обусловливающие эти полосы, аналогичны. Известно, что Zn является эффективным центром безызлучательной оже-рекомбинации и уменьшает время жизни неравновесных носителей [5]. Поэтому приблизительное совпадение $W_{\text{крит}}$ для этих полос дает основание предположить, что акцептор Zn, будучи источником добавочных свободных дырок, дополнительно стабилизирует дырочную плазму. Более низкоэнергетичное положение полосы *HP* также свидетельствует в пользу этого предположения.

Таким образом, в работе показано, что в исследованном диапазоне концентраций азота полоса *HP* обусловлена рекомбинацией в дырочной плазме. Показано также, что спектральное положение и характер поведения полос U^* и *HP* в зависимости от уровня возбуждения и температуры согласуются с предложенными для их объяснения механизмами рекомбинации экситонов, связанных на комплексах NN_i—Zn^0, и рекомбинации в дырочной плазме. Вопрос об идентификации механизмов рекомбинации в GaP:N, Zn при малых уровнях возбуждения и $T \geqslant 200$ K требует дальнейших исследований.

Авторы глубоко благодарны А. Э. Юновичу за предложенную тему, Э. Ю. Бариновой и М. В. Чукичеву за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Pokrovskii Ya. Condensation of non-equilibrium charge carriers in semiconductors.— Phys. St. Sol. (a), 1972, **11**, N 2, p. 385—410. [2] Hulin D., Combescot M., Bontemps N., Mysyrowicz A. Electron-hole liquid in GaP.— Phys. Lett., 1977, **61A**, N 5, p. 349—351. [3] Schwabe R., Thuselt F., Bindemann R., Seifert W., Jacobs K. Radiative recombination from electron-hole drops in N-doped GaP.— Phys. Lett., 1977, **64A**, N 2, p. 226—229. [4] Combescot M., Benoit à la Guillaume C. Two critical points for an electron-hole system.— Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, N 3, p. 182—185. [5] Yunovich A. E. Strahlende Rekombination und optische Eigenschaften von GaP. — Fortschritte der Physik, 1975, **23**, N 6, p. 317—396. [6] Pyshkin S. L., Zifudin L. Z. — J. Lumin., 1974, **9**, p. 302. [7] Street R. A., Wiesner P. J. Optical investigation of the undulation spectrum of GaP:N:Zn. — Phys. Rev. B, 1976, **14**, N 2, p. 632—643.

Поступила в редакцию
10.03.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1981, Т. 22, № 6

УДК 530.18;534.222.2

КАНОНИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПРИ ОПИСАНИИ ВОЛНОВЫХ ДВИЖЕНИЙ В СРЕДАХ СО СВОБОДНЫМИ ГРАНИЦАМИ

В. И. Павлов, Ю. Слабейциус (ЧССР)

(кафедра акустики)

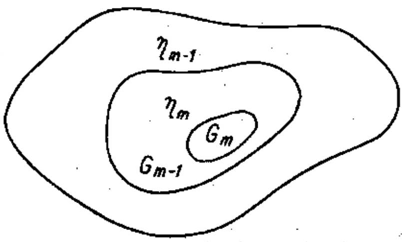
Многие прикладные задачи физики, не говоря уже о проблемах, связанных с взаимодействием океана и атмосферы, требуют рассмотрения систем гидродинамического типа, ограниченных подвижными поверхностями. Имея в виду использование гамильтоновских методов [1, 2] для исследования волновых процессов в таких средах, сформулируем один из возможных подходов, позволяющих включить системы со свободными границами в рамки подобного описания. Цель настоящего сообщения — обобщить положения, сформулированные в [3] и развитые затем в [4, 5].

Если среда допускает разбиение на области G_m с резкими границами η_m (рисунок), внутри которых свойства среды меняются достаточно гладко, то удобно ввести в рассмотрение обобщенную функцию $\Delta_m(\mathbf{x})$, определенную следующим образом: значение этой функции равно единице, если радиус-вектор $\mathbf{x}$ перечисляет частицы среды, принадлежащие указанной области G_m, и равно нулю в противоположном случае. При этом кинематическое условие на границе η_m области записывается следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta_m + (\mathbf{v}_m \cdot \nabla)\Delta_m = 0. \qquad (1)$$

Здесь $\mathbf{v}_m$ — гидродинамическая скорость в области G_m.

Удобно ввести величины $q_m = \rho_m\Delta_m$, где ρ_m — плотность среды в области G_m. Величина q_m удовлетворяет уравнению, которое автоматически учитывает как условие непрерывности для ρ_m, так и граничное кинематическое условие (1) для η_m. Тогда описание рассматриваемой многосвязной системы эквивалентно описанию многокомпонентной безграничной среды, причем плотность каждой компоненты есть q_m.



Предполагая, что рассматриваемая система допускает каноническое описание, выбираем в качестве канонической координаты величину q_m. Функцию, ей сопряженную, — канонический импульс — обозначим через p_m, причем p_m связана со скоростью $\mathbf{v}_m$ соотношением

$$\frac{\delta \mathbf{v}_m(\mathbf{x})}{\delta p_m(\mathbf{x}')} = \nabla\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}').$$

Индекс m отмечает здесь номер рассматриваемой области. В общем случае, который здесь мы не рассматриваем, не только плотность, но и другие параметры характеризуют состояние системы и могут играть роль канонических координат. Тогда для каждого фиксированного m число канонических координат увеличивается. Мы не имеем здесь возможности рассмотреть вопрос определения явного вида гамильтониана, что оказывается не всегда тривиальной задачей, как это может показаться на первый взгляд. Рассмотрим лишь возможность перехода к другим каноническим координатам Q_n и импульсам P_n. Например, в ряде случаев удобно взять в качестве Q_n форму поверхности η_n. Для этого чтобы совершить подобный переход, необходимо воспользоваться понятием производящего функционала, позволяющего найти новые канонические переменные, если известны старые [6]. Не останавливаясь подробно на этом вопросе, отметим лишь, что между старыми и новыми переменными существует соотношение

$$\delta V[q,\ Q] = \sum_m \int d\mathbf{x}\{P_m\delta Q_m - P_m\delta q_m\} - \{\mathscr{H}'[P,\ Q] - \mathscr{H}[p,\ q]\}\delta t. \qquad (2)$$

Здесь $\{P,\ Q\}$ — новые, а $\{p,\ q\}$ — старые канонические переменные, причем предполагается, что производящий функционал $V[q,\ Q]$ зависит от старых и новых координат (возможно, и от времени). Следует также иметь в виду, что в левой части (2) стоит полная дифференциальная форма, понимаемая в смысле [6].

Примем в качестве новой канонической координаты форму граничной поверхности: $Q_m = \eta_m$. Поскольку в этом случае величина η_m определяет поведение тех величин q_m и q_{m-1}, которые она разграничивает, т. е. функцией η_m является линейная комбинация $\alpha q_{m-1} + \beta q_m$, то удобно выразить производящий функционал не через $\{q, Q\}$, а через $\{p, Q\}$. Переписывая (2) в виде

$$\delta W[p, Q] = \delta \left\{ V[q(p), Q] + \int d\mathbf{x} \sum_m p_m q_m(Q) \right\} =$$

$$= \int d\mathbf{x} \sum_m \{P_m \delta Q_m + q_m \delta p_m\} - \{\mathscr{H}'[p, Q] - \mathscr{H}[p, q]\} \delta t, \qquad (3)$$

мы видим, что

$$q_m = \frac{\delta W}{\delta p_m}, \ P_m = \frac{\delta W}{\delta Q_m}, \ \mathscr{H}' = \mathscr{H} - \frac{\partial}{\partial t} W. \qquad (4)$$

Из выражений (3), (4) следует, что гамильтониан рассматриваемой системы, выраженный в новых переменных, совпадает со «старым» гамильтонианом, если производящий функционал от времени явно не зависит.

В некотором смысле производящий функционал может выбираться произвольно. Положим $V[q, Q] = 0$. Тогда сопряженный новой канонической координате η_m импульс P_m выражается следующим образом:

$$P_m = \frac{\delta}{\delta \eta_m} \sum_n \int d\mathbf{x} \cdot q_n p_n = \frac{\delta}{\delta \eta_m} \int d\mathbf{x} \{p_{m-1} q_{m-1} +$$

$$+ p_m q_m\} = \{\rho_m p_m - \rho_{m-1} p_{m-1}\}. \qquad (5)$$

Формула (5) естественным образом обобщает результаты, полученные после достаточно трудоемких вычислений для систем, содержащих плоские свободные границы [7—9]. Для однородных сред условие несжимаемости $\operatorname{div} \mathbf{v}_{m-1} = \Delta p_{m-1} = 0$ является краевой задачей для определения потенциала p_{m-1} как функционала от величин η_m, P_m и η_{m-1}, P_{m-1}. На важность этого момента для получения замкнутой формулировки задачи в рамках подхода обращалось должное внимание в работе [5]. Неоднородные среды были исследованы в работе [4]. Для описания сред гидродинамического типа со свободными границами в криволинейных координатах [3, 4] выражения (4), (5) играют важнейшую роль.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Захаров В. Е. Гамильтоновский формализм для волн в нелинейных средах с дисперсией.— Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1974, 17, № 4, с. 431—453. [2] Goncharov V. P., Krasil'nikov V. A., Pavlov V. I. Nonlinear acoustic waves in stratified media.— IX Int. Congress on Acoustics. Madrid, 4/9, VII,1977, N 36, p. 744. [3] Гончаров В. П., Красильников В. А., Павлов В. И. Исследование ангармонических эффектов в средах со свободными границами в рамках метода гамильтоновского формализма.— IX Всес. акуст. конф., 1977, М., Б1—3, с. 15. [4] Гончаров В. П. Исследование волновых взаимодействий в стратифицированных средах в рамках гамильтоновского формализма. Автореф. канд. дис., МГУ, 1977, 14 с. [5] Гончаров В. П. Волновые взаимодействия в системе океан — атмосфера в рамках метода гамильтоновского формализма.— Изв. АН СССР, Сер. Физ. атм. и океана, 1980, 16, № 5, с. 473—482. [6] Kodama Y. Theory of canonical transformations for nonlinear evolution equations.— Prog. Theor. Phys., 1977, 57, N 6, p. 1900—1916. [7] Захаров В. Е. Устойчивость периодических волн на поверхности глубокой жидкости.— Журн. прикл. мех. и техн. физ., 1968, № 2, с. 86—94. [8] Конторович В. М. Возможная роль внутренних волн в возникновении мелкомасштабной турбулентности в стратифицированном океане. — Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1976, 19, № 5—6, с. 872. [9] Петров В. В. К динамике нелинейных поверхностных волн в стратифицированном океане.— Изв. АН СССР. Сер. Физ. атм. и океана, 1979, 15, № 7, с. 740—749.

Поступила в редакцию
23.03.81