сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р17-88-349

Д.П.Санкович

О НЕКОТОРЫХ СТОХАСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ БЕСКОНЕЧНОМЕРНЫХ ГАМИЛЬТОНОВЫХ СИСТЕМ КЛАССИЧЕСКОЙ МЕХАНИКИ

1988

В данной работе сделана попытка исследования некоторых проблем, возникающих в связи с использованием методов сокращенного описания при исследовании термодинамических свойств некоторых простых одномерных теоретико-полевых систем классической механики /1/.

I. Во многих физических приложениях /2/ используется так называемая нелинейная модель Шредингера (НШ). Пусть на отрезке $[-L/2, L/2]$ вещественной прямой R^1 задана комплекснозначная функция $\tau(x,t)$, удовлетворяющая эволюционному уравнению НШ:

$$i\tau_t + \frac{1}{2m}\tau_{xx} - 2\gamma|\tau|^2\tau = 0. \qquad (I)$$

Динамическая система, связанная с уравнением (I), является гамильтоновой с гамильтонианом

$$H = \int dx \left(\frac{1}{2m}\bar{\tau}_x \tau_x + \gamma|\tau|^4 \right).$$

Скобка Пуассона
$$\{\tau(x), \bar{\tau}(y)\} = i\,\delta(x-y).$$

Черта означает комплексное сопряжение. Вещественный параметр γ, входящий в (I), – константа связи.

Для построения статистической механики модели НШ удобно перейти к фурье-представлению соответствующих величин:

$$\tau(x,t) = \frac{1}{L^{1/2}}\sum_k e^{ikx}\tau_k(t);$$

$$k = \frac{2\pi}{L}n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots .$$

Гамильтониан нашей модели принимает вид

$$H=\sum_k \frac{k^2}{2m}\bar{\tau}_k\tau_k+\frac{\gamma}{L}\sum_{k,p,q}\bar{\tau}_k\bar{\tau}_p\tau_q\tau_{k+p-q}\,, \tag{2}$$

а скобка Пуассона двух произвольных функций от фурье-компонент $\{\bar{\tau}_k,\tau_k\}$

$$\{S,R\}=-i\sum_k\left(\frac{\partial S}{\partial\tau_k}\frac{\partial R}{\partial\bar{\tau}_k}-\frac{\partial R}{\partial\tau_k}\frac{\partial S}{\partial\bar{\tau}_k}\right).$$

Инвариантной мерой в силу гамильтоновости нашей системы является стандартная мера Лебега $d\mu=\prod_k d\bar{\tau}_k\, d\tau_k$.

Основой статистического описания является уравнение Лиувилля для функции распределения $\rho(t;\ldots,\tau_k,\bar{\tau}_k,\ldots)\equiv\rho(t;(\tau_k,\bar{\tau}_k))$ в пространстве канонических фурье-переменных $(\tau_k,\bar{\tau}_k)$:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=\hat{\mathcal{L}}\rho\equiv\{H,\rho\}\,. \tag{3}$$

Оператор Лиувилля $\hat{\mathcal{L}}$, определяемый уравнением (3), в случае модели (2) имеет вид

$$\hat{\mathcal{L}}=\sum_k\left(\hat{\mathcal{L}}_k^{(0)}+\hat{\mathcal{L}}_k^{(1)}\right),$$

$$\hat{\mathcal{L}}_k^{(0)}=\frac{i\,k^2}{2m}\left(\tau_k\frac{\partial}{\partial\tau_k}-\bar{\tau}_k\frac{\partial}{\partial\bar{\tau}_k}\right),$$

$$\hat{\mathcal{L}}_k^{(1)}=\frac{2i\gamma}{L}\sum_{p,q}\left(\tau_p\tau_q\bar{\tau}_{p+q-k}\frac{\partial}{\partial\tau_k}-c.c.\right).$$

Функция распределения удовлетворяет условию нормировки

$$\int\rho(t;(\tau_k,\bar{\tau}_k))\prod_k d\tau_k\, d\bar{\tau}_k=1.$$

Кроме того, мы будем считать, что $\rho(t;(\tau_k,\bar{\tau}_k))\sim\mathcal{O}(|\tau_k|^{-4})$ при $|\tau_k|\to\infty,\ \forall k$.

