ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р9 - 8379

А.Г.Бонч-Осмоловский

О СВЯЗИ МЕЖДУ ПЛОТНОСТЬЮ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОН-ИОННЫХ ПУЧКАХ И ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Р9 - 8379

А.Г.Бонч-Осмоловский

О СВЯЗИ МЕЖДУ ПЛОТНОСТЬЮ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОН-ИОННЫХ ПУЧКАХ И ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Направлено в ЖТФ

Большой интерес в различных областях физики и многочисленных технических приложениях вызывает использование плотных пучков заряженных частиц с примесью частиц другого сорта, в частности, с другими зарядами. Это могут быть, например, электронные пучки с примесью ионов различного вида /приборы СВЧ, новые методы ускорения и пр./ или ионные пучки, в которые захватываются вторичные электроны, как, например, в ускорителях и накопителях заряженных частиц. Характерным для этих систем заряженных частиц, в том числе и многокомпонентных, является большая переносная скорость одного сорта частиц относительно других и во многих случаях весьма малый энергетический разброс движущихся частиц, что дает основание применять для описания пучковых систем гидродинамическое приближение, в той или иной степени модифицированное. Во многих случаях важное значение имеют именно такие пучки и нас будут интересовать лишь эти случаи.

Для ряда задач важно достижение максимальной плотности пучков в течение достаточно длительного времени. Можно предположить, что определяющее влияние на параметры пучков, в том числе на плотность частиц в них, оказывают неустойчивости, приводящие к изменению формы и поперечных размеров пучков.

Для электрон-ионных пучков одной из важнейших является пучковая неустойчивость, сравнительно хорошо изученная как теоретически, так и экспериментально /см., например, обзоры /1/ / при прохождении пучков в плазме или нейтральном газе в условиях практически полной нейтрализации объемного заряда.

При изучении стабилизированного электронного пучка Будкером [2] была рассмотрена неустойчивость поперечного типа, фактически являющаяся пучковой неустойчивостью /она совпадает с последней при 100% нейтрализации объемного заряда/, в процессе развития которой из-за резонансного взаимодействия двух групп частиц в пучке колебания частиц в плоскости, перпендикулярной оси пучка, могут при определенных условиях экспоненциально возрастать. Характеристики этой неустойчивости, имеющей гидродинамическую природу, интенсивно изучались в последующих работах [3], особенно в последнее время [4,5], когда была установлена ее важная роль в коллективном методе ускорения. Эта неустойчивость наблюдалась, по-видимому, в экспериментах на бетатроне [6] и с электронными кольцами.

Особенностями неустойчивости Будкера-Бунемана, как ее часто называют, или неустойчивости типа "змейки", является непосредственное влияние на параметры пучков, в частности, плотность, из-за быстрого размытия пучков в поперечной плоскости, а также отсутствие существенного влияния на процесс ее развития, в отличие, например, от неустойчивости продольного типа, кинетических эффектов /затухания Ландау/. Неустойчивость, как было выяснено [3-5], теряет свой гидродинамический, быстрый характер лишь при очень большом разбросе частиц всех сортов по энергии.

Картина развития неустойчивости во многом еще не ясна, особенно это касается нелинейных процессов [7] и характера релаксации пучков.

В работе [8] была показана стабилизирующая роль продольного магнитного поля на неустойчивость Будкера-Бунемана, причем основное внимание было уделено кольцевым пучкам в условиях, когда ионы можно считать незамагниченными.

Цель данной работы состоит в установлении связи между максимально достижимой плотностью линейных пучков и внешним магнитным полем, причем основное внимание будет уделено пучкам с произвольной, в том числе малой, степенью нейтрализации, а также дипольным колебаниям /колебаниям центров тяжестей компонент пучка/, когда неустойчивость особенно опасна.

1. ОСНОВНЫЕ ЧЕРТЫ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Вначале рассмотрим наиболее важные для дальнейшего характеристики неустойчивости и обсудим ее возможное влияние на пучок в отсутствие магнитного поля.

