ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2005. Т 11. № 1/2. С. 58—62.

УДК 550.520.2

Є. В. Мартиш[1,2], О. М. Радченко[1], В. С. Сидоренко[1], В. О. Яценко[2]

[1]Київський національний університет імені Тараса Шевченка

[2]Інститут космічних досліджень НАНУ і НКАУ, Київ

Акустична діагностика гетерофазної плазми

Надійшла до редакції 10.12.04

Аналіз робіт з експериментів та теорії розповсюдження акустичних хвиль в гетерофазному газі дозволив висловити твердження про доцільність застосування акустичної діагностики в запорошеній плазмі. Досліджені особливості таких систем та їхній вплив на дисперсійні рівняння для них. Наведені оцінки для амплітудно-фазових характеристик коливань акустичного типу, що необхідні для діагностики.

ВСТУП

У роботі [1] розглянуто методику застосування акустичної діагностики для запорошеної плазми. Вперше такий метод був запропонований для дослідження явища нуклеації в технології нанесення плівок за допомогою PECVD-процесів (осадження з хімічно реагуючої пари, підсилене плазмовими процесами). Зрозуміло, що явище нуклеації і подальше осадження забруднюючих частинок на плівку суттєво впливає на якість кінцевого продукту. Повної картини цього процесу немає і досі. Головні перепони полягають в труднощах визначення розмірів мікрочастинок (МЧ) у фазі нуклеації. Відомі недоліки мас-спектрометрії та лазерних методів вивчення розсіювання Мі [3] не дозволяють провести більш-менш точну діагностику розмірів макрочастинок.

Однак в роботах [1, 3] було доведено, що наявність полідисперсного пилу з відповідною функцією розподілу по розмірах впливає на загасання та швидкість поширення плазмових хвиль. Зокрема, в роботі [5] показано, що загасання Ландау домінує лише в області високочастотних хвиль, а низькочастотні можуть суттєво загасати завдяки, наприклад, процесам заряджання пилу. Тому вивчення поширення пилових акустичних хвиль (DAW) може слугувати для відповідної діагностики. Такі хвилі спостерігались в лабораторних умовах, і була відпрацьована методика вимірювання параметрів акустичних хвиль в запорошеній плазмі. Крім того, останнім часом підвищився інтерес до позаземної запорошеної плазми (наприклад, кільця Сатурна). Раніше були зроблені спроби теоретично вивчити її параметри, пропонувались спостереження за швидкими МЧ та формуванням відповідного конуса Маха. Такий аналіз, на думку авторів, дозволить отримати суттєві результати про розвиток планетарних кілець.

На відміну від реагуючої плазми, де розмір МЧ, що виникли завдяки нуклеації плазмових частинок, порівняно малий, у позаземній плазмі можуть існувати частинки конденсованої фази довільних розмірів. Характер відповідної функції розподілу, як правило, степеневий, але є велика різниця між мінімальним та максимальним розміром [7]. На жаль, сьогодні дуже мало відомо про розмір порошинок та розподіл мас ззовні Сонячної системи, тому теоретичні оцінки важко порівнювати у таких цікавих об'єктах, як міжзоряні молекулярні пилові хмари.

Проте саме системи такого типу слугують прикладом впливу сил самогравітації, який абсолютно не характерний для звичайної плазми. Нижче буде показано, що деякі унікальні властивості запорошеної плазми з самогравітацією мають своє походження в особливостях розподілу порошинок по розмірах. Інтерес до космічної та технологічної плазми додатково збільшується також можливістю формування витягнутих порошинок, які мають власний дипольний момент (так звані «палички» — «rods»). Особливості електродинаміки та дисперсійні властивості запорошеної плазми з домішками електричних диполів розглянуті в роботі [4], але фазові залежності, необхідні для застосування акустичної діагностики в таких системах, необхідно розглянути окремо.

