

УДК 533.9

СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ РАСШИРЕНИЯ ДИАПАЗОНА ВОЛНОВЫХ ЧИСЕЛ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВЕЙБЕЛЕВСКОГО ТИПА В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2024 г. Н. А. Емельянов*, Вл. В. Кочаровский

Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

* e-mail: n.emelyanov@ipfran.ru

Поступила в редакцию 12.12.2023 г.

После доработки 20.12.2023 г.

Принята к публикации 23.12.2023 г.

Для плазмы с анизотропным распределением частиц по скоростям в виде двух встречных бимаксвелловских пучков, в том числе для бимаксвелловской плазмы, при наличии параллельного пучкам внешнего магнитного поля показано, что в широкой области параметров столкновения частиц приводят к расширению диапазона волновых чисел, в основном в длинноволновую область, и ослаблению условия возникновения неустойчивости вейбелевского типа. Ее инкремент, найденный из решения дисперсионного уравнения для волновых векторов, ортогональных внешнему магнитному полю, в указанном расширенном диапазоне оказывается меньше или порядка частоты столкновений частиц. Следовательно, можно ожидать, что при долговременной инжекции частиц с анизотропным распределением по скоростям возможно поддержание неустойчивости в этом диапазоне параметров и формирование крупномасштабной магнитной турбулентности.

Ключевые слова: вейбелевская неустойчивость, магнитоактивная плазма, встречный пучок, бимаксвелловская плазма, столкновение частиц, филамент тока, длинноволновое возмущение

DOI: 10.31857/S0367292124020032, **EDN:** SCGUSM

1. ВВЕДЕНИЕ

Неустойчивости бесстолкновительной плазмы, приводящие к филаментации токов и возникновению сильных мелкомасштабных магнитных полей, прежде всего аperiodические неустойчивости вейбелевского типа [1–8], играют важную роль в физике космической и лазерной плазмы, где с ними связан ряд наблюдаемых явлений, включая бесстолкновительные ударные волны, формирование квазимагнитоэлектронной турбулентности, распад сильных разрывов в плазме, неустойчивости пучков заряженных частиц и др. (см., например, [9–13]).

В исследованиях подобных явлений первоочередными являются вопросы о пороге неустойчивости, диапазоне неустойчивых волновых чисел и значении максимального инкремента. Хорошо известно, что внешнее магнитное поле и столкновения частиц могут сильно влиять на указанные величины и даже полностью подавлять неустойчивость вейбелевского типа [2, 5, 10, 14–22]. Тем не менее, насколько нам удалось выяснить, анализ одновременного влияния обоих подавляющих факторов до сих пор отсутствует, хотя в реальных условиях они оба могут играть суще-

ственную роль, а их совместное действие приводит к нетривиальным следствиям.

Известно, однако, что для волн отрицательной энергии [23, 24] столкновения могут расширять диапазон волновых чисел, вовлеченных в неустойчивость, и способствовать ее развитию. Рост вейбелевских возмущений (филаментов) с отрицательной энергией имеет место, например, при инжекции энергичных бесстолкновительных пучков в холодную резистивную плазму [25–28]. Мы покажем, что расширение диапазона неустойчивости благодаря столкновениям частиц имеет место для более широкого класса задач, не требующих наличия холодной фоновой плазмы.

Для определенности будем интересоваться случаем аperiodического роста волн обыкновенного типа (O-волна) в магнитоактивной плазме с учетом столкновений частиц. Именно, в рамках кинетического подхода получим и исследуем дисперсионное уравнение на инкремент электронной неустойчивости в плазме с двухпучковой функцией распределения электронов по скоростям при наличии в обоих пучках одинакового бимаксвелловского теплового уширения, считая среднюю скорость пучков,

совпадающей с направлением внешнего магнитного поля. Целью исследования является совместное влияние магнитного поля и столкновений частиц на зависимость инкремента от волнового числа в условиях возникновения возмущений с волновыми векторами, ортогональными внешнему полю.

В разделе 2 представлено полученное дисперсионное уравнение и его типичные решения. Раздел 3 содержит анализ найденного критерия неустойчивости влияния столкновений на порог неустойчивости и диапазон неустойчивых волновых чисел. Приближенные выражения для инкремента в этой области и его сопоставление с частотой столкновений приведены в разделе 4. Выводы и обсуждение некоторых открытых вопросов даны в заключительном разделе 5.

