ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.Г. Маханьков

1427

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПЛАЗМОЙ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1963

В.Г. Маханьков

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПЛАЗМОЙ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель - кандидат
физ.-мат. наук А.А. Рухадзе

Дубна 1963

1. После опубликования первых исследований, посвященных вопросам теории взаимодействия пучков заряженных частиц с плазмой [1], эта проблема подверглась детальному анализу в большом количестве как теоретических, так и экспериментальных работ /см. библиографию [2,3,4]/.

Долгое время, однако, считалось, что единственными механизмами возбуждения электромагнитных волн пучком в плазме являются эффект Вавилова-Черенкова и аномальный эффект Допплера. Поэтому ограничивались исследованием волн, для которых выполнялось черенковское условие $\omega \lesssim \vec{k}\vec{u}$ /см. обзорные работы [2,3]/. Более того, было распространено мнение, что колебания с волновым вектором $\vec{k} \perp \vec{u}$ / $\vec{u}$ -направленная скорость пучка/ возбуждаться не будут, так как для них не выполняется черенковское условие $\omega \lesssim \vec{k}\vec{u}$.

С другой стороны, на примере плазмы с анизотропиым давлением $(T_{\parallel} \neq T_{\perp})$ [5] была обнаружена неустойчивость плазмы с анизотропной функцией распределения частиц по скоростям к возбуждению электромагнитных волн. Позднее такая неустойчивость была подтверждена и на ряде других примеров плазмы с анизотропной функцией распределения частиц по скоростям [6]. Примером такой плазмы является также и система, состоящая из покоящейся плазмы и движущегося через нее пучка заряженных частиц. Поэтому в такой системе наряду с черенковским механизмом возбуждения и аномальным эффектом Допплера [x] должен проявиться чисто гидродинамический механизм возбуждеиия электромагнитных волн, связанный с анизотропией функции распределения частиц по скоростям и приводящий к возбуждению как продольной $\vec{E} \parallel \vec{k}$, так и поперечной $\vec{E} \perp \vec{k}$ компонент поля. В области частот $\omega \lesssim \vec{k}\vec{u}$ за неустойчивость плазмы ответствеины все механизмы возбуждения волн, и отделить их друг от друга невозможно. В области же частот $\omega \gg \vec{k}\vec{u}$ неустойчивость плазмы полностью обусловлена анизотропией функции распределения частиц по скоростям. Такое положение имеет место для волн, распространяющнхся под углом $\theta = \pi/2$ к направлению пучка. Для случая холодной плазмы в работе [8] указывалось, что дисперсиониое управление колебаний с $\vec{k}\vec{u} = 0$ допускает решение, соответствующее апериодическому нарастанию амплитуды колебаний со временем. Подробному исследованию апериодических неустойчивостей пучкового типа посвящена реферируемая диссертация.

---

[x] Возбуждение, связанное с нормальным эффектом Допплера, имеет место при инжекции пучка под углом к магнитному полю [4,7] и рассматриваться нами не будет.

2. В первой главе рассмотрены апериодические неустойчивости неограниченной системы плазма-пучок заряженных частиц как в отсутствии, так и при наличии внешнего однородного магнитного поля. Рассмотрение проводится в линейном приближении. Найдены спектр колебаний и инкременты нарастания амплитуды поля со временем для различных параметров задачи.

При получении тензора диэлектрической проницаемости системы плазма-пучок использован метод, предложенный А.А. Рухадзе /9/. Этот метод позволяет определить тензор диэлектрической проницаемости $\epsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ / ω и $\vec{k}$ суть частота и волновой вектор, соответственно/ с помощью преобразований Лоренца тока и заряда для любых /в том числе и релятивистских/ скоростей пучка.

Для случая холодной плазмы и пучка, когда тепловым движением частиц можно пренебречь, получающиеся инкременты

$$Im\,\omega \approx ku\sqrt{\frac{N_1}{N_2}} \quad \text{/ длинные волны } k^2c^2 \ll \omega_{2e}^2 \text{ /},$$

$$\gamma_{max} \approx \frac{u}{c}\,\omega_{1e} \quad \text{/ короткие волны } k^2c^2 \gg \omega_{2e}^2 \text{ /} \qquad /2.1/$$

/здесь также предполагалось, что плотность пучка N_1 мала, $N_1 \ll N_2$ / меньше, чем максимальный инкремент нарастания электромагнитных волн /обусловленный черенковским механизмом/

$$Im\,\omega = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}}\,\omega_{2e}\left(\frac{N_1}{N_2}\right)^{1/3}\gamma^{-2/3}, \quad \omega_{2e} \approx \vec{k}\,\vec{u}. \qquad /2.2/$$

Однако при релятивистских скоростях пучка и сравнимых плотностях пучка и плазмы инкременты черенковских и апериодических неустойчивостей становятся одного порядка, что имеет место, например, в будкеровских пучках.