Как это принято в статистической механике, введем " S-частотные" функции распределения $f_s(t;\tau_{k_1},\bar{\tau}_{k_1};\ldots;\tau_{k_s},\bar{\tau}_{k_s})\equiv$

$$\equiv f_s(t;k_1,\ldots,k_s)=\int\rho(t;(\tau_k,\bar{\tau}_k))\prod_{k\neq k_1,\ldots,k_s}d\tau_k\, d\bar{\tau}_k;\quad s=1,2,\ldots \tag{4}$$

Получим цепочку уравнений для f_s - теоретико-полевой аналог цепочки ББГКИ. Пользуясь уравнением Лиувилля (3) и определением (4), имеем

$$\frac{\partial f_s}{\partial t}=\int\prod_{k\neq k_1,\ldots,k_s}d\tau_k\, d\bar{\tau}_k\left[\sum_n\hat{\mathcal{L}}_n^{(0)}+\hat{\mathcal{L}}_n^{(1)}\right]\rho\,. \tag{5}$$

Интегрируя по частям отдельные слагаемые в правой части (5) и учитывая граничные условия для ρ , после несложных, но громоздких вычислений получим окончательно следующую иерархию уравнений для S -частотных функций распределения:

$$\begin{aligned}\frac{\partial f_s}{\partial t}(t;k_1,\ldots,k_s)={}&\sum_{i=1}^{s}\hat{\mathcal{L}}_{k_i}^{(0)}f_s+\frac{2i\gamma}{L}\Bigg\{\sum_{i=1}^{s}\left(\tau_{k_i}^2\tau_{k_i}\frac{\partial}{\partial\tau_{k_i}}-\right.\\&\left.-c.c.\right)f_s+2\sum_{i=1}^{s}\left(\tau_{k_i}\frac{\partial}{\partial\tau_{k_i}}-c.c.\right)\sum_{p\neq(k_j)}\int d\tau_p\, d\bar{\tau}_p\,|\tau_p|^2\times\\&\times f_{s+1}(t;k_1,\ldots,k_s,p)+\Bigg(\sum_{i=1}^{s}\frac{\partial}{\partial\tau_{k_i}}\sum_{\substack{p\neq(k_i),\\ q\neq(k_i),\\ p+q-(k_j)=(k_i)}}\bar{\tau}_{p+q-k_i}\times\\&\times\int d\tau_p\, d\bar{\tau}_p\, d\tau_q\, d\bar{\tau}_q\,\tau_p\tau_q-c.c.\Bigg)f_{s+2}(t;k_1,\ldots,k_s,p,q)+\\&+\Bigg(\sum_{i=1}^{s}\frac{\partial}{\partial\tau_{k_i}}\sum_{\substack{p\neq(k_j)\\ q\neq(k_j)\\ p+q\neq(k_i-k_j)}}\int d\tau_p\, d\bar{\tau}_p\, d\tau_q\, d\bar{\tau}_q\, d\tau_{p+q-k_i}\, d\bar{\tau}_{p+q-k_i}\times\\&\times\tau_p\tau_q\bar{\tau}_{p+q-k_i}-c.c.\Bigg)f_{s+3}(t;k_1,\ldots,k_s,p,q,p+q-k_i)\Bigg\}\,.\end{aligned} \tag{6}$$

Кинетическое уравнение первого по γ приближения следует из цепочки (6) после применения стандартных методов теории Боголюбова /I/:

$$
\frac{\partial f_1(t;\tau_k,\bar\tau_k)}{\partial t}=\frac{i}{2m}k^2\left(\tau_k\frac{\partial f_1}{\partial\tau_k}-\bar\tau_k\frac{\partial f_1}{\partial\bar\tau_k}\right)+
$$

$$
+\frac{2i\gamma}{L}\left\{\left(\tau_k^2\bar\tau_k\frac{\partial f_1}{\partial\tau_k}-\bar\tau_k^2\tau_k\frac{\partial f_1}{\partial\bar\tau_k}\right)+2\left(\tau_k\frac{\partial f_1}{\partial\tau_k}-\bar\tau_k\frac{\partial f_1}{\partial\bar\tau_k}\right)\times\right.
$$