В соответствии с общепринятым подходом предположим, что пучок состоит из электронов /для определенности/, имеющих заряд и массу покоя e и m, плотность n_e и скорость v_e; релятивистский фактор обозначим через $\gamma = (1 - v_e^2/c^2)^{-1/2}$. Ионы с зарядом eZ и массой M будем полагать покоящимися, плотность их равна n_i. Степень нейтрализации обозначим $f = n_i / n_e$. Так как мы рассматриваем прямолинейный пучок, то положим, что длина его конечна и равна L. Соответственно, наибольшая возможная длина волны возмущения равна $2L$. Как обычно, пренебрегается собственным магнитным полем пучка, т.е. считается $\nu/\gamma \ll 1$, где $\nu = n \frac{e^2}{mc^2}$.
Модель Будкера-Чирикова, введенная при анализе неустойчивости, предполагает также выполнение условия малости поперечных размеров пучка по сравнению с длинами волн возмущения, т.е.

$$k a \ll 1, \qquad /1/$$

где a - характерный размер сечения пучка.

Неустойчивость имеет порог, определяемый следующим соотношением:

$$\Omega_i^{2/3} + \Omega_e^{2/3} \le (k v_e)^{2/3}. \qquad /2/$$

Здесь Ω_e и Ω_i - частоты колебаний электронов и ионов, соответственно, в потенциальной яме, создаваемой частицами противоположного знака заряда:

$$\Omega_e^2 = \frac{2\pi e^2 n_i Z}{m\gamma} \qquad /3'/$$

$$\Omega_i^2 = \frac{2\pi e^2 n_i Z}{M}, \qquad /3''/$$

$k \equiv k_z = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновой вектор возмущения, наименьшую его величину обозначим $k_0 = \pi/L$.

Условие /2/ означает, что неустойчивость развивается при значениях плотностей в пучке, больших тех, которые определяются согласно /2/. Введем обозначение для отношения частот

$$s = \frac{\Omega_e}{\Omega_i} = \sqrt{\frac{M}{m\gamma} f} \qquad /4/$$

и сделаем предположение, важное для дальнейшего анализа

$$s \gg 1 . \qquad /5/$$

Условие /5/ выполняется для широкого класса пучков /приборы СВЧ, накопители и ускорители, плазменные пучки/.

Как было показано в [3,4], неустойчивость имеет резонансный характер, т.е. максимальный инкремент достигается при условии

$$\Omega_i + \Omega_e = k v_e . \qquad /6/$$

Вблизи порога инкремент $\mathrm{Im}\,\omega$ / ω - частота возмущения/ близок к нулю; в максимуме, при условии /6/, он равен

$$\mathrm{Im}\,\omega \approx \frac{\Omega_i}{2}\sqrt{s} \simeq \frac{k v_e}{2\sqrt{s}} , \quad \mathrm{Re}\,\omega \simeq \Omega_i \qquad /7/$$

и, наконец, вдали от резонанса, когда, с учетом /5/, $\Omega_e >> k v_e$, он определяется следующим образом:

$$\mathrm{Im}\,\omega \simeq \frac{k v_e}{s} , \quad \mathrm{Re}\,\omega \simeq \frac{k v_e}{s^2} . \qquad /8/$$

Как следует из /7/ и /8/, неустойчивость является апериодической ($\mathrm{Re}\,\omega << \mathrm{Im}\,\omega$) .

Нетрудно видеть, что в окрестности резонанса инкремент неустойчивости может достигать очень больших значений, порядка 10^{+9} 1/*сек* и даже больше, и существенно превышать, таким образом, длительность пролета $\tau = L / v_e$ электронов в системе. Мы будем считать, что если фактор пролета

$$a = \tau\,\mathrm{Im}\,\omega \qquad /9/$$

для возмущений, волновые векторы которых лежат в интервале $k_0 = \frac{\pi}{L} \leq k \leq 1/a$, значительно превышает единицу,

$$a >> 1 , \qquad /10/$$

то плотность частиц в пучке существенно изменяется, пучок приобретает неоднородность вдоль оси; совместное действие нарастающих колебаний и неоднородности плотности вдоль оси может приводить к уходу частиц, особенно ионов, из пучка. В процессе изменения плотности происходит релаксация пучка, при этом плотность частиц может достигнуть порогового значения, определяемого из /2/. Детали этого возможного механизма релаксации должны явиться предметом будущего анализа, здесь мы укажем лишь на работу [9], в которой было получено изменение плотности при значительной амплитуде колебаний /все еще заметно меньшей a/ и работу [7], указавшую на ослабление причин, вызывающих неустойчивость с учетом нелинейности сил, когда плотность становится неоднородной по сечению пучка.

