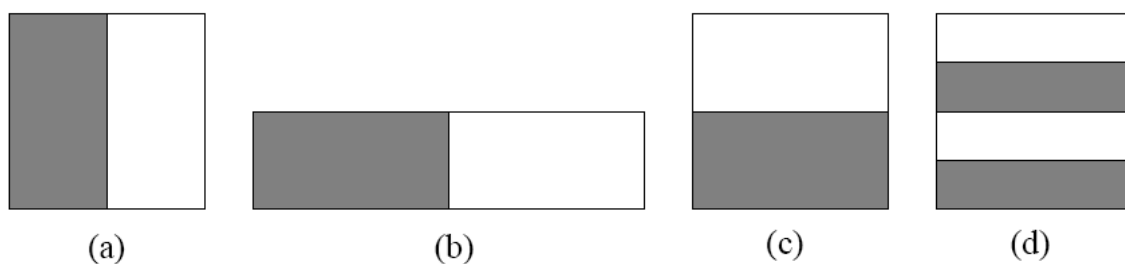


Рис. 4 Геометрическая интерпретация Преобразования Пекаря. (а) Начальная конфигурация (b) Однородное сжатие в вертикальном направлении и расширение в горизонтальном направлении на величину фактора 2 (с) Итоговая конфигурация после отрезания правой половины и её помещения на левую (d) Итоговая конфигурация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

### А.1 Определение Преобразования Пекаря

Рассмотрим бинарную символическую последовательность.

$$\dots S_{-2}, S_{-1}, S_0; S_1, S_2, S_3, \dots \quad (25)$$

бесконечную с обеих сторон. Такая последовательность определяет два вещественных числа

$$x = 0.S_1S_2S_3\dots, \quad y = 0.S_0S_{-1}S_{-2}\dots \quad (26)$$

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

$$x' = 2x - [2x], \quad y' = \frac{1}{2}(y + [2x]), \quad (27)$$

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 простая геометрическая интерпретация, представленная в Рис. 4. Там (а) - начальная конфигурация, и (с) заключительная конфигурация после одной итерации Преобразования Пекаря, с промежуточным шагом,

представленным в (b). Часть (d) представляет заключительную конфигурацию после двух итераций.

## А.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.

## А.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"  $\langle A \rangle$  средним по "ансамблю"

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

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 области. Это свойство - закон сохранения площади области для Преобразования Пекаря.

## А.4 Показатели степени Ляпунова, сжимающиеся и растягивающиеся направления

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

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

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

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

Следовательно,  $\Lambda = -\log 2$  - это второй отрицательный показатель степени Ляпунова для Преобразования Пекаря.

## А.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

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

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

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

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

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

который приводит к

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

Для Преобразования Пекаря  $\langle x \rangle = 1/2$ , и, таким образом, написанная выше сумма может быть вычислена явно

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

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

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

## 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. Kupervasser, *nlin/0407033*.
9. Kupervasser, *nlin/0508025*.
10. D. Jennings, T. Rudolph, *Phys. Rev. Lett.* 104, 148901 (2010).
11. 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. Kupervasser, *arXiv:0911.2076*.
17. G.F.R. Ellis, *Gen. Rel. Grav.* 38, 1797 (2006).
18. H. Nikolic, *Found. Phys. Lett.* 19, 259 (2006).
19. H. Nikolic, [http://www.fqxi.org/data/essay-contestfiles/Nikolic\\_FQXi\\_time.pdf](http://www.fqxi.org/data/essay-contestfiles/Nikolic_FQXi_time.pdf).
20. 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. 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 микросостоянию соответствует несколько возможных макросостояний (точнее их квантовая суперпозиция). Рассмотрение этого свойства с использованием теории декогеренции и учета термодинамической стрелы времени приносит 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 макросостояние, то для квантовой механики одному микросостоянию (*чистое* состояние, описываемое волновой функцией) может соответствовать несколько макросостояний. (Или, иными словами, это микросостояние является суперпозицией микросостояний, соответствующих *разным* макросостояниям.) Ситуация не представляемая 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 Масоне [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 Массопе, 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 соответствуют 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 состояния 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 состояния 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 Шредингера коты); (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 макросостояний (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 макросостояний 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 миров (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 обоим интерпретациям. Пусть, к примеру, имеются два макросостояния – «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 присутствует в *любой* 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 совершенно 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 наличия 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 делает 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 различных состояниях. Таким образом, необходим интерференционный эксперимент с макроскопическим телом. Сегодня есть интерференционные эксперименты с большими и большими объектами (например, молекулы фуллерена C<sub>60</sub>), 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 непертурбативное 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 взаимодействуют 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 длиной волны, радиоволны имеют полевые pointer states, сильно отличающиеся от pointer states частиц. Ситуация, здесь описываемая, полностью эквивалентная [1], где рассматривались «подходящие» макросостояния 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 видаться 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  $\psi$  (чистое состояние), а траектории – эволюция волновой функции во времени. В классической механике макросостояние соответствует функции распределения в фазовом пространстве. В квантовой механике этому соответствует матрица плотности  $\rho$ . Вид матрицы плотности зависит от выбранного базиса ортонормальных волновых функций. Если  $\rho \neq \rho$  – это смешанное состояние.