$$
\times\sum_{p\neq k}\int d\tau_p d\bar\tau_p|\tau_p|^2 f_1(t;p)+\Big(\bar\tau_k\frac{\partial f_1}{\partial\tau_k}\sum_{\substack{p\neq k,\\ q\neq k,\\ p+q=2k}}\int d\tau_p d\bar\tau_p d\tau_q d\bar\tau_q\times
$$

$$
\times\tau_p\tau_q f_1(t;p)f_1(t;q)-c.c.\Big)+\Big(\frac{\partial f_1}{\partial\tau_k}\sum_{\substack{p\neq k,\\ q\neq k,\\ p+q\neq 2k}}\int d\tau_p d\bar\tau_p d\tau_q d\bar\tau_q\times
$$

$$
\left.\times d\tau_{p+q-k}d\bar\tau_{p+q-k}\,\tau_p\tau_q\bar\tau_{p+q-k}f_1(t;p)f_1(t;q)f_1(t;p+q-k)-c.c.\Big)\right\}.
$$

Полученное кинетическое уравнение является основой для исследования неравновесных свойств рассматриваемой модели исходя из основных принципов статистического описания.

2. Рассмотрим систему с гамильтонианом

$$
H[u]=\int\left[\frac{\alpha}{2}u_x^2+F(u)\right]dx, \qquad (7)
$$

где $F(u)$ - некоторая функция, зависящая только от u, но не от ее производных. Системы (7) **назовем моделями типа моделей** Гинзбурга-Ландау. В контексте метода обратной задачи модели (7) называют обобщенными моделями КдВ (одномерный случай). Если считать $\alpha=0$, то есть кинетический член в гамильтониане отсутствует, то данная система является примером одномерной модели гидродинамического типа, введенной Дубровиным и Новиковым /3/.

При исследовании равновесных свойств классических и квантовых систем статистической механики полезен подход, основанный на неравенствах для корреляционных средних и функций Грина. В случае классических теоретико-полевых моделей естественно определить функции Грина и равновесные средние от динамических переменных $S(u_k(t))$, $R(u_k(t))$ следующими соотношениями:

$$
G_r(t,t')=\theta(t-t')<\{S(t),R(t')\}>,
$$

$$
G_a(t,t')=-\theta(t'-t)<\{S(t),R(t')\}>,
$$

$$
<\ldots>\equiv Z^{-1}\int\prod_k du_k\ldots e^{-\beta H(\{u_k\})},
$$

$Z\equiv\int\prod_k du_k\, e^{-\beta H(\{u_k\})}$ - статистическая сумма модели с гамильтонианом H. Мы работаем в фурье-пространстве динамических переменных нашей системы.

Рассмотрим пример системы (7) при $\alpha=1$, $F(u)=au^2+cu^4$, $c>0$. Переходя к фурье-переменным, получим следующее выражение для гамильтониана:

$$
H=\sum_k\left(\frac{k^2}{2}+a\right)u_k u_{-k}+\frac{c}{L}\sum_{p,q,k}u_p u_q u_{-p-k}u_{-q+k}, \qquad (8)
$$

с условием действительности $\bar u_p=u_{-p}$. Для равновесных средних с гамильтонианом (8) выполняются следующие правила отбора:

$$
<u_{p_1}u_{p_2}\ldots u_{p_n}>=0 \quad \text{при } p_1+p_2+\ldots+p_n\neq 0,
$$

$$
<u_{p_1}u_{p_2}\ldots u_{p_n}>=0 \quad \text{при } n \text{ нечетном.}
$$

Таким образом, простейшей нетривиальной корреляционной функцией модели будет парное среднее $<u_k u_{-k}>$. Получим оценку снизу для этой величины. Воспользуемся неравенством Боголюбова /4/, которое может быть легко обобщено на наш теоретико-полевой случай:

$$
<u_k u_{-k}>\geq\beta^{-1}\frac{|<\{Q,u_{-k}\}>|^2}{<\{Q,\{\bar Q,H\}\}>}, \qquad (9)
$$