Если условие /10/ не выполняется для тех k, для которых существует неустойчивость, мы будем считать, в связи с конвективным/"сносовым"/характером неустойчивости, что существенных возмущений пучка не происходит. В частности, для $k \approx k_0$ фактор пролета даже в резонансе мал, $a \approx \frac{k_0 L}{2\sqrt{s}} \approx \frac{\pi}{2\sqrt{s}} < 1$, что свидетельствует о том, что неустойчивость в отсутствие магнитного поля развивается на коротких волнах $k << k_0$. Следовательно, можно рассчитывать на успешную стабилизацию неустойчивости продольным магнитным полем, поскольку оно эффективно воздействует именно на короткие волны. Перейдем к рассмотрению этих вопросов.

2. *ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ И ЕГО АНАЛИЗ*

Стабилизирующее действие продольного магнитного поля на определенный класс возмущений в пучках хорошо известно; в частности, оно изучалось в линейных пинчах для возмущений типа “змеек“ и “перетяжек“.

В /8/ было получено дисперсионное уравнение для поперечных колебаний центров тяжести электронной и ионной компонент пучка в присутствии продольного магнитного поля; для прямолинейной геометрии оно записывается в виде:

$$[(kv_e-\omega)^2(\omega^2-\Omega_i^2)-\omega^2\Omega_e^2]^2-\omega_H^2(kv_e-\omega)^2(\Omega_i^2-\omega^2)^2-$$

$$-2\omega_H^2\frac{m\gamma}{M}\omega(kv_e-\omega)\Omega_e^2\Omega_i^2-\omega_H^2\left(\frac{m\gamma}{M}\right)^2\omega^2[\Omega_e^2-(kv_e-\omega)^2]\times$$

$$\times[k^2v_e^2+\Omega_e^2-(kv_e-\omega)^2]+\omega_H^4\left(\frac{m\gamma}{M}\right)^2\omega^2(kv_e-\omega)^2=0; \qquad /11/$$

здесь

$$\omega_H=\frac{eH}{mc\gamma}, \quad H\equiv H_z.$$

Введем для удобства безразмерные величины в уравнении /11/, поделив все члены на $(k_0v_e)^8$. Пусть

$$Q_i=\frac{\Omega_i}{k_0v_e}, \quad Q_e=\frac{\Omega_e}{k_0v_e}, \quad v=\frac{\omega}{kv_e}, \quad p=\frac{\omega_H}{k_0v_e}, \qquad /12/$$

$$q=\frac{k}{k_0}, \quad 1\le q\le L/\pi a.$$

Перегруппируем члены в уравнении /11/ и введем для краткости записи обозначение

$$A=(q-v)^2(v^2-Q_i^2)-v^2s^2Q_i^2, \qquad /13/$$

тогда

$$\frac{A^2}{p^2}=v^2(q-v)^2[v^2+\frac{f^2}{s^4}(q-v)^2-2Q_i^2-\frac{2f^2Q_i^2}{s^2}-$$

$$-\frac{f^2}{s^4}(p^2+q^2)]+Q_i^4(fv-v+q)^2+Q_i\frac{f^2q^2}{s^2}v^2. \qquad /14/$$

Поскольку в неустойчивой области $s^4Q_i^2\gg f^2q$, а также предполагается выполненным условие /5/, то в правой части можно провести некоторые упрощения, в результате которых дисперсионное уравнение приобретает следующий вид:

$$\frac{A^2}{p^2}-Q_i^4[q-v(1-f)]^2-Q_i^2\frac{f^2q^2}{s^2}v^2=v^2(q-v)^2(v^2-d^2),$$

$$d^2=2Q_i^2+\frac{f^2p^2}{s^4}. \qquad /15/$$

Полученное уравнение является алгебраическим уравнением 8-го порядка, определяющим частоты возмущений как функции волнового вектора. При $p=0$ $(H=0)$ оно сводится к известному уравнению 4-го порядка, исследованному в /2-4/. Когда можно пренебречь действием магнитного поля на ионы /считать их не замагниченными/ - условиями этого является малая степень нейтрализации $f\ll 1$, а также $p\ll\frac{s^2Q_i^2}{f}$ - уравнение /15/ превращается в два уравнения 4-го порядка. Их изучение было проведено в /8/, при этом оказалось, в частности, что стабилизация невозможна при $\Omega_i\simeq kv_e$.

Далее при анализе /15/ мы будем предполагать, что выполнено лишь условие /5/. С учетом /5/ резонансное условие /6/ можно записать в виде

$$sQ_i\simeq q_{рез}, \qquad /16/$$

и, следовательно, для наиболее опасных гармоник $Q_i\ll q_{рез}$.

