

УДК 533.9

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ВИНТОВОЙ СТРУКТУРЫ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ОДНОИМЕННЫХ ОДНОРАЗМЕРНЫХ ПЫЛИНОК

Н. Г. Гусейн-заде, В. Н. Цытович

*Теоретически исследуются колебания и устойчивость винтовой структуры из одноименных одномерных пылинок, удерживаемой в аксиально-симметричной потенциальной яме.*

Пылевые структуры в плазме встречаются двух типов: с размерами много большими длины свободного пробега относительно поглощения плазмы на пыли и размерами много меньшими указанной длины. Примером первого типа являются экспериментально открытые в 1994 г. пылевые кристаллы [1], так называемые трехмерные (3D) “плазменные кристаллы”, примером структуры второго типа являются так называемые “пылевые кластеры” [2]. В структурах первого типа взаимодействия пылевых частиц являются коллективными (то есть взаимодействия любой пары частиц зависят от распределения всех остальных частиц), тогда как в кластерах полная энергия взаимодействия равна сумме всех парных взаимодействий.

Вопрос возможных равновесных конфигураций 3D пылевых кластеров исследовался недавно в [3], где показано, что для 3D кластеров в условиях цилиндрической симметрии всегда образуются только винтовые структуры (рис. 1). Винтовые кластеры наблюдались также в экспериментах для ионов в лазерно охлаждаемых ловушках [4].

В данной работе аналитически исследуется устойчивость подобной квазиодномерной структуры – винтовой линии. Получены спектры малых колебаний, в пределе низкой (нулевой) температуры, когда тепловым движением можно полностью пренебречь.

*Постановка задачи.* Рассмотрим систему из большого числа одноименно заряженных одномерных частиц, удерживаемых от расплывания внешним потенциальным полем  $U(r_{\perp})$ . Вблизи дна любой аксиально-симметричной потенциальной ямы удерживающий потенциал всегда можно аппроксимировать параболическим потенциалом,

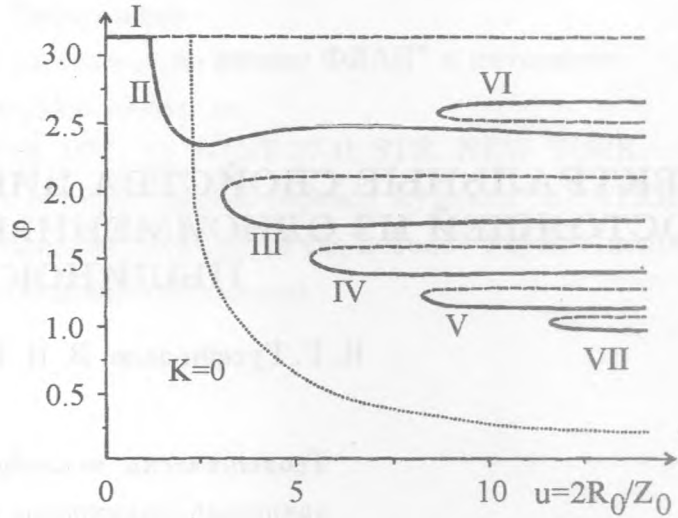


Рис. 1. Однозаходная винтовая линия.

Рис. 2. Экстремумы энергии ( $\frac{\partial \epsilon}{\partial \varphi} = 0$ ) для однозаходной винтовой линии и возможность самоудержания ( $K = 0$ ).

$U_{foc} = -\frac{1}{2}K(x^2 + y^2)$ , где  $K$  – постоянная удержания. Такая ситуация справедлива для большинства реальных экспериментов.

Наш метод анализа малых колебаний системы допускает также рассмотрение системы с жесткими стенками, т.е.  $U_{foc} = -\frac{1}{2}K(x^2 + y^2)^{N+1}$ , где  $N \gg 1$ .

Потенциал взаимодействия частиц друг с другом в большинстве известных случаев является функцией вида:  $U_{int} = U(|\mathbf{r}|)$ . Запишем ее в виде  $U_{int} \approx f(|\mathbf{r}|^2)$ , где  $|\mathbf{r}| = |\vec{\mathbf{r}}_i - \vec{\mathbf{r}}_j|$ .