Q - произвольная динамическая переменная. В качестве нее в (9) удобно выбрать квазиинтеграл движения. Поскольку $\{H,u_0\}=0$, то мы возьмем $Q=u_k$ в (9). Отметим, что в соответствии с

(9) существенное значение при данном подходе приобретает пуассоновская структура модели. Определим ее с помощью скобки Гарднера, которая для двух произвольных функций S и R в пространстве фурье-переменных имеет вид

$$\{S, R\} = i \sum_k k \frac{\partial S}{\partial u_k} \frac{\partial R}{\partial u_{-k}} . \tag{10}$$

Согласно (10) $\{u_k, u_{-k}\} = ik$ и мы имеем

$$< u_k u_{-k} > \geq \frac{\beta^{-1}}{k^2 + 2a + 12c\mathcal{J}} , \tag{11}$$

где $\mathcal{J} = L^{-1} \sum_k < u_k u_{-k} >$ - средний полный импульс модели (интеграл движения), β - обратная температура. Заметим, что при $c = 0$ задача допускает точное решение и неравенство (11) превращается в точное равенство. Из (11) можно получить оценку снизу для среднего импульса системы при $L \to \infty$, $a \to 0$ (случай $a \to 0$ отвечает в теории Ландау фазовых переходов второго рода /5/ области вблизи точки фазового перехода) :

$$\mathcal{J} \geq (48 c \beta^2)^{-1/3} .$$

3. Важную роль в термодинамике имеют гидродинамические уравнения, то есть уравнения для средних плотностей сохраняющихся величин. В случае теоретико-полевых систем эти уравнения отличаются большим разнообразием по сравнению со случаем стандартной конечномерной гамильтоновой механики /6/.

Рассмотрим гидродинамику модели НШ. Определим гидродинамические переменные:

плотность числа частиц $\rho(x,t) = < \tau \bar{\tau} >$,

плотность импульса $j(x,t) = m\rho v = \frac{i}{2} < \tau \bar{\tau}_x - \bar{\tau} \tau_x >$,

плотность энергии $h(x,t) = \frac{1}{2m} < \tau_x \bar{\tau}_x > + \gamma < \tau^2 \bar{\tau}^2 >$.

Средние $< \ldots >$ берутся с помощью соответствующих S-частотных функций распределения, являющихся решением цепочки (6) или какого-либо приближенного кинетического уравнения. Из определения гидродинамических переменных и уравнений движения нашей модели вытекают следующие точные соотношения:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0,$$

$$\frac{\partial (m\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left[m^{-1} < \tau_x \bar{\tau}_x > + \gamma < |\tau|^4 > - (4m)^{-1} \rho_{xx} \right] = 0,$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + i \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{4m^2} < \tau_x \bar{\tau}_{xx} - \bar{\tau}_x \tau_{xx} > + \gamma m^{-1} < \tau^2 \bar{\tau} \bar{\tau}_x - \bar{\tau}^2 \tau \tau_x > \right] = 0.$$

Для получения из этих соотношений уравнений гидродинамики надо учесть малость пространственных и временных градиентов гидродинамических функций. Следуя стандартным методам Боголюбова /6/ и вводя малый параметр μ ($x = \mu \xi$, $t = \mu \tau$), имеем в первом порядке по μ

$$\rho(x,t) = \tilde{\rho}(\xi, \tau), \; m\rho v = m \tilde{\rho} \tilde{v}(\xi, \tau), \; h(x,t) = \tilde{h}(\xi, \tau);$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi}(\tilde{\rho}\tilde{v}) = 0, \quad \frac{\partial \tilde{j}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi}\left[m^{-1} < \tau_x \bar{\tau}_x >_{\rho,\theta,v} + \gamma < |\tau|^4 >_{\rho,\theta,v} \right] = 0,$$

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi}\left[< \frac{i}{4m^2}(\tau_x \bar{\tau}_{xx} - \bar{\tau}_x \tau_{xx}) + \frac{i\gamma}{m}(\tau^2 \bar{\tau} \bar{\tau}_x - \bar{\tau}^2 \tau \tau_x) >_{\rho,\theta,v} \right] = 0,$$

