УДК 533.92.2

ПУЧКОВЫЕ СОЛИТОНЫ В ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ

В. К. Гришин, Е. Н. Шапошникова

(кафедра ядерных взаимодействий и ускорителей)

Уединенные электромагнитные волны, возбуждаемые пучками заряженных частиц малой длительности в различных электродинамических структурах, уже рассматривались в ряде работ. Эти исследования стимулируются важностью данной проблемы. Действительно, мощные короткие сгустки частиц находят все большее применение для передачи энергии или информации, формирования импульсных полей, накачки активных сред, в исследованиях сверхбыстрых переходных процессов в радиационной химии и физике и т. д.

Поэтому поиск условий, при которых частицы пучка удерживаются от расплывания собственными полями, представляет прямой практический интерес. С этой целью в настоящей работе исследуются особенности распространения в замедляющих системах предельно коротких пучков частиц, движущихся с релятивистскими скоростями.

С тем чтобы выделить основные моменты анализа, воспользуемся наиболее простой моделью замедляющей системы в виде гладкого цилиндрического волновода радиуса R, заполненного средой с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon > 1$ (дисперсионные характеристики такой системы см., например, в работе [1]). Рассмотрим распространяющийся вдоль волновода со скоростью $v_0 = \beta_0 c$ заряженный пучок частиц, замагниченный в поперечной плоскости внешним магнитным полем и равновесно удерживаемый от продольного расплывания собственными полями. Предполагаемое равновесие, очевидно, возможно, если частицы на переднем фронте пучка тормозятся, а на заднем ускоряются собственным полем. Равновесие является динамическим, т. е. частицы совершают осцилляции вдоль пучка. При этом пучок имеет значительный энергетический разброс, обеспечивающий его устойчивость [2].

Равновесное состояние пучка в собственной системе координат Σ' является стационарным и описывается с помощью нелинейного кинетического уравнения Власова

$$v\frac{\partial F}{\partial z} + eE_z\frac{\partial F}{\partial p} = 0 \tag{1}$$

с самосогласованным полем E_z. Решением уравнения (1) является функция распределения $F = F(r, H_0 - H)$, где $H = p^2/2m - U$, $U = e\int E_z dz$ — потенциал поля; p, v — импульс и скорость частиц пучка. Здесь и ниже все рассмотрение проводится в системе координат Σ'. Постоянная H_0 соответствует предельной фазовой траектории, которая всегда существует в бесстолкновительном пучке с конечным значением поля E_z. Поэтому зарядовая плотность пучка $\rho_b = e\int F dp = \rho_b(r, U)$.

Ограничимся рассмотрением достаточно широких пучков с плавным распределением плотности в поперечном направлении, которое можно описать с помощью собственной функции линейной краевой задачи $\rho_b = \rho(z) J_0(\mu_1 r/R)$, где J_m — функция Бесселя m-го порядка, при граничном условии $J_0(\mu_1) = 0$. Заметим, что в силу замагниченности поперечная структура пучка при переходных процессах остается в среднем неизменной. Тогда в первом приближении $U = U(z) J_0(\mu_1 r/R)$, так что изменение потенциала описывается уравнением, которое нетрудно получить из системы уравнений Максвелла:

$$\frac{d^2U}{dz^2} + \nu^2 U = \frac{4\pi e}{\varepsilon}\rho(U), \qquad (2)$$

где $\nu^2 = \mu_1^2/R^2\gamma_0^2(\varepsilon\beta_0^2-1)$, $\gamma_0=(1-\beta_0^2)^{-1/2}$. Здесь выбрано $U(z=\pm\infty)=0$. Следуя [3], можно сказать, что уравнение (2) описывает движение нелинейного осциллятора вдоль «координаты» U в потенциальной яме с энергией $\Phi(U) = -4\pi e\int\rho dU/\varepsilon + \nu^2U^2/2+\Phi_0$. Уединенные решения соответствуют движению при $\Phi_0=0$; они возможны, если $\Phi\to 0$ при $U\to 0$ не медленнее чем U^2. Поскольку $\rho=\rho(U)$, то, раскладывая в ряд $\rho=b_0+b_1U+b_2U^2+\ldots$, замечаем, что уединенные состояния возникают, если $b_0=0$, $4\pi eb_1/\varepsilon>\nu^2$, а $b_2<0$. Вообще, параметры аппроксимации b_n определяются с помощью законов сохранения. Ограничимся квадратичным представлением, которое уже позволяет получить все основные типы нелинейный решений [3]. Тогда решение уравнения (2) имеет вид уединенной волны и описывается выражением

$$U = \frac{U_0}{\mathrm{ch}^2(z/l)}. \qquad (3)$$

Здесь l — полуширина волны, U_0 — амплитуда потенциала связаны с параметрами аппроксимации b_n следующими соотношениями:

$$b_1 = \varepsilon(1+\nu^2l^2/4)/\pi el^2, \quad b_2 = 3\varepsilon/2\pi el^2U_0.$$

