

НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ ВРЕМЕНИ В МЕХАНИКЕ  
СТРУКТУРИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

В.М. Сомсиков

Институт ионосферы, 050020, Алматы, РК

*На примере получения уравнения движения системы потенциально взаимодействующих материальных точек рассматривается проблема нарушения симметрии времени. Предлагается объяснение детерминированной необратимости. Показано, как от механики структурированных частиц можно прийти к термодинамике. Обсуждаются ограничения формализма классической механики, которые обуславливают обратимость гамильтоновых систем.*

**Введение**

Устройство мира имеет иерархический характер. Верхней иерархической ступенью является Вселенная. Она состоит из галактик. Галактики, в свою очередь, также состоят из структурных элементов. На нижних иерархических уровнях находятся молекулы и атомы. Но они также являются системами, состоящими из «элементарных» частиц. Сегодня трудно сказать, насколько глубоко вниз уходит эта иерархическая лестница. Предел делимости материи пока не найден. Иными словами. Мир – это иерархия систем. Поэтому можно с уверенностью сказать: *в основе Мира лежат системы, а не элементы*. Следовательно, чтобы правильно строить картину мира, нужно знать законы возникновения, взаимодействия и эволюции систем, т.е. тел, обладающих структурой.

Поскольку все тела обладают структурой, то они имеют внутреннюю энергию, обусловленную относительными движениями их элементов. Поэтому при движении тел во внешнем поле сил в общем случае часть энергии, затрачиваемой на перемещение тела, переходит во внутреннюю энергию. Это позволяет утверждать, что *взаимодействия и траектории движения реальных тел определяются, как изменением энергии движения, так и изменением внутренней энергии*. Однако уравнение движения Ньютона, построенное на основе моделей бесструктурных тел, не включает в себя члены,

отвечающие за энергию, которая идет на увеличение внутренней энергии и рассеивается в среде [1]. На практике эта часть энергии учитывается эмпирическим образом путем искусственного дополнения уравнения движения Ньютона силами трения, т.е. работа сил трения определяет диссипативную часть энергии движения. Коэффициент трения, определяющий такое преобразование энергии, берется из эксперимента. Итак, в рамках классической механики, построенной на основе *материальных точек (МТ)* и твердых тел, строгого описания движения с учетом изменения их внутренней энергии нет. Оказывается, чтобы устранить этот недостаток, нужно *перейти от модели тел из бесструктурных элементов к модели тел, состоящих из систем*. В качестве такой модели можно взять равновесную систему, состоящую из достаточно большого количества потенциально взаимодействующих МТ [2-5]. Эту равновесную систему назовем *структурированной частицей (СЧ)*.

*Уравнение движения СЧ можно получить строго в рамках законов Ньютона*, при достаточно общих ограничениях. Эти ограничения определяются следующими условиями:

- 1). Каждая МТ закреплена за своей СЧ;
- 2). СЧ состоят из достаточно большого количества МТ;

3). СЧ остаются равновесными в течение всего процесса.

Первое условие означает замкнутость систем относительно потока вещества. Оно позволяет исключить непринципиальные осложнения, связанные с необходимостью пересматривать структуры СЧ из-за переходов МТ между ними. Второе условие, позволяет использовать понятие равновесности системы [6,7]. При выполнении этого условия несложно ввести понятие температуры СЧ. Третье условие эквивалентно принятому в термодинамике условию слабых взаимодействий, когда СЧ в течение всего времени взаимодействия можно считать равновесными. Принятые ограничения, не снижая общности, позволяют исключить из рассмотрения те эффекты, связанные с возникновением потоков энергии, импульса и массы внутри каждой СЧ при сильных взаимодействиях.

Неравновесные системы в приближении локального равновесия представимы совокупностью равновесных систем [6]. Следовательно, свойства их динамики можно изучить используя уравнение движения СЧ, поскольку оно описывает процессы установления равновесия. Отсюда также следует, что опираясь на уравнения движения СЧ, можно прийти к законам термодинамики, статистической физики и кинетики, а также ввести понятие энтропии для СЧ.

### **Свойства симметрии СЧ**

Уравнение движения СЧ будем искать, опираясь на свойства симметрии. Если бы между МТ не было взаимодействий, то уравнение движения совокупности МТ представляло собой сумму независимых уравнений движений для каждой МТ в поле внешних сил. Движение такой совокупности МТ определяется суммой решений уравнений движения для всех МТ. Но

наличие взаимодействий МТ исключает возможность суммирования уравнений движения. Это становится понятным, если учесть, что наличие взаимодействий между МТ эквивалентно наложению на систему дополнительных внешних ограничений или связей, которые в общем случае неголономны [8]. Отсюда следует, что симметрия обратимого уравнения движения системы МТ может быть иной, чем симметрия уравнения Ньютона для МТ.