где $< \ldots >_{\rho,\theta,v}$ - квазиравновесные средние (θ - локальная температура). Совершая градиентное преобразование $\tau \to \tau \exp(imvx)$, можно выразить $< \ldots >_{\rho,\theta,v}$ через $< \ldots >_{\rho,\theta,0} \equiv < \ldots >_0$. Например,

$$< \tau_x \bar{\tau}_x >_{\rho,\theta,v} = < \tau_x \bar{\tau}_x >_0 + m^2 v^2 \rho .$$

Тогда окончательно будем иметь в первом приближении по μ (случай идеальной жидкости) следующие уравнения гидродинамики модели НШ:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0,$$

$$\frac{\partial (m\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(m\rho v^2 + P \right) = 0, \tag{12}$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left[v\left(h + \frac{m\rho v^2}{2} + P \right) \right] = 0 .$$

В (I2) входит давление P нашей модели, имеющее вид

$$P = m^{-1} \langle \tau_x \bar{\tau}_x \rangle_0 + \gamma \langle \tau^2 \bar{\tau}^2 \rangle_0 .$$

Рассмотрим систему типа модели Гинзбурга-Ландау с $F(u)=u^3$ (модель КдВ). Основой гидродинамических уравнений могут служить точные законы сохранения

$$\frac{\partial Q_j}{\partial t} + \frac{\partial P_j}{\partial x} = 0, \quad j = 1,2,3,\dots \tag{I3}$$

Введем с помощью соответствующего усреднения гидродинамические переменные

$$\rho(x,t) = \langle u(x,t) \rangle, \; j(x,t) = \frac{1}{2}\langle u^2(x,t) \rangle, \; h(x,t) = \langle \frac{\alpha u_x^2}{2} + u^3 \rangle, \; \dots .$$

Определенные величины являются усредненными плотностями $\langle Q_j \rangle$, входящими в законы сохранения (I3). Величины ρ, j и h имеют смысл средней скорости, импульса и энергии соответственно. Следующие средние плотности законов сохранения не имеют стандартного гидродинамического смысла. Они связаны со спецификой одномерного КдВ как вполне интегрируемой системы и разрушаются при помещении системы в произвольный термостат. В соответствии с этим мы имеем следующие точные "квазигидродинамические" уравнения:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\alpha \rho_{xx} - 6j\right] = 0,\\
&\frac{\partial j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\alpha j_{xx} - (h + P)\right] = 0,\\
&\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\alpha h_{xx} - (q_1 + P_1)\right] = 0,\\
&\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\\
&\frac{\partial q_n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\alpha q_{n\,xx} - (q_{n+1} + P_{n+1})\right] = 0,\\
&\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots
\end{aligned} \tag{I4}$$

где q_n (n=I,2,...) – высшие средние плотности законов сохранения, P_n – высшие "обобщенные давления", являющиеся полиномами того же вида, что и q_n. $P = \langle \alpha u_x^2 + u^3 \rangle$ – стандартное термодинамическое давление модели. Из (I4), пренебрегая производными $\rho_{xx}, j_{xx}, h_{xx}, \dots$, получаем гидродинамические уравнения

первого приближения по пространственным градиентам. Модель КдВ обладает особенностью, связанной с наличием серии скобок Пуассона и соответствующих гамильтонианов, приводящих к одному и тому же эволюционному уравнению. В отличие от уравнения НШ, кроме того, уравнения гидродинамики (I4) являются зацепляющимися. Оба этих факта указывают на нетривиальность построения статистической суммы модели и вычисления соответствующих равновесных средних.

Уравнения (I4) допускают некоторые простые редукции. Для стационарных решений КдВ $u(x,t) = u(x - \lambda t)$ имеем

$$\langle u^2 \rangle = -\frac{\lambda}{3}\langle u \rangle, \quad P = \frac{\lambda^2}{9}\rho - \frac{1}{3}\langle u^3 \rangle .$$

В первом порядке по взаимодействию можно считать, что

$$\langle u^3 \rangle = \delta \langle u^2 \rangle \langle u \rangle,$$

и мы получаем следующее "уравнение состояния" ван-дер-ваальсовского типа:

$$P = \delta \rho \left(\theta + \frac{\lambda}{9}\rho\right), \qquad \text{где} \quad \theta = \frac{\lambda^2}{9}.$$