2. ДИСПЕРСИОННЫЙ АНАЛИЗ ДЛЯ ВОЛНОВЫХ ВЕКТОРОВ, ОРТОГОНАЛЬНЫХ ОСИ АНИЗОТРОПИИ

Рассмотрим однородную нерелятивистскую плазму, которая помещена во внешнее однородное магнитное поле \mathbf{B}_0 , направленное вдоль оси Oz , и обладает начальной функцией распределения электронов, вытянутой вдоль данной оси и имеющей вид двух симметричных пучков с одинаковым (бимаксвелловским) тепловым разбросом скоростей:

$$f_0 = \frac{1}{2} \frac{n_0}{(2\pi)^{3/2} u_z u_\perp^2} e^{-v_z^2/2u_z^2} \times \left(e^{-(v_z - V_z)^2/2u_z^2} + e^{-(v_z + V_z)^2/2u_z^2} \right), \quad (1)$$

где n_0 — полная концентрация электронов, u_z и u_\perp — средние тепловые продольная и поперечная скорости электронов, V_z — величина средней скорости смещения бимаксвелловского распределения встречных пучков (при $V_z = 0$ и $u_z > u_\perp$ их общее распределение по скоростям является строго бимаксвелловским и имеет тот же характер неустойчивости). Для простоты ионы будем полагать неподвижным, обеспечивающими электронейтральность плазмы.

Дисперсионное соотношение для комплексной частоты ω и действительного волнового числа k_\perp обыкновенной волны, которая распространяется строго поперек магнитного поля, $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$, и имеет, для определенности, следующие компоненты волнового вектора: $\mathbf{k} = (k_\perp, 0, 0)$ и электрического и магнитного полей $\delta\mathbf{E} = (0, 0, \delta E_z)$, $\delta\mathbf{B} = (0, \delta B_y, 0)$, находится Фурье-преобразованием линеаризованных уравнений Власова–Максвелла [13, 29]:

$$\omega^2 - k_\perp^2 c^2 + \left[\frac{u_z^2 + V_z^2}{u_\perp^2} - 1 - \left(\frac{u_z^2 + V_z^2}{u_\perp^2} - \frac{i\bar{\nu}}{\omega + i\bar{\nu}} \right) \times \right. \\ \left. \times e^{-k_\perp^2 r_H^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{(\omega + i\bar{\nu})^2}{(\omega + i\bar{\nu})^2 - n^2 \omega_H^2} I_n(k_\perp^2 r_H^2) \right] = 0. \quad (2)$$

Здесь $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m}$ — плазменная частота, $\omega_H = eB_0 / (mc)$ и $r_H = u_\perp / \omega_H$ — гирочастота и тепловой гирорадиус электрона во внешнем поле, e и m — величина заряда и масса электрона, c — скорость света в вакууме, $\bar{\nu}$ — средняя частота столкновений¹, которые учтены в простейшем τ -приближении (см., напр., работу [18]), I_n — модифицированная функция Бесселя. В предельных случаях, когда магнитное поле \mathbf{B}_0 или частота столкновений $\bar{\nu}$ равны нулю, данное дисперсионное уравнение переходит в известные соотношения [2, 6, 14, 18].

Аналогично указанным работам из уравнения (2) находим критерий неустойчивости:

$$\frac{u_z^2 + V_z^2}{u_\perp^2} > 1 + \frac{k_\perp^2 c^2}{\omega_p^2 (1 - \Sigma(k_\perp))}, \\ \Sigma(k_\perp) = e^{-k_\perp^2 r_H^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{\nu}^2}{\bar{\nu}^2 + n^2 \omega_H^2} I_n(k_\perp^2 r_H^2). \quad (3)$$

Если условие (3) выполнено, то существует чисто мнимое решение $\omega = i\gamma$ уравнения (2), с положительным значением инкремента $\gamma > 0$, которое определяется уравнением

$$\gamma^2 + k_\perp^2 c^2 - \left[\frac{u_z^2 + V_z^2}{u_\perp^2} - 1 - \left(\frac{u_z^2 + V_z^2}{u_\perp^2} - \frac{\bar{\nu}}{\gamma + \bar{\nu}} \right) e^{-k_\perp^2 r_H^2} \times \right. \\ \left. \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{(\gamma + \bar{\nu})^2}{(\gamma + \bar{\nu})^2 + n^2 \omega_H^2} I_n(k_\perp^2 r_H^2) \right] = 0. \quad (4)$$

Его типичное решение $\gamma(k_\perp)$ как функция волнового числа, найденное численно при фиксиро-

¹ Фактически далее полагается, что частота столкновений $\bar{\nu}$ не зависит от анизотропии распределения частиц по скоростям, т. е. от параметра анизотропии A (введенного после формулы (5)), что вполне оправдано лишь при $A \lesssim 1$. Учет такой зависимости не влияет на дисперсионное соотношение (2) и сделанные в работе качественные выводы, однако заметно усложняет анализ зон неустойчивости и деталей зависимости инкремента от волнового числа $\gamma(k_\perp)$.