ЗАСТОСУВАННЯ АКУСТИЧНОЇ ДІАГНОСТИКИ В ПЛАЗМІ ПРИ НАЯВНОСТІ ФУНКЦІЇ РОЗПОДІЛУ МІКРОЧАСТИНОК ПО РОЗМІРАХ

Розглянемо основні результати роботи [3], де розглядалась технологія отримання плівки аморфного кремнію з високочастотного розряду в силані. Експериментально виявлено, що розмір порошинок залишається монодисперсним під час нуклеації. Заряд порошинок невеликий, але велика їхня частина виявилась зарядженою. Зрозуміло, що в таких умовах густина електронного компонента мала, так що концентрація іонів приблизно дорівнює концентрації МЧ. Крім того, збудження пилових акустичних хвиль потребує врахування теплового руху МЧ у відповідному рівнянні, а їхня мала частота означає можливість нехтування динамікою електронів. Від традиційного дисперсійного рівняння для пилових акустичних хвиль в запорошеній плазмі (за умови врахування втрати імпульсу при русі МЧ внаслідок зіткнень) залишається такий вираз:

$$\omega(\omega + i\nu_{d}) \sim [T_i/M_d + \gamma_d T_d/M_d]k^2, \qquad (1)$$

де ν_d — частота релаксації импульсу для МЧ, λ — радіус Дебая для іонів (i) та МЧ (d), γ_d — показник адіабати для МЧ, v_{Td} — теплова швидкість МЧ, T_i та T_d — відповідні температури іонів (i) та МЧ (d), k — комплексний хвильовий вектор.

Розв'язок цього рівняння показує, що швидкість поширення акустичної хвилі приблизно збігається з виразом у квадратних дужках, а уявна складова частоти, пов'язана із загасанням, пропорційна частоті ν_d. Таким чином, при використанні акустичної діагностики для контролю в реальному часі маси та розмірів МЧ можна використати дисперсію пилових акустичних хвиль для фіксованої частоти та розміру МЧ як параметра. В (1) теплова швидкість і частота релаксації (зіткнень) є функціями розміру МЧ. Перша — через масу МЧ, а остання — через масу і поперечник МЧ. Співвідношення між масою МЧ та її розміром специфічне для порошинок у PEVCD-системі. Зауважимо, що рівняння (1) не містить опису процесів, що мають зв'язок із флуктуаціями заряду МЧ. Звичайно такі флуктуації розглядають як додатковий дисипативний механізм, але при скінченній амплітуді звукових хвиль можливе формування нестійкості [2]. Аналіз впливу такого нелінійного ефекту (пропорційного квадрату амплітуди хвилі) на акустичну діагностику запорошеної плазми виходить за межі цієї роботи.

Врахування наявності розподілу по розмірах можна провести в кінетичному наближенні. Для цього представимо поздовжну діелектричну проникність запорошеної плазми у вигляді суми доданків від кожної з компонент (електрони, іони, МЧ):

$$\varepsilon_l = \varepsilon_e + \varepsilon_i + \varepsilon_d. \qquad (2)$$

Вирази для внесків від електронів та іонів є стандарними, а для МЧ буде враховано наявність степеневого розподілу по розмірах. Вважаємо, що всі МЧ є сфероподібними, тоді радіус a такої сфери є змінною розподілу з показником μ.

Тоді заряд та маса МЧ є функціями її радіуса. Маса просто пропорційна об'єму, а заряд знаходимо з таких міркувань, що всі МЧ мають однаковий поверхневий потенціал U, тобто $q_d = aU$. Остаточно маємо

$$\varepsilon_l(\omega, k) = 1 + \frac{4\pi}{k^2}\sum_{\alpha}\frac{q_\alpha}{m_\alpha}\int\frac{k(\nabla_v f_{\alpha 0})}{\omega - kv}dv +$$

$$+ \frac{4\pi}{k^2}\int_{a_{\min}}^{a_{\max}}\frac{q_d(a)}{m_d(a)}da\int\frac{k(\nabla_v f_{\alpha 0})}{\omega - kv}dv, \qquad (3)$$

де індекс $\alpha = e,\ i$ (електрони та іони).

