

*Б. П. Рунин*  
1988.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Д17-88-95

**IV Международный симпозиум  
по избранным проблемам  
статистической механики**

Дубна, 25-29 августа 1987 года



**IV International Symposium  
on Selected Topics  
in Statistical Mechanics**

**Dubna, 25-29 August 1987**

Дубна, 1988

## О Г Л А В Л Е Н И Е

Вступительное слово председателя Оргкомитета академика Н.Н.Боголюбова на открытии Симпозиума .....	10
А.А.Бакасов Гамильтонова формулировка теории многофотонных процессов в атомах, базирующаяся на первых принципах.....	12
И.В.Барашенков, Х.Т.Холмуродов Бозе-газ с двух- и трехчастичным взаимодействием: эволюция солитоноподобных "пузырьков".....	24
Е.К.Башкиров, Н.Н.Боголюбов/мл./, А.С.Шумовский К теории сверхизлучения с учетом когерентной накачки.....	30
V.P.Belavkin, V.P.Maslov Quantum Random Processes and Kinetic Equations of Multi-Quantum Systems .....	38
Ch.C.Bernido On Probability Functions with Topological Constraints and Path Integrals .....	47
А.А.Бирюков Уравнения квантовой статистической механики и уравнения квантовой теории поля с контрчленами .....	55
J.G.Brankov, D.M.Danchev On the Limit Gibbs States of the Spherical and Mean Spherical Models .....	59
А.И.Бугрий Термодинамика плоской модели Изинга с взаимодействием ближайших соседей на прямоугольной решетке конечных размеров .....	66
М.И.Владимир, В.А.Москаленко, В.В.Скафару Модель спинового стекла с двухчастичными кластерами.....	71
Во Хонг Ань, Во Хань Фук, Ле Ву Ки Квантовая теория магнон-фононного взаимодействия в редкоземельных ортоферритах .....	76

Г.М. Гавриленко	
Вторичное квантование динамических систем с неопределенностью части фазовых состояний .....	83
Z.M. Galasiewicz	
Magnetic Type "Charge" (Monopole) for Superfluid Velocity in $^3\text{He-A}$ and $^3\text{He-B}$ .....	88
И.Г. Гочев	
Обобщение анзаца Бете на случай связанных состояний магнонов в гейзенберговской цепочке с $S > 1/2$ .....	95
А.С. Давыдов	
Двухкомпонентные солитоны в квазиодномерных молекулярных системах .....	98
И.В. Евсеев, В.М. Ермаченко	
Поляризационная эхо-спектроскопия атомов и молекул, взаимодействующих посредством упругих деполяризующих столкновений .....	107
Р.С. Егикян, Е.П. Жидков	
О решении обратной задачи рассеяния на полупрямой .....	115
В.И. Емельянов	
Неустойчивости и фазовые переходы с образованием упорядоченных поверхностных структур под действием внешних потоков энергии ....	119
А.Н. Ермилов	
Упорядочение и фазовые переходы в замороженной модели Поттса .....	129
П.Е. Жидков	
Об устойчивости уединенных волн .....	134
Р.О. Зайцев	
О возможности решения проблемы $1/f^\alpha$ -шума методом ренормгруппы и неравновесного статистического оператора .....	139
Р.О. Зайцев, В.А. Иванов	
Парамагнитные свойства электронов в модели Хаббарда и бозе-конденсация электронных пар .....	146
В.М. Зверев, В.П. Силин	
Фазовый переход в самосогласованной флуктуационно-фононной /СФФ/ модели магнетика .....	154
Ю.А. Изюмов, В.М. Лаптев	
Квазиодномерная модель Крумхансла - Шриффера и диффузное рассеяние в структурно-неустойчивых кристаллах .....	162