ванных прочих параметрах, представлено на рис. 1. Существенной особенностью данного уравнения, в отличие от известного уравнения без учета столкновений, исследованного в работах [2, 6], а также в работе [22] при $V_z = 0$ является наличие слагаемого $\bar{v} / (\gamma + \bar{v})$, которое делает нетривиальным предельный переход к случаю бесстолкновительной плазмы $\bar{v} \rightarrow 0$.

При этом переходе в общем случае указанное слагаемое в уравнении (4) не обращается в ноль, причем может оставаться порядка 1 в достаточно близкой окрестности нулевого значения инкремента, $\gamma = 0$, при сколь угодно малой частоте столкновений.

Сказанное означает, что анализ неустойчивости в бесстолкновительном приближении, безусловно, возможен только в области параметров, для которых $\gamma \gg \bar{v}$. В области, где $\gamma \lesssim \bar{v}$, данное приближение не применимо, поскольку слагаемое $\bar{v} / (\gamma + \bar{v})$ уже не является малым и существенно сказывается на решении дисперсионного уравнения $\gamma(k_\perp)$.

В отсутствие внешнего магнитного поля сделанное замечание становится тривиальным, а учет столкновений, как нетрудно показать, приводит к уменьшению инкремента и сужению диапазона неустойчивых волновых чисел [14, 18]. Однако при наличии магнитного поля роль столкновений оказывается сложнее. Как известно, в отсутствие столкновений внешнее магнитное поле само подавляет неустойчивость и сужает диапазон неустойчивых волновых чисел [5, 22, 23]. Тем не

менее оказывается, что для рассматриваемой анизотропной плазмы в тех областях волновых чисел, где в бесстолкновительном приближении из-за подавления неустойчивости внешним полем инкремент является малым ($\gamma \rightarrow 0$) столкновения существенно изменяют характер дисперсии $\gamma(k_\perp)$ и, напротив, приводят к возрастанию инкремента и расширению области неустойчивости. Иллюстрация сделанного утверждения дана на рис. 1. Из сравнения кривых a и b , c и d видно, что учет столкновений приводит к значительному изменению границ области неустойчивости, ее расширению, в первую очередь за счет малых чисел k_\perp . В случае, иллюстрируемом кривыми a и b , столкновения приводят также к увеличению максимального значения инкремента.

3. КРИТЕРИЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ. РАСШИРЕНИЕ ОБЛАСТИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Исследуем расширение области неустойчивости путем сравнения критериев неустойчивости при учете столкновений (3) и без их учета [2, 4, 23]. Равенство

$$\frac{u_\perp^2 + V_z^2}{u_\perp^2} - 1 = \frac{k_\perp^2 c^2}{\omega_p^2 (1 - \Sigma(k_\perp))}, \quad (5)$$

при котором реализуется нулевое решение $\omega^2 = 0$, т. е. порог неустойчивости, накладывает связь на входящие в него величины. Вводя параметр анизотропии $A = \frac{u_\perp^2 + V_z^2}{u_\perp^2} - 1$, из соотношения (5) получаем критическую зависимость $A(k_\perp)$ при фиксированных значениях прочих параметров плазмы.

Указанная функция в плоскости величин A и k_\perp разграничивает области неустойчивости ($\omega^2 < 0$) и устойчивости, где положительный инкремент отсутствует. Область значений A и k_\perp , лежащая выше кривой, является неустойчивой, тогда как область под кривой — устойчивой. Минимум функции $\min_{k_\perp} A(k_\perp)$ в данном случае можно рассматривать как абсолютный (т. е. минимальный по всем волновым числам) порог возникновения неустойчивости: $A_T = \min_{k_\perp} A(k_\perp)$.

