него поля положительный и отрицательный заряды движутся по разным законам относительно электронного газа плазмы (в противофазе или в фазе с ним). В этой связи становится ясным, почему эта зависимость не была обнаружена в работах [2, 3] При учете осцилляций только пробной частицы или только электронов плазмы нет указанной разницы в законах движения проходящего заряда относительно электронного газа плазмы. Примечательно, что разница в потерях энергии заряженной положительно или отрицательно частицы зависит от внешних параметров (частота, амплитуда внешнего поля) и является в этом смысле величиной управляемой

В заключение авторы выражают благодарность Б. М. Болотовскому и Л М. Горбунову за постоянный интерес к работе и многочисленные и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1 Минеев В. С, Френкин А Р. Вестник Моск ун-та, сер. Физика, 1970. **11**, вып. 2, с 222.
2 Алиев Ю М, Горбунов Л. М, Рамазашвили Р. Р — ЖЭТФ, 1971, **61**, с. 1477.
3 Тавдгиридзе Т. Л, Цинцадзе Н Л — ЖЭТФ, 1970, **58**, с 975
4. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред — М: Атомиздат, 1961.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила в редакцию
25 января 1983 г

УДК 621 385 633

УСЛОВИЯ УСТОЙЧИВОСТИ ЗАХВАЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ В ПРОДОЛЬНОМ СТАТИЧЕСКОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Е. Д. Белявский

Рассмотрим периодическую во времени последовательность протяженных электронных сгустков, захваченных продольной составляющей электрического поля (E) бегущей электромагнитной волны большой амплитуды и распространяющихся вдоль оси z в статическом электрическом поле ($E_{\text{ст}}$), ориентированном в направлении этой оси. В [1] показано, что в такой распределенной системе возможно осуществить устойчивое преобразование энергии статического поля в энергию электромагнитной волны (или обратное преобразование) с высоким значением КПД В [2–4] предложены и описаны различные схемы реализации этого механизма преобразования энергии

Данная работа посвящена анализу условий устойчивости электронных сгустков в таких распределенных системах.

1. Адиабатическая нелинейная теория. Электронный сгусток, захваченный полем электромагнитной волны большой амплитуды, состоит из набора осцилляторов (в общем случае нелинейных) с различными амплитудами колебаний, зависящими от входных условий.

Рассмотрим случай больших $E = |\dot{E}|$, таких, что силами объемного заряда в сгустке можно пренебречь. Ограничимся рассмотрением нерелятивистского приближения

При наличии описанного выше преобразования энергии периоды колебаний осцилляторов являются медленно меняющимися функциями вдоль оси z, т. е процесс движения осцилляторов является адиабатическим [5]

При принятых предположениях исходная система уравнений (с учетом нелинейности осцилляторов) записывается так [1]:

$$d^2X/dt^2 + \eta h_0 [\operatorname{Re}(-j\dot{E}e^{jX}) + E_{\text{ст}}] = 0, \tag{1}$$

$$E^2 = E_0^2 + 2RI_0 \int_0^z E_{\text{ст}}\, dz. \tag{2}$$

Здесь $X = \omega t - h_0 z$, $h_0 = \omega/v_{\phi 0}$, $v_{\phi 0}$ — начальное значение фазовой скорости бегущей волны, t — текущее время, ω — круговая частота, $\dot{E}$ — комплексная амплитуда ВЧ поля в подвижной (со скоростью $v_{\phi 0}$) системе координат, $R = E^2/2P$, I_0 — полный ток невозмущенного электронного потока, E_0 — начальное значение E.

Как уже отмечалось выше, процесс движения осцилляторов при больших E является адиабатическим. Как известно [5], подобные задачи можно решать при помощи теории адиабатических инвариантов колебательного движения. Для этого, согласно [5], уравнение (1) необходимо заменить уравнением

$$\partial^2 X/\partial t^2 + \eta h_0 [\mathrm{Re}(-j\dot{E} e^{jX}) + E_{\text{ст}}] = 0, \tag{3}$$

где частная производная по t указывает на то, что интегрирование уравнения необходимо производить при постоянном значении z (т. е. при постоянных $\dot{E}$ и $E_{\text{ст}}$) Из всей совокупности решений уравнения (3) необходимо выбрать только такие, которые удовлетворяют условию адиабатической инвариантности [5]:

$$\int_0^{T_e(z)} \left[\frac{\partial X}{\partial t}\right]_z^2 dt = \int_0^{T_e(0)} \left[\frac{\partial X}{\partial t}\right]_0^2 dt. \tag{4}$$

Здесь $T_e(z)$ — период колебания осциллятора (медленно меняющаяся функция от z).

Согласно [5] фазовая координата осциллятора (X) является периодической функцией от t, т. е

$$X(z, t) = X_0(z) - \arg \dot{E}(z) + q(z) \sin \Omega(z) t + . \tag{5}$$

Здесь X_0, q, $\Omega = 2\pi/T_e$, $\arg \dot{E}$ — медленно меняющиеся функции от z. Подставляя (5) в (3) и ограничиваясь двумя членами разложения, получаем следующую упрощенную систему уравнений для q и X_0:

$$\Omega^2 q = -2\,\mathrm{Re}\, E J_1(q)\, e^{jX_0} \eta h_0; \tag{6}$$

$$E_{\text{ст}} = \mathrm{Im}\, E J_0(q)\, e^{jX_0}, \tag{7}$$

где $J_1(q)$, $J_0(q)$ — функции Бесселя. Эти уравнения могут быть записаны в виде одного комплексного

$$E e^{jX_0} = jE_{\text{ст}} J_0(q) - \Omega^2 q / 2J_1(q)\, \eta h_0. \tag{8}$$

Условие (4) принимает вид

$$q^2 \Omega = q_0^2 \Omega_0, \tag{9}$$

где q_0, Ω_0 — начальные значения q, Ω.