Н.Г.Иноземцева, Б.И.Садовников Об одном пространственно-неоднородном решении модели Каца .....	165
А.А.Исаев, С.В.Пелетминский, В.И.Приходько Нелокальная гидродинамика двумерных систем с учетом флуктуаций .....	171
Е.Р.Caianiello Totally Discontinuous Systems: Neutral Nets, Cellular Automata, Spins .....	181
Н.В.Сарел Stability of Phase Diagram of Liquid $^3\text{He}$ .....	194
М.Ю.Ковалевский, В.А.Красников, С.В.Пелетминский О связи потоков аддитивных интегралов движения в состоянии статистического равновесия конденсированных сред .....	202
М.Ю.Ковалевский, С.В.Пелетминский, А.А.Рожков Бозе-конденсация спиновых волн и функции Грина спиральных магнетиков .....	208
М.Ю.Ковалевский, А.Н.Тарасов Включение электромагнитного взаимодействия в обобщенных системах и калибровочная инвариантность физических величин.....	216
Е.А.Кочетов Точно решаемые N-уровневые обобщения модели Джейнса - Каммингса .....	224
В.В.Красильников, С.В.Пелетминский, А.А.Рожков, А.А.Яценко К теории сверхтекучей ферми-жидкости .....	228
А.Л.Куземский, Д.Марваков Гейзенберговский антиферромагнетик и аномальные средние .....	236
В.В.Курышкин, Э.Э.Энтральго Нестандартные алгебры операторов рождения и уничтожения .....	241
Е.А.Лучинская, В.Н.Рыжов, Е.Е.Тареева К теории квадрупольных стекол .....	246
А.В.Макханков, В.С.Макханков Classical Analogues of XXZ Heisenberg Model .....	251
F.Mancini, M.Marinaro, H.Matsumoto Thermo Field Dynamics: a Quantum Field Theory at Finite Temperature .....	257
В.Д.Озрин К кинетической теории корреляционных функций скорости газа Лоренца .....	265

В.А.Осипов, В.К.Федянин Солитоны в модели линейных двухатомных полимеров .....	272
N.M.Plakida, V.L.Aksenov, S.L.Drechsler Anharmonic Model for High- $T_c$ Superconductors .....	280
В.Н.Плечко Фермионный функциональный интеграл в двумерных изинговских моделях на декорированных решетках .....	291
Д.И.Пушкарров, Е.Д.Атанасова Диффузия дефектонов во вращающемся квантовом кристалле .....	304
Д.И.Пушкарров, Е.Д.Атанасова Закон сохранения квазиимпульса в деформируемых телах.....	309
К.А.Рустамов Интегродифференциальное представление для многокомпонентных моделей статистической физики, их алгебраические свойства. Внутризонные когерентные и сжатые состояния .....	313
В.Н.Рыжов, Е.Е.Тареева Метод нелинейных уравнений для условных функций распределения в классической статистической механике .....	317
Б.И.Садовников, М.Х.Харрасов О предельных соотношениях для корреляционных функций слаборелятивистских систем .....	324
В.В.Самарцев, Н.Б.Силаева Теоретические и экспериментальные проблемы оптических переходных и сверхизлучательных явлений .....	330
Д.П.Санкович Метод формальной диагонализации обобщенного уравнения Лиувилля .....	339
О.В.Селюгин, М.А.Смондырев Разложения слабой и сильной связи в модели полярона .....	344
И.В.Стасюк Естественные и индуцированные оптические эффекты в кристаллах с фазовыми переходами типа порядок-беспорядок .....	360
Y.Takahashi Hydrodynamics as a Galilei Invariant Field Theory .....	365