В простейшем случае без внешнего поля и без учета столкновений функция $A(k) = k_\perp^2 c^2 / \omega_p^2$ является параболой (см. рис. 2, кривая a) и дает нулевое пороговое значение $A_T = 0$, поскольку при сколь угодно малой анизотропии имеется достаточно малое значение волнового числа k_\perp , для которого реализуется неустойчивость. Однако существует

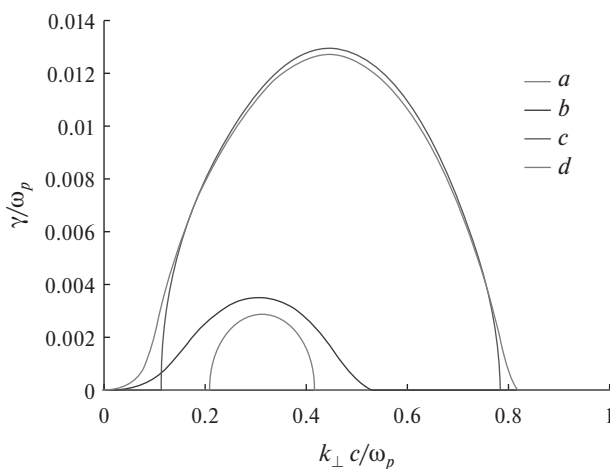


Рис. 1. Типичная зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа при значениях параметров $u_\perp / c = 0.1$, $\omega_H / \omega_p = 0.01$, $A = 0.3$ (кривые a, b), $A = 0.7$ (кривые c, d), $\bar{v} / \omega_p = 0$ (кривые a, c), $\bar{v} / \omega_p = 10^{-3}$ (кривые b, d). Использована нормировка на плазменную частоту.

максимальная граница неустойчивых волновых чисел k_{\max} , определяемая точкой пересечения параболы $A(k) = k_{\perp}^2 c^2 / \omega_p^2$ и прямой $A(k) = A_0 = \text{const}$, отвечающей заданному значению параметра анизотропии A_0 .

При конечном внешнем магнитном поле без учета столкновений кривая $A(k)$ в области малых волновых чисел загибается вверх, т.е. длинноволновая область становится устойчивой. При этом возникает ненулевой порог $A_T^{(m)} \approx (\delta / r_H)^{2/3}$ (если $\delta / r_H \ll 1$), который достигается при $k_{\perp} \approx (\delta^2 r_H)^{-1/3} / \sqrt{3}$, где введен масштаб скин-слоя $\delta = c / \omega_p$ (см. рис. 2, кривая b).

Иными словами, при заданном параметре анизотропии $A > A_T^{(m)}$ имеется не только максимальная k_{\max} , но и минимальная k_{\min} граница области неустойчивости. Последняя по порядку величины определяется обратным гирорадиусом теплового электрона во внешнем поле, согласно известным результатам [5, 22, 23].

При учете столкновений, но без магнитного поля, также имеется порог $A_T^{(c)} = (\bar{v}^2 / \omega_p^2)(c^2 / u_{\perp}^2) = \delta^2 / l_s^2$ (где l_s — длина свободного пробега теплового электрона), который, однако, для слабостолкновительной плазмы не является существенным ограничением на возникновение неустойчивости в силу обычно выполняющегося неравенства $\delta^2 / l_s^2 \ll 1$. При этом нижняя граница волновых чисел k_{\min} , как и в случае без столкновений, отсутствует, а критический параметр анизотропии $A \rightarrow A_T^{(c)}$ при $k_{\perp} \rightarrow 0$.

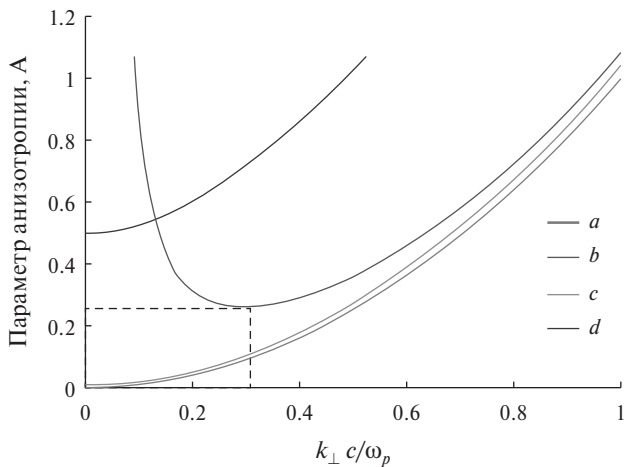


Рис. 2. Зависимость порогового значения параметра анизотропии A от волнового числа (при $u_{\perp} / c = 0.1$), определяемая условием $\gamma = 0$: без магнитного поля и столкновений (a), при внешнем магнитном поле $\omega_H / \omega_p = 0.01$ без столкновений (штриховой линией показан абсолютный порог) (b), с учетом обоих факторов при $\bar{v} \rightarrow 0$ и $\bar{v} / \omega_p = 0.07$ соответственно (c) и (d).

