

Стаття надійшла до редколегії 12.10.91

УДК 517.9

М.М.Притула, В.Г.Самойленко, У.С.Суяров

ГАМИЛЬТОНОВА СТРУКТУРА РІВНЯННЯ ТИПУ
БОЛЬЦМАНА-ВЛАСОВА В ПРОСТОРІ БІНАРНИХ ФУНКЦІЙ РОЗПОДІЛУ

1. Нехай $M \simeq T^*\mathbb{R} \oplus T^*\mathbb{R}^2$ - двочастинковий фазовий простір симетричних функцій розподілу Боголюбова / 1,2 / динамічної системи багатьох однакових частинок на осі $\mathbb{R}$. Відповідну дужку Пуассона на M задамо згідно результату роботи / 3 / наступною формулою:

$$\{h, g\} = \left(\frac{\partial h_1}{\partial p} \frac{\partial g_1}{\partial x} - \frac{\partial g_1}{\partial p} \frac{\partial h_1}{\partial x} + 2 \left(\frac{\partial h_1}{\partial p_1} \frac{\partial g_2}{\partial x_1} - \frac{\partial g_2}{\partial p_1} \frac{\partial h_1}{\partial x_1} \right) + \right. \\ \left. + 2 \left(\frac{\partial h_2}{\partial p_1} \frac{\partial g_1}{\partial x_1} - \frac{\partial g_1}{\partial p_1} \frac{\partial h_2}{\partial x_1} \right) + \sum_{j=2}^{\infty} \left(\frac{\partial h_2}{\partial p_j} \frac{\partial g_2}{\partial x_j} - \frac{\partial g_2}{\partial p_j} \frac{\partial h_2}{\partial x_j} \right) \right), \quad /1/$$

де симетричні вектор-функції динамічних змінних $h = (h_1(x, p), h_2(x_1, p_1; x_2, p_2))^T$, $g = (g_1(x, p), g_2(x_1, p_1; x_2, p_2))^T \in D(M; \mathbb{R}^2)$; $(x_j, p_j) \in \mathbb{R}^2$, $j = \overline{1, 2}$ - відповідно координата і імпульс частинки на осі $\mathbb{R}$. Очевидно, що множина вектор-функцій $D(M; \mathbb{R}^2)$ утворює відносно дужки /1/ алгебру Лі $\mathcal{G}$ над полем $\mathbb{R}$. Нехай $\mathcal{G}^*$ - відповідний спряжений до алгебри Лі $\mathcal{G}$ лінійний простір функціоналів. Тоді по відношенні додатково введеної структури скалярного добутку $(\cdot, \cdot)$ на $\mathcal{G}$ можна згідно теореми Ріса ототожнити $\mathcal{G}^* \cong \mathcal{G}$, причому вважаємо, що скалярний добуток на $\mathcal{G}$ симетричний, не вироджений та інваріантний відносно /1/, тобто для всіх $f, g, h \in D(M; \mathbb{R}^2)$ справедливо

$$(f, g) = (g, f) = \int_{\mathbb{R}} dx \int_{\mathbb{R}} dp f_1(x, p) g_1(x, p) + \int_{\mathbb{R}} dx \int_{\mathbb{R}} dp f_2(x, p) g_2(x, p), \quad /2/ \\ (f, \{g, h\}) = (\{f, g\}, h).$$

Якщо $\chi \in D(Q^*)$ - деякий гладкий по Фреше функціонал на Q^* /не обов'язково лінійний/, то однозначно визначено відображення $\text{grad}: D(Q^*) \rightarrow Q$ за допомогою наступної формули:

$$(\text{grad} \chi(f), g) = \left. \frac{d}{d\epsilon} \right|_{\epsilon=0} \chi(f + \epsilon g), \quad /3/$$