Далі у припущенні максвеллівських функцій $f_{\alpha 0}(v) f_{d0}(v)$ всіх компонентів запорошеної плазми можна виконати інтегрування (3) в спеціальних функціях (інтеграл ймовірності або функція Крампа). Потім потрібно використати їхню асимптотику для малих і великих аргументів, маючи на увазі відому умову на фазову швидкість пилових акустичних хвиль $v_{Td} \ll \omega/k \ll v_{Ta}$. Однак отримані вирази все одно дуже громіздкі. Реальне спрощення полягає у використанні умови $a_{\min} \ll a_{\max}$ та $\mu > 1$, які добре виконуються в космічних умовах. Тоді вираз (3) виглядає таким чином:

$$e_l = 1 + k_e^2/k^2 + k_i^2/k^2 - \omega_d^2/\omega^2 \times$$

$$\times\frac{1}{\mu}\left[1 + \frac{3}{3+\mu}\frac{T_d}{m_d(a_{\min})}\left(\frac{k}{\omega}\right)^2\right]. \qquad (4)$$

Тут k_α^2 — обернені квадрати радіусів Дебая частинок сорту α. Можна показати, що у припущенні монорозмірного пилу, коли всі вирази, які містять тільки μ, дорівнюють одиниці, вираз для фазової швидкості пилової акустичної хвилі збігється з тим, який отриманий з (1). Параметри ж степеневого розподілу по розмірах $n_d(a) = C_d a^{-\mu}$ можна знайти, вимірюючи, у відповідності з роботою [1], фазову швидкість та коефіцієнт загасання.

ФАЗОВІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПИЛОВИХ АКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ У ПЛАЗМІ З ДИПОЛЬНИМИ ДОМІШКАМИ

Загальновідомо, що формування «паличок» може відбуватися внаслідок коагуляції частинок плазми (нейтральних чи заряжених). Вони мають можливість обертатися завдяки взаємодії з плазмовим оточенням, тобто зіткненням з плазмовими частинками та/або взаємодії з електричним полем колективних рухів плазми. В решті властивостей такі «палички» подібні до сферичних МЧ: вони також можуть утворювати квазікристалічні структури та левітувати у зіткнювальних плазмових прошарках [6].

Низькочастотні дисперсійні властивості запорошеної плазми, що залежать від трансляційних ступенів волі, вивчались неодноразово [7]. Спираючись на ці результати, можна, як це зроблено в роботі [4], знайти внесок «паличок» з дипольним моментом $\mathbf{d}$ і зарядом q до діелектричної проникності запорошеної плазми. Власний дипольний момент може виникати у МЧ завдяки неоднорідному розподілу електричного заряду вздовж «палички». Така задача вирішується у два етапи. На першому знаходиться поляризовність запорошеної плазми з урахуванням дипольної складової, а за нею — діелектрична проникність. Другий етап полягає у знаходженні дисперсійних властивостей системи.

Поляризовність такої системи можна отримати, використавши деякі квантовомеханічні результати. Саме ізольований жорсткий ротатор з його власним дипольним моментом моделюється квантовою системою. Незбурені хвильові функції її добре відомі. Оператор збурення виводиться з виразу для енергії, що набуває такий диполь в електричному полі хвилі. Вираз для середнього значення дипольного момента в певному квантовому стані, що індукований електромагнітним зовнішним полем, відомий. Він отриманий у першому порядку теорії збурень саме в довгохвильовому наближенні. За відомим правилом відбору та енергетичним спектром ротатора були отримані відповідні матричні елементи. Користуючись ними, можна підсумувати по одному з квантових чисел (азимутальному) і отримати наступний вираз для z-складової індукованого моменту d_z:

$$d_l^z = \frac{d^2}{3J}\left[\frac{(l+1)^2}{\frac{\hbar^2(l+1)^2}{J^2}-\omega^2}-\frac{l^2}{\frac{\hbar^2 l^2}{J^2}-\omega^2}\right]\widetilde{E}_z. \qquad (5)$$