М.Т.Тураев	
Самокорреляционная генерация когерентного излучения в парамагнетике .....	371
Z.Ficek, R.Tanaś, S.Kielich	
Collective Quantum Beats in Spontaneous Emission from Two Nonidentical Atoms .....	376
В.Т.Хозяинов	
Дифференциально-геометрические аспекты теории сегнетоэлектричества .....	380
Ю.А.Церковников	
Корреляционные функции слабонеидеального бозе-газа .....	387
P.Ziesche, G.Diener, J.Gräfenstein, R.Kaschner, O.H.Nielsen	
The Local Quantum-Mechanical Momentum Balance and Its Consequences: Force Sum Rules and Stress Formulae .....	397
А.В.Чалый	
Неоднородные жидкости вблизи критической точки и границы устойчивости .....	405
Б.В.Чириков	
Динамические механизмы шума .....	415
Н.С.Шавохина	
Теория ареальных объектов .....	423
А.С.Шумовский, В.И.Юкалов	
О новой формуле для температуры сверхпроводящего перехода .....	434
В.И.Юкалов	
Эффект Мессбауэра в магнитных материалах .....	444
В.И.Юкалов	
Система двухуровневых атомов с нитевидной структурой возбуждений .....	468
И.Р.Юхновский	
Принципиальное решение задачи о критической точке жидкость-пар .....	484

## ДИНАМИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ШУМА

Б. В. Чириков

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Характерной особенностью "статистической системы" является принципиальная роль случайных флуктуаций, или "шума", той или иной природы. Именно шум, с одной стороны, не позволяет предсказывать ее полную чрезвычайно сложную динамическую эволюцию, но, с другой стороны, резко упрощает статистическое (неполное) описание наиболее существенного в такой системе процесса невозвратимой (аперриодической) релаксации.

До недавнего времени рассматривался только один динамический механизм шума (будем называть его традиционным), связанный с очень большим числом  $N$  степеней свободы полностью интегрируемой динамической системы. Хотя при любом конечном  $N$  движение такой системы является квазипериодическим, т.е. имеет дискретный спектр, ее траектория настолько сложна и запутана, что оказывается весьма хорошей имитацией "случайного" процесса.

Интенсивные исследования последнего времени вскрыли совершенно другой динамический механизм шума, не зависящий от  $N$  и определяемый сильной неустойчивостью движения, которая совершенно не нужна для традиционного механизма. Этот новый феномен получил название динамического хаоса.

Основной целью доклада является обсуждение взаимосвязи двух механизмов шума в классической и квантовой механике.

I. Термодинамический предел. Ниже мы ограничимся только простыми моделями, чтобы сосредоточиться на принципиальных вопросах механизмов шума. Начнем с классического многомерного линейного осциллятора. Такая система является, как хорошо известно, полностью интегрируемой, и для каждого конкретного выбора матрицы потенциальной энергии

$$H_{mn} = \omega_n^2 \delta_{mn} + \varepsilon \alpha_{mn}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  - малый параметр возмущения (связи), решение может быть найдено в явном виде путем диагонализации этой матрицы. Мы можем,

однако, поставить более сложный вопрос о типичном (наиболее вероятном) поведении осциллятора. Этот вопрос может быть решен с помощью статистической теории, в которой элементы матрицы  $H_{mn}$  считаются случайными числами из некоторого ансамбля. Хотя для каждой данной реализации матрицы (1) величины  $\alpha_{mn}$  не зависят от времени, их случайный разброс и есть источник непрерывно флуктуирующего шума при  $N \rightarrow \infty$ .

Разобьем многомерный осциллятор на две неравные части: "пробный" осциллятор  $n = 0$  (в дальнейшем этот индекс опускаем) и "термостат"  $n = 1, \dots, N$ . Диагонализовав термостат, т.е. представив его в виде нормальных мод  $Q_n = v_{nm} q_m$ , где  $v_{nm}$  ортогональная матрица, приходим к классической задаче Боголюбова [1] о статистической релаксации в системе с гамильтонианом

$$H = E + \sum_{n=1}^N (E_n + \varepsilon \alpha_n Q_n q); \quad E_n = \frac{1}{2} (p_n^2 + \omega_n^2 q_n^2). \quad (2)$$

Можно проверить, что новые  $\alpha_n \sim \alpha_{mn}$ , так же как и  $\omega_n$ , хотя их точные значения, конечно, изменились. В [1] показано, что при определенных условиях происходит статистическая экспоненциальная релаксация пробного осциллятора со скоростью (для энергии или температуры)

$$\gamma = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\varepsilon^2 \alpha^2(\omega) \tilde{c}(\omega)}{\omega^2}, \quad (3)$$

где  $\tilde{c} = dn/d\omega_n \sim N/\Delta$  - плотность невозмущенных частот  $\omega_n$ , распределенных в интервале  $\Delta \ll \omega$ .