де елементи $f, g \in Q \simeq Q$ - довільні. В силу своєї побудови, очевидно, $\text{grad} \chi(f) \in Q$ - звичайна варіаційна похідна Ейлера функціонала $\chi \in D(Q^*)$, вирахована в точці $f \in Q^*$. Надалі для зручності будемо користуватись також позначенням

$$\text{grad} \chi(f) = \nabla \chi(f).$$

Визначимо тепер канонічну гамільтонову структуру Лі-Пуассона /3-5/ $\{\{\cdot, \cdot\}\}$ на многовиді $Q^* \simeq Q$ згідно стандартної формули:

$$\{\{\chi, \mu\}\} = (f, \{\nabla \chi(f), \nabla \mu(f)\}) \quad /4/$$

для будь-яких $\chi, \mu \in D(Q^*)$. Зміст формули /4/ прояснюється, якщо розглянути коприсяднану дію алгебри Лі Q на просторі $Q^* \simeq Q$ у вигляді:

$$df/dt = \text{ad}_{\nabla \chi(f)}^* f; \quad /5/$$

$t \in \mathbb{R}$ - еволюційний параметр, $\nabla \chi(f) \in Q$ і $f \in Q^*$ - довільний елемент. Вираз /5/, очевидно, задає на Q^* векторне поле, яке в силу інваріантності скалярного добутку в /2/, еквівалентне наступному комутаторному представленню:

$$df/dt = \{\{f, \nabla \chi(f)\}\}, \quad f \in Q^* \quad /6/$$

Останнє ж рівняння /6/ згідно формули /4/ еквівалентне стандартному гамільтоновому виразу:

$$df/dt = \{\{\chi, f\}\}, \quad f \in Q^*, \quad /7/$$

де функціонал $\chi \in D(Q^*)$ - відповідна функція Гамільтона. Таким чином, якщо вектор-функція $f = (f_1, f_2) \in D(M; \mathbb{R}^2)$ проінтерпретована нами як вектор одно- і двочастинкової статистичних функцій розподілу Боголюбова вихідної багаточастинкової динамічної

системи з гамільтоніаном $H = \gamma \in D(Q_j^*)$, то динамічна система /7/ одне відповідну їх еволюцію в часі при умові, що процедура статистичного її опису фіксує відсутність n -частинкових кореляцій динаміки частинок при $n = 3$. Цим самим, при заданні вихідним гамільтоніані $H \in D(Q_j^*)$ динамічна система /7/ має зміст узагальнених рівнянь Больцмана-Власова в просторі незалежних унарних і бінарних функцій розподілу $f \in D(M; \mathbb{R}^2)$. Зокрема, якщо вибрати /5/

$$H = \frac{1}{2} \int_{\mathbb{R}} p^2 dp \int_{\mathbb{R}} dx f_1(x, p) + \frac{1}{2} \int_{\mathbb{R}} dx \int_{\mathbb{R}} dx + \\ + \int_{\mathbb{R}} dp_1 \int_{\mathbb{R}} dp_2 f_2(x_1, p_1; x_2, p_2) V(x_1 - x_2; p_1, p_2), \quad /8/$$

то отримаємо з /7/ узагальнені рівняння Больцмана-Власова на вектор $f \in Q_j^*$

$$\frac{df_1}{dt} = - \left\{ \frac{p^2}{2}, f_1 \right\}^{(1)} - \int_{\mathbb{R}} dx_2 \int_{\mathbb{R}} dp_2 \{V, f_2\}^{(1)}, \\ \frac{df_2}{dt} = - \left\{ \frac{p_1^2}{2} + \frac{p_2^2}{2}, f_2 \right\}^{(2)} - \{V, f_2\}^{(2)} - \\ - \int_{\mathbb{R}} dx_3 \int_{\mathbb{R}} dp_3 \{f_3((x_1, p_1), (x_2, p_2), (x_3, p_3)), V(x_1 - x_3; p_1, p_3) + V(x_2 - x_3; p_2, p_3)\}^{(3)}; \\ \text{де } f_3(z_1, z_2, z_3) = f_1(z_1) f_1(z_2) f_1(z_3) + f_2(z_1) g_2(z_2, z_3) + f_1(z_2) g_2(z_1, z_3) + \\ + f_1(z_3) g_2(z_1, z_2), \quad g_2(z_i, z_j) = f_2(z_i, z_j) - f_1(z_i) f_1(z_j),$$