Уравнения (2), (8), (9) связывают между собой величины E, q, X_0, Ω и $E_{\text{ст}}$ Если задать $E_{\text{ст}}(z)$, то из этой системы уравнений можно определить амплитуду бегущей волны $E(z)$, а следовательно, описать процесс преобразования энергии Возмущенная фаза бегущей волны ($\arg \dot{E}(z)$) из полученных уравнений не может быть вычислена (это естественно, так как уравнение (2) является неполным уравнением поля, описывающим только модуль $|\dot{E}| = E$). Однако она не входит в уравнения (2), (8), (9), т. е не влияет на энергетические характеристики распределенной системы (для определения возмущенной фазы поля $\dot{E}$ необходимо было бы записать строгое уравнение возбуждения [6], в правую часть которого входит первая гармоника тока, вычисление которой при наличии возвратно-колебательного движения электронов связано с большими математическими трудностями).

2. Анализ устойчивости сгустка. Зависимость $E_{\text{ст}}(z)$ не может быть выбрана произвольной; при превышении $|E_{\text{ст}}|$ по сравнению с некоторым предельным значением этой величины происходит нарушение устойчивости движения осцилляторов и разрушение сгустка, что необходимо учитывать при расчетах преобразования энергии в рассматриваемой распределенной системе Из (8) имеем

$$\Omega^4 = \left[\left(\frac{2\eta h_0 E}{q}\right) J_1(q)\right]^2 \left\{1 - \left[\frac{E_{\text{ст}}}{E J_0(q)}\right]^2\right\}. \tag{10}$$

Условие устойчивого движения осцилляторов запишется как $\Omega^2 > 0$ (условие финитности движения осциллятора в потенциальной яме [5]), т. е. Ω — действительная величина. Поэтому равенство (10) возможно только при выполнении неравенства (1-е условие устойчивости)

$$|E_{\text{ст}}| / E < |J_0(q)|. \tag{11}$$

Неравенство (11) накладывает ограничения на предельно возможные значения $|E_{ст}|$ в каждой точке вдоль оси z Существенно, что это условие не зависит от X_0 Для обеспечения устойчивого состояния сгустка необходимо, чтобы максимальная амплитуда осцилляторов. (q) была меньше величины 2,4 (первый нуль $J_0(q)$), так как в противном случае при $E_{ст} \neq 0$ по крайней мере часть осцилляторов выйдет из потенциальной ямы (т е покинет сгусток), так как для них условие (11) не будет выполнено Поскольку при $q<2{,}4$ $J_1(q)>0$, то из (6) ввиду условия $\Omega^2>0$ дополнительно следует (2-е условие устойчивости)

$$\cos X_0 < 0, \quad X_0 = \pi - \Psi; \tag{12}$$

$$\sin \Psi = E_{ст}/EJ_0(q), \tag{13}$$

т е захват сгустка возможен только в том случае, если он расположен во времени на участке между максимумом и минимумом внешнего ВЧ поля (на переходе из ускоряющей фазы поля в тормозящую в соответствии с выводами [1]) При $q < 2{,}4$ $J_0(q)$ является монотонно убывающей функцией, поэтому условие устойчивого состояния сгустка обеспечивается при выполнении (11) для осциллятора с наибольшей амплитудой (остальные осцилляторы находятся в более благоприятных условиях с точки зрения устойчивости движения), т е условие устойчивости сгустка электронов в распределенной системе записывается так

$$|E_{ст}|/E < J_0(\Delta/2), \quad (\Delta/2 < 2{,}4), \tag{14}$$

где $\Delta(z)$ — фазовая ширина сгустка.

Анализ соотношения (14) позволяет сделать следующие выводы

1) Для устойчивого движения сгустка необходимо, чтобы фазовая ширина сгустка (Δ) была меньше 4,8 радиана во всех точках вдоль оси z (в том числе и на входе $z = 0$), абсолютная величина напряженности статического электрического поля должна быть меньше амплитуды продольной составляющей напряженности электрического поля электромагнитной волны (тем меньше, чем больше фазовая ширина сгустка)

2) Эффективность преобразования энергии тем выше, чем меньше фазовая ширина сгустка на входе

Из проведенного выше анализа устойчивости, в частности, следует, что в рамках условия (14) зависимость $E_{ст}$ от z может быть взята произвольной Это, в свою очередь, выдвигает задачу оптимального выбора такой зависимости с точки зрения максимальной эффективности энергообмена Решение этой задачи будет дано в последующей работе

ЛИТЕРАТУРА

1. Белявский Е Д — Радиотехника и электроника, 1971, **16**, № 1, с 208
2. Белявский Е. Д — Авторское свидетельство № 340347 Бюлл изобрет, 1981, № 12, с 288
3. Белявский Е Д — Электронная техника Сер Электроника СВЧ, 1973, вып 2, с 30
4. Белявский Е Д — Электронная техника Сер. Электроника СВЧ, 1982, вып 2, с 64
5. Ландау Л Д, Лифшиц Е М Теоретическая физика Т 1 Механика — М Наука, 1965
6. Вайнштейн Л А., Солнцев В А Лекции по сверхвысокочастотной электронике — М Сов радио, 1973

Поступила в редакцию
27 октября 1982 г