В общем случае магнитоактивной плазмы со столкновениями частиц, пусть слабыми, слагаемое $\bar{v} / (\bar{\gamma} + \bar{v})$ в уравнении (4) становится существенным вблизи критической кривой $A(k_{\perp})$. В результате, как это видно из соотношения (5), даже при очень малой частоте столкновений зависимость $A(k_{\perp})$ сильно отличается от аналогичной зависимости в строго бесстолкновительной плазме [2, 4, 23] (рис. 2, кривая b): загиб вверх вблизи малых значений волновых чисел исчезает, а значение порога A_T изменяется (см. рис. 2, кривая c).

Таким образом, длинноволновая область вновь становится неустойчивой (см. рис. 1), а порог неустойчивости A_T достигается при $k_{\perp} \rightarrow 0$ и может иметь более низкие значения, чем вычисленный без учета столкновений. При этом сохраняется максимальная граница области неустойчивости k_{\min} , почти не зависящая от столкновений.

Переход к пределу очень малых волновых чисел в уравнении (5) приводит к следующей зависимости:

$$A(k_{\perp}) \approx \frac{\bar{v}^2 + \omega_H^2 c^2}{\omega_p^2 u_{\perp}^2} + 3 \frac{\bar{v}^2 + \omega_H^2 k_{\perp}^2 c^2}{\bar{v}^2 + 4\omega_H^2 \omega_p^2} + \dots$$

Отсюда получаем порог неустойчивости $A_T^{(mc)} \approx \frac{\bar{v}^2 + \omega_H^2 c^2}{\omega_p^2 u_{\perp}^2}$. В бесстолкновительном пределе $\bar{v} \rightarrow 0$ имеем $A_T^{(mc)} = \frac{\omega_H^2 c^2}{\omega_p^2 u_{\perp}^2} = \frac{\delta^2}{r_H^2}$, что отличается от указанного ранее значения $A_T^{(m)}$ для магнитоактивной плазмы без столкновений: $A_T^{(mc)} \ll A_T^{(m)}$ при $\delta / r_H \ll 1$ (см. рис. 2, кривые b, c).

Следует отметить, что термин “расширение” для области неустойчивости следует применять с осторожностью. В действительности говорить о “расширении” можно только в случае, когда частота столкновений достаточно мала по сравнению с гирочастотой ($\bar{v} \ll \omega_H$), т.е. плазма близка к бесстолкновительной, а изменение максимального значения неустойчивых волновых чисел k_{\max} незначительно. В противном случае столкновения могут сильно уменьшать значение k_{\max} , как это изображено на рис. 2 (кривая d), что приводит к сужению области неустойчивости.

4. ПРИБЛИЖЕННЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ. СРАВНЕНИЕ ИНКРЕМЕНТА С ЧАСТОТОЙ СТОЛКНОВЕНИЙ

Существенным является то обстоятельство, что инкремент в расширенной зоне неустойчивости, лежащей между кривыми b и c на рис. 2, в слабостолкновительной плазме меньше или порядка

частоты столкновений: $\gamma \lesssim \bar{\nu}$. Для очень малой величины инкремента, $\gamma \ll \bar{\nu}$ в этой зоне из уравнения (4) приближенно получаем

$$\gamma \approx \bar{\nu} \frac{A - A_{k_{\perp}}^{(mc)}}{A_{k_{\perp}}^{(m)} - A},$$

$$A_{k_{\perp}}^{(mc)} = \frac{k_{\perp}^2 c^2}{\omega_p^2 (1 - \Sigma(k_{\perp}))}, \quad A_{k_{\perp}}^{(m)} = \frac{k_{\perp}^2 c^2 + \omega_p^2 \Sigma(k_{\perp})}{\omega_p^2 (1 - \Sigma(k_{\perp}))}. \quad (6)$$

Как видим, для волновых чисел в данной области инкремент равен частоте столкновений, умноженной на отношение отличий параметра анизотропии от его пороговых значений, определяющих условие возникновения неустойчивости в магнитоактивной плазме с учетом столкновений и без их учета. Согласно выражению (6), инкремент отличен от нуля, если выполнен критерий (3), и стремится неограниченно расти при приближении к границе неустойчивости, определяемой из бесстолкновительного решения. Как только с ростом волнового числа в окрестности значения k_{\min} инкремент γ станет порядка частоты столкновений $\bar{\nu}$, формула (6) будет не применима.