Для краткости записи уравнение /15/ представим в виде

$$f_1(v)=f_2(v), \qquad /17/$$

$$f_1=\frac{[(q-v)^2(v^2-Q_i^2)-s^2Q_i^2v^2]^2}{p^2}-Q_i^4[q-v(1-f)]^2-Q_i^2\frac{f^2q^2}{s^2}v^2, \qquad /18/$$

$$f_2 = v^2(q - v)^2(v^2 - d^2)\ . \qquad /19/$$

Функция $f_2(v)$ имеет пять нулей, из них два кратных /при $v = 0$, и $v = q$ /, при увеличении v она возрастает как v^6.

Функция $f_1(v)$ растет как v^8 и нетрудно видеть, что при достаточно больших p /большом магнитном поле/ стабилизация всегда возможна, поскольку дисперсионное уравнение при $p \to \infty$ имеет шесть вещественных корней вида $v^6 = p^2[Q_i^4(1-f)^2 + Q_i^2\frac{f^2q^2}{s^2}]$, а остальные два корня совпадают с двумя нулями функции $A(v)$, всегда существующими.

Дальнейшая задача заключается в нахождении минимального значения p, стабилизирующего неустойчивость.

Рассмотрим два частных случая, в которых удается найти аналитическое выражение p_{CT}.

1/ $Q_i^2 << q^2$.

Решение будем искать в области p, когда $\frac{p^2f^2}{s^4} << 2Q_i^2$, так что $d^2 \simeq 2Q_i^2 << q^2$. Значения функции f_1 в точках $v = 0$, $v = Q_i$ и $v = q$ легко вычислить

$$f_1(0) = q^2Q_i^2\left(\frac{q^2}{p^2} - 1\right)$$

$$f_1(\pm Q_i) \simeq q^2Q_i^4\left(\frac{s^4Q_i^4}{p^2q^2} - 1\right) \qquad /20/$$

$$f_1(q) = q^2Q_i^4\left[\frac{s^4q^2}{p^2} - f^2\left(1 + \frac{q^2}{s^2Q_i^2}\right)\right].$$

Нетрудно убедиться, что при $p < \frac{s^2q}{f}$ всегда существуют 4 точки пересечения f_1 и f_2 на восходящих ветвях функции f_2 /левее $v = -d$ и правее $v = +d$ /. Если $p > q$, то к этому добавляются еще две точки пересечения

вблизи $v = 0$. Так как $d << q$, то значение функции f_1 в точке $v = d$ приближенно равно

$$f_1(d) \simeq \frac{[d^2(q^2 - s^2Q_i^2) - q^2Q_i^2]^2}{p^2} - q^2Q_i^4. \qquad /21/$$

В резонансе, когда $sQ_i \approx q$, это значение совпадает с $f_1(0)$ и, таким образом, при $p > q$ становится отрицательным. Это означает, как нетрудно убедиться из графического построения, что вблизи $v = d$ появляются еще две точки пересечения f_1 и f_2 и, таким образом, все 8 корней дисперсионного уравнения являются вещественными. Таким образом, вблизи резонанса получаем стабилизирующее значение H:

$$p_{CT} \geq q\ , \quad q \simeq sQ_i\ . \qquad /22/$$

Рассмотрим теперь гармоники, далекие от резонанса, так что

$$s^2Q_i^2 >> q^2. \qquad /23/$$

Пересечение функций f_1 и f_2 в окрестности точки $v = d$ обеспечивается теперь при условии

$$p^2 > \frac{4s^4Q^4}{q^2}\ ,$$

но это слишком сильное условие. Надо найти такое p, при котором произошло бы касание двух функций f_1 и f_2, т.е. одновременно должны быть равны функции и их первые производные по v. Предполагая выполненным /23/, запишем соответствующие два уравнения относительно v /точки, где происходит касание/ и $p = \frac{s^2Q_i^2}{qx}$:

$$q^2v^4x = Q_i^4[q - (1-f)v]^2 + v^2(q-v)^2(v^2 - 2Q_i^2) \qquad /24/$$

$$2q^2v^3x = v(q-v)^2(v^2-2Q_i^2) - Q_i^4(1-f)[q-(1-f)v] - v^2(q-v)(v^2-2Q_i^2) + v^3(q-v)^2. \qquad /24''/$$

Исключая из этой системы неизвестную x, можно получить уравнение для v:

$$v^2(q-v)(2Q_i^2 q - v^3) = Q_i^4[q - v(1-f)][2q - v(1-f)]. \qquad /25/$$

Воспользуемся наличием малого параметра $\frac{Q_i^2}{q^2}$ для решения /25/. Для этого введем $\epsilon = (\frac{2Q^2}{q^2})^{1/3}$ и $y = \frac{v}{q}$, после чего уравнение /25/ перепишем в виде:

$$y^2(1-y)(\epsilon^3 - y^3) = \frac{\epsilon^6}{4}[1 - y(1-f)][2 - y(1-f)]. \qquad /26/$$

При малых искомых y это уравнение имеет два решения, одно порядка ϵ, $y \simeq \epsilon$, другое - $y \simeq \epsilon^{3/2}$. Второе решение дает значение $v \simeq Q_i$ и $p = \infty$, следовательно, не представляет интереса.