2) Уравнение движения для матрицы плотности  $\rho$  имеет форму:

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

где  $L$  является линейным оператором:

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

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:

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

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:

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

где  $M \ll N$

Эти макропеременные известны с конечной малой погрешностью:

$$\Delta A_i \ll A_i, \quad 1 \leq i \leq M$$

Этому набору макропеременных отвечает макросостояние с матрицей плотности  $\rho_{set}$ .

При этом все микросостояния отвечающие условиям

$$\{ |\langle A_1 \rangle - A_1| \leq \Delta A_1, |\langle A_2 \rangle - A_2| \leq \Delta A_2, \dots, |\langle A_M \rangle - A_M| \leq \Delta A_M \}$$

являются равновероятными.

Термодинамическому равновесию отвечает макросостояние  $\rho_E$ . Ему соответствует набор микросостояний, удовлетворяющий условию

$$|\langle E \rangle - E| \leq \Delta E \quad (\Delta E \ll E),$$

где  $E$  полная энергия системы.

При этом все эти микросостояния равновероятны.

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

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

где  $\operatorname{tr}$  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  $\rho$  находим все наборы макропеременных, ему соответствующих

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{set}^{(1)} = \{A_1^{(1)}, A_2^{(1)}, \dots, A_M^{(1)}\} \Delta A_i^{(1)} \ll A_i^{(1)}, 1 \leq i \leq M \\ \vdots \\ A_{set}^{(L)} = \{A_1^{(L)}, A_2^{(L)}, \dots, A_M^{(L)}\} \Delta A_i^{(L)} \ll A_i^{(L)}, 1 \leq i \leq M \end{array} \right.$$

б) Находим матрицу  $\rho_{set}$  для которой все микросостояния, имеющие указанный набор макропараметров, равновероятны

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

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  $\rho$  должна быть использована, чтобы получить изменение энтропии подобное макроскопической энтропии. Приведем пути, которыми этого можно добиться:

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

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

б) 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 флуктуации 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 ( $L \gg \lambda \gg \lambda_{\text{ultraviolet}}$ ),  $L_{\text{opt}}$  – характерный размер макросистемы (оптического волновода) (Приложение В),  $\lambda$  – длина волны света,  $\lambda_{\text{ultraviolet}}$  – 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,  $\lambda$  – длина волны частицы,  $\omega$  – частота,  $\Delta x$  – неточность координаты;  $\Delta p$  – неточность импульса,  $\hbar$  – постоянная Планка. Рассмотрим «газ» таких частиц, находящийся в полости, заполненного неким материалом с расстоянием между атомами  $a$ .  $a \ll L$ ,  $L$  – 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  $\omega \sim c/\lambda$  :

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

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

$$L \gg \lambda. \text{ Отсюда } L \gg \hbar c / kT$$

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

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

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  $\omega = p^2/(m\hbar)$ :

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

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

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

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

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

$$\Delta x \leq \lambda \text{ и}$$

$\lambda \leq a$  – 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 (куперовских пар) описывается при столь низких температурах *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  $\hbar$ . 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  $u_k(r_1, \dots, r_N)$  со спектром  $E_k$ , распределенным по случайному закону [8].