Для области малых волновых чисел, где $k_{\perp} r_H \ll 1$, при условии $\bar{\nu}, \gamma \ll \omega_H$ справедливо более простое выражение для инкремента

$$\gamma \approx \bar{\nu} \Delta A \frac{k_{\perp}^2 r_H^2}{1 - (1 + \Delta A) k_{\perp}^2 r_H^2}, \quad (7)$$

в котором $\Delta A = A - \delta^2 / r_H^2$, т. е. введено превышение параметра анизотропии над его пороговым значением $A_T^{(mc)} = \delta^2 / r_H^2$ в бесстолкновительном пределе. В этом решении соотношение величин $\bar{\nu}$ и γ может быть произвольным.

Из формул (6) и (7) следует, что инкремент является ненулевым ($\gamma \neq 0$) в сколь угодно близкой окрестности точки $k_{\perp} = 0$, тогда как решение без учета столкновений дает нулевой инкремент в целом интервале [23] $k_{\perp} < k_{\min} = (A + 1) / (A \sqrt{2\pi} r_H)$, в том числе отсутствие неустойчивости при любой величине параметра анизотропии в области волновых чисел $k_{\perp} < (\sqrt{2\pi} r_H)^{-1}$.

При анализе неустойчивости в области применимости как формулы (6), так и формулы (7) при $\Delta A \ll 1$, когда $\gamma \ll \bar{\nu}$, необходимо иметь в виду, что функция распределения может изотропизоваться за счет столкновений быстрее, чем успеет развиваться неустойчивость. В таком случае для существования неустойчивости необходим источник поддержания анизотропного распределения электронов по скоростям. Однако если превышение ΔA достаточно

большое, то в области применимости формулы (7) найдутся такие волновые числа k_{\perp} , для которых оказывается справедливым обратное неравенство² $\gamma \gtrsim \bar{\nu}$. Тогда неустойчивость может успеть развиваться за время меньше или порядка времени свободного пробега электронов.

Наличие неустойчивых возмущений с волновыми числами, для которых пороговое значение параметра анизотропии $A_{k_{\perp}}^{(m)}$, определяемое бесстолкновительным решением, выше фактической величины параметра анизотропии A можно интерпретировать как результат “размагничивания” электронов за счет межчастичных столкновений, обеспечивающих диффузию поперек внешнего магнитного поля.

При отсутствии столкновений достаточно сильное внешнее поле препятствует самосогласованному собиранию электронов в токовые филаменты с большим поперечным масштабом, превышающим тепловой гирорадиус. Именно диффузионный дрейф, вызванный наличием столкновений, позволяет электронам собираться около нулей магнитного поля вейбелевских возмущений, даже если их масштаб значительно больше этого гирорадиуса. Однако такое диффузионное нарастание токовых филаментов, т.е. столкновительная неустойчивость вейбелевского типа, по необходимости возможна только с небольшим инкрементом, меньше или порядка частоты столкновений.

Данные качественные соображения согласуются с величиной инкремента неустойчивости, полученной в грубом дрейфовом приближении. Воспользовавшись гидродинамическими уравнениями и применив усредненное по движению электронов во внешнем магнитном поле описание, можно показать, что наличие столкновений приводит к возникновению скорости дрейфа v_D , имеющей ненулевую проекцию на волновой вектор вейбелевской волны k_{\perp} . В результате такое дрейфовое движение приводит к соответствующему возмущению токов пучков, которое, будучи согласованным с уравнениями Максвелла, имеет чисто аperiodический характер и нарастает с инкрементом

$$\gamma \approx \bar{\nu} \frac{V_z^2}{u_{\perp}^2} k_{\perp}^2 r_H^2. \quad (8)$$

Как нетрудно заметить, к аналогичному выражению можно прийти из формулы (7), переходя к гидродинамическому пределу $V_z^2 / u_{\perp}^2 \gg 1$ и рассматривая достаточно длинноволновые возмущения $k_{\perp} r_H \ll 1$.

² Можно показать, что в не слишком сильных магнитных полях (при $\delta / r_H \ll 1$) данное условие выполнится, если параметр анизотропии $A \gtrsim (2\pi - 1) / 2 \approx 2.6$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе показано, что в магнитоактивной бимаксвелловской плазме и, вообще, в плазме с анизотропным распределением частиц по скоростям в виде двух встречных бимаксвелловских пучков, ориентированных вдоль внешнего магнитного поля, межчастичные столкновения в определенных условиях приводят к расширению области аperiodической неустойчивости вейбелевского типа и уменьшению порога ее возникновения. При этом даже для сильного магнитного поля с ростом параметра анизотропии вейбелевская неустойчивость реализуется во всей области волновых чисел $0 < k_{\perp} < k_{\max}$, где k_{\max} находится из условия (5).

