Краткие сообщения по физике № 3-1989 г.

УДК 533.9.01:539.12

ФИЛАМЕНТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ПОТОКОВ ГОРЯЧИХ КВАРК-ГЛЮОННЫХ ПЛАЗМ

В.П. Силин, В.Н. Урсов

Показано, что при столкновении кварк-глюонных плазм с ультрарелятивистскими температурами возникает неустойчивость поперечного расслоения плазменных потоков с инкрементом и волновым вектором, значительно превышающими инкремент и характерный волновой вектор "электростатической" неустойчивости.

Проблематика столкновений тяжелых ядер стимулирует интерес к исследованию неустойчивостей в системе сталкивающихся кварк-глюонных плазм /1–4/. В работах /3, 4/ пренебрегалось тепловым разбросом по скоростям и рассматривалась только кварковая плазма. Однако при столкновениях тяжелых ядер температуры могут превышать 150–200 МэВ. При этом, во-первых, образуется кварк-глюонная плазма и нельзя ограничиваться рассмотрением только кварков, а, во-вторых, в силу сравнительной малости величины масс легких кварков ($\sim$ 10 МэВ) необходим учет их теплового движения, который отвечает ультрарелятивистским температурам /1/.

Имея в виду, что в линейном по глюонному полю приближении дисперсионные свойства бесцветной кварк-глюонной плазмы /5/ аналогичны дисперсионным свойствам обычной ультрарелятивистской плазмы, в основу рассмотрения положим следующий тензор диэлектрической проницаемости:

$$\begin{aligned}\epsilon_{il}(\omega, \mathbf{k}) = \delta_{il} + \sum_\sigma \, &[(\omega^\sigma/\omega)\delta_{ij} + u_i^\sigma u_j^\sigma (u^\sigma)^{-2} (1 - (1-\beta_\sigma^2)^{-1/2}) + \\ &+ (u_i^\sigma k_j/\omega)(1-\beta_\sigma^2)^{-1/2}]\, [\epsilon_{jm}^\sigma(\omega^\sigma, \mathbf{k}^\sigma) - \delta_{jm}]\, [(\omega^\sigma/\omega)\delta_{ml} + \\ &+ u_m^\sigma u_l^\sigma (u^\sigma)^{-2} \, (1 - (1-\beta_\sigma^2)^{-1/2}) + (u_l^\sigma k_m/\omega)(1-\beta_\sigma^2)^{-1/2}],\end{aligned} \tag{1}$$

где суммирование ведется по потокам сталкивающихся плазм, $\mathbf{u}^\sigma$ – скорость потока, $\beta_\sigma = u^\sigma/c$, $\omega_\sigma = (\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}^\sigma)(1-\beta_\sigma^2)^{-1/2}$, $\mathbf{k}^\sigma = \mathbf{k} + \mathbf{u}^\sigma(\mathbf{k}\mathbf{u}^\sigma)(u^\sigma)^{-2}\,((1-\beta_\sigma^2)^{-1/2} - 1) - \mathbf{u}^\sigma(\omega/c^2)\,(1-\beta_\sigma^2)^{-1/2}$. Парциальные вклады в диэлектрическую проницаемость потоков примем в виде

$$\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = (\delta_{ij} - k_i k_j/k^2)\epsilon^{tr}(\omega, k) + (k_i k_j/k^2)\,\epsilon^l(\omega, k), \tag{2}$$

где в пределе ультрарелятивистских температур /5, 6/:

$$\begin{aligned}\epsilon^{tr}(\omega, k) &= 1 + \frac{c}{4d^2 k\omega}\left[-\frac{2\omega}{kc} + \left(1 - \frac{\omega^2}{k^2c^2}\right)\ln\frac{\omega - kc}{\omega + kc}\right], \\ \epsilon^l(\omega, k) &= 1 + \frac{1}{k^2 d^2}\left[1 + \frac{\omega}{2kc}\ln\frac{\omega - kc}{\omega + kc}\right].\end{aligned} \tag{3}$$

В отличие от обычной плазмы /6/, в этих формулах для дебаевского радиуса d имеем /5/: $d^{-2} = 4\pi g^2 T^2 (1 + N_f/6)\hbar^{-3} c^{-3}$, где N_f – число ароматов кварков.