Главное условие релаксации в модели (1) - переход к термодинамическому пределу (ТП) в термостате

$$N \rightarrow \infty; \quad \varepsilon \rightarrow 0; \quad \frac{\gamma}{\Delta} \sim \varepsilon^2 N = \text{const} \ll 1. \quad (4)$$

В последней оценке использована нормировка  $\alpha_{mn} \sim \Delta \omega_n^2 \sim \omega_n \Delta$ . В ТП спектр возмущения пробного осциллятора становится непрерывным. Важность этого условия состоит в том, что только непрерывный спектр может обеспечить неограниченную во времени релаксацию, т.е. некоторый апериодический процесс, характерный для статистической механики.

Релаксация будет экспоненциальной, если отношение  $\gamma/\Delta$  достаточно мало, а функция  $\gamma(\omega)$  - непрерывна (несингулярна) в ТП [1]. Отсюда немедленно следует лоренцев спектр собственных векторов матрицы (1):



$$b_n^2 \approx \frac{\gamma}{2\pi\zeta} \cdot \frac{1}{(\Delta\omega)^2 + \gamma^2/4} = \frac{\alpha}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\Delta n)^2 + \alpha^2/4} \quad (5)$$

Здесь  $\Delta\omega = \omega - \omega_n$ ;  $\Delta n = \zeta \cdot \Delta\omega$  - расстройка от резонанса в числе нормальных мод, а новый параметр  $\alpha = \gamma\zeta$  характеризует число осцилляторов термостата, с которыми эффективно взаимодействует пробный осциллятор в процессе релаксации.

Подчеркнем еще раз, что для традиционного механизма шума необходимо фактическое взаимодействие релаксирующей системы с большим числом  $N \rightarrow \infty$  других степеней свободы, т.е. нужен очень многомерный "термостат" в "типичном" состоянии, определяемом некоторым статистическим ансамблем.

2. Динамический хаос. Рассмотрим теперь совершенно другой механизм шума - динамический хаос, который был открыт или, лучше сказать, понят в результате интенсивных исследований последнего времени (см., например, /2,3/). Наиболее ярким отличием нового механизма шума от традиционного является его принципиальная независимость от числа степеней свободы замкнутой системы, которое может быть и очень небольшим.

Начнем с двух "простых" примеров. Первый из них - движение кометы Галлея с учетом возмущения Юпитера /4/, знаменитая задача трех тел. Второй пример - классический фотоэффект в водороде /5/. Простейшая модель обоих явлений описывается одним и тем же двумерным каноническим отображением

$$w_{n+1} = w_n + \mu F(x_n); \quad x_{n+1} = x_n + w_{n+1}^{-3/2}, \quad (6)$$

которое определяет изменение энергии  $w$  кометы (электрона) и фазы возмущения  $x$  Юпитера (монохроматического электрического поля) за один оборот кометы (электрона);  $\mu$  - малый параметр возмущения, пропорциональный массе Юпитера (напряженности поля);  $F(x)$  - периодическая функция, причем во втором примере  $F(x) = \text{Sin}(2\pi x)$ .

Рассматриваемый механизм шума объясняется сильной неустойчивостью движения, вследствие которой среднее расстояние между близкими траекториями  $d \sim d_0 \exp(ht)$  растет экспоненциально;  $h$  называется метрической энтропией.