Итак, мы имеем систему заряженных частиц, удерживаемых от поперечного расплывания фокусирующей силой ловушки  $\mathbf{F}_{foc} = -qK(N+1)|\mathbf{r}_\perp|^{2N} \mathbf{r}_\perp$  и взаимодействующих друг с другом с силой  $\mathbf{F}_{int} = -\frac{q^2}{2} \nabla_i \sum_{i \neq j} f(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2)$ , где  $i, j$  – номер частицы.

Запишем уравнения, описывающие все такие системы:

$$m \frac{\partial^2 \mathbf{r}_n}{\partial t^2} + qK(N+1)|\mathbf{r}_{\perp n}|^{2N} \mathbf{r}_{\perp n} + 2q^2 \sum_{n \neq k} f'(|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_k|^2)(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_k) = 0, \quad (1)$$

где  $\mathbf{r}_n = (x_n, y_n, z_n)$ ,  $\mathbf{r}_{\perp n} = (x_n, y_n, 0)$ , а  $q$  и  $m$  – заряд и масса частицы.

Как показали результаты численного моделирования, при таких условиях в системах с периодическими границами в продольном направлении (вдоль направления  $oz$ ) реализуется единственная квазиодномерная структура. В полученной структуре все частицы

равноудалены друг от друга и располагаются вдоль винтовой линии (рис. 1):

$$\mathbf{r}_n = (R \cos(n\varphi), R \sin(n\varphi), nz_0).$$

Для исследования колебаний и устойчивости таких систем удобно перейти к новым переменным:  $\mathbf{r}_n = (\rho_n; z_n) = (\rho_n; z_0 n)$ , здесь  $\rho_n$  – комплексная величина, равная  $\rho_n = x_n + iy_n = R \exp(i\varphi n)$ .

Традиционно для описания винтовой линии пользуются одним параметром – длиной дуги. Следовательно,  $\rho_n$  и  $z_n$  связаны между собой только размерным коэффициентом.

Таким образом, уравнения движения запишутся как:

$$\begin{cases} \ddot{\rho}_n + \frac{qK(N+1)}{m} |\rho_n|^{2N} \rho_n + \frac{2q^2}{m} \sum_{n \neq k} f'(|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_k|^2) (\rho_n - \rho_k) = 0, \\ \ddot{z}_n + \frac{2q^2}{m} \sum_{n \neq k} f'(|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_k|^2) (z_n - z_k) = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Мы рассматриваем условия равновесия невращающейся структуры ( $\dot{\varphi} = 0$ ), т.к. всегда можно перейти в систему координат, где система неподвижна.

Условия для существования стационарного равновесия ( $\dot{\varphi} = 0$ ) запишутся в виде:

$$\frac{K(N+1)R^{2N}}{2q} = -\sum_k' (1 - \exp(-i\varphi(n-k))) f'(|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_k|^2). \quad (3)$$

Как можно видеть, у нас всего одно условие для равновесия, так как баланс продольных сил и угловых моментов выполняется тождественно.

*Спектры колебаний.* Рассмотрим малые возмущения:

$$r_n + \delta r_n = (\rho_n + \delta \rho_n; z_n + \delta z_n) = ((R + \delta \rho_n) \exp(i\varphi n); z_n + \delta z_n), \quad (4)$$

где  $\delta \rho_n = \delta x_n + i\delta y_n$ .

После подстановки (4) в (2) и линеаризации по малым отклонениям от положения равновесия, получим бесконечную систему “зацепляющихся” уравнений.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{m}{2q^2} \delta \ddot{\rho}_n + \frac{KR^{2N}(N+1)}{2q} \delta \rho_n + \frac{KR^{2N}N}{2q} \overline{\delta \rho_n} + \sum' f'(r^2) (\delta \rho_n - \delta \rho_k \exp(-i\varphi l)) + \\ + \sum' f''(r^2) (2R^2(1 - \cos(\varphi l)) (\delta \rho_n - \delta \rho_k \exp(-i\varphi l))) + \\ + \sum' f''(r^2) (R^2(1 - \exp(-i\varphi l))^2 (\overline{\delta \rho_n} - \overline{\delta \rho_k} \exp(i\varphi l))) + \\ + \sum' f''(r^2) (2Rz_0 l (1 - \exp(-i\varphi l)) (\delta z_n - \delta z_k)) = 0; \\ \frac{m}{2q^2} \delta \ddot{z}_n + \sum' f''(r^2) (Rz_0 l (1 - \exp(i\varphi l)) (\delta \rho_n - \delta \rho_k \exp(-i\varphi l))) + \\ + \sum' f''(r^2) (Rz_0 l (1 - \exp(-i\varphi l)) (\overline{\delta \rho_n} - \overline{\delta \rho_k} \exp(i\varphi l))) + \\ + \sum' f'(r^2) (\delta z_n - \delta z_k) + \sum' f''(r^2) (2(z_0 l)^2 (\delta z_n - \delta z_k)) = 0, \end{array} \right. \quad (5)$$