В диссертации исследованы случаи горячего пучка и холодной плазмы, горячего пучка и горячей плазмы в различных областях частот; получающиеся при этом инкременты меньше $\gamma_{max} \approx \frac{u}{c}\,\omega_{1e}$. Неустойчивость подобного типа имеет место даже в том случае, когда направленная скорость пучка меньше тепловых скоростей всех компонент системы $v_{Te,i\,1,2}$.

В § 4 исследовано дисперсионное уравнение колебаний с волновым вектором $\vec{k} \perp \vec{u}$ при наличии однородного внешнего магнитного поля $H_0 \| u$.

В диссертации приведены результаты, относящиеся к холодной плазме и холодному пучку в двух областях частот $\omega \ll \omega_{Hi}$, $\omega \gg \omega_{He}$. В первом пределе существуют апериодически нарастающие со временем колебания поперечного поля, поляризованного вдоль внешнего магнитного поля $(\vec{E} \| \vec{u})$, частота которых

$$\omega^2 = \sum_a \omega_{ae}^2 - k^2c^2\left(\frac{u^2}{V_{A1}^2 + V_{A2}^2} - 1\right). \qquad /2.3/$$

В области коротких волн колебания становятся неустойчивыми при $u^2 > V_{A_1}^2 + V_{A_2}^2$ / V_{Aa} -альфеновская скорость a - ой компоненты системы/, при этом инкремент определяется выражением

$$Im\,\omega = ku \frac{c}{\sqrt{V_{A_1}^2 + V_{A_2}^2}} \qquad /2.4/$$

В этом же параграфе исследуется дисперсионное уравнение как продольных колебаний, так и поперечных колебаний, распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля и возникающих при движении пучка через плазму с релятивистской скоростью. Полученные инкременты уменьшены за счет релятивистского фактора γ.

3. Вторая глава диссертации посвящена исследованию волновых свойств ограниченной по радиусу системы, состоящей из квазинейтрального пучка заряженных частиц, движущегося через плазму. Рассмотрение проводится в гидродинамическом приближении без учета столкновений в отсутствии внешнего магнитного поля. Уравнение для электромагнитных полей, как и ранее, получены при помощи преобразования Лоренца для токов возмущения. Решая систему уравнений для полей с учетом граничных условий, получаем дисперсионное уравнение электромагнитных колебаний в такой системе. Следует отметить, что при получении дисперсионного уравнения учитывались члены, соответствующие пространственной дисперсии в перпендикулярном к пучку направлении /это означает, что в выражении для силы Лоренца оставлен член, пропорциональный магнитному полю/. Учет этих членов приводит к появлению качественно новых ветвей колебаний, нарастающих со временем. Это азимутальные волны / см [10] / и волны, медленно распространяющиеся вдоль оси системы. При принятых макроскопических параметрах задачи черенковские неустойчивости в ограниченной системе мало отличаются от соответствующих неустойчивостей для безграничной среды /за исключением того, что частота колебаний не может значительно превышать ленгмюровские частоты входящих компонент [11,12] /.

Однако ограниченность системы по радиусу существенно сказывается на возникновении апериодических неустойчивостей, о которых говорилось выше. Эти неустойчивости имеют место только при длинах волн достаточно малых по сравнению с радиусом системы. При этом решение дисперсионного уравнения выражается формулой

$$\omega^2 = \tfrac{1}{2}\left\{ \omega_{2e}^2 + \frac{\omega_{1e}^2}{\gamma^2} \pm \sqrt{\left(\omega_{2e}^2 + \frac{\omega_{1e}^2}{\gamma^2}\right)^2 + 4\omega_{1e}^2\omega_{2e}^2\frac{u^2}{c^2}} \right\}. \qquad /3.1/$$

/здесь обозначения те же, что и в пункте 2/. Соотношение /3.1/ получается при предположениях, ограничивающих число частиц на единицу длины системы $\frac{\omega_{2e}^2}{c^2} r_0^2$, $\frac{\omega_{1e}^2 r_0^2}{c^2} \ll 1$. В нерелятивистском пределе /3-1/ переходит в

$$Im\ \omega = \frac{\gamma\ \omega_{1e}\ \omega_{2e}}{\sqrt{\omega_{1e}^2 + \omega_{2e}^2}}\ \frac{u}{c}, \qquad /3.2/$$

что совпадает с формулой /2.1/ для коротких волн. В этой же главе показано, что в ограниченной по радиусу системе возбуждаются только E -волны, тогда как H -волны не возбуждаются, так как для них $\vec{E}\,\vec{u}=0$, и пучок работы под полем не производит.