Согласно алгоритмической теории Колмогорова хаотическая траектория непредсказуема в том смысле, что связанная с ней плотность информации  $I(t)/|t| \rightarrow h$  ( $t \rightarrow \pm \infty$ ) не убывает с течением времени /6/, и эту дополнительную информацию принципиально нельзя получить ни из каких измерений любого предыдущего отрезка траектории с произвольной конечной точностью  $\varepsilon \rightarrow +0$ .

Разумеется, на конечном интервале времени предсказание хаотической траектории вполне возможно и определяется параметром случайности <sup>/7/</sup>

$$Q = \frac{h|t|}{|2n\epsilon|} \quad (7)$$

Предсказание соответствует области временного детерминизма  $Q \lesssim 1$ , которая переходит с ростом  $Q$  в область асимптотической случайности ( $Q \gg 1$ ). Так, например, хотя траектория кометы Галлея предсказывается с огромной точностью на интервале в несколько месяцев и вполне удовлетворительно даже на одном обороте (75 лет), нет никакой возможности предсказать, будет ли комета выброшена из Солнечной системы при ближайшем пересечении ее орбиты с орбитой Юпитера через примерно 100 оборотов.

Причина, по которой очень сложное (хаотическое) движение оказывается возможным в очень простых системах, состоит в том, что от системы "требуется" только сильная (экспоненциальная) неустойчивость. Источник же динамического хаоса лежит в непрерывности фазового пространства классической механики, так что точно заданные (абстрактно!) начальные условия движения уже содержат в себе бесконечную информацию, которая и "развертывается" во времени с помощью механизма локальной неустойчивости. В любой чисто динамической системе начальные условия полностью определяют, конечно, всю траекторию, но в неустойчивой системе почти любая траектория оказывается хаотической <sup>/6/</sup>.

Для нового механизма шума требуется все же следующая минимальная статистическая гипотеза: начальные условия движения не должны принадлежать некоторому особому множеству нулевой меры, к которому относится, в частности, и всюду плотное множество неустойчивых периодических траекторий.

Значение динамического хаоса состоит прежде всего в том, что он распространяет статистическую механику на совершенно новую область простых (с небольшим  $N$ ) динамических систем. Разумеется, статистические законы в этой новой области, вообще говоря, существенно иные, чем в традиционном термодинамическом пределе, которого здесь просто нет. Так, например, даже микроканоническое распределение, вообще говоря, не достигается, если хаотическая компонента занимает лишь часть энергетической поверхности.

Динамический хаос находит многочисленные приложения в различных областях классической механики и других наук. Уже прошло то время, когда это явление было экзотикой и вызывало недоумение. Однако при попытке рассматривать его как некоторый фундаментальный закон физики

возникает "небольшая" трудность – классической механики на самом деле нет, это – лишь приближение, предел квантовой механики.

3. Квантовый хаос? На первый взгляд кажется, что в квантовой механике хаос неизбежен вследствие вероятностной интерпретации основной квантовой величины – вектора состояния  $\psi$ . Однако этот хаос проявляется лишь в особом процессе – измерении, который в некотором смысле является "чужеродным" для квантовой механики, поскольку он связан с грубым "вторжением" в нее классического прибора, наблюдателя и т.п.

Возможен ли хаос в собственно квантовой динамике, т.е. в процессе эволюции вектора состояния  $\psi(t)$ ? Оказывается, что нет, поскольку спектр энергий и частот финитной квантовой системы всегда дискретный. Это было ясно уже Крылову<sup>/8/</sup> и связано в конечном счете с фундаментальным свойством дискретности фазового пространства (см. <sup>/9,10/</sup>). С другой стороны, не менее фундаментальный принцип соответствия требует перехода к классическому хаосу. Этот кажущийся парадокс обсуждался и был разрешен в <sup>/9/</sup> на основе введения характерных временных масштабов квантовой эволюции. Наиболее важный из них – диффузионный  $t_d \sim \hbar \eta$ , где  $\eta$  – плотность уровней энергии (или квазиэнергии).