Пользуясь малостью ϵ и применяя метод последовательных приближений, легко получить следующее решение задачи во втором порядке по ϵ:

$$y = \epsilon(1 - \epsilon/6)$$

и $\qquad /27/$

$$x \simeq 1 - \epsilon.$$

Отсюда получаем значение стабилизирующего поля

$$p_{\text{СТ}} = \frac{s^2 Q_i^2}{q}\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{2Q_i^2}{q^2}\right)^{1/3}\right]. \qquad /28/$$

Как видно из вывода, /28/ дает хорошее приближение, если

$$\left(\frac{2Q_i^2}{q^2}\right)^{1/3} \ll 1. \qquad /29/$$

Объединяя оба, полученные при $Q_i^2 \ll q^2$, результаты /22/ и /28/, можно считать, что стабилизирующее поле определяется условием

$$p_{\text{СТ}} \gtrsim \frac{s^2 Q_i^2}{q}, \qquad /30/$$

поскольку вблизи резонанса $sQ_i \sim q$, и /30/ совпадает с /28/. Найденное решение удовлетворяет предположенному ранее условию $\frac{p^2 f^2}{s^4} \ll 2Q_i^2$.

2/ $Q_i \sim q$.

Точнее, мы будем считать, что по крайней мере, выполнено $Q_i > q/\sqrt{2}$ и поэтому $d > q$. Данный случай, очевидно, осуществляется только для нерезонансных гармоник возмущения. Поскольку $sQ_i \gg Q_i \sim q$, то нетрудно убедиться, что нули функции $A(v)$ лежат соответственно при $v \simeq \pm sQ_i$. Это значит, что два наибольших по модулю нуля функции $f_1(v)$ удовлетворяют условию $|v| > sQ_i \gg d$. При этом мы предположили, что стабилизация происходит при таких p, что $d \sim q \sim Q_i$. Следовательно, существуют две точки пересечения f_1 и f_2 при больших v /напомним, что функция f_1 растет быстрее, чем f_2 /.

Везде при $|v| \le d$ функция f_2 отрицательна или равна нулю. Рассмотрим поведение в этой области функции f_1. Как видно из /20/, при условии

$$p_{\text{СТ}}^2 > \frac{s^4 q^2}{f^2(1 + q^2/s^2 Q_i^2)}, \quad p_{\text{СТ}} > \frac{s^2 q}{f} \qquad /31/$$

функция f_1 отрицательна в точках $v = 0$ и $v = q$. Вычисления показывают, что при этом же условии в точках максимума f_2, т.е. при $v \simeq -Q_i$ и $v \simeq \frac{q}{2}$; $Q_i - |f_1| < |f_2|$. Таким образом, имеется пересечение функций f_1 и f_2 вблизи $v \simeq 0$ /два раза/, около $v = q$, также два раза, и по одному пересечению при $v < -d$ и $d > v > q$.

Итак, условие /31/ достаточно для стабилизации неустойчивости, если $Q_i \gtrsim q$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выразим все величины, входящие в условия стабилизации /3О/ и /31/, через основные - магнитное поле, массу частиц, плотность и т.д. Тогда имеем

$$Q_i^2 \ll q^2, \quad H_{CT} \gtrsim \frac{en_e c f Z \lambda}{v_e} = fZ \frac{j_e \cdot \lambda}{c \beta_e^2} \quad . \qquad /32/$$

Здесь $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ - длина волны возмущения, $\beta_e = \frac{v_e}{c}$, j_e - плотность электронного тока. Если выразить H в Э, плотность тока в *А/см* ^{2}, то условие стабилизации примет вид

$$H_{CT} \gtrsim 0{,}1 \frac{Z f \lambda}{\beta_e^2} j_e \qquad /32a/$$

$Q_i > q$. В этом случае имеем:

$$H_{CT} \gtrsim \frac{2\pi M c v_e}{c \lambda} \quad . \qquad /33/$$

Значение поля /33/ существенно превышает значение /32/, но оно относится к нерезонансным гармоникам, для которых фактор пролета /9/, как правило, невелик - порядка единицы. Поэтому наибольший интерес представляют величины стабилизирующего магнитного поля в случае /32/.