4. В § 10 третьей главы неустойчивости, апериодически нарастающие со временем, исследуются методом малых нелинейностей для выяснения характера развития неустойчивости и распада спектра на той стадии процесса, когда становится необходим учет нелинейных по полю членов. На основе уравнений гидродинамики и уравнений самосогласованного поля найдены поля второго приближения, и показано, что если в линейном приближении при определенных условиях поперечные и продольные волны распространяются независимо, то уже во втором приближении появляется продольное поле, генерируемое поперечными волнами и приводящее к модуляции плотности в системе. Для наглядности рассмотрен пример взаимодействия гармоник с одинаковыми волновыми векторами. В этом случае, когда плотность плазмы значительно превышает плотность пучка, нелинейность значительно раньше наступает в пучке, нежели в плазме. При одинаковых плотностях в пучке и плазме нелинейности проявляются одновременно во всей системе. Аналогичный эффект имеет место для неустойчивостей на продольных волнах, рассмотренных в работах [13,14].

В § 11 исследуется обратное влияние возникающих колебаний электромагнитного поля на макроскопические параметры системы /в том числе и на начальную функцию распределения стационарного состояния/.

Оказывается, что движущийся сквозь плазму пучок заряженных частиц в результате возникновения и развития описанных выше апериодических неустойчивостей теряет энергию своего направленного движения, которая переходит в хаотическое движение частиц в пучке и плазме /что приводит к росту температуры той и другой компоненты системы/ и энергию электромагнитного поля.

На квазилинейной стадии, когда $\gamma_k \ll k v_{Ta}$ / γ_k – инкремент нарастания k ой гармоники, k –волновой вектор, v_{Ta} – тепловая скорость a –ой компоненты системы/, оказывается возможным определить амплитуды колебаний при насыщении. В случае не очень плотного пучка, когда

$$\frac{N_1}{N_2}\ \frac{|\omega|^2}{k^2 v_{T1}^2} \ll 1, \qquad /4.1/$$

поперечные и продольные колебания распространяются независимо /при этом предполагается, что $\vec{k} = \{k, 0, 0\}$ /. Поэтому можно ограничиться рассмотрением неустойчивостей с вектором электрического поля, параллельным скорости направленного движения пучка. Решая дисперсионное уравнение с точностью до членов линейных по $\frac{\omega}{k v_T}$, получаем максимальный инкремент нарастания

$$\gamma_{k\,max} \approx 2/3\; k v_T \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(1 - \frac{1 + \frac{N_1}{N_2}}{\frac{m u_0^2 + T_{\parallel}^0}{T_{\perp}^0}}\right). \qquad /4.2/$$

Далее, используя метод, развитый в работах /15,16/ для продольных неустойчивостей, получим изменение начальной функции распределения частиц, а также изменение ее первых и вторых моментов. Из условия обращения инкремента нарастания в нуль можно найти энергию электромагнитного поля в момент насыщения колебаний, через которую выражаются изменение температуры пучка и плазмы:

$$N_1 \delta T_{\perp}^{(1)} = \frac{1}{8\pi} \sum_k |H_k|^2 \frac{3}{Y}, \qquad /4.3/$$

$$\tfrac{1}{2} N_1 \delta T_{\parallel}^{(1)} = \frac{1}{8\pi} \sum_k |H_k|^2 \frac{3}{Y} \frac{T_{\perp}^{(1)}}{m u_0^2 + T_{\parallel}^{(1)}} \left(1 - 2\frac{T_{\parallel}^{(1)}}{T_{\perp}^{(1)}}\right), \qquad /4.4/$$

$$\delta T_{\perp}^{(2)} \approx Y^2 T^{(2)0}, \qquad /4.5/$$

где $Y = 1 - \frac{1 + \frac{N_1}{N_2}}{m u_0^2 + T_{\parallel}^{(1)}} T_{\perp}^{(1)}$.