Такий вираз дозволяє знайти тензор поляризованості індивідуального ротатора:

$$d_l^z = \alpha_{zz}^l(\omega)\widetilde{E}_z\,.$$

Враховуючи симетрію системи

$$\alpha_{xx}^l(\omega) = \alpha_{yy}^l(\omega) = \alpha_{zz}^l(\omega) \equiv \alpha^l(\omega),$$

остаточно отримуємо

$$\alpha^l(\omega) = \frac{d^2}{3J}\left[\frac{(l+1)^2}{\frac{\hbar^2(l+1)^2}{J^2}-\omega^2}-\frac{l^2}{\frac{\hbar^2 l^2}{J^2}-\omega^2}\right]. \qquad (6)$$

Сумування по орбітальному квантовому числу l не є тривіальною задачею. Крім того, треба виконати усереднення по всіх квантових станах. Ця задача вирішена в роботі [4] у квазікласичному наближенні:

$$\alpha(\omega) = \frac{d^2}{3T}\int_0^\infty \frac{x\exp(-x^2)dx}{x^2-y^2}, \qquad y = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\omega}{\omega_T}\,. \qquad (7)$$

Тут $x = \hbar l/\sqrt{2JT}$, а $\omega_T = \sqrt{T/J}$ — величина, пропорційна кутовій швидкості ротатора. Для частот $\omega \gg \omega_T$ інтегрування можна виконати, розкладаючи у степеневий ряд за степенями $x^2/y^2 \ll 1$, тоді

$$\mathrm{Re}\,\alpha(\omega) \approx -\frac{d^2}{3J\omega^2}\left[1 + 2\frac{\omega_T^2}{\omega^2}\right]. \qquad (8)$$

Коли ж $\omega \ll \omega_T$, то слід очікувати переходу диполів до теплової рівноваги (бо характерний час є великим). Тоді їхній розподіл відповідає больцманівському для диполів у постійному електричному полі. Можна стверджувати, що тоді поляризовність α не залежить від частоти ω і дорівнює статичній ланжевенівській:

$$\alpha(\omega) \approx d^2/(3T). \qquad (9)$$

Тепер можна розглянути поздовжню діелектричну проникність ε запорошеної дипольної плазми. Останню можна представити у вигляді суми внесків відповідного зарядженого компонента — електронів ε_e, іонів ε_i, заряджених МЧ ε_d та їхніх дипольних моментів:

$$\varepsilon_l = \varepsilon_e + \varepsilon_i + \varepsilon_d + 4\pi N_d\alpha(\omega), \qquad (10)$$

де N_g є густина гранул а поляризовність $\alpha(\omega)$ дається виразом (7). Аналітичні вирази для діелектричних проникностей електронів, іонів та заряджених гранул добре відомі. Далі будемо розглядати лише низькочастотні коливання, асоційовані з обертальним рухом дипольних моментів. Зауважимо, що такий рух в певному сенсі швидший, ніж поступальний. Тому буде справедливим припущення щодо теплової рівноваги обертальних степенів руху з поступальними з однією температурою T. Дійсно, ротатора, який рухається з тепловою швидкістю v_T, за характерний час обертання переміщується на відстань порядку розміру МЧ: $v_T/\omega_T \sim a$. При більших частотах положення центру мас практично не змінюється. Іншими словами, МЧ для таких частот практично перебувають у спокої. Використовуючи відому умову

$$\varepsilon_l(\omega, k) = 0,$$

можна проаналізувати низькочастотні коливання запорошеної плазми з урахуванням дипольних моментів МЧ. Останні дають незначний зсув у частотах відомих власних коливань відповідної електрон-іонної плазми. Але вони можуть відігравати суттєву роль у беззіткнювальному загасанні плазмових коливань. Це відбувається завдяки тому, що таке загасання взагалі не залежить від хвильового вектора (декремент загасання $\gamma \sim \exp(-\omega^2/\omega_T^2)$). Таким чином, власні коливання електрон-іонної плазми можуть бути подавлені при додаванні відповідної кількості МЧ з дипольним моментом при частотах, що близькі до частоти теплового обертання ω_T.

