Краткие сообщения по физике № 5 1979

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРЕНИЯ ИОНОВ В ПРЯМОЛИНЕЙНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ

А. В. Агафонов, К. Н. Пазин

УДК 537.533

Рассмотрена возможность ускорения ионов волнами пространственного заряда в замагниченном электронном пучке.

Для коллективного ускорения ионов в прямолинейных сильноточных электронных пучках (СЭП) необходимо иметь продольное электрическое поле, перемещающееся в пространстве синхронно с ускоряемыми ионами. В последнее время для этого разрабатываются схемы с применением медленных волн пространственного заряда СЭП /I-5/. В данной работе на основе анализа ленгмюровской собственной моды СЭП, учитывающего свойства его самосогласованного равновесия, предложен вариант использования плазменной волны для ускорения тяжелых частиц, обладающий определенными преимуществами по сравнению с выдвинутыми ранее /2-4/.

Рассмотрим свойства продольных плазменных колебаний малой амплитуды в бесконечно тонком трубчатом СЭП радиуса r_0, который распространяется в вакууме внутри идеально проводящей трубы радиуса R. Поперечное движение частиц "заморожено" внешним однородным магнитным полем, так что их траектории прямолинейны и направлены вдоль оси z в цилиндрической системе координат. Задача о ленгмюровских волнах в таком пучке была уже поставлена ранее (см., например /5/). Однако точного анализа их свойств, учитывающего параметры равновесного состояния пучка, проведено не было. Как показывает приводимое ниже рассмотрение, эти параметры существенно влияют на дисперсионные характеристики плазменных волн.

Предположим, что в однородном по z стационарном состоянии пучка полная энергия всех частиц одинакова. Тогда гидродинамические уравнения дают следующие соотношения между параметрами системы:

$$I = \nu\beta; \ \beta = (1 - \gamma^{-2})^{1/2}; \ \gamma = \gamma_o - 2\nu \ln(R/r_o), \qquad (I)$$

где γ_o и γ – одинаковые для всех частиц полная и кинетическая энергия, $\nu = 2\pi e^2 r_o \sigma/mc^3$ – безразмерная плотность заряда пучка, σ – плотность заряда, $I = 2\pi e r_o j_o/mc^3$ – безразмерный ток, j_o – плотность тока. Анализ соотношений (I) показывает, что при фиксированной полной энергии частиц с ростом заряда пучка скорость электронов β падает, при этом ток сначала растет (рост ν определяет падение β), при $\nu = \nu_{opt} = (\gamma_o - \gamma_o^{1/3})/2\ln(R/r_o)$ он достигает максимального значения $I_m = (\gamma_o^{2/3} - 1)^{3/2}/2\ln(R/r_o)$, а затем спадает до нуля, когда $\nu = \nu_{max} = (\gamma_o - 1)/2\ln(R/r_o)$ (рис. I.I). Т.е. данному значению тока $I < I_m$ соответствуют два стационарных состояния пучка: $\nu < \nu_{opt}$ – с малой плотностью заряда и большой продольной скоростью, которое назовем пучковым, и $\nu > \nu_{opt}$ – с большой плотностью заряда и малой скоростью частиц – состояние медленно дрейфующего электронного слоя. Дисперсионные характеристики медленной плазменной волны качественно меняются при переходе от одного типа равновесного состояния к другому.

Дисперсионное уравнение для продольных плазменных колебаний малой амплитуды имеет следующий вид:

$$\frac{I_o(kR)}{I_o(kr_o)} = \frac{2\nu}{\gamma(\gamma^2 - 1)} \frac{k^2}{(k_z - \omega/\beta c)^2}\left[I_o(kR)K_o(kr_o) - I_o(kr_o)K_o(kR)\right], \qquad (2)$$