Как показывает детальное численное моделирование <sup>/9,11,12/</sup>, для  $t \lesssim t_d$  в квантовой системе также происходит релаксация, близкая к классической при дополнительном условии <sup>/13/</sup>  $V \eta \gtrsim 1$ , где  $V$  – матричный элемент возмущения. Это неравенство означает сильное смешивание невозмущенных состояний. В обратном предельном случае ( $V \eta \ll 1$ ) невозмущенные состояния сохраняются независимо от поведения системы в классическом пределе. При  $t \gg t_d$  релаксация полностью прекращается, переходя в стационарные колебания, происходит квантовая локализация хаоса.

Физический смысл диффузионного масштаба  $t_d$  прямо связан с соотношением неопределенности между энергией и временем, поскольку дискретность спектра проявляется лишь на временах  $t \gg \hbar / \Delta E = \hbar \eta \sim t_d$ . Если движение в классическом пределе имеет непрерывный спектр (классический хаос), то  $\eta \rightarrow \infty$  и  $t_d$  неограниченно возрастает.

Но подобное соотношение неопределенности (между частотой и временем) существует и в классической механике, причем средняя плотность частот  $\mathcal{C}$ , очевидно, также определяет некоторый характерный временной масштаб эволюции при конечном  $N$ . Напрашивается аналогия <sup>/10/</sup> между термодинамическим пределом в классической модели ( $N, \mathcal{C} \rightarrow \infty$ ) и классическим пределом в квантовой системе ( $\eta$ ,

$t_d \rightarrow \infty$ ). Наиболее существенное отличие связано с тем, что предельный непрерывный спектр в квантовой системе зависит не только от числа ее степеней свободы  $N$  (которое, как и в классическом динамическом хаосе может быть небольшим), но и от большого числа частот  $N_\omega \propto \mathcal{Z}$ , определяющих квантовую динамику при любом  $N$ . В традиционной статистической механике (квантовой) учитывается только рост  $N_\omega \sim N$  за счет  $N$ . Однако при условии хаоса в классическом пределе  $N_\omega \rightarrow \infty$  независимо от  $N$ . В этом и заключается основное значение классического динамического хаоса в проблеме квантового хаоса. Отметим, что наглядно можно трактовать возникновение хаоса в классической системе как некоторый предельный переход  $N_\omega \rightarrow \infty$  (из-за расходимости рядов теории возмущений) при конечном  $N$ .

Для любого конечного  $N_\omega$ , т.е. сколь угодно далеко в квазиклассической области (но не в классическом пределе!), квантовый хаос есть не более чем имитация настоящего динамического хаоса. Поэтому иногда говорят о квантовом псевдохаосе, или о переходном (временном) хаосе /10/.

4. Хаотические стационарные состояния. Развивая аналогично с классической моделью (I), обратим внимание, что величины  $H_{mn}$  можно рассматривать и как матричные элементы оператора Гамильтона некоторой квантовой системы с дискретным спектром. Пожалуй, самое удивительное и неожиданное в этой аналогии состоит в том, что весьма специальная классическая система (линейный осциллятор!) оказывается эквивалентной целому широкому классу квантовых систем.

Типичное поведение таких систем описывается статистической теорией случайных матриц (ТСМ) /14/. Для действительных  $H_{mn}$  обычно выбирается так называемый гауссов ортогональный ансамбль (ГОА), который инвариантен относительно любого поворота базисных векторов. Этот статистический принцип положен Дайсоном в основу его варианта ТСМ. В классической модели это соответствует условию  $\mathcal{X} = \gamma \mathcal{Z} \gtrsim N$  (п.1), т.е. эргодичности собственных векторов в полном базисе размерности  $N$  (см. (5)). Однако в квантовой системе это невозможно при больших  $N$  из-за неминуемого образования энергетического слоя конечной толщины, переходящего в классическом пределе в энергетическую поверхность. Таким образом, существующая ТСМ является локальной и справедлива лишь при условии  $N \lesssim \mathcal{X}$  /15/. Глобальная структура стационарных состояний проявляется только при  $N \gtrsim \mathcal{X}$ . В этом случае релаксация в классической модели становится экспоненциальной, а форма энергетического слоя соответствующей квантовой системы — лоренцевой (5). Параметр  $\mathcal{X}$  определяет ширину слоя и физическую размерность собственных векторов (в отличие от произвольной размерности