В качестве применения полученных результатов рассмотрим два примера, представляющих физический интерес.

Сильноточный нейтрализованный пучок

Пусть электронный пучок проходит через нейтральный газ при определенном давлении, так что нейтрализация

объемного заряда практически стопроцентная*. Пусть $Z = 1$, $M = 1840\ m$, $j = 10^4$ *А/см* ^{2}, $L = 100$ *см*, $\beta_e \simeq 1$ $(\gamma = 2)$, $s = 30$. Тогда резонансными будут гармоники с $q \simeq 40$, фактор пролета для них $a \simeq 10$. Стабилизирующее поле по формуле /32а/ равно $H_{CT} \simeq 4500$ Э. Поскольку в данном случае $Q_i = 1{,}3$, для первых 2-3 гармоник имеет место формула /33/, и значение поля, стабилизирующего эти гармоники, превышает 10^6 Э. Однако заметим, что фактор пролета для этих гармоник $a \simeq 0{,}5$ и неустойчивость не успевает развиться.

При отсутствии магнитного поля или $H \ll 5000$ Э для обнаружения неустойчивости необходимо значительное время, гораздо большее обратного инкремента. Время релаксации, т.е. время существенного изменения плотности, может быть порядка 0,1 - 1 *мксек*.

Заряженный пучок с малой степенью нейтрализации

Такие образования, особенно при больших зарядах и массах ионов, встречаются в ионных источниках типа, например, описанного в /10/. Выберем следующие параметры: $\beta_e = 0{,}2$, $Z = 30$, $f = 3\%$, $j_e = 10^4$ *А/см* ^{2}, $L = 100$ *см*. Тогда $s = 58$, $Q_i = 11$, $q_{рез} \simeq 600$. Поле, стабилизирующее резонансные гармоники по /32а/, равно $H \simeq 6700$ Э. Однако успевают "раскачаться" гармоники вплоть до $q \simeq 80$, для них $a \simeq 5$. Формула /32а/ здесь еще справедлива и получаем $H_{CT} \gtrsim 50\,000$ Э.

Гармоники с $q < 80$ не успевают за время пролета существенно нарасти.

---

* Неустойчивость рассмотренного типа для пучков в газе может не развиваться или, по крайней мере, сильно видоизменяться, если электронный пучок при быстрых отклонениях успевает проложить себе ионизационный канал, т.е. когда время ионизации меньше или порядка обратного инкремента неустойчивости на резонансных возмущениях. Этим замечаниям автор обязан А.Н.Лебедеву.

Автор хотел бы выразить свою признательность за обсуждение вопросов, затронутых в данной работе, Е.Д.Донцу, А.А.Коломенскому и А.Н.Лебедеву.

Литература

1. а/ М.В. Незлин. УФН, 102, в. 1, 105, 1970.
   б/ Г.Виллис и др. УФН, 113, в. 3, 435, 1974.
2. Г.И.Будкер, АЭ, 5, 9, 1956.
3. Г.В.Чириков. АЭ, 19, 239, 1965.
4. П.Р.Зенкевич, Д.Г.Кошкарев. Препринт ИТЭФ, 841, М., 1970.
5. L.J.Laslett, A.M.Sessler, D.Mohl. LBL-1072, Berkeley, 1972.
6. H.Grunder, G.Lambertson. Proc. 8 Intern. Conf. High-Energy Accel., CERN, p. 308, 1971.
7. Н.Казаринов, А.Кузнецов, Э.Перельштейн, С.Рубин, В.Шевцов. Препринт ОИЯИ, Р9-6284, Дубна, 1972.
8. А.Г.Бонч-Осмоловский, К.А.Решетникова. Препринт ОИЯИ, Р9-6136, Дубна, 1971, ЖТФ, XLII в. 5, 987, 1972.
9. А.В.Бархударян, Д.Г.Кошкарев, Л.П.Николаева. Симпозиум по коллективным методам ускорения. ОИЯИ, Д9-6707, Дубна, 1972.
10. Е.Д.Донец, В.И.Илющенко, В.А.Альперт. Сообщение ОИЯИ, Р7-4124, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел 13 ноября 1974 года.