Напишем уравнение для волновых функций невзаимодействующей пары таких систем:

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

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

Совместное уравнение следующее:

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

При наличии малом взаимодействия между системами

$$\psi^{(1)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L, t) = \sum_k \sum_l f_{kl}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L) e^{-\frac{iE_{kl}}{\hbar}t},$$

где  $E_{kl} = E_k^{(1)} + E_l^{(2)} + \Omega_{kl}$ ,  $\Omega_{kl}$ -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 непертурбативным наблюдением (Приложение А) уменьшение макроэнтропии действительно может наблюдаться.*

Однако, следует отметить, что в реальном мире энтропийные затраты на экспериментальную организацию такого непертурбативного 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 состоянии  $|\psi\rangle = \sum c_i |\psi_i\rangle$ , где  $|\psi_i\rangle$  — собственные состояния эксперимента. Начальный статистический оператор дается выражением

$$\rho_0 = |\psi\rangle \langle \alpha_0| \langle \alpha_0| \langle \psi| \quad (1)$$

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

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

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

$$\text{tr}_A(\rho_0) = \sum |\psi\rangle \langle \varphi_n | \langle \alpha_0 | \langle \alpha_0 | \varphi_n \rangle \langle \psi| = |\psi\rangle \langle \psi|, \quad (2)$$

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

$$|\Psi\rangle = \sum c_i e^{i\theta_i} |\psi_i\rangle |\alpha_i\rangle. \quad (3)$$

а статистический оператор дается выражением

$$\rho_0 = |\Psi\rangle \langle \Psi| = \sum c_i c_j^* e^{i(\theta_i - \theta_j)} |\psi_i\rangle |\alpha_i\rangle \langle \alpha_j| \langle \psi_j|. \quad (4)$$

Парциальный след этого оператора равен

$$\begin{aligned} \text{tr}_A(\rho) &= \sum_n \langle \varphi_n | \rho | \varphi_n \rangle = \\ &= \sum_{(ij)} c_i c_j^* e^{i(\theta_i - \theta_j)} |\psi_i\rangle \{ \sum_n \langle \varphi_n | \alpha_i\rangle \langle \alpha_j | \varphi_n \rangle \} \langle \psi_j| = \\ &= \sum_{(ij)} c_i c_j^* \delta_{ij} |\psi_i\rangle \langle \psi_j| \end{aligned} \quad (5)$$

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

$$\text{tr}_A(\rho) = \sum |c_i|^2 |\psi_i\rangle \langle \psi_i|. \quad (6)$$

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

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

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

### 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 (1), а равен

$$\rho_0 = \sum_s p_s |\psi\rangle |\alpha_{0,s}\rangle \langle \alpha_{0,s}| \langle \psi|. \quad (7)$$

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

$$e^{iH\tau/\hbar} (|\psi\rangle |\alpha_{0,s}\rangle) = e^{i\theta_{i,s}} |\psi\rangle |\alpha_{i,s}\rangle. \quad (8)$$

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

Из формул (7) и (8) следует, что при  $|\psi\rangle = \sum_i c_i |\psi_i\rangle$  статистический оператор после измерения будет даваться следующим выражением:

$$\rho = \sum_{(s,i,j)} p_s c_i c_j^* e^{i(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} |\psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle \langle \alpha_{j,s}| \langle \psi_j| \quad (9)$$

Так как из (9) получаем тот же результат (6), то видим, что статистический оператор (9) воспроизводит действие редукции, примененной к данному объекту. Он также практически воспроизводит действие редукции, примененной к одному прибору («практически» в том смысле, что речь идет о «макроскопической» наблюдаемой). Такая наблюдаемая не различает разные квантовые состояния прибора, соответствующие одному и тому же макроскопическому описанию, т. е. матричные элементы этой наблюдаемой между состояниями  $|\psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle$  и  $|\psi_j\rangle |\alpha_{j,s}\rangle$  не зависят от  $r$  и  $s$ . Среднее значение такой макроскопической наблюдаемой  $A$  равно

$$\begin{aligned} \text{tr}(\rho A) &= \sum_{(s,i,j)} p_s c_i c_j^* e^{i(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} \langle \alpha_{j,s} | \langle \psi_j | A | \psi_i \rangle | \alpha_{i,s} \rangle = \\ &= \sum_{(i,j)} c_i c_j^* a_{ij} \sum_s p_s e^{i(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} \end{aligned} \quad (10)$$

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

$$\text{tr}(\rho A) = \sum |c_i|^2 a_{ii} = \text{tr}(\rho' A). \quad (11)$$

где

$$\rho' = \sum |c_i|^2 p_s |\psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle \langle \alpha_{i,s}| \langle \psi_i|. \quad (12)$$

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  $\rho$  — статистический оператор прибора после измерения, рассчитанный с использованием уравнения Шредингера, а  $\rho'$  — статистический оператор, полученный в результате применения редукции к оператору  $\rho$ . Тогда невозможно произвести такой эксперимент с макроскопическим прибором, который зарегистрировал бы различие между  $\rho$  и  $\rho'$ .