В случае автомодельных решений КдВ вида $u(x,t) = t^{-2/3}\varphi(x t^{-1/3})$ редукция уравнений гидродинамики приводит к следующему соотношению:

$$9\langle \varphi^2 \rangle = -\int \langle \varphi \rangle d\xi - \langle \varphi \rangle \xi, \quad \xi = x t^{-1/3}.$$

Отметим также, что инвариантность КдВ относительно преобразований Галилея

$$u(x,t) \to u'(x,t) = u(x - vt, t) - \frac{v}{6}, \; v = const \tag{I5}$$

дает возможность выразить квазиравновесные средние, характеризующиеся величинами $\rho, j, h, \dots,$ через средние при $v=0$:

$$\langle u(x,t) \rangle_v = \langle u(x,t) \rangle_0 + \frac{v}{6},$$

$$\langle u^2(x,t) \rangle_v = \langle u^2(x,t) \rangle_0 + \frac{v}{3}\langle u(x,t) \rangle_0 + \frac{v^2}{36}, \; \dots .$$

Приняв во внимание преобразование (I5), можно получить следующие обобщенные гидродинамические уравнения:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} - v\frac{\partial \rho'}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha \rho'_{xx} - 6 j'\right) = 0,$$

$$\frac{\partial j'}{\partial t} + v\frac{\partial j'}{\partial x} + \frac{v^2}{6}\frac{\partial \rho'}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\alpha j'_{xx} - (h' + P')\right] = 0,$$

. . . .

Их стационарное решение имеет вид

$$j'_0 = -\frac{v}{6}\rho'_0 + const, \quad (h' + P')_0 = const, \ldots$$

Здесь

$$\rho'(x,t) = \rho(x - vt, t) - \frac{v}{6},$$

$$j'(x,t) = j(x - vt, t) - \frac{v}{3}\rho(x - vt, t) + \frac{v^2}{36},$$

$$h'(x,t) + P'(x,t) = h(x - vt, t) + P(x - vt, t) - 2v j(x - vt, t) + \frac{v^2}{6}\rho(x - vt, t) - \frac{v^3}{108}.$$

. . . .

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. М.-Л.: ГИТТЛ, 1946, с.146.
2. Захаров В.Е., Манаков В.С., Новиков С.П., Питаевский Л.П. Теория солитонов: Метод обратной задачи. М.: Наука, 1980, с.320.
3. Дубровин Б.А., Новиков С.П. Гамильтонов формализм одномерных систем гидродинамического типа и метод усреднения Боголюбова-Уизема. - ДАН СССР, т.270, №4 (1983), 781.
4. Боголюбов Н.Н.(мл.), Садовников Б.И. Некоторые вопросы статистической механики. М.: Высшая школа, 1975, с.352.
5. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1975, с.256.
6. Боголюбов Н.Н. Уравнения гидродинамики в статистической механике. Сборник трудов Института математики АН УССР, т.10 (1948), 41.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 мая 1988 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Санкович Д.П. Р17-88-349

О некоторых стохастических свойствах бесконечномерных гамильтоновых систем классической механики

Рассмотрены некоторые простейшие системы классической одномерной теории поля. Для нелинейной модели Шредингера получены кинетические и гидродинамические уравнения. Для одномерных систем типа систем Гинзбурга — Ландау с помощью неравенства Боголюбова получена оценка снизу для парного коррелятора и среднего полного импульса. В случае кубической нелинейности (модель КдВ) сделана попытка гидродинамической интерпретации законов сохранения и возникающих в модели редукций.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Sankovich D.P. P17-88-349

On Some Stochastic Properties of the Infinitely Dimensional Hamiltonian Systems of Classical Mechanics

Some simplest systems of the classical one-dimensional field theory is considered. For the nonlinear Schrödinger model the kinetic and hydrodynamic equations are obtained. For the one-dimensional Ginzburg — Landau type system by Bogolubov inequality the lower bound for the pair correlation function and average total momentum is obtained. In case of the cubic non-linearity (KdV-model) we attempt to do a hydrodynamic interpretation of the conservation laws and reductions arised in the model.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988