Для продольно ограниченного пучка с полным числом частиц N_0 амплитуда потенциала $U_0=2e^2N_0/\varepsilon\nu^2J_1^2(\mu_1)R^2l$.

Заметим, что, как обычно, решение (3) есть результат взаимного уравновешивания нелинейного опрокидывания волны и ее дисперсионного расползания.

Разложению $\rho=b_1U+b_2U^2$ соответствует функция распределения частиц $F=\sum\limits_{n=0}^{1}F_n(H_0-H)^{n+1/2}$. Связь коэффициентов F_n с параметрами b_n нетрудно установить с помощью соотношения $\rho_b=e\int Fdp$. Зная функцию распределения F и определяя из (3) компоненты поля

$$E_z = \frac{1}{e}\frac{\partial U}{\partial z},\ E_r = \frac{\partial U}{\partial r}/\gamma_0 e(1-\varepsilon\beta_0^2),\ H_\varphi = \varepsilon\beta_0E_r$$

в лабораторной системе координат Σ, можно оценить полную энергию W системы волна-пучок, включающую энергию поля и кинетическую энергию частиц пучка. Оказывается, энергия W при фиксированных значениях скорости и числа частиц в пучке является функцией характерного параметра $\xi=\nu^2l^2$ (из условия $\rho_b\geqslant 0$ имеем ограничение $\xi\geqslant 2$). В системе координат Σ' при $\xi=7{,}2$ энергия имеет минимальное значение. В этом случае амплитуда поля E_z имеет величину $E_0\approx\approx 1{,}5\cdot 10^{-7}N_0/\varepsilon R^2$ В/см. Минимум соответствует достаточно протяженным пучкам с малым вкладом нелинейного члена ($b_2U_0\ll b_1$) в разложении $\rho(U)$.

Соотношения (2) и (3) позволяют также проследить трансформацию параметров пучка и поля при изменении характеристик волноводной системы или энергии направленного движения за счет наложения внешнего поля. Предполагая также изменения достаточно медленными, можем использовать для оценок адиабатический инвариант $\oint Pdz=\mathrm{inv}$. В нашем случае имеем $\gamma_0l_0(\beta_0^2-1/\varepsilon)=\mathrm{inv}$ ($2l_0=2l/\gamma_0$ — длина пучка в лабораторной системе координат), т. е. размеры сгустка сокращаются, а потенциал поля U_0 растет по мере увеличения скорости движения пучка v_0. Учитывая также выражение для энергии системы W, можно показать, что за счет изменения параметров волновода, например при увеличении диэлектрической проницаемости ε, тоже возможна трансформация сгустка, в результате которой пучок тормозится и сжимается, а амплитуда U_0 растет. Таким образом можно сжать пучок в несколько раз, уменьшая его длину до размеров порядка нескольких радиусов волновода с длительностью до долей наносекунды. Как отмечалось, подобные пучки особенно важны для различных экспериментов с импульсным воздействием.

Заметим, что изложенный метод можно использовать для анализа уединенных решений и в других системах, например в волноводе, заполненном плазмой (по существу все соотношения остаются в силе после замены $\nu^2 \to \omega_p^2/v_0^2\gamma_0^2 - \mu_1^2/R^2$, $\varepsilon \to 1$), однако достижимые значения потенциала U_0 здесь сильно ограничены эффектом захвата частиц плазмы.

Авторы выражают благодарность А. А. Коломенскому и К. А. Решетниковой за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. [2] Гришин В. К., Шапошникова Е. Н. Физика плазмы, 1982, 8, № 2, с. 287. [3] Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976.

Поступила в редакцию
14.01.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 539.292:669.295.24

ДИФФУЗНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В СПЛАВЕ $Ti_{50}