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 Масоне [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 Масоне не смог дать разумный ответ [28]. Попробуем дать его сами.

Определим здесь необходимые величины и проблему.

Пусть А – наш прибор, а С – 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  $S = -\text{tr}(\rho \ln \rho)$ ,

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:

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

$$H(E_i : F_j) = \sum_{ij} P_{ij} \log P_{ij} - \sum_i p_i \log p_i - \sum_j q_j \log q_j$$

$$\text{и } P_{ij} = \text{Tr}[E_i \otimes F_j \rho_{AC}], p_i = \sum_j P_{ij} \text{ и } q_j = \sum_i P_{ij}$$

данные POVMs (операторы наблюдаемых)  $E_i$  и  $F_j$  для А и С соответственно

Масоне [4] доказывает неравенство

$$S(A : C) \geq I(A : C) \tag{13}$$

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 – мериллом ее флуктуаций.

Статья David Jennings, Terry Rudolph "Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time" очень интересна. Но понятие *Термодинамической Стрелы Времени* не применимо для микросистем. Это - хорошая статья о квантовых флуктуациях, но не статья о *Термодинамической Стреле Времени*. В Анонсе статьи "Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time" авторы пишут: "Мы исследуем подробно случай трех кубитов, и также предлагаем некоторые простые эксперименты, возможные с небольшим числом кубитов." Но никакая термодинамика не возможна для такой микросистемы. David Jennings, Terry Rudolph (как и Massone) не понимают, что категория "*термодинамическая стрела времени*" применима только для больших макросистем. Использование этого понятия для небольшой флуктуирующей системы не имеет никакого физического смысла. Они также (как и Massone) используют неправильное определение макроскопической *термодинамической* энтропии. Мы даем (вместо Massone) правильный отклик на "Comment on "Quantum Solution to the Arrow-of-Time Dilemma"". *Правильный* отклик состоит в том, что никакие противоречия (найденный в этом Комментарии) не проявляются для макроскопических систем. Только для микроскопической системы такие противоречия существуют. Но понятия "Термодинамическая Стрела Времени" и "закон возрастания энтропи" не применимы для таких систем. Мы иллюстрируем этот факт рассмотрением квантовой хаотической макросистемы и демонстрируем, что противоречие (найденный David Jennings, Terry Rudolph для микроскопической системы) не существует для этого правильного термодинамического случая. Следует упомянуть, что большой размер системы (квантовой или классической) является не достаточным условием для системы, чтобы быть макроскопической. Макроскопическая система (рассматриваемая в Термодинамике) должна также быть хаотической (квантовой или классической) и иметь небольшое хаотическое взаимодействие с окружающей средой/наблюдателем, приводящее к декогеренции (для квантовой механики) или декорреляции (для классической механики). Нужно также упомянуть, что терминология, напоминающая



термодинамическую терминологию, широко и эффективно используется в квантовой механике, квантовых компьютерах и теории информации. Большое число примеров может быть найдено в ссылках статьи Jennings и Rudolph. Другой хороший пример - энтропия Шеннона в теории информации. Но обычно авторы, использующий такую термодинамически-подобную терминологию, не рассматривают свою статью как анализ классической Термодинамики. Наоборот Jennings и Rudolph "опровергают" второй закон Термодинамики на основе нерелевантной микроскопической системы (в их Comment). Они делают (в этом же Comment) заявление об их следующей статье "Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time" как о правильном рассмотрении, опровергающем второй закон термодинамики.

## 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 макросостояний). 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 невозмущающее 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 основное 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 частица 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  $\omega$  – частота моды, а  $\mathbf{k}$  – волновой вектор моды,  $|\mathbf{k}|=2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны моды.