Выражения /4.3/ и /4.4/ можно переписать в виде:

$$\delta T_{\perp}^{(1)} = const\; T_{\perp}^{(1)} Y^4,$$

$$\delta T_{\parallel}^{(1)} = const\; T_{\perp}^{(1)} Y^4 \frac{T_{\perp}^{(1)}}{m u_0^2 + T_{\parallel}^{(1)}} \left(1 - \frac{2 T_{\parallel}^{(1)}}{T_{\perp}^{(1)}}\right),$$

/где *const* колеблется в пределах от 9 до 46 для различных параметров задачи, точнее, отношения $m u_0^2 / 2 T_{\parallel}^{(1)}$/. Из этих выражений видно, что в связи с малостью Y приращение температуры в пучке и плазме будет незначительно / при получении формул /4.3 – 4.5/ предполагалось, что плазма холодная, а пучок горячий, т.е. $T^{(2)0} \ll T^{(1)0}$ и $k v_{T_2} \ll \omega \ll k v_{T_1}$ /.

Аналогичные расчеты проведены для случая горячего пучка и горячей плазмы в области частот $\omega \ll k v_{T_1}, k v_{T_2}$.

Результаты диссертации опубликованы в работах:

1. В.Г. Маханьков и А.А. Рухадзе. Ядерный синтез, том. 2, выпуск 3,4, стр. 177 /1962/; Препринт ОИЯИ Р-1005, Дубна, 1962.

2. В.Г. Маханьков. ЖТФ, XXXII, 1484 /1962/.

3. В.Г. Маханьков. ЖТФ, XXXIII, 897 /1963/.

4. В.Г. Маханьков. О модуляции скорости и плотности пучка и плазмы вследствие неустойчивости, распространяющейся перпендикулярно пучку.

Препринт ОИЯИ Р1180, Дубна, 1963.

5. В.Г. Маханьков. О неустойчивостях в системе плазма-пучок ограниченного радиуса. Препринт ОИЯИ Р1155, Дубна, 1963.

6. В.Г. Маханьков. Взаимодействие скомпенсированного пучка заряженных частиц с плазмой. Препринт ОИЯИ Р910, Дубна, 1962.

Литература

1. А.И. Ахиезер, Я.Б. Файнберг. ДАН СССР, 64, 555 /1949/; УФН, 44, 321 /1951/; D.Bom, E.P.Gross. Phys. Rev., 70, 1801 (1949).

2. В.П. Силин, А.А. Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. Атомиздат, Москва, 1961.

3. Я.Б. Файнберг. Атомная энергия, 11, 313 /1961/.

4. В.Д. Шапиро. Диссертация. Дубна, 1963.

5. Л.И. Рудаков, Р.З. Сагдеев. Сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций". М., Изд. АН СССР, т. 3, стр. 269 /1958/;
А.А. Веденов, Р.З. Сагдеев, там же, стр. 278;
Р.З. Сагдеев, В.И. Шафранов. ЖЭТФ, 39, 181 /1960/;
А.Б. Киценко, К.И. Степанов. ЖЭТФ, 38, 1841 /1960/.

6. B.D.Fried. Phys. Fluids, 2, 337 (1959); E.S.Weibel. Phys, Rev. Let., 2, 83 (1959).

7. В.В. Железняков. Изв. вузов, Радиофизика, 3, 57 /1960/.

8. J.Neufield, P.H.Doyle. Phys. Rev., 121, 654 (1961).

9. А.А. Рухадзе. ЖТФ, XXXII, 169 /1962/.

10. О.И. Ярковой. Азимутальные волны в системе плазма-пучок ограниченного радиуса. Препринт ОИЯИ Р1053, Дубна, 1962.

11. Schumann W.O. Z.Naturforsch., 5a, 181, 1950.

12. М.Ф. Горбатенко. УФЖ, VII, 233 /1962/.

13. M.Sumi. Jorn. of the Phys. Soc. of Japan, 16, 1086 (1960).

14. В.Д. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 613 /1963/.

15. А.А. Веденов, Е.П. Велихов, Р.З. Сагдеев. Доклад на конференции по физике плазмы. Зальцбург, № 199 /1961/.

16. W.E.Drummond, D.Pines. Доклад на конференции по физике плазмы. Зальцбург, № 134 /1961/.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 октября 1963 года.