В работе /1/ на основе формул (1) – (3) рассмотрена "электростатическая" неустойчивость двух одинаковых сталкивающихся кварк-глюонных плазм, когда волновой вектор возмущений ориентирован вдоль направления относительной скорости плазм. В настоящем сообщении показано, что "электромагнитная" неустойчивость с волновым вектором **k** возмущений, перпендикулярным относительной скорости двух сталкивающихся одинаковых плазм, обладает значительно большим инкрементом. Считая скорости сталкивающихся плазм равными по величине и противоположно направленными, в соответствии с /7/ запишем дисперсионное уравнение в виде: $1 + \epsilon_{33}(\omega, \mathbf{k}) - c^2k^2/\omega^2 = 0$, где $\epsilon_{33}(\omega, \mathbf{k}) = (1-\beta^2)^{-1}\,[1 + \omega^2u^2/k^2c^4(1-\beta^2)]^{-1} \times \left\{[\epsilon^{tr}(\omega^+, \mathbf{k}^+) + \epsilon^{tr}(\omega^-, \mathbf{k}^-) - 2]\,(1-\beta^2)^{-1} + [\epsilon^l(\omega^+, \mathbf{k}^+) + \epsilon^l(\omega^-, \mathbf{k}^-) - 2](u^2/c^2)\,[(\omega/kc) - (kc/\omega)]^2\right\}$, причем $\omega^{\pm} = \omega(1-\beta^2)^{-1/2}$, $\mathbf{k}^{\pm} = \mathbf{k} \mp \mathbf{u}(\omega/c^2)\,(1-\beta^2)^{-1/2}$. Возникающая неустойчивость является апериодической. Поэтому положим $\omega = i\gamma \equiv ikcy$. Для величины y дисперсионное уравнение принимает вид:

$$0 = 1 + (1/y^2) + \frac{1-\beta^2}{(kd)^2\,(1-\beta^2-\beta^2y^2)^2}\left\{-\frac{1}{1-\beta^2} - \frac{2\beta^2(1+y^2)^2}{y^2} - \frac{i(1+y^2)}{y(1-\beta^2-\beta^2y^2)^{1/2}}\left[\frac{1}{2} + \beta^2(1+y^2)\right]\ln\frac{iy-(1-\beta^2-\beta^2y^2)^{1/2}}{iy+(1-\beta^2-\beta^2y^2)^{1/2}}\right\}. \tag{4}$$

Неустойчивые возмущения имеют волновой вектор, не превышающий граничное значение $k_{гр}$, которое определяется из уравнения (4) в пределе $y \to 0$ /8, 9/: $k^2_{гр} = 2u^2/c^2d^2\,(1-\beta^2)$. В отличие от "электростатической" неустойчивости /1/, здесь не возникает ограничений снизу на скорости сталкивающихся плазм. В пределе $u \ll c$ из уравнения (4) находим

$$\gamma(k) = (4u^2k/\pi c)\,(1 - k^2/k^2_{гр}).$$

Это значение отвечает оценке /9/.