$N$  модели TCM). Глобальная структура особенно существенна в сложных атомах, где  $\mathcal{X} \sim 10$  (см. /15/) (в ядрах  $\mathcal{X} \sim 10^6$ !).

Хаотические стационарные состояния образуются при условии хаоса в классическом пределе и смешивания невозмущенных квантовых состояний ( $\mathcal{X} \geq 1$ ).

"Деформированные" (смешанные) ансамбли матриц вида (1) исследовались в ряде работ (см. /14/) в рамках естественного внутреннего развития TCM, а также как попытка учета "порядка" ( $\omega_n^2$ ) наряду с "хаосом"  $\alpha_{mn}$  в сложных ядрах /16/. Однако обычно интересовались только пределом TCM ( $\mathcal{X} \gg N$ ). На мой взгляд, наибольший интерес представляет как раз промежуточный случай  $1 \ll \mathcal{X} \ll N$  (глобальная TCM) с квантовым аналогом микроканонического распределения (5). Дальнейшее развитие TCM будет сопровождаться, по-видимому, еще бóльшей конкретизацией ансамбля матриц и, в частности, отказом от однородного ГОА для возмущения  $\alpha_{mn}$ . Только таким путем можно ввести в статистическую TCM число степеней свободы квантовой системы, что весьма существенно для процесса квантовой локализации на энергетической "поверхности" (см. /15/).

Подводя итоги, можно констатировать, что новый механизм шума (динамический хаос), хотя и ограничен только классической механикой, позволяет тем не менее заменить термодинамический предельный переход переходом к классическому пределу и тем самым распространить традиционный механизм шума на квантовые системы с небольшим числом степеней свободы, но только в квазиклассической области.

#### Литература

1. Боголюбов Н.Н. Избранные труды. Киев: Наукова думка, 1970, т.2, с.77.
2. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. М.: Наука, 1984.
3. Лихтенберг А., Либерман М. Регулярная и стохастическая динамика. М.: Мир, 1984.
4. Вечеславов В.В., Чириков Б.В. Хаотическая динамика кометы Галлея. Препринт ИЯФ 86-184, Новосибирск, 1986.
5. Делоне Н.Б., Крайнов В.П., Шепелянский Д.Л.-Успехи физ.наук, 1983, т.140, с.335.
6. Alekseev V.M. and Yakobson M.V.-Phys. Reports, 1981, v.75, p.287.
7. Chirikov B.V. Proc. Int. Conf. on Plasma Physics, Lausanne, 1984, v.2, p.761.
8. Крылов Н.С. Работы по обоснованию статистической физики. М.: АН СССР, 1950.
9. Chirikov B.V., Izrailev F.M., Shepelyansky D.L.-Sov. Sci. Rev. C, 1981, v.2, p.209.

10. Chirikov B.V.-Foundations of Physics, 1986, v.16, p.39.
11. Casati et al. Lecture Notes in Physics, 1979, No 93, p.334.
12. Shepelyansky D.L.-Physica D, 1983, v.8, p.208.
13. Шуряк Э.В.-Ж.эксп. и теор. физ., 1976, т.71, с.2039.
14. Brody T.A. et al.-Rev. Mod. Phys., 1981, v.53, p.385.
15. Chirikov B.V.-Phys. Lett. A, 1985, v.108, p.68.
16. Zirnbauer M.R. et al.-Nucl. Phys. A, 1983, v.411, p.161.