$$z_j = (x_j, p_j)^T \in M, \quad i, j = \overline{1, 3},$$

а $\{ \cdot, \cdot \}^{(j)}$, $j = \overline{1, 3}$ - відповідна канонічна дужка Пуассона на фазовім просторі $T^* \mathbb{R}^j$, $j = \overline{1, 2}$. Система рівнянь /9/ замкнена і становить зручний об'єкт для дослідження кінетичних явищ у вихідній динамічній багаточастинковій системі, зокрема, для побудови нових рівнянь гідродинаміки, що є актуальною задачею теорії динамічних систем і її застосувань.

І. Ахнезер А.И., Пелетинский С.В. Методы статистической физики. М., 1977. 2. Боголюбов Н.Н., Боголюбов Н.Н. Введение в квантовую статистическую механику. М., 1964. 3. Боголюбов Н.Н., Прикарпатский А.К. Квантовый метод производящих функционалов Боголюбова // Физика элементарных частиц и атомные ядра. Т.17. М4. С.799-827. 4. Боголюбов Н.Н., Прикарпатский А.К., Самойленко В.Г. Гамильтонова структура гидродинамических уравнений

типа Бенни и ассоциированных с ними уравнений Больцмана-Власова на оси. К., 1991. 43 с. /Препринт /АН Украины. Ин-т математики; № 25/. 5. Прикарпатский А.К., Микитюк И.В. Алгебраические аспекты интегрируемости нелинейных динамических систем на многообразиях. К., 1991.

Стаття надійшла до редколегії 20.02.91

УДК 519.21

І.Д.Квіт

СПОДІВАНІ ТА ДОВІРЧІ ІНТЕРВАЛИ

Нехай абсолютно неперервна випадкова змінна ξ має функцію розподілу ймовірностей $F(x) = P\{\xi \leq x\}$, $-\infty < x < \infty$. Тоді

$$P\{a_L < \xi \leq a_U\} = F(a_U) - F(a_L), P\{\xi \leq a_U\} = F(a_U), P\{\xi > a_L\} = 1 - F(a_L), /1/$$

де a_L - нижня, a_U - верхня межі відповідної пропорції популяції ξ . Три числа /1/ стали та відповідно виражають шанси того, що змінна ξ потрапить на двосторонній інтервал $(a_L, a_U]$, на односторонній нижній інтервал $(-\infty, a_U]$ та на односторонній верхній інтервал (a_L, ∞) .

Нехай $x_1, \dots, x_n$ вибірка незалежних спостережень над популяцією ξ , керуваною розподілом $F(x)$, залежним від невідомих параметрів. Тоді межі $a_L = a_L(x_1, \dots, x_n)$ та $a_U = a_U(x_1, \dots, x_n)$, а також інтервали $(a_L, a_U]$, $(-\infty, a_U]$, (a_L, ∞) - випадкові, і, значить, вирази /1/ - випадкові змінні, що набувають значення між нулем і одиницею. Для випадкових змінних /1/ можна розглядати точкові або інтервальні оцінки.

І. Зручною точковою оцінкою випадкових змінних /1/ є сподівання

$$E[F(a_U) - F(a_L)], E[F(a_U)], E[1 - F(a_L)].$$

/2/

Числа /2/ містяться між 0 та 1. Якщо, наприклад,

$$E[F(a_U) - F(a_L)] = \beta, \quad 0 < \beta < 1,$$

/3/

то двосторонній β -сподіваний інтервал $(a_L, a_U]$ в середньому накриває пропорцію β популяції ξ . Аналогічно отримуємо

© Квіт І.Д., 1992