где  $\sum'$  – суммирование по всем  $k \neq n$ .

Поскольку винтовую линию можно рассматривать как сдвиг с неким постоянным поворотом, то можно искать возмущения в виде комбинации двух сопряженных гармоник [5]:

$$\delta \rho_n(t) = \alpha(t) \exp(i\varphi ns) + \overline{\beta}(t) \exp(-i\varphi ns) \text{ и } \delta z_n(t) = \text{Re} A(t) \exp(i\varphi ns).$$

Тогда система (5) расщепляется, и мы получаем для малых колебаний систему из 3 уравнений, в которых значения сумм уже не зависят от  $n$ , и можно проводить суммирование по  $l = n - k$ . Учтем, что в случае бесконечной цепочки для  $l \neq 0$  суммирование проводится от  $-\infty$  до  $+\infty$ , а в случае кольцевой цепочки суммирование проводится от 1 до  $N - 1$ .

В дальнейшем удобно ввести следующие обозначения:  $\nu = \sqrt{\frac{q^2}{mz_0^3}}$  и  $u = \frac{2R_0}{z_0}$  – “геометрический” параметр, имеющий размерность частоты, и безразмерный параметр винтовой линии.

Нам удобно измерять инкремент в единицах  $\nu$ , поэтому положим  $u, v, A \sim \exp(-i\nu \Gamma t)$ , при этом надо учесть, что здесь метрика  $i$  отличается от метрики  $i$  в коэффициентах  $\exp(i\varphi l)$  уравнений (5).

Теперь, если учесть условие равновесия (3), то дисперсионное уравнение, которое в нашем случае оказывается бикубическим, можно записать в виде:

$$\begin{aligned} -2\Gamma^6 + 2\Gamma^4(a_{11} + a_{22} + a_{33}) - \Gamma^2(2a_{11}a_{22} + 2a_{22}a_{33} + 2a_{11}a_{33} - 2a_{12}^2 - a_{23}^2 - a_{13}^2) + \\ + 2a_{11}a_{22}a_{33} + 2a_{12}a_{23}a_{13} - a_{22}a_{13}^2 - a_{11}a_{23}^2 - 2a_{33}a_{12}^2 = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned}
a_{11} &= 4z_0^3 \sum_{l=1} f'(\mathbf{r}^2) [\cos(\varphi l) - \cos(\varphi l(s+1))] + \\
&+ 2z_0^5 u^2 \sum_{l=1} f''(\mathbf{r}^2) [(1 - \cos(\varphi l))(1 - \cos(\varphi l(s+1)))] = \\
&= 4z_0^3 \sum_{l=1} f'(\mathbf{r}^2) [\cos(\varphi l) - \cos(\varphi l(s+1))] + \\
&+ z_0^5 u^2 \sum_{l=1} f''(\mathbf{r}^2) [2 - 2\cos(\varphi l) - 2\cos(\varphi l(s+1)) + \cos(\varphi ls) + \cos(\varphi l(s+2))]; \\
a_{12} &= a_{21} = z_0^5 u^2 \sum_{l=1} f''(\mathbf{r}^2) [1 - 2\cos(\varphi l) + \cos(2\varphi l) - \cos(\varphi l(s-1)) + \\
&+ 2\cos(\varphi ls) - \cos(\varphi l(s+1))] - 4z_0^3 \left(\frac{N}{N+1}\right) \sum_{l=1} f'(\mathbf{r}^2) [1 - \cos(\varphi l)]; \\
a_{13} &= -2a_{31} = 4z_0^5 u \sum_{l=1} f''(\mathbf{r}^2) l [\sin(\varphi l) + \sin(\varphi ls) - \sin(\varphi l(s+1))]; \quad (7) \\
a_{23} &= -2a_{32} = 4z_0^5 u \sum_{l=1} f''(\mathbf{r}^2) l [-\sin(\varphi l) + \sin(\varphi ls) - \sin(\varphi l(s-1))]; \\
a_{22} &= 4z_0^3 \sum_{l=1} f'(\mathbf{r}^2) [\cos(\varphi l) - \cos(\varphi l(s-1))] + \\
&+ 2z_0^5 u^2 \sum_{l=1} f''(\mathbf{r}^2) [(1 - \cos(\varphi l))(1 - \cos(\varphi l(s-1)))] = \\
&= 4z_0^3 \sum_{l=1} f'(\mathbf{r}^2) [\cos(\varphi l) - \cos(\varphi l(s-1))] + \\
&+ z_0^5 u^2 \sum_{l=1} f''(\mathbf{r}^2) [2 - 2\cos(\varphi l) - 2\cos(\varphi l(s-1)) + \cos(\varphi ls) + \cos(\varphi l(s-2))]; \\
a_{33} &= 4z_0^3 \sum_{l=1} f'(\mathbf{r}^2) [1 - \cos(\varphi ls)] + 8z_0^5 \sum_{l=1} f''(\mathbf{r}^2) l^2 [1 - \cos(\varphi ls)].
\end{aligned}$$