Но тут возникает чисто математическая проблема. Для почленной дифференцируемости ряда требуется равномерная сходимости 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  $x$ , проявится 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 сходимостью 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 оценить 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:

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

или

$$L \gg 2\pi (c/\omega)$$

$\omega$  – 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:

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

Для вакуума:

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

$$L \gg \lambda$$

## 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 Quantenmechanik*, 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 релятивистской 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 возможной 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 невозможными некоторые начальные состояния. Черные Дыры приводят к информационному парадоксу, а «червоточины» - к «парадоксу с дедушкой». Рассмотрению этих особых ситуаций релятивистской 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 закрывает 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 релятивистской 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 вероятны. Для очень небольшого числа случаев они не действуют (крупномасштабные флуктуации). Как для этих ситуаций, так и для микроскопических червоточин, где понятие термодинамической стрелы времени и законы термодинамики не применимы, приоритетным оказывается второе объяснение. Оно связано 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 высокоэнтропийное 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. То же 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 этим 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 вероятны. Для очень небольшого числа случаев они не действуют (крупномасштабные флуктуации). 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](https://arxiv.org/abs/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](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. D*65 (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, 17]. 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 флуктуации 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 Шредингерова 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 неотлично 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 гравитационное взаимодействие 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, чье 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 приводить 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 микропараметров, 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., Sonogo 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](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/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](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. D*57 (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. D*65 (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 редуccionизмом 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 становится 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 энтропии 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 миром.

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 (метаболизм). 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 негеоэнтропии, 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 стремится к состоянию, при котором рост энтропии в системе будет максимальным. Несмотря на кажущееся противоречие, MaxEPP не противоречит открытому Пригожину 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. способствуют 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 скорейшему 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 отсутствие 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 флуктуации, и использование макропараметров не ведет к предсказуемости системы. Эволюция становится 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 становится непредсказуемым! Т.е. с точки зрения такого наблюдателя возникает непредсказуемая динамика. В квантовой области примерами таких систем являются *квантовые компьютеры* и *квантовые криптографические передающие системы* [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 кубитов [17].

б) 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 далеко 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<sup>1</sup>. 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 сложные 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.

#### **4. Синергетические модели глобальных корреляций, охватывающих всю вселенную.**

---

<sup>1</sup> Так, например, растет энтропия Солнца, служащего источником энергии для жизни на Земле.

С помощью синергетических «игрушечных» моделей можно понять синхронистичность<sup>2</sup> (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 коррелированы, жизнь лишь поддерживает эти корреляции в локальном масштабе и существует на их основе. Поэтому процессы возникновения жизни в различных частях скоррелированы и находятся на одном уровне развития, т.е. сверхцивилизаций, способных достичь Земли, пока просто нет.

#### 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.

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

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

$$f(\rho) \rightarrow \rho^\beta, \quad H(\rho) \rightarrow \rho^\sigma,$$

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  $(r, \varphi)$  – 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:

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

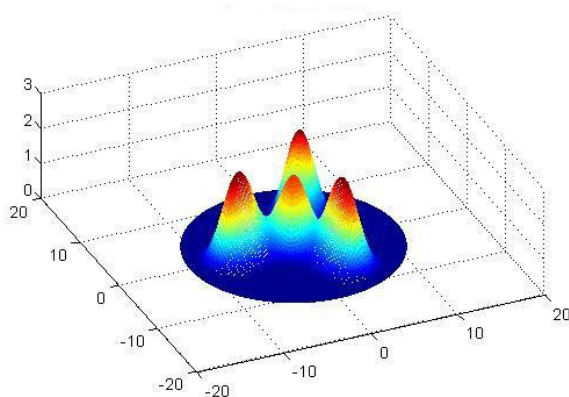
Для этих решений значение функции может стремиться к бесконечности за *конечное* время  $\tau$ . Интересно, что функция достигает бесконечности в максимумах в один и тот же момент времени, то есть синхронно. По мере приближения ко времени  $\tau$  решение «сжимается», максимумы «обостряются» и движутся к общему центру. В момент  $0.9\tau$  система становится неустойчивой и разрушается флуктуациями начальных условий. При

<sup>2</sup> 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](http://newsru.co.il/world/23jun2011/isakov_606.html)



высокой корреляции в начальном условии можно уменьшать эти флуктуации до сколь угодно малой величины.



**Рис. 1** Из [34]. 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 флуктуации, 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 ( $N \gg 1$ ,  $\beta > \sigma + 1$ ,  $\beta \approx \sigma + 1$  – 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 распалось 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 флуктуации 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  $N \times N$ , которые могут быть либо черными, либо белыми ( $S_i = \pm 1$ ). Коэффициенты линейного взаимодействия между ячейками  $J_{ij}$  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).