Можна розглянути і особливий тип власних слабко загасаючих коливань у такій плазмі. Для цього розглянемо частотний діапазон $\omega_T \ll \omega \ll kv_{Ti}$ (k — хвильовий вектор, v_{Ti} — теплова швидкість іонів). У цій області частот дисперсійне рівняння має вигляд

$$1 + \sum_\sigma \frac{1}{(ka_\sigma)^2}\left[1 + i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega}{kv_{T\sigma}}\right] - \frac{\Omega_d^2}{\omega^2} - \frac{\Omega_d^2}{\omega^2} = 0, \tag{11}$$

де

$$\Omega_d = \sqrt{\frac{4\pi Z^2e^2N_d}{m_d}}, \qquad \Omega_d = \sqrt{\frac{4\pi\, d^2N_d}{3J}},$$

$$a_\sigma = \sqrt{\frac{T_\sigma}{4\pi\, e^2N_\sigma}}, \qquad v_{T\sigma} = \sqrt{\frac{T_\sigma}{m_\sigma}};$$

σ відмічає електронний та іонний компоненти. Умову квазінейтральності можна записати у вигляді

$$N_i = N_e + ZN_d,$$

де Z — кількість електронів на МЧ. Відділяючи дійсну частину, можна отримати дисперсію низькочастотних поздовжніх коливань у запорошеній плазмі з урахуванням дипольних моментів МЧ. Але і це співвідношення у загальному випадку досить складне. Його можна спростити, якщо вважати, що всі електрони осіли на МЧ, тобто плазма фактично є двокомпонентною. Тоді в довгохвильовому наближенні $ka_i \ll 1$ вираз (11) дає

$$\omega = k\sqrt{\left[1 + \frac{m_d d^2}{3Je^2Z^2}\right]\frac{Z^2T_i}{m_d}}. \tag{12}$$

Оцінки показують, що швидкість відповідних пилових акустичних хвиль для дипольної запорошеної плазми з МЧ у вигляді «паличок» приблизно у $\sqrt{5}$ разів вища, ніж для сферично-симетричних диполів. Нагадаємо, що такі хвилі слабко загасають лише при $\omega \gg \omega_T$. У протилежному випадку вони подавляються за рахунок взаємодії електричного поля хвилі з диполями, які обертаються. При існуванні розподілу МЧ по довжині залежними від нього, як видно з (12), залишаються лише заряд МЧ та її маса. На жаль, у більшості експериментальних робіт досліджують спеціально виготовлені монорозмірні дипольні МЧ, тому чисельні оцінки порівнювати складно.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ АКУСТИЧНОЇ ДІАГНОСТИКИ ЗАПОРОШЕНОЇ ПЛАЗМИ З САМОГРАВІТАЦІЄЮ

Одним з ефектів, який відрізняє властивості запорошеної плазми від звичайної електрон-іонної, є вплив сил гравітації. Для важких МЧ ці сили можуть бути порівняні з електромагнітними, тим більше в космічних умовах заряд МЧ може бути порівняно невеликим. Самі МЧ часто мають широкий розподіл по масах — від мезомолекул до астероїдів. У той же час, зважаючи на поширений випадок переваги кулонівської взаємодії, велика кількість дослідницьких робіт була присвячена саме врахуванню впливу змінного заряду. Було знайдено, що загасання внаслідок змінного заряду переважає загасання Ландау для довгих хвиль (наприклад, пилових акустичних). Але нещодавно вийшла робота [8], де показано, що саме такі хвилі модифікуються впливом сил гравітації, які породжують їхні стабільні та нестабільні моди. Тому з огляду на потреби методу акустичної діагностики є необхідність кінетичного розгляду впливу самогравітації з урахуванням розподілу по розмірах МЧ. Звичайно, додавання самогравітації ускладнює проміжні викладки, веде до появи ще одного доданка у виразі типу (10). Але загальний вигляд його відомий і в кінетичному [8], і в гідродинамічному підході. Наведемо лише основні формули, необхідні при застосуванні методу акустичної діагностики. Їх можна отримати, користуючись асимптотикою для інтегралу ймовірності для випадку пилових акустичних хвиль. Розглянемо тільки довгохвильове наближення, коли

$$k^2U_d^2 \ll \Omega_J^2\,,$$

$$\Omega_J^2 = -\,1/(\mu-4)(a_0/a)^{\mu-1}\omega_J^2(a)\Big|_{a_{\min}}^{a_{\max}},$$

$$\Omega_p^2 = -\,1/(\mu-4)(a_0/a)^{\mu-1}\omega_p^2\Big|_{a_{\min}}^{a_{\max}},$$