Можно видеть, что для случая обычного параболического удержания  $U_{foc} = -\frac{1}{2}K(x^2 + y^2)$ , т.е.  $N = 0$ , вторая сумма в коэффициентах  $a_{12} = a_{21}$  зануляется.

Спектр малых колебаний, т.е. все возможные колебания, можно получить, перебирая  $s$  в первой зоне Бриллюэна ( $-\pi/\varphi \leq s \leq +\pi/\varphi$ ). В случае кольцевых систем, состоящих из  $L$  заряженных частиц, граничные условия запишутся в виде условия цикличности Борна-Кармана:  $\delta r_n = \delta r_{n+L}$ , из которых следует:  $(\pm i s \varphi L) = 1$ , т.е.  $s \varphi L = 2\pi k$ , где  $k$  — целое число.

Следовательно:  $s = \frac{2\pi k}{\varphi L}$ , где  $-L/2 < k < +L/2$ , и для конечной круговой цепочки  $s$  меняется в интервале от  $-\pi/\varphi$  до  $+\pi/\varphi$ , и принимает  $L$  дискретных значений.

*Анализ устойчивости.* Мы получили бикубическое уравнение, но за исключением случая линейной цепочки, исследовать его не удастся. Мы можем только численно определить диапазон устойчивости винтовых конфигураций (корни уравнения вещественны и положительны  $\Gamma^2 > 0$  для любых значений  $s$ ).

Остается неясным следующее: какая конфигурация реализуется при конкретных значениях внешнего параметра; и для какой конфигурации имеет смысл исследовать спектр



малых колебаний? Ведь для конфигурации, в которой все частицы располагаются вдоль винтовой линии, есть всего одно условие силового равновесия (3), и следовательно, величины  $R, \varphi, z$  связаны лишь одним уравнением, которое не позволяет однозначно определить конфигурацию системы.

Как это показано в работах [3, 5], произвол при выборе конфигурации снимается при помощи дополнительного требования минимальности полной энергии системы. В случае наличия диссипации, в частности при лазерном охлаждении, это требование вполне естественно.

Полную потенциальную энергию можно записать как  $U = \sum_n w_n$ , где энергия отдельной частицы  $w_n$ , называемая в дальнейшем по аналогии с физикой твердого тела энергией Маделунга, равна:

$$w_n = \frac{1}{2}K(|\mathbf{r}_{\perp n}|^2)^{N+1} + \frac{q^2}{2} \sum_{k \neq n} f(|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_k|^2).$$

Как для линейной цепочки, так и для винтовой линии, эта величина логарифмически расходится при полном числе частиц, стремящемся к бесконечности, однако разность энергий Маделунга этих двух конфигураций оказывается конечной и, разумеется, не зависшей от  $n$ . Удобно ее записать в виде:

$$\epsilon = w_{(helix)n} - w_{(string)n}.$$

Условие экстремальности этой функции  $\epsilon$  по  $\varphi$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \varphi} = 0$$

и позволяет нам однозначно определить зависимость свободных параметров  $R, \varphi$  от внешнего управляющего параметра  $K$ .