Как известно, задачи с неголономными связями не всегда интегрируемы. На примере задачи двух тел можно показать [5], что взаимодействия между МТ приводят к взаимозависимости движений МТ, т.е. к зацеплению переменных координат и скоростей МТ в лабораторной системе координат (ЛСК). Для разделения переменных мы должны найти преобразование векторного пространства  $L_q$  размерности  $q$ , в котором задано движение системы, в другое векторное пространство той же размерности, в котором векторное пространство распадется на независимые ортогональные подпространства. На языке группового анализа [9] это эквивалентно разделению представления  $T(G_a)$  группы симметрии уравнения движения системы  $G_a$  ( $a = 1, 2, \dots, n$  - число элементов группы симметрии) в векторном пространстве  $L_q$  на неприводимые представления  $T_i \subset T_q$ , где  $i = 1, 2, \dots, k$  и  $k$  - число неприводимых представлений группы симметрии, причем  $T_q = T_1 \oplus T_2 \dots \oplus T_k$ . Каждое неприводимое представление  $T_i$  действует в подпространстве  $L_i$ , для которого можно записать  $L_q = L_1 + L_2 \dots + L_k$ , т.е. вектор  $r_q = \sum_{i=1}^k r_i$  в пространстве  $L_q$  раскладывается на неприводимые компоненты  $r_i$ . Если при этом  $q = k$ , т.е.  $L_q$  распадается на базисные вектора, то уравнение движения системы интегрируемо.

Оказывается, что для системы МТ существует такое преобразование векторного прос-

транства, в котором оно распадается на два ортогональных подпространства. Причем для равновесной системы из  $N$  материальных точек, когда  $N \rightarrow \infty$ , симметрия уравнения движения системы может быть точно определена. Такое преобразование соответствует переходу в систему координат, в которой движение системы распадается на движение *центра масс (ЦМ)* и движение МТ относительно ЦМ системы. В новой системе координат мы имеем движение ЦМ системы и движение МТ относительно ЦМ системы. Эта система координат, которую назовем дуальной, является естественной для тела, обладающего внутренними степенями свободы.

Движение ЦМ системы определяется через макропеременные (координаты и скорости движения ЦМ системы), а движения МТ относительно ЦМ выражаются через микропеременные. Значит, векторное пространство, в котором определено движение СЧ, распадается на два ортогональных подпространства макро- и микропеременных [4]. Следовательно, существует две подгруппы симметрии. Одна подгруппа симметрии соответствует движению системы, как целого. Вторая подгруппа симметрии определяет динамику МТ внутри системы. Таким образом, если движение элемента, не имеющего внутренней структуры в независимом от него внешнем поле сил, определяется только симметрией пространства, то движение системы определяется двумя типами симметрии: симметрией пространства и симметрией самой системы. Тогда в соответствии с теоремой Нетер динамика системы определяется двумя типами энергии. Это внутренняя энергия и энергия движения системы. В линейном приближении уравнения движения системы эти энергии независимы. Им соответствует два типа сил, определяющих динамику системы. Одни силы определяют движение ЦМ системы, другие силы отвечают

за внутреннюю энергию СЧ. Силы, изменяющие внутреннюю энергию, не меняют скорости системы, т.к. их сумма равна нулю. Поскольку эти силы можно найти только через величину совершаемой ими работы, то уравнение движения системы нужно определять из уравнения для энергии системы. То, что мы вправе определять уравнение движения СЧ из выражения для ее энергии, вытекает из условия однородности времени, как для МТ, так и для СЧ в целом. Отметим, что при этом условие однородности времени для МТ системы может нарушаться.

Таким образом, внутренняя энергия выражается через микропеременные, образующие независимое пространство векторов относительно пространства макропеременных, в которых описывается движение ЦМ. Внутренняя энергия не может трансформироваться в энергию движения ЦМ системы, что следует из закона сохранения импульса системы. Изменение внутренней энергии обусловлено работой *внешних коллективных сил*. Эти силы, изменяя скорости движения МТ относительно ЦМ, не изменяют движения самого ЦМ. В то же время потенциальная составляющая суммарной внешней силы, определяющая изменение скорости ЦМ, не изменяет внутреннюю энергию. Важным обстоятельством является то, что силы, меняющие внутреннюю энергию, определяются нелинейными членами, которые зависят от градиента внешних сил. Их можно получить разложением внешней силы по малому параметру [3].