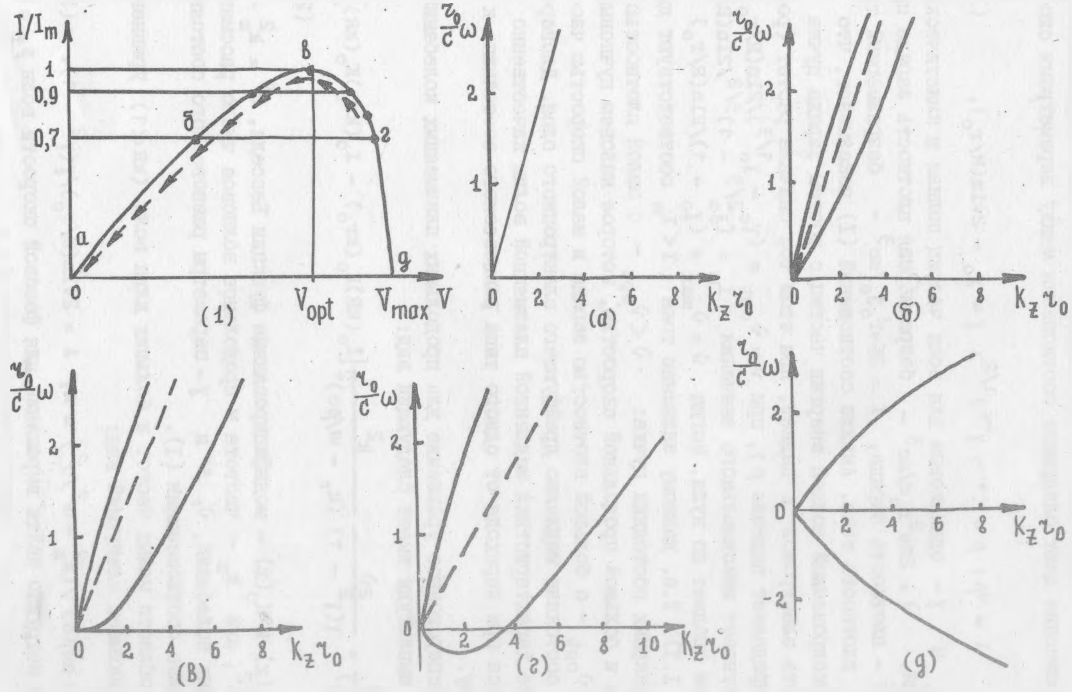
где $I_o(x)$ и $K_o(x)$ – модифицированные функции Бесселя, $k^2 = k_z^2 - \omega^2/c^2$, ω и k_z – частота и продольное волновое число рассматриваемых колебаний, ν, β и γ – параметры равновесного состояния, связанные соотношениями (I).

В области малых частот и больших длин волн ($kR \ll 1$) уравнение (2) принимает следующий вид:

$$(k_z - \omega/\beta c)^2/(k_z^2 - \omega^2/c^2) = A, \quad A = 2\nu \ln(R/r_o)/\gamma(\gamma^2 - 1). \qquad (3)$$

Отсюда нетрудно найти выражение для фазовой скорости волн $\beta_f = \omega/k_z c$:

$$\beta_f = \beta\left(1 \pm \sqrt{1 + (A - 1)(1 + A\beta^2)}\right)/(1 + A\beta^2). \qquad (4)$$



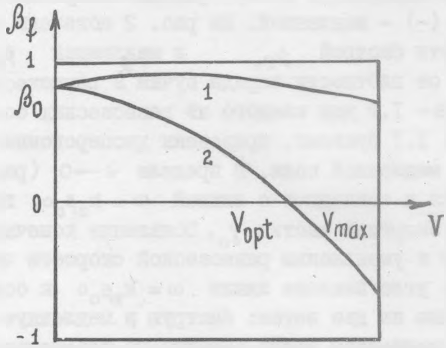
Р и с. I. Зависимость тока пучка в стационарном состоянии от плотности заряда и дисперсионные зависимости для состояний пучка, указанных на рис.I.I(γ_0 = 2)

Отсюда следует, что каждому стационарному состоянию пучка соответствуют две волны пространственного заряда, имеющие различные фазовые скорости. Волну с большей фазовой скоростью (знак (+)) будем называть быстрой, а волну, фазовая скорость которой определяется знаком (-) - медленной. На рис. 2 показана зависимость фазовой скорости быстрой β_{f+} и медленной β_{f-} волн в зависимости от плотности заряда пучка в равновесном состоянии.

На рис. I.а - I.г для каждого из равновесных состояний, отмеченных на рис. I.I буквами, приведены дисперсионные зависимости для быстрой и медленной волн. В пределе $\nu \to 0$ (рис. I.а) обе ветви сливаются и совпадают с линией $\omega = k_z\beta_0 c$, где β_0 определяется полной энергией частиц γ_0. Появление конечного заряда пучка приводит к уменьшению равновесной скорости частиц β_0 и, следовательно, угла наклона линии $\omega = k_z\beta_0 c$ к оси k_z, а также к ее расщеплению на две ветви: быструю и медленную (рис. I.б). При $\nu = \nu_{opt}$ медленная ветвь выходит по касательной к оси k_z и соответствует предельной диаграмме из класса $\nu < \nu_{opt}$ рис. I.в). Переход в состояние типа дрейфующего слоя $(\nu > \nu_{opt})$ качественно изменяет дисперсионную зависимость: появляется конечный интервал волновых чисел $(0, k_{zc})$, в котором медленное линейное возмущение может распространяться только навстречу движению частиц $(\beta_{f-} < 0)$ (рис. I.г). Положение точки пересечения определяется величиной равновесной плотности заряда ν: при $\nu = \nu_{opt}$ она лежит в начале координат, но по мере увеличения ν все более отдаляется от $k_z = 0$ и уходит на бесконечность при $\nu \to \nu_{max}$ (рис. I.д). Наличие точки k_{zc}, в которой $\beta_{f-}(k_{zc}) = 0$ фактически означает, что при $\nu > \nu_{opt}$ наряду с однородным может существовать и модулированное вдоль направления движения стационарное состояние.