На рис. 2 показана типичная картина зависимости  $\varphi$  – угла винта, т.е. угла поворота между проекциями соседних частиц на плоскость  $(x, y)$  от  $u = \frac{2R}{z_0}$  – безразмерного на шаг решетки по  $z_0$  радиуса винтовой линии.

Здесь цифрами I, II, III, IV и т.д. обозначены различные ветви равновесных решений для случая однозаходной винтовой линии, “zigzag”, “helix1”, “helix2”, “helix3”, и т.д. При уменьшении значения внешнего параметра  $K$ , попарно возникают два новых положения равновесия, из которых одно положение и соответствующая ему ветвь решений неустойчива (на рисунке это штриховая линия), а вторая – устойчивая (сплошная линия).

Теперь мы можем численно исследовать спектры колебаний для конфигурации в виде винтовой линии.

*Частные случаи.* Так как в экспериментах [4] при изменении внешних управляющих параметров наблюдают эволюцию простой линейной цепочки в зигзаг, а затем в винтовую линию, то представляют интерес также и частные случаи винтовой конфигурации, т.е. линейная цепочка и зигзаг.

*Линейная цепочка.* В случае линейной цепочки линеаризованные уравнения движения легко решаются. В силу симметрии колебания разделяются на продольные и поперечные, а плоскость поляризации – произвольна. Для  $N = 0$ , случай  $U_{foc} = -\frac{1}{2}K(x^2 + y^2)$ , результат полностью совпадает с результатами, полученными в [5].

Для Кулоновского взаимодействия  $U_{int} = \frac{q^2}{r}$  (т.е.  $f(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\xi}}$ ) получаем частоты колебаний:

$$\Gamma_{\parallel}^2(s) = 8 \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin^2(ls/2)}{l^3} \quad \text{и} \quad \Gamma_{\perp}^2(s) = \frac{Kz_0^3}{2q^2} \Gamma_{\parallel}^2(s),$$

где  $0 \leq s' \leq \pi$ .

Легко убедиться, что  $\Gamma_{\parallel}^2(s)$  максимально при  $s = \pi$ . При уменьшении внешнего параметра удержания поперечные колебания с  $s = \pi$  теряют устойчивость, и линейная цепочка непрерывно переходит в зигзаг.

*Зигзаг.* Для зигзагообразной структуры с  $\varphi = \pi$  существует три различных ветви колебаний. Поляризация одной из них соответствует чисто азимутальным колебаниям.

В системе развивается длинноволновая неустойчивость. Эта неустойчивость, очевидно, соответствует непрерывному переходу зигзага в винтовую линию.

Для случая с  $N = 0$ , т.е.  $U_{foc} = -\frac{1}{2}K(x^2 + y^2)$ , и потенциала взаимодействия в виде потенциала Юкавы, как с коллективным и неколлективным взаимодействиями, так и без оных  $U_{int}$  имеет вид:

$$U_{int}(r) = \frac{q^2}{r} \left( \exp\left(-\frac{r}{\lambda_1}\right) - \alpha + \beta \cos\left(\frac{r}{\lambda_2}\right) \right).$$

На рис. 3 в левой колонке показаны спектры колебаний в точке параметров  $u = 2R/z_0 = 0.8; \varphi = \pi$ , при которых зигзаг устойчив (минимум энергии Маделунга), но уже достаточно близок к границе устойчивости. А в правой колонке рис. 3 показаны

спектры колебаний в точке параметров  $u = 2R/z_0 = 1.2; \varphi = \pi$ , при которых зигзаг неустойчив (максимум энергии Маделунга).