Для столкновений ультрарелятивистских плазм представляет интерес рассмотреть случай $1-\beta^2 \ll 1$*. Запишем простое следствие уравнения (4), которое возникает в пределе $(1-\beta^2)^{-1} \gg y^2 \gg (1-\beta^2)$:

$$\frac{k^2}{k^2_{гр}} = \frac{1-\beta^2}{y^4\,(1+y^2)}\left[\frac{y^2}{2(1-\beta^2)} + (1+y^2)\left(\frac{3}{4} + \frac{y^2}{2}\right)\ln\frac{(1-\beta^2)(1+y^2)}{4y^2}\right]. \tag{5}$$

Отсюда в пределе больших длин волн ($k \to 0$) возмущений для инкремента филаментационной неустойчивости получаем следующее выражение: $\gamma(k) = kc\,[(1-\beta^2)\ln(4/(1-\beta^2))]^{-1/2}$. С увеличением волнового вектора уравнение (5) описывает сначала увеличение инкремента, и затем его уменьшение (рис. 1). Значения максимального инкремента и соответствующего ему волнового вектора определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \gamma_m &= k_{гр}c\,[(1/2)\,(1-\beta^2)]^{1/2}, \\ k_m &= k_{гр}\,[(1/2)\,(1-\beta^2)]^{1/2}y_m^{-1}, \\ y_m &= [(3/2)\,(1-\beta)\ln(12/(1-\beta))]^{1/4}. \end{aligned} \tag{6}$$

При $k^2_{гр} - k^2 \ll k^2_{гр}$ из формулы (4) получаем

$$\gamma = c(k_{гр} - k)\,(1-\beta^2)^{1/2}\,(8/3\pi).$$

---

* В дальнейшем для получения аналитических выражений решений уравнения (9) предполагается более жесткое ограничение $\ln(1/(1-\beta^2)) \gg 1$.

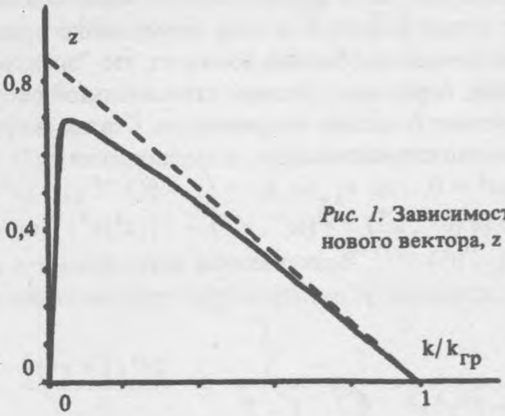

Рис. 1. Зависимость инкремента неустойчивости от величины волнового вектора, $z = (\gamma/k_{гр}c)\,(1 - u^2/c^2)^{-1/2}$.

Это выражение можно рассматривать как простую аппроксимацию в области $k_m < k < k_{гр}$. На рис. 1 ей отвечает пунктирная кривая (сплошная кривая – численное решение дисперсионного уравнения). Сравнение формул (6) с соответствующими выражениями для "электростатической" неустойчивости /1/ показывает, что максимальный инкремент в случае филаментационной неустойчивости значительно больше, а соответствующие длины волн возмущений много меньше.

Следовательно, в экспериментах по столкновению тяжелых ядер в условиях, отвечающих встречным ультрарелятивистским потокам кварк-глюонных плазм, можно в первую очередь ожидать не модуляцию плотности в направлении относительного движения потоков, а их филаментацию, то есть разбиение потоков на слои в перпендикулярном направлении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Силин В.П., Урсов В.Н. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 1, 40 (1986).
2. Heinz U. Nucl. Phys., **A 418**, 603c (1984).
3. Silin V.P., Ursov V.N. Proc. Joint Varenna – Abastumani Int. School and Workshop on Plasma Astrophysics, Suchumi, 1986, ESA SP-251, p. 513.
4. Покровский Ю.Е., Селихов А.В. Письма в ЖЭТФ, **47**, 11 (1988).
5. Климов В.В. ЖЭТФ, **82**, 336 (1982).
6. Силин В.П. ЖЭТФ, **38**, 1577 (1960).
7. Электродинамика плазмы. Под ред. А.И. Ахиезера, М., Наука, 1974.
8. Маханьков В.Г., Рухадзе А.А. Ядерный синтез, **2**, 177 (1962).
9. Михайловский А.Б. Физика плазмы, **6**, 283 (1980).

Поступила в редакцию 18 ноября 1988 г.