### **Закон сохранения энергии СЧ**

Определим выражение для энергии системы из  $N$  потенциально взаимодействующих МТ единичной массы. В однородном пространстве энергия такой системы МТ не меняется, хотя энергия каждой МТ может меняться из-за их взаимодействий. Поэтому в

однородном пространстве импульс системы сохраняется. Его сохранение означает постоянство скорости движения ЦМ. Скорость ЦМ

$$\text{равна: } V_N = \dot{R}_N = (1/N) \sum_{i=1}^N \dot{r}_i,$$

где  $R_N = (1/N) \sum_{i=1}^N r_i$  - координаты ЦМ системы,  $r_i, v_i$  - координаты и скорость  $i$ -й МТ. Отсюда кинетическая энергия движения системы равна:  $T_N^{tr} = M_N V_N^2 / 2$ , где  $M_N = Nm$ . Эта энергия совпадает с энергией движения тела массой, равной сумме масс всех МТ и движущегося со скоростью ЦМ. В неподвижной системе координат внутренняя кинетическая энергия системы,  $T_N^{ins}$  обусловлена движением МТ относительно ЦМ. Отсюда полная кинетическая энергия системы равна:  $T_N = T_N^{tr} + T_N^{ins}$ .

Внутренняя кинетическая энергия равна кинетической энергией относительного движения элементов. Действительно, из равенства  $N \sum_{i=1}^N v_i^2 = (\sum_{i=1}^N v_i)^2 + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij}^2$ , следует, что  $T_N = [M_N V_N^2 + m/N \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij}^2] / 2$  (а), где  $M_N = Nm$ ;  $v_{ij} = v_i - v_j = \dot{r}_{ij}$ .

Первый член в выражении для  $T_N$  является  $T_N^{tr}$ . Поскольку полная кинетическая энергия системы равна сумме энергии движения ЦМ и кинетической составляющей внутренней энергии, то  $T_N^{ins} = (m/N \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij}^2) / 2$ .

Преобразуем энергию  $T_N$  путем замены:

$v_i = V_N + \tilde{v}_i$ , где  $\tilde{v}_i$  - скорости движения МТ относительно ЦМ. Получим:

$$T_N = M_N V_N^2 / 2 + V_N m \sum_{i=1}^N \tilde{v}_i + \sum_{i=1}^N m \tilde{v}_i^2 / 2.$$

Так как  $\sum_{i=1}^N \tilde{v}_i = 0$ , то согласно уравнению

$$\text{для } T_N \text{ имеем: } \sum_{i=1}^N m \tilde{v}_i^2 / 2 =$$

$(1/2N) \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N m v_{ij}^2$ , т.е. кинетическая энергия относительного движения МТ системы равна сумме кинетических энергий их движения относительно ЦМ.

Так как  $r_{ij} = \tilde{r}_{ij} = \tilde{r}_i - \tilde{r}_j$ , где  $\tilde{r}_i, \tilde{r}_j$  - координаты элементов относительно ЦМ, то потенциальная энергия взаимодействия МТ

$$\text{равна: } U_N(r_{ij}) = U_N(\tilde{r}_{ij}) = U_N(\tilde{r}_i).$$

Отсюда внутренняя энергия равна:  $E_N^{ins} = T_N^{ins} + U_N$ . В однородном пространстве  $E_N^{ins}$  и  $T_N^{tr}$  инварианты движения. Для скоростей движения МТ относительно ЦМ имеет место равенство

$$\sum_{i=1}^N \tilde{v}_i = 0. \text{ Если мы возьмем производную по времени, то получим: } \sum_{i=1}^N \dot{\tilde{v}}_i = 0. \text{ Это зна-}$$

чит, что сумма сил между МТ равна нулю. Но эта сила, согласно уравнению Ньютона, равна сумме потенциальных сил между МТ. Мы получаем, что внутренние силы системы не могут изменить импульса ЦМ, т.е. микро и макропеременные независимы. В случае, если система не влияет на свойства пространства, то ее суммарная энергия равна сумме кинетических энергий МТ, потенциальной энергий их взаимодействия между собой и потенциальной энергии, определяемой неоднородностью пространства, -  $E_N = T_N + U_N + U^{env} = const$ . Выделяя внутреннюю энергию, запишем:

$$E_N = T_N^{tr} + E_N^{ins} + U^{env}. \quad (1)$$

Таким образом, **внутренняя энергия и энергия движения системы вдоль траектории ЦМ меняются так, что их сумма всегда остается постоянной**. Это закон сохранения энергии системы в неоднородном пространстве.