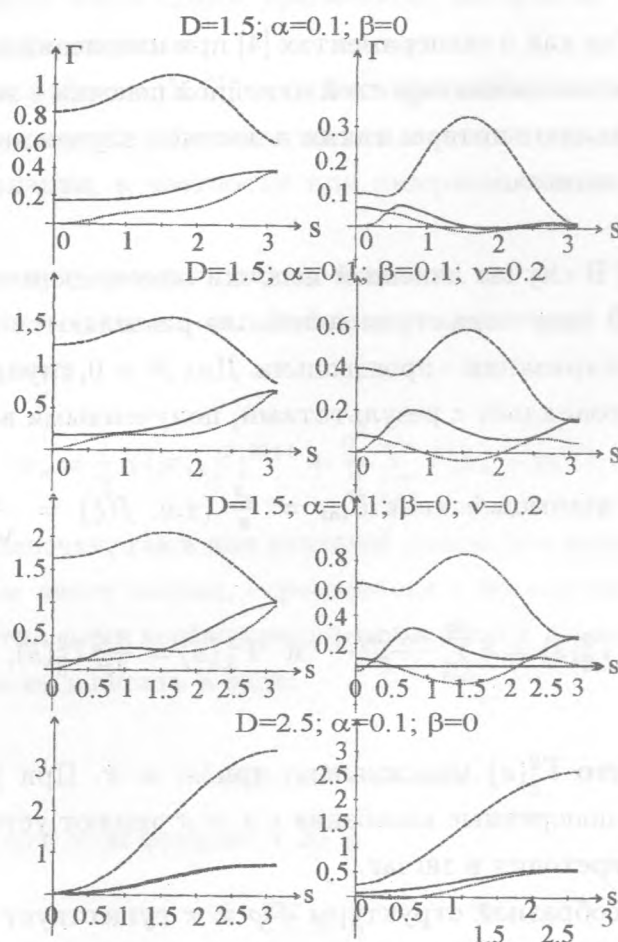


Рис. 3. Спектры зигзага. Пояснения в тексте.

На рис. 3 приведены спектры колебаний для различных типов взаимодействия. Можно видеть, что хотя равновесная конфигурация для всех типов колебаний выглядит одинаково, спектры колебаний существенно различаются для различных типов взаимодействия. Таким образом, по типу колебаний зигзага уже можно сделать определенные выводы о типе взаимодействия.

Для случая чисто кулоновского взаимодействия критерии устойчивости, для случая линейной цепочки и для случая зигзага, полностью совпадают с результатами экспериментов [4], а также результатами компьютерного моделирования [6].

**Винтовая линия.** Как указывалось в работах [3], в случае наличия неколлективного притяжения возможны случаи самоудержания структур. На рис. 2 можно увидеть, что



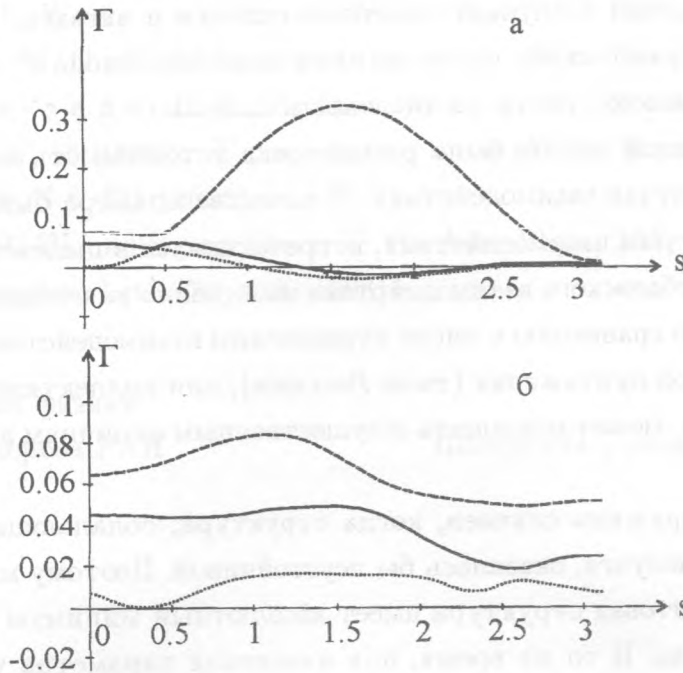


Рис. 4. Спектры винтовой линии при значениях, для которых возможно самоудержание ( $K = 0$ ). а:  $\varphi = 3.1415$ ,  $u = 2.11$ ; б:  $\varphi = 2.328$ ,  $u = 2.32$ .

