

соотношениям. Квантование вращат. нулевых мод скирмиона позволило удовлетворительно описать статистич. свойства куклона и первого возбуждённого нуклонного резонанса $\Delta(1232)_{3/2}^+$, а также фазы псевдонуклонного рассеяния.

Среди др. топологич. солитонных решений следует отметить решение т'Хоофта — Полякова (G. 'tHooft, 1974; А. М. Поляков, 1974), к-рое возникает в простейшем случае как решение с конечной энергией в системе $SU(2)$ -триплета вещественных скалярных полей и триплета векторных калибровочных полей. Подобные классич. магнитные монополи существуют и в моделях великого объединения, основанных на группах $SU(5)$, $SU(10)$ и др. При этом массы монополей велики и составляют примерно 10^{16} — 10^{17} ГэВ. Учёт квантовых поправок уменьшает величину массы монополя по сравнению с его классич. значением.

В нек-рых теориях поля существуют нетопологические С., т. е. С. с граничными условиями, эквивалентными вакуумной конфигурации полей. Такие С. получили назв. *Q-боллов*. Квантовые *Q-боллы* могут проявлять себя на опыте как тяжёлые заряж. скалярные частицы.

В квантовой теории поля наряду с С., локально минимизирующими действие в пространстве Минковского, часто рассматриваются решения, минимизирующие действие в евклидовом пространстве. Получающиеся при этом солитонные решения наз. *инстантонами* и *баунами*. Под инстантоном обычно понимают классич. решение в евклидовом пространстве, отвечающее подбарьерной траектории в пространстве полей, соединяющее между собой вырожденные вакуумные состояния. При этом действие S_E , подсчитанное для инстантонного решения с учётом квантовых поправок, определяет вероятность w перехода из одного вакуумного состояния в другое, $w = A \exp(-S_E)$. При наличии неск. невырожденных вакуумных состояний часто возникает вопрос о распаде состояний, первоначально находящихся в ложном вакууме (т. е. в вакууме с неминимальной энергией). Процедура определения вероятности таких распадов связана с поиском С. евклидова действия, соединяющего классич. решение, отвечающее ложному вакууму, с классич. решением той же энергии, расположенным над истинным вакуумом. Такое решение наз. *бауном*.

Лит.: 'tHooft G., Magnetic monopoles in unified gauge theories, «Nucl. Phys.», 1974, т. В79, р. 276; Поляков А. М., Спектр частиц в квантовой теории поля, «Письма в ЖЭТФ», 1974, т. 20, с. 430; B e l a y i n А. А. и др., Pseudoparticle solutions of the Yang — Mills equations, «Phys. Lett.», 1975, в. 59B, р. 85; N e v e u А., Quantization of nonlinear systems, «Repts Progr. Phys.», 1977, в. 40, р. 709; Окунь Л. Б., Физика элементарных частиц, 2 изд., М., 1988; Раджараман Р., Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1985. А. Е. Кудрявцев.

СОЛИТОН в плазме — уединённая волна, возникающая в результате развития в плазме сильнонелинейных процессов и устойчиво существующая в ней. Наиб. важными и хорошо изученными являются два типа С.: ионно-звуковые С. в неизотермич. плазме и ленгмюровские (электронные) С. в холодной плазме.

Ионно-звуковые солитоны. Нелинейное ионно-звуковых волн (см. *Волны в плазме*) описывается конвективным членом в гидродинамич. ур-ниях движения холодной плазмы. В простейшем случае однородной бесстолкновительной неизотермич. плазмы (т. е. при условии $T_e \gg T_i$, где T_e и T_i — темп-ры электронов и ионов) в отсутствие магн. поля нелинейные ионно-звуковые волны описываются *Кортвега — де Фриса уравнением* (КдФ)

$$n_t + 6nn_x + n_{xxx} = 0, \quad (4)$$

где переменная величина n может рассматриваться как возмущение плотности ионов; электр. потенциал и ср. скорость движений ионов также пропорциональны n . Ур-ние (4) имеет хорошо известное устойчивое решение в виде С.

$$n_{sol} = 2\kappa^2 \operatorname{sech}^2[\kappa(x - 4\kappa^2 t)] \quad (2)$$

(κ — его произвольная амплитуда), движущегося со скоростью $v = 4\kappa^2$. Физически С. (2) соответствует области сжатия (повыш. плотности плазмы), перемещающейся с пост. скоростью в квазиодномерной плазме.

К тому же виду (1) сводится ур-ние для нелинейных *магнитозвуковых волн* в плазме, помещённой во внеш. магн. поле; т. е. ур-ние КдФ моделирует также распространение магнитозвуковых плазменных С. Ионно-звуковые С. в плазме экспериментально обнаружены в нач. 1970-х гг. [1].

В двумерном случае естеств. обобщением ур-ния КдФ является *Кадомова — Петвиашвили уравнение* (КП):

$$\frac{\partial}{\partial x} (n_t + 6nn_x + n_{xxx}) = \pm n_{yy}. \quad (3)$$

Ионно-звуковые волны в двумерной плазме обладают отрицат. дисперсией, что соответствует знаку «минус» в правой части ур-ния (3). Ур-ние КП для них имеет устойчивые решения в виде косых (под нек-рым углом к магн. полю) квазиодномерных С. вида:

$$n_{sol} = 2\kappa^2 \operatorname{sech}^2[\kappa(x + ky) - (4\kappa^2 + k^2)t], \quad (4)$$

где параметр k определяет ориентацию С.

Ур-ние КП со знаком «плюс» описывает распространение магнитозвуковых волн с положит. дисперсией в холодной замагниченной плазме под углом к магн. полю. При этом предполагается, что частота магнитозвуковых волн много меньше циклотронной частоты. Решения квазиодномерных магнитозвуковых С. вида (2) неустойчивы, однако в двумерном случае есть устойчивое решение в виде т. н. *лампов* (*lumps*) — движущихся и локализованных по всем направлениям двумерных С. В отличие от квазиодномерных С. (4), лампы характеризуются не экспоненциальным, а степенным убыванием на бесконечности:

$$u(x, y) \propto (x^2 + y^2)^{-1} \text{ при } x^2 + y^2 \rightarrow \infty.$$

Ленгмюровские солитоны. Образование ленгмюровских С. в холодной плазме возможно благодаря действию пондеромоторных сил, выталкивающих плазму из области с повыш. напряжённостью электрич. поля. В этом случае может возникнуть С. в виде т. н. *кавитона* — локализов. области с повыш. значением электрич. поля и пониж. плотностью плазмы. Эволюция комплексной огибающей $u(x, t)$ ленгмюровских волн в однородной холодной квазиодномерной плазме описывается *Шредингера уравнением нелинейным* (ШУН)

$$iu_t + u_{xx} + 2|u|^2 u = 0. \quad (5)$$

Устойчивое солитонное решение ур-ния (5) имеет вид:

$$u = 2i\eta \operatorname{sech}[2\eta(x - vt)] \exp[iv(x/2 + i(4\eta^2 - v^2/4)t)], \quad (6)$$

где η и v — произвольные параметры, задающие амплитуду и скорость С. Плазменные кавитоны, описываемые (6), обнаружены экспериментально в 1974—75.

Квазиодномерные ленгмюровские С. оказываются неустойчивыми в двух- и трёхмерных случаях. Развитие этой неустойчивости приводит в конечном счёте к ленгмюровскому *волновому коллапсу*.

Взаимодействие ленгмюровских и ионно-звуковых волн [или, в матем. терминах, взаимодействие комплексной огибающей $u(x, t)$ ленгмюровских волн с вещественным возмущением плотности плазмы $n(x, t)$] описывается системой ур-ний Захарова:

$$\begin{aligned} iu_t + u_{xx} + 2nu &= 0, \\ n_{tt} - n_{xx} &= -(|u|^2)_{xx}. \end{aligned} \quad (7)$$

При $u = 0$ система ур-ний (7) переходит в линейное волновое ур-ние для ионно-звуковых волн. Эта система имеет точное устойчивое решение, соответствующее ленгмюровскому С., в одномерном случае и неустойчивое — для двух- и трёхмерных обобщений [2].