Фазовое пространство для системы, состоящей из совокупности СЧ, определяется координатами и импульсами их ЦМ, т.е. состояние системы СЧ определяется в фазовом пространстве  $6R-1$  измерений, где  $R$  - количество СЧ. Назовем это пространство  $S$ -пространством [4]. При движении системы из одной точки  $S$ -пространства в другую помимо изменения скорости ЦМ изменяется еще и внутренняя энергия. Поэтому одной и той же

точки S-пространства могут соответствовать разные значения внутренней энергии СЧ. Этой неоднозначности нет в обычном фазовом пространстве, в котором определяются положения МТ всех СЧ, таким образом, S-пространство совпадает с обычным фазовым пространством, когда внутренняя энергия СЧ не меняется.

### Уравнение движения системы $N$ МТ

Выполнив дифференцирование энергии по времени, получим [4-6]:

$$V_N M_N \dot{V}_N + \dot{E}_N^{ins} = -V_N F^{env} - \Phi^{env}, \quad (2)$$

где  $F^{env} = \sum_{i=1}^N F_i^{env}(R_N, \tilde{r}_i)$ ,

$$\dot{E}_N^{ins} = \sum_{i=1}^N \tilde{v}_i (m \dot{\tilde{v}}_i + F(\tilde{r}_i)_i),$$

$$\Phi^{env} = \sum_{i=1}^N \tilde{v}_i F_i^{env}(R_N, \tilde{r}_i) \quad \text{и}$$

$$\sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij} F_{ij}(r_{ij}) = \sum_{i=1}^N \tilde{v}_i F_i(\tilde{r}_i),$$

$$F_i = \partial U_N / \partial \tilde{r}_i = \sum_{j \neq i, j=1}^N \partial U_N / \partial r_{ij}.$$

Уравнение (2) представляет собой баланс энергии системы в поле внешних сил. Первый член в левой части определяет изменение кинетической энергии системы. Второй член определяет изменение ее внутренней энергии. Следовательно, в микро и макро переменных работа внешних сил распалась на два члена.

Определим работу, совершаемую внешними силами по изменению внутренней энергии для случая  $R \gg \tilde{r}_i$ . Так как  $F^{env} = F^{env}(R + \tilde{r}_i)$ , где  $R$  расстояние от источника силы до ЦМ системы, то силу  $F^{env}$  можно разложить по малому параметру  $\tilde{r}_i / R$ . Сохраняя в разложении члены нулевого и первого порядка малости, получим:

$$F_i^{env} = F^{env} \Big|_R + (\nabla \cdot F_i^{env}) \Big|_R \tilde{r}_i.$$

Так как  $\sum_{i=1}^N \tilde{v}_i = \sum_{i=1}^N \tilde{r}_i = 0$ ,

$$\sum_{i=1}^N F_i^{env} \Big|_R = N F^{env} \Big|_R = F^{env} \Big|_R.$$

Отсюда будем иметь:

$$V_N M_N \dot{V}_N + \dot{E}_N^{ins} \approx -V_N F^{env} \Big|_R - \nabla \cdot F^{env} \Big|_R \sum_{i=1}^N \tilde{v}_i \tilde{r}_i, \quad (3)$$

В правой части (3) сила  $F_0^{env}$  потенциальна и зависит от  $R$ . Второй член, зависящий от координат МТ и их скоростей относительно ЦМ системы, определяет изменение внутренней энергии системы. Он пропорционален дивергенции внешней силы. Соответствующие ему силы зависят от скоростей МТ относительно ЦМ, поэтому они не потенциальны. Их работа не меняет импульса системы.

Умножив уравнение (2) на вектор  $V$  и разделив на  $V^2$ , получим уравнение движения системы, которое удобно записать так:

$$M_N \dot{V}_N = -F^{env} - \alpha_N V_N, \quad (4)$$

где  $\alpha_N = (\Phi^{env} + \dot{E}_N^{ins}) / V_N^2$  - коэффициент трения.

В левой части уравнения движения системы стоит активная сила. Остальные члены вошли в правую часть. В отличие от уравнения движения Ньютона, в правой части появился член, определяющий изменение внутренней энергии. Он эквивалентен силы трения.

Уравнения Аристотеля и Ньютона - частные случаи уравнения (4). Действительно, согласно Аристотеля, уравнение движения имеет вид:  $\alpha V = F$ , где  $\alpha$  - коэффициент трения. Как видно из (4), это условие возникает, когда сила трения равна внешней силе, а ускорение системы равно нулю. В начале движения силой трения можно пренебречь. Тогда получим:  $m \dot{v} = -F$ .