На основе аналитического исследования и приближенного решения дисперсионного уравнения для обыкновенных волн, распространяющихся ортогональных внешнему магнитному полю, установлено, что в указанной расширенной области их инкремент оказывается меньше или порядка частоты столкновений частиц.

Согласно приведенной “дрейфовой” интерпретации исследованного явления имеются основания надеяться, что сделанные выводы качественно справедливы не только для рассмотренного, но и для более широкого класса анизотропных распределений электронов по скоростям в магнитоактивной плазме.

Необходимо подчеркнуть, что при развитии неустойчивости вейбелевского типа в не слишком сильных магнитных полях, когда возможна неустойчивость области волновых чисел, определяемой бесстолкновительным решением (выше кривой b на рис. 2), максимальный инкремент существенно превышает частоту столкновений ($\gamma \gg \bar{\nu}$), оставаясь там практически независимым от нее.

В результате именно в этой, не слишком длинноволновой, области волновых чисел быстрее всего нарастут и достигнут нелинейного насыщения самосогласованные возмущения токов и магнитных полей, т.е. разовьется вейбелевская квазимагнито-статическая турбулентность, задающая значение среднеквадратичного магнитного поля. Однако при сильных внешних полях, не допускающих возникновения неустойчивости в бесстолкновительном режиме (т.е. при $A_T^{(mc)} < A < A_T^{(m)}$), при наличии сторонних источников анизотропии распределения электронов по скоростям, следует ожидать, что роль столкновений будет существенна, поскольку их влияние приведет к филаментации токов и нарастанию турбулентного магнитного поля в резистивном режиме.

Иными словами, при наличии анизотропной инжекции электронов становится возможным нарастание гармоник с инкрементами $\gamma \sim \bar{\nu}$, которые будут определять динамику токовых структур, а подавление неустойчивости потребует значительно большей величины внешнего магнитного поля, чем этого следовало бы ожидать, исходя из решения бесстолкновительной задачи.

Хотя результаты учета столкновений на линейной стадии неустойчивости представляются вполне ясными, проблема динамики длинноволновых возмущений при $A > A_T^{(m)}$ и возмущений в резистивном режиме при $A_T^{(mc)} < A < A_T^{(m)}$ на нелинейной стадии развития вейбелевской турбулентности остается совершенно открытой.

В частности, интересным является вопрос о доли первоначальной энергии неравновесных электронов с анизотропным распределением по скоростям, которая может передаваться этим гармоникам, особенно по сравнению с долей энергии (достигающей порядка 10% [30]), передаваемой квазимагнито-статической турбулентности в режиме без столкновений.

Неясной остается и эффективность нелинейного взаимодействия этой турбулентности с указанными длинноволновыми токовыми структурами в условиях систематической эволюции вейбелевского спектра в сторону гармоник с малыми волновыми числами.

Также интересен вопрос о возможности подкачки последних за счет сторонних источников поддержания анизотропии магнитоактивной плазмы, противодействующих изотропизации распределения электронов по скоростям вследствие как межчастичных столкновений, так и рассеяния на коротковолновой магнитной турбулентности.

Кроме того, в данной работе не учитывались наклонные моды с ненулевой проекцией волновых векторов на ось анизотропии и внешнее магнитное поле ($k_{\parallel} \neq 0$), так что вопрос об угловом распределении длинноволновых возмущений магнитного поля и трехмерной структуре соответствующих токов тоже требует дальнейшего исследования.

Очерченный круг вопросов только начинает изучаться и представляется важным для широкого ряда задач физики слабостолкновительной плазмы, космической и лабораторной.