Впервые возможность таких состояний, названных стратами (по аналогии со стационарным периодическим распределением плотности заряда в газовом разряде), и их связь с дисперсионными свойствами плазменных колебаний системы была показана в работе /6/ для неограниченного потока электронов, нейтрализованного неподвижными ионами. Для этой же модели в работе /7/ исследованы свойства нелинейных страт. Период страт $L_c = 2\pi/k_{zc}$ нетрудно получить из уравнения (2), перейдя в нем к пределу при $\omega \to 0$. Он зависит от параметров невозмущенного пучка и геометрических размеров системы.

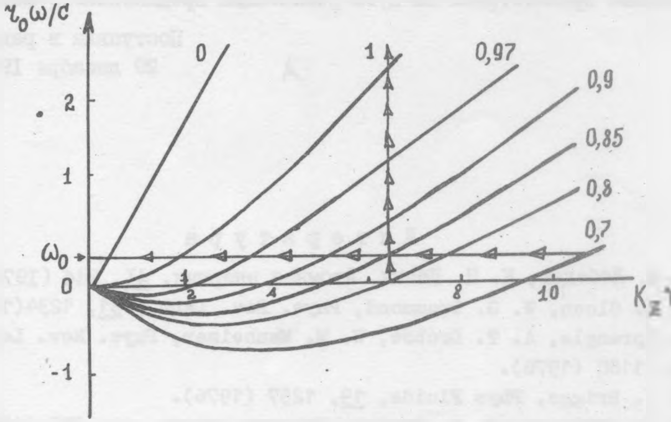
Результаты расчетов показывают, что при изменении тока пучка от I_m до нуля $(\nu_{opt} \leqslant \nu \leqslant \nu_{max})$ период страт монотонно убывает от бесконечности до нуля, причем основная часть кривой $L_c(I)$ приходится на небольшой интервал вблизи максимального тока.



Р и с. 2. Зависимость фазовых скоростей быстрой (I) и медленной (2) волн от плотности заряда

Проведенный здесь анализ дисперсионных свойств собственной ленгмюровской моды пучка показывает, что ее можно использовать для коллективного ускорения ионов, которое требует, в первую очередь, возможности плавного увеличения β_f, начиная с очень малых значений. Здесь мы хотим обратить внимание на то, что в точке страт фазовая скорость медленной волны пространственного заряда пучка равна нулю, а в ее окрестности может быть сколь угодно мала. Предположим, что медленная ленгмюровская волна в пучке возбуждается таким способом, при котором оказывается заданным период пространственной модуляции L. Тогда частота модуляций ω, а следовательно и фазовая скорость β_{f-}, должны устанавливаться автоматически по этому L в соответствии с дисперисонной кривой плазменных колебаний СЭП.

Для регулировки β_{f-} можно использовать медленное изменение тока пучка на входе в систему. Действительно, при фиксированном L увеличение I от значения I_c, при котором в пучке возбуждается стационарная во времени модуляция с периодом, равным L, до максимальной величины I_m, а затем от I_m до нуля (на рис. I.I показано стрелками) приводит к смещению рабочей точки на дисперсионной диаграмме (рис. 3) вертикально вверх.



Р и с. 3. Поведение дисперсионных зависимостей при плавном изменении тока пучка

Как показывают расчеты, для значений пространственного периода модуляции порядка радиуса пучка и меньше в области малых фазовых скоростей β_{f-} меняется достаточно плавно при изменении тока пучка. Так, например, при $k_z r_0 = 6$ и $0 \leqslant \beta_{f-} \leqslant 0,1$ зависимость $\beta_{f-}(I)$ можно аппроксимировать линейной функцией: $\beta_{f-} = I/I_m - 0,8I$, т.е. фазовая скорость пропорциональна отношению тока пучка к его максимальному значению. Наибольшее значение β_{f-} достигается при нулевом токе и определяется полной энергией частиц γ_0. Для принятого в расчетах значения $\gamma_0 = 2$, $\beta_0 \cong 0,87$.

Предлагаемый метод позволяет плавно регулировать фазовую скорость волны пространственного заряда, начиная со сколь угодно малых значений вплоть до величины β_0, определяемой полной энергией электронов γ_0. Это делает перспективным использование такой волны для коллективного линейного ускорения тяжелых частиц. Хотя такие проблемы, как обеспечение равновесия пучка нужного типа и возбуждение волн с постоянным в процессе ускорения периодом пространственной модуляции еще недостаточно полно изучены теоретически и экспериментально, на наш взгляд они не могут стать принципиальным препятствием на пути реализации предлагаемого метода.

Поступила в редакцию
29 декабря 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Н. Лебедев, К. Н. Пазин, Атомная энергия, 41, 244 (1976).
2. M. L. Sloan, W. G. Drummond, Phys. Rev. Lett., 31, 1234(1973).
3. P. Sprangle, A. T. Drobot, W. M. Manheimer, Phys. Rev. Lett., 36, 1180 (1976).
4. R. J. Briggs, Phys Fluids, 19, 1257 (1976).
5. B. N. Breizman, D. D. Ryutov, Nuclear Fusion, 14, 873 (1974).
6. А. А. Власов, Теория многих частиц, ГИТТЛ, М.-Л., 1950 г.
7. К. Н. Пазин, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 7 (1977).