### Механика СЧ и термодинамика

Задачей термодинамики является описание систем, состоящих из огромного количества элементов. Термодинамический метод описания систем по своей сути является феноменологическим, поскольку он не объясняет строение вещества, а экспериментальным путем

выявляет характерные связи между параметрами, определяющими его состояние. Такими параметрами являются температура, давление, плотность, энтропия и т.п. [3]. Поясним, как основные законы термодинамики вытекают из уравнения (4).

Будем исходить из утверждения, что слабо неравновесная система может быть задана совокупностью СЧ, при условии, что каждая СЧ состоит из потенциально взаимодействующих МТ [6, 7]. Покажем, как в этом случае можно получить уравнения термодинамики непосредственно в рамках классической механики, отказавшись от модели элементарных частиц, заменив ее моделью взаимодействующих СЧ.

Согласно основному уравнению термодинамики работа внешних сил над системой распадается на две части. Первая связана с обратимой работой. Ей можно поставить в соответствие изменение энергии движения СЧ в термодинамической системе. Другая часть энергии уходит на нагрев. Она связана с внутренней энергией СЧ. Покажем, как, отталкиваясь от уравнения взаимодействия систем, можно прийти к основному уравнению термодинамики и как в классическую механику можно ввести понятие энтропии.

Пусть имеется неподвижная неравновесная система, состоящая из « $R$ » СЧ. Каждая из СЧ состоит из достаточно большого количества элементов  $N_n$ , где  $n = 1, 2, 3 \dots R$ ,  $N = \sum_{n=1}^R N_n$ .

Пусть над системой совершается работа  $dE$ . В термодинамике энергию  $E$  принято называть внутренней (не следует путать эту энергию, соответствующую энергии всей системы, состоящей из СЧ, с внутренней энергией отдельной СЧ). Величина  $dE$  определяется основным уравнением термодинамики [6]:

$$dE = dQ - PdY \quad (5)$$

где  $Q$  - тепловая энергия,  $P$  - давление,  $Y$  - объем. Здесь полный дифференциал  $dE$  эквивалентен дифференциалу адиабатического потенциала.

Как и основное уравнение термодинамики, уравнение взаимодействия систем также является дифференциалом двух типов энергии. Согласно этому уравнению, величина  $dE$  перераспределяется таким образом, что одна ее часть идет на изменение энергии относительного движения СЧ, а другая изменяет внутреннюю энергию СЧ.

Энергии движения СЧ для идеального газа можно поставить в соответствие величину  $PdY$ , входящую в основное уравнение термодинамики. Действительно, (см. [6]):  $dT^r = VdV = V\dot{V}dt = \dot{V}dr = PdY$ . Здесь  $V$  - скорости СЧ. Эта часть энергии передается в результате работы потенциальных сил, изменяющих скорость движения СЧ. Если потенциальная составляющая внутренней энергии СЧ является однородной функцией второй степени от всех радиус-векторов, то согласно теореме о вириале [8],  $\bar{E}^{ins} = \bar{T}^{ins} = \bar{U}^{ins}$ . Черта означает усреднение по времени.

Пусть все СЧ одинаковы, а их совокупность образует систему структурированных частиц. Средняя энергия каждого элемента СЧ равна:  $\bar{E}^{ins} = \bar{E}^{ins} / N_n = \kappa \bar{T}_0^{ins}$ , здесь  $\bar{T}_0^{ins}$  - температура. Мы ее можем ввести для СЧ, так как по условию число входящих в нее МТ стремится к бесконечности.

Пусть  $\bar{E}^{ins}$  увеличивается на  $\delta Q$  при условии сохранения объема СЧ (Обозначение  $\delta Q$  введено, чтобы подчеркнуть, что тепло не является функцией состояния, поэтому  $\delta Q$  не является полным дифференциалом).

С точностью до членов первого порядка малости, будем иметь:  $\delta Q \approx \bar{T}_0^{ins} [d\bar{E}^{ins} / \bar{T}_0^{ins}] = \bar{T}_0^{ins} [dv_0 / v_0]$ , где  $v_0$  - средняя скорость элемента, а  $dv_0$  - ее изменение. В соответствии с теоремой вириала для системы в замкнутом

объеме можно считать, что  $dv_0 / v_0 \sim d\Gamma / \Gamma$ , где  $\Gamma$ -фазовый объем системы, а  $d\Gamma$ -его увеличение за счет поступления в систему энергии  $\delta Q$ . Пренебрегая членами второго порядка малости, имеем:  $\delta Q \approx \bar{E}^{ins} d\Gamma / \Gamma = \bar{E}^{ins} d \ln(\Gamma)$ . Но по определению [7]  $d \ln(\Gamma) = dS$ , где  $S$  - принято называть энтропией. Отсюда следует, что  $\delta Q \approx k \bar{T}_0^{ins} dS = \bar{E}^{ins} dS$ .