существуют две точки равновесия (одна неустойчивая и одна устойчивая) для случая дебаевского взаимодействия с неколлективным притяжением (для  $D = D_Y = 3$  и  $\alpha = 0.1$ ).

Колебания винтовых конфигураций оказываются более сложными, чем в рассмотренных выше случаях. Как правило, движение частиц в волне существенно трехмерно. Исключение составляют однородные колебания с  $s = 0$ , когда выделяются чисто радиальные колебания, а частоты азимутальных и продольных обращаются в нуль.

На рис. 4 показаны спектры колебаний в точке параметров  $u = 2R/z_0 \varphi$ , где винтовая линия является устойчивой (минимум энергии Маделунга).

Здесь  $N = 0$ , т.е.  $U_{foc} = -\frac{1}{2}K(x^2 + y^2)$ , и потенциал взаимодействия в виде потенциала Юкавы с учетом неколлективного притяжения:

$$U_{int}(r) = \frac{q^2}{r} \left( \exp\left(-\frac{r}{\lambda_1}\right) - \alpha \right), \quad \text{т.е.} \quad f(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\xi}} \left( \exp\left(-\frac{\sqrt{\xi}}{r_D}\right) - \alpha \right).$$

Потеря устойчивости при изменении внешнего управляющего параметра происходит

более сложным образом, чем в случаях линейной цепочки и зигзага. В большинстве случаев устойчивость теряют волны со значениями волнового числа  $s'$ , несоизмеримого с  $\pi$  (насколько об этом можно судить по численным данным).

Таким образом, в данной работе была рассмотрена устойчивость винтовых структур в наиболее общем случае взаимодействия. В качестве примера были рассмотрены несколько типичных случаев взаимодействия, встречающихся в пылевой плазме.

Если рассмотрение дебаевского взаимодействия не выявило качественных отличий в устойчивости системы по сравнению с чисто кулоновским взаимодействием, то наличие неколлективных эффектов притяжения (типа Лессажа), или коллективного взаимодействия, как было показано, может приводить к существенным отличиям в спектре малых колебаний системы.

Нам не удалось обнаружить случаев, когда структура, обладающая абсолютным минимумом энергии Маделунга, оказалась бы неустойчивой. Поэтому можно говорить, что если та или иная винтовая структура имеет абсолютный минимум потенциальной энергии, то она устойчива. В то же время, при изменении параметра удержания квазикристалл может оставаться устойчивым, даже если его конфигурация энергетически перестает быть наиболее выгодной.

Поскольку различные винтовые ветви отделены друг от друга потенциальным барьером, то существует принципиальная возможность реализации метастабильных состояний и соответствующих гистерезисных явлений. Если превращения линейной цепочки в зигзаг и зигзага в винтовую линию являются аналогами фазового перехода второго рода, то перестройки между различными винтовыми конфигурациями напоминают фазовые переходы первого рода.

Настоящая работа была выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 02-02-16439).

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Нефедов А. П., Петров О. Ф., Фортвов В. Е. УФН, **167**, N 11, 1215 (1997).
- [2] Цытович В. Н., Морфилл Г., Томас Х. Физика плазмы, **28**, N 7, 1 (2002).
- [3] Tsyto vitch V., Gusein-Zade N., and Morfill G. IEEE, **52**, N 2, 637 (2004); Гусейн-заде Н. Г., Цытович В. Н. Физика плазмы, **31**, N 5, 432 (2005).

- [4] Birkl G., Kassner S., and Walther H. Nature, **357**, 310 (1992); Raizen M. G., Gilligan J. M., et al. Phys. Rev., A, **45**, 6493 (1992).
- [5] Гусейн-заде Н. Г., Игнатов А. М. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 11, 13 (2002); Гусейн-заде Н. Г., Игнатов А. М. Физика плазмы, **29**, N 6, 521 (2003).
- [6] Hasse R. W. and Schiffer J. P. Ann. Phys., **203**, 419 (1990); Schiffer J. P. Phys. Rev. Lett., **70**, 818 (1993).

Институт общей физики  
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 27 октября 2004 г.