Работа поддержана грантом РФФ № 21-12-00416. Для численных расчетов использованы суперкомпьютерные ресурсы ИПФ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Weibel E.* // Phys. Rev. Lett., 1959. V. 2. P. 83. DOI: 10.1103/PhysRevLett.2.83.
2. *Hamasaki S.* // Phys. Fluids. 1968. V. 11. P. 2724. DOI: 10.1063/1.1691879.
3. *Kalman G., Montes C., Quémada D.* // Phys. Fluids. 1968. V. 11. P. 1797.
4. *Landau R. W., Superman S.* // J. Plasma Phys. 1970. V. 4. P. 13.
5. *Davidson R.C., Hammer D.A.* // Phys. Fluids. 1972. V. 15. P. 317. DOI: 10.1063/1.1693910.
6. *Bornatici M., Lee K.F.* // Phys. Fluids, 1970. V. 13. P. 3007.
7. *Tautz R.C., Schlickeiser R.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 062901. DOI: 10.1063/1.2207588.
8. *Vagin K.Y., Uryupin S.A.* // Plasma Phys. Repts. 2014. V. 40. P. 393.
9. *Takabe H.* // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. P. 030901. DOI: 10.1063/5.0130264.
10. *Grassi A., Grech M., Amiranoff F., Pegoraro F., Macchi A., Riconda C.* // Phys. Rev. E. 2017. V. 95. P. 023203. DOI: 10.1103/PhysRevE.95.023203.
11. *Medvedev M.V., Loeb A.* // Astrophys. J. 1999. V. 526. P. 697.
12. *Robinson A.P. L., Strozzi D.J., Davies J.R., Gremillet L., Honrubia J.J., Johzaki T., Solodov A.A.* // Nuclear Fusion. 2014. V. 54. P. 054003.
13. *Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В., Мартыанов В.Ю., Тарасов С.В.* // УФН. 2016. Т. 186. С. 1267. DOI: 10.3367/UFNr.2016.08.037893.
14. *Wallace J.M., Epperlein E.M.* // Phys. Fluids B: Plasma Phys. 1991. V. 3. P. 1579.
15. *Wallace J.M., Brackbill J.U., Cranfill C.W., Forslund D.W., Mason R. J.* // Phys. Fluids. 1987. V. 30. P. 1085. DOI: 10.1063/1.866305.
16. *Kumar Kuri D., Das N.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 042106. DOI: 10.1063/1.4870083.
17. *Ryutov D.D., Fiuza F., Huntington C.M., Ross J.S., Park H.S.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 032701. DOI: 10.1063/1.4867062.
18. *Mahdavi M., Khanzadeh H.* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 052114. DOI: 10.1063/1.4807035.
19. *Schoeffler K.M., Silva L.O.* // Phys. Rev. Res. 2020. V. 2. P. 033233.
20. *Aman-ur-Rehman A.U.R., Ali Shan S., Majeed T.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 122113. DOI: 10.1063/1.4990111.
21. *Ibscher D., Lazar M., Schlickeiser R.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 072116. DOI: 10.1063/1.4736992.
22. *Емельянов Н.А., Кочаровский Вл.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66.
23. *Nezlin M.V.* Physics of Intense Beams in Plasmas. IOP Publishing Ltd., 1993. Ch. 4.
24. *Kadomstev B.B., Mikhailovskii A.B., Timofeev A.V.* // Sov. Phys. JETP. 1965. V. 20. P. 1517.
25. *Okada T., Niu K.* // J. Plasma Phys. 1980. V. 24. P. 483.
26. *Molvig K.* // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 35. P. 1504.
27. *Honda M.* // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 016401.
28. *Karmakar A., Kumar N., Shvets G., Polomarov O., Pukhov A.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 255001.
29. *Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Степанов К.Н.* Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. Гл. 1.
30. *Бородачѳев Л.В., Коломиец Д.О.* // Вестн. Московского ун-та. Сер 3. Физика. Астрономия. 2010. Т. 2. С. 14.

Collisional Mechanism of Expanding Wavenumbers Range of Weibel-Type Instability in Magnetoactive Plasma

© 2024 N. A. Emelyanov^{a,*} and V. V. Kocharovskiy^a

^a *Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950, Russia*

* *e-mail: n.emelyanov@ipfran.ru*

For plasma with anisotropic velocity distribution of particles in the form of two counter-propagating bi-Maxwellian beams, including bi-Maxwellian plasma, in the presence of external magnetic field parallel to the beams, it is shown that in a wide range of parameters, particle collisions lead to the expansion of the wavenumbers range, generally towards the long-wavelength region, and weaken the conditions for the occurrence of the Weibel-type instability. In the specified expanded range, its growth rate, found by means of solving the dispersion equation for the wave vectors orthogonal to the external magnetic field, turns out to be less than or on the order of the frequency of particle collisions. Thus, in this range of parameters, the instability development and formation of large-scale magnetic turbulence in a plasma with weak particle collisions require the long-term injection of particles with anisotropic velocity distribution.

Keywords: Weibel instability, magnetoactive plasma, counter-propagating beams, bi-Maxwellian plasma, particle collisions, current filaments, large-scale perturbations