Согласно (4) энтропию СЧ можно определить относительной долей энергии движения, которая переходит в ее внутреннюю энергию. Отсюда появляется возможность дать физическую интерпретацию принципа Больцмана, согласно которому энтропия  $S = \ln W$ , где  $W$  - число микросостояний, которым реализуется макросостояние системы [7]. Действительно, энергия движения системы, переходящая в ее внутреннюю энергию, однородно перераспределяется в СЧ так, что при ее разбиении на подсистемы силы между ними равны нулю. Это возможно только при условии однородного в пространстве и хаотического по скоростям распределения МТ. Но такое распределение как раз определяется максимальным значением  $W$ .

Если каждую СЧ разбить на подсистемы, то из-за условия равновесности СЧ они не будут иметь относительного движения. Поэтому прирост энтропии неравновесной системы определяется только энергией  $T^{ir}$ , переходящей в  $\bar{E}^{ins}$  для каждой СЧ. Этот прирост можно определить формулой [3-6]:

$$\Delta S = \sum_{L=1}^R \left\{ N_L \sum_{k=1}^{N_L} \left[ \int \sum_s F_{ks}^L v_k dt \right] / E_L \right\} \quad (6)$$

$E_L$  - кинетическая энергия элементов СЧ;

$N_L$  - число элементов в  $L$ -СЧ;  $L=1,2,3...$

$R$  - количество СЧ;

$s$  - внешние элементы, взаимодействующие с  $k$ -м элементом;

$F_{ks}^L$  - сила, действующая на  $k$ -й элемент СЧ со стороны  $s$ -го элемента;

$v_k$  - скорость  $k$ -го элемента.

Формула (6) получена исходя из условия, что энергия относительного движения необратимо идет на увеличение  $\bar{E}^{ins}$  в результате работы непотенциальных сил. Выполнение этого условия мы связываем с тем, что импульс СЧ не может быть изменен внутренними движениями элементов СЧ [10].

*Таким образом, понятие энтропии появляется в классической механике в связи с переходом к системе структурированных частиц, введением внутренней энергии и в связи с ее необратимым увеличением за счет энергии движения СЧ. Она приобретает смысл термодинамической энтропии при условии, если число МТ, входящих в СЧ, стремиться к бесконечности, когда можно ввести понятие температуры системы.*

*Следовательно, понятие энтропии для классической механики значительно шире, чем статистическое понятие. Оно справедливо для любого количества МТ и определяется через отношение величины изменения внутренней энергии СЧ к величине этой энергии.*

#### **Как возникает детерминированная необратимость**

Известное на сегодняшний день объяснение необратимости в своей основе использует свойство перемешивания, присущее гамильтоновым системам и гипотезу об огрублении фазового пространства, которая эквивалентна существованию флуктуаций внешних ограничений на систему. Но эта гипотеза противоречит детерминизму классической механики. Вряд ли такая вероятностная трактовка необратимости устраивает науку, поскольку она не согласуется с законами классической механики. Механизм детерминированной необратимости достаточно полно изложен в [6]. Ниже кратко поясним его природу и сравним ее с вероятностной трактовкой необратимости.

Основные вопросы, касающиеся проблемы необратимости звучат так:

- Почему, при обратимости уравнения Ньютона для МТ, динамика систем МТ необратима,
- в чем заключаются ограничения классической механики, которые не позволяли прийти к механизму детерминированной необратимости,
- как необратимость вытекает из законов Ньютона.

Прежде всего, подчеркнём, что предложенный нами механизм детерминированной необратимости была получена путем строгих, хотя и достаточно простых математических выкладок, в основе которых лежат законы Ньютона для МТ [3]. Однако, за простотой выкладок скрываются глубокие физические причины нарушения симметрии времени для динамики СЧ в неоднородном пространстве.