де $U_d(a) = \Omega_p/k_d$ — фазова швидкість DAW, ω_J — джинсівська частота, ω_p — ленгмюрівська частота. За таких умов вплив самогравітації є домінуючим; існують дві моди:

$$\omega_1^2 = -\,\Omega_J^2 + k^2U_d^2(1-R), \quad (13)$$

$$\omega_2^2 = Rk^2U_d^2\,, \quad (14)$$

де $R = 4/(\mu-2)^2$. Слід тільки зауважити, що мода (13) відноситься до модифікованої джинсівської нестійкості, якщо права частина від'ємна. Коли права частина додатна, мода є стійкою, причому вона не існує у випадку монорозмірних МЧ. Обробка даних для акустичної діагностики — традиційна.

ВИСНОВКИ

1. Наведені вище фазові характеристики пилових акустичних хвиль можна використовувати при застосуванні методу акустичної діагностики у більшості варіантів запорошеної плазми.

2. Врахування дипольної складової призводить до появи нової пилової акустичної моди, але методика акустичної діагностики не вимагає модифікації.

3. Важливою властивістю запорошеної плазми з самогравітацією є сильна залежність її фазових характеристик для акустичного типу хвиль від показника в степеневому розподілі МЧ по розмірах. Звичайно, відновлення функції розподілу мікрочастинок по розмірах в реальних умовах експерименту потребує так званого адаптивного оцінювання такої функції.

Автори дякують УНТЦ за часткову підтримку цієї роботи грантом NN 37.

1. Мартиш Є. В. Особливості використання акустичних хвиль для діагностики гетерофазної запорошеної плазми // Вісник КНУ. Сер. фіз.-мат. наук.—2002.—№ 1.—С. 320—323.
2. Kononenko Yu. M., Martysh, E. V. Unstable low-frequency wave of finite amplitude in complex plasmas // 4th International Young Scientists' Conf. on Applied Physics. Proceed. — Kyiv: National Taras Shevchenko University, 2004.—P. 243—244.
3. Kortsragen U. Usage of acoustic waves in dusty plasma for contaminated particles diagnostics // Appl. Phys. Lett.—1997.—71, N 2.—P. 208—210.
4. Malnev V. M., Martysh E. V. Dielectric Permittivity of Dusty Plasma with Account of Dipole Moments of Granules // First Cairo Conf. on Plasma Physics and Applications; Cairo — Egypt, 11—15 October, 2003.
5. Siva Rama Prasad P. V. Acoustic waves in a dusty plasma // Phys. Lett.—1998.—A239.—P. 378—384.
6. Shukla P. K., Mamun A. A. Introduction in dusty plasma physics. — Bristol, 2002.
7. Verheest F. Waves in dusty plasmas. — Dordrecht: Kluwer, 2000.
8. Yaroshenko V., Jacobs G., Verheest F. Dust acoustic modes in self-graviting plasma // Phys. Rev.—2001.—E 63.—P. 066406.

ACOUSTIC DIAGNOSTICS OF HETEROPHASE PLASMA

Ye. V. Martysh, O. M. Radchenko, V. S. Sidorenko, V. A. Yatsenko

Our analysis of experimental and theoretical works on the propagation of acoustic waves in heterophase gas shown that the application of acoustic diagnostics in dusty plasma was advisable. The peculiarities of such systems and their influence on the corresponding dispersion relations are investigated. The gain-phase characteristics of acoustic-type vibrations for acoustic diagnostics are estimated.