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

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

Аттракторы соответствуют 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 начала 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:

- а) глобальными корреляциями неустойчивого начального состояния

б) 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 объяснить 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 существования 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. *Mathematical basis of synergetics*, LKI, Moscow, 2007 (in Russian)
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, Sandu 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](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9909295))
27. Malinetskii, G.G. *Mathimatical basis of synergetics*, LKI, Moscow, 2007 (in Russian)
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 Capek 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.**

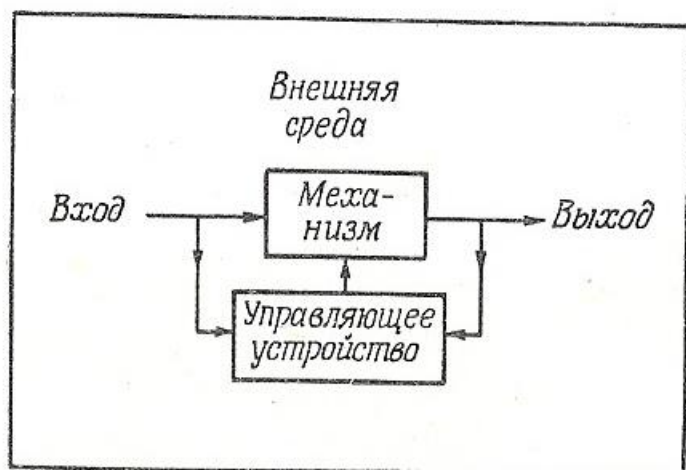
Рассматриваются перспективы развития искусственного интеллекта (ИИ). Показывается, что разработка ИИ в будущем будет ближе к искусству, чем науке. Основой систем ИИ будут сложные диссипативные системы, поведение которых будет невозможно до конца понять даже в принципе. Тем не менее, это не будет препятствием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

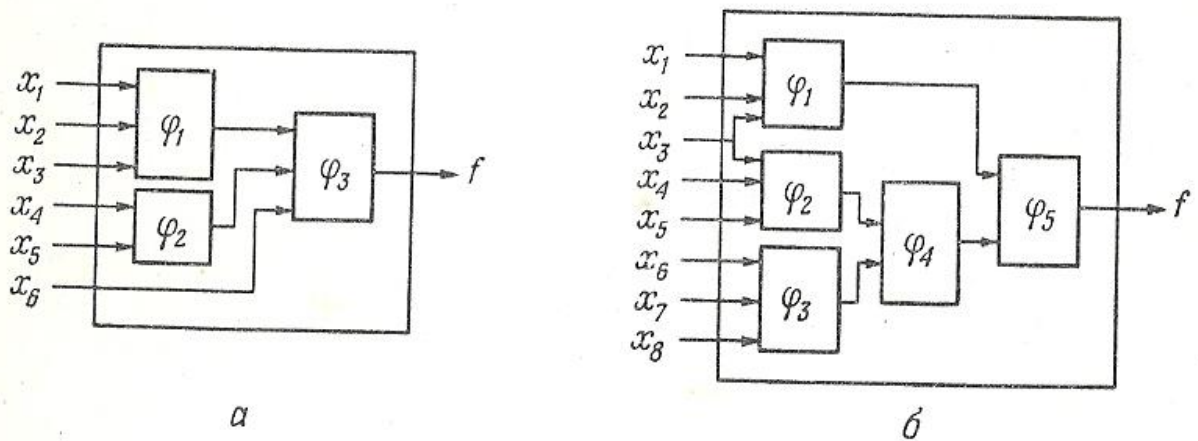
В своей лекции Виллис предлагает решение, которое актуально и поныне. Он предлагает использовать подмножество всех функций  $n$  переменных, которое реализуется комбинацией  $p$  функций  $k$  переменных, где

$$p \ll 2^n \tag{1}$$

$$k \ll n \tag{2}$$

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 алгоритмизируемые 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 [5-12]. 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*<sup>3</sup> [13]. Оно значительно превышает адаптивные свойства любого черного ящика, разработанного чисто научными методами.

---

<sup>3</sup>"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](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](https://arxiv.org/abs/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, Sandu 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. Capek 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](https://arxiv.org/abs/1011.4173).