Долгое время казалось невозможным нарушение симметрии времени для систем потенциально взаимодействующих МТ. Многие считали, что такие системы гамильтоновы, а для них обратимость строго доказана [11]. Чтобы разобраться в этом, вспомним, что принцип наименьшего действия вытекает из уравнения Ньютона при выполнении необходимого условия консервативности сил, действующих на систему. Строгого доказательства этого условия не было найдено, поэтому оно принималось априори [8]. Нам удалось показать, что на самом деле, при взаимодействии систем это условие нарушается. Нарушение обусловлено тем, что изменение внутренней энергии систем обусловлено непотенциальными силами [3]. Поясним, почему так получается.

Вначале заметим, что в ЛСК переменные, определяющие координаты и скорости потенциально взаимодействующих МТ, зацепляются. Иными словами, переменные, определя-

ющие положение системы МТ в ЛСК зависимы. Это означает, что мы не в праве делать какое либо заключение о типе симметрии уравнений, пока не перейдем к независимым переменным. На примере задачи двух МТ было показано, что к зацеплению переменных приводят взаимодействия МТ, которые отображаются через дифференциальные соотношения между координатами и скоростями МТ. Эти соотношения не дифференцируемы, как обычные голономные соотношения между координатами. Поэтому они не приводят к уменьшению размерности конфигурационного пространства, определяющего положение всех МТ. Таким образом наличие взаимодействий МТ эквивалентно неголономным связям, а неголономность связей эквивалентна нарушению потенциальности коллективных сил, действующих на систему [8]. Действительно, непотенциальные силы появляются уже в системе двух МТ в неоднородном пространстве и в задаче двух взаимодействующих систем [4], т.е. на самом деле система не гамильтонова.

Но как только переходим к микро и макропеременным, пространство переменных распадается на два ортогональных подпространства. В одном определяется динамика МТ относительно ЦМ, а во втором - движение системы в целом. Отсюда приходим к закону сохранения энергии для СЧ. Согласно этому закону сохраняется только полная энергия системы, равная сумме энергии движения и внутренней энергии, хотя каждая из ее компонент может не сохраняться. Поэтому для динамики СЧ нет однозначного соответствия между положением ее ЦМ в фазовом пространстве и ее состоянием.

Изменение внутренней энергии определяется нелинейными членами, которые обуславливают необратимое преобразование энергии движения СЧ в ее внутреннюю энергию. Необратимость связана с невозможностью

изменения импульса СЧ из-за движений ее МТ. Вот где и вскрывается суть детерминированной необратимости, а именно неравновесные системы МТ негамильтоновы. В них присутствуют не потенциальные силы, определяющие изменение внутренней энергии СЧ! Итак, в неравновесных системах, представленных совокупностью СЧ, часть энергии теряется на внутреннюю энергию СЧ, но как только система достаточно близко подходит к состоянию равновесия, относительное движение СЧ, из которых состоит система, исчезает, а значит, исчезает работа по изменению внутренней энергии СЧ. Система становится гамильтоновой.

***Таким образом, нарушение симметрии времени в динамике систем связано с наличием внутренних степеней свободы и обусловлено нелинейным преобразованием ее энергии движения во внутреннюю энергию. Такое преобразование возможно при наличии неоднородностей внешнего поля сил.*** Нелинейные члены уравнения движения СЧ приводят к нарушению инвариантности двух типов энергии. При этом суммарная энергия остается инвариантной. В неравновесных системах, представленных совокупностью СЧ, необратимость обусловлена тем, что энергия движения СЧ трансформируется в ее внутреннюю энергию. Мы назвали эту необратимость детерминированной, так как она следует из законов Ньютона.

В отличие от вероятностного механизма необратимости, для детерминированной необратимости не требуется гипотеза об огрублении фазового пространства [11]. В целом, эти два объяснения не противоречат друг другу.

### **Заключение**

Модель тела в виде СЧ обладает большей общностью, чем модель тела в виде МТ.

Действительно, энергия внешнего поля идет не только на изменение скорости тела, но и на изменение его внутренней энергии, т.е. динамика СЧ определяется изменениями двух типов энергии: внутренней энергии и энергии движения тела. Поэтому его ускорение не однозначно связано с потоком внешней энергии, как это имеет место для МТ. Только в частных случаях, когда внутренняя энергия тела не меняется, ускорение тела пропорционально внешней силе.

С достаточно хорошей точностью любое тело может быть представлено в виде СЧ. Это позволяет осуществить строгий вывод уравнения движения СЧ при условии выполнения законов Ньютона для МТ. Такой путь получения уравнения движения можно реализовать на основе закона сохранения энергии. Поскольку этот закон следует из условия однородности времени, то он имеет место для любого тела.

Вывод уравнения движения системы МТ из закона сохранения энергии можно осуществить так, как это делается при получении уравнения движения из энергии для единичной МТ в поле внешних сил. Однако, при этом необходимо принять во внимание то, что движение системы в пространстве определяется ее ЦМ, а сама система уже не является точкой, а занимает определенную область пространства, которое в общем случае может быть неоднородным.

Все эти особенности систем удается учесть путем перехода в дуальную систему координат микро и макропеременных. В этих переменных энергия СЧ естественным образом разбивается на внутреннюю энергию и энергию движения СЧ. Внутренняя энергия выражается через микропеременные. Она определяется движениями МТ относительно ЦМ. Энергия движения системы выражается через макропараметры. Это энергия движения ЦМ

системы в пространстве. Дуальность системы координат следует из симметрии динамики системы, которая распадается на симметрию системы и симметрию пространства.

Путем дифференцирования энергии по времени находим выражение для изменения энергии СЧ. Из этого выражения получаем уравнение движения СЧ, определяющее изменение скорости ЦМ при действии на СЧ внешних сил. Уравнение движения СЧ, в отличие от уравнения Ньютона для МТ, включает в себя члены, определяющие изменение внутренней энергии. В отличие от уравнения движения Ньютона для МТ, оно необратимо. Нарушение симметрии времени связано с тем, что внутренняя энергия может увеличиваться за счет энергии движения СЧ, но не может возвращаться обратно в энергию движения СЧ. Нарушение симметрии времени объясняется

участием в динамике СЧ двух иерархических уровней, описываемых микро- и макропараметрами. Оно возникает в связи с наличием нелинейных членов, зависящих от микро- и макропеременных.

Область использования уравнение движения СЧ значительно шире области использования уравнения движения МТ. Это связано с тем, что уравнение движения СЧ учитывает структурность реальных тел через работу внешних сил по изменению внутренней энергии, т.е. оно учитывает диссипацию энергии.

Поэтому уравнение движения СЧ можно использовать для описания процессов возникновения и эволюции природных структур, которые невозможны без диссипативных процессов.

**Литература.** [1] *Newton I. Mathematical principles of natural Philosophy.* New York, 1846; [2] *Somsikov V.M. Equilibration of a hard-disks system// International Jour. Bifurcation and Chaos.* 2004. Vol. 14. N. 11. P. 4027-4033; [3] *Somsikov V.M. Thermodynamics and classical mechanics// Journal of Physics. Conference series.* 2005. 23. P. 7-16; [4] *Somsikov V.M. The restrictions of classical mechanics in the description of dynamics of nonequilibrium systems and the way to get rid of them. New Adv. in Physics.* 2008. Vol. 2. No 2. September. p. 125-140; [5] *Somsikov V. M. Principles of Creating of the Structured Particles Mechanics. Journal of material Sciences and Engineering A(1).* 2011, p.731-740; [6] *Румер Ю.Б., Рыбкин М.Ш. Термодинамик. Стат. Физика и Кинематика.* М. 1977; [7] *Ландау. Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика.* М., Наука, 1976. 584 с.; [8] *Ланцош С. Вариационные принципы механики.* М. Наука. 1975. 408 с.; [9] *Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия. Методы и приложения.* М., Наука. 1986; [10] *Ландау. Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика.* М, Наука. 1958. 206 с.; [11] *Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем.* М.- Наука -1984.

**Принято в печать 21.05.2011**

**УДК 530.1 (075.8)**

**The break-simmetry of the time in the mechanics structured particles**

V.M. Somsikov

*Institute of Ionosphere, Almaty, Kazakhstan, E-mail: vmsoms@rambler.ru*

On the example of obtaining the equations of motion of potentially interacting material points the break-symmetry of the times is analyzed. An explanation of the deterministic irreversibility is submitted. How from the mechanics of structured particles can come to the thermo-dynamics is shown. The limitations of the formalism of classical mechanics that lead to the reversibility of Hamiltonian systems are discussed.

**Құрылымдық бөлшекткр механикасында уақыт симметриясының бұзылуы**

В.М. Сомсиков

*Ионосфера институты, Алматы, 050020, Казахстан, E-mail: vmsoms@rambler.ru*

Өзара потенциалды әсерлесетін материалды нүктелер қозғалысының теңдеулер жүйесін алу мысалында уақыт симметриясының бұзылу мәселесі қарастырылады. Детерминді қайтымсыздықтың түсініктемесі ұсынылады. Құрылымдық юөлшектер механикасынан термодинамикаға қалай өтуге болатыны көрсетіледі. Гамильтон жүйелерінің қайтымдылығына жауапты классикалық механика формализімінің шектеулері талқыланады.