Как В. к. можно интерпретировать явление *автолокализации* экситонов в твёрдых телах.

С матем. точки зрения В. к. представляет собой возникновение особенности в решении описывающего среду нелинейного дифференц. ур-ния в результате эволюции нач. условия достаточно большой амплитуды. В плазме без магн. поля В. к. возникает в результате взаимодействия ленгмюровских ионно-звуковых волн, если выполнено неравенство

$$E^2/8\pi n T > (kr_D)^2. \qquad (1)$$

Здесь T — темп-ра в энергетич. единицах, n — плотность частиц, E — характерная амплитуда электрич. поля, k — волновой вектор, r_D — дебаевский радиус. ДВ-колебания плазмы ($kr_D \ll 1$) удовлетворительно описываются системой ур-ний для комплексной ф-ции ψ (амплитуды высокочастотного потенциала) и вещественной ф-ции u (вариации плотности плазмы). В безразмерных переменных ур-ния имеют вид:

$$\Delta(i\psi_t + \Delta\psi) = \operatorname{div}(u\nabla\psi),$$
$$u_{tt} - \Delta u = \Delta|\nabla\psi|^2. \qquad (2)$$

Ур-ния (2) допускают интеграл числа ленгмюровских квантов $I_1 = \int |\nabla\psi|^2 d\boldsymbol{r}$ и интеграл свободной энергии $I_2 = \int \{|\Delta\psi|^2 + u|\nabla\psi|^2 + u^2/2 + |\nabla\varphi|^2/2\} d\boldsymbol{r}$, где $u_t = \Delta\varphi$. Ур-ния (2) имеют стационарное солитонное решение $u_t = 0$, $u = -|\nabla\psi|^2$. Для солитона в трёхмерном случае при малых нач. возмущениях должно быть $I_2 > 0$. Но интеграл I_2 может принимать при заданном I_1 сколь угодно большие отрицат. значения. Отсюда следует, что трёхмерный солитон неустойчив, а эволюция нач. условия с $I_2 < 0$ [что приблизительно соответствует условию (1)] должна окончиться особенностью. При достаточно интенсивных нач. условиях $E^2/8\pi nT > m_e/m_i$, где m_e — масса электрона, m_i — масса иона, приближение к особенности имеет автомодельный характер (см. *Автомодельность*):

$$E = \nabla\psi = (t_0 - t)^{-1}\nabla\psi_0\left(r(t_0 - t)^{-2/3}\right).$$

В процессе образования особенности формируется аксиально-симметричная блинообразная каверна — область пониженной плотности плазмы, в к-рой «заперто» осциллирующее электрич. поле, имеющее максимум в центре. Интеграл I_1 в процессе эволюции каверны сохраняется. Когда размер каверны уменьшается до неск. r_D, энергия ленгмюровских волн передаётся наиб. быстрым частицам плазмы.

В. к. играют большую роль в теории *турбулентности плазмы*, являясь в ряде случаев осн. механизмом передачи энергии от волн к частицам плазмы. В. к. могут иметь место и в интегрируемых системах (см. *Обратной задачи рассеяния метод*).

Лит.: Захаров В. Е., Коллапс и самофокусировка ленгмюровских волн, в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984.

В. Е. Захаров.

ВОЛНОВОЙ ПАКЕТ — волновое образование из колебаний произвольной природы, представляющее собой суперпозицию (наложение) плоских монохроматич. волн с близкими значениями частот (ω) и волновых векторов ($\boldsymbol{k}$). В случае одного пространственного измерения (x) и скалярного комплексного волнового поля В. п. $\psi(x, t)$ можно представить в виде интеграла Фурье:

$$\psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} g(k)\, e^{ikx - i\omega(k)t} dk, \qquad (1)$$

где $g(k)$ заметно отлично от нуля лишь для значений k, лежащих внутри интервала Δk вблизи нек-рого $k = k_0$. В отличие от плоской монохроматич. волны, существующей во всём пространстве, В. п. занимает конечную часть пространства, т. к. из (1) следует:

$$\int_{-\infty}^{\infty}|\psi|^2 dx = \int_{-\infty}^{\infty}|g(k)|^2 dk < \infty. \qquad (2)$$

Разброс Δx по координатам ф-ции $\psi(x, t)$ (ширина пакета) скоррелирован с разбросом Δk ф-ции $g(k)$ по волновым числам k:

$$\Delta x \Delta k \geqslant \frac{1}{2}. \qquad (3)$$

Под разбросом (шириной) величины ξ понимается среднеквадратичное отклонение $\Delta\xi = \sqrt{\overline{(\xi - \bar{\xi})^2}}$. Эволюция В. п. (1) предопределена, если известны $g(k)$ и закон дисперсии волн — связь ω и k:

$$\omega = \omega(k). \qquad (4)$$

Если эта связь линейна, $\omega = ck$, где $c = \text{const}$ (как в случае световых волн в пустоте), то

$$\psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} g(k)\, e^{ik(x - ct)} dk =$$
$$= f(x - ct) \equiv \psi(x - ct, 0), \qquad (5)$$

т. е. В. п. распространяется со скоростью c без изменения своей формы.

В общем случае произвольной связи ω и k зависимость ψ от x и t имеет более сложный вид, и характер распространения В. п. может быть описан следующим усреднённым (интегральным) соотношением:

$$\bar{x}_t = \bar{x}_0 + \left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_0} \cdot t, \qquad (6)$$

описывающим равномерное движение центра тяжести В. п. с *групповой скоростью* $v_{\text{гр}} = (d\omega/dk)_{k=k_0}$, и равенством

$$(\Delta x)_t^2 = (\Delta x)_0^2 + (\Delta v)^2 t^2, \qquad (7)$$

характеризующим расширение со временем («расплывание») В. п., где Δv — среднеквадратичный разброс величины $d\omega/dk$.

В квантовой механике для *волны де Бройля* частицы $v_{\text{гр}} = p/m$ (где p, m — импульс и масса частицы), т. е. совпадает со ср. значением классич. скорости частицы, а $\Delta v^2 = \Delta p^2/m^2$, где Δp — среднеквадратичный разброс по импульсам в В. п. Соотношения (6), (7) и (4) сыграли важную роль в создании осн. квантовых представлений. Тот факт, что центр масс локализованного в пространстве В. п., составленного из волн де Бройля, перемещается со скоростью классич. частицы, явился иллюстрацией предельного перехода квантовомеханич. законов движения к законам движения классич. частицы по классич. траектории. Аналогично факт расплывания В. п. со временем способствовал принятию статистич. интерпретации квантовой механики (поскольку из него следовало, что квадрат модуля *волновой функции* нельзя рассматривать как плотность частицы). Учитывая, что в квантовой теории $p = \hbar k$, из (3) непосредственно получается *неопределённостей соотношение* для координаты и импульса: $\Delta p \Delta x \geqslant \hbar/2$.

Для движения частицы во внеш. поле в случае, когда спектр её энергии дискретен, также может быть рассмотрен В. п., представляющий собой суперпозицию состояний с разл. значениями энергии. Центр масс такого В. п. тоже движется по классич. траектории, при этом для нек-рых потенциалов поля (типа потенциала поля осциллятора) существуют нерасплывающиеся В. п. (см. *Когерентное состояние*).

При использовании соотношений (6), (7) для распространения света в среде следует иметь в виду, что они получены в предположении вещественности $\omega(k)$, т. е. в пренебрежении эффектами диссипации. Эти соотношения могут оказаться неправильными при их формальном использовании в случае В. п. с частотами, лежащими вблизи области т. н. аномальной дисперсии данной среды, где диссипац. эффектами пренебрегать нельзя. В этой области частот понятие групповой скорости теряет смысл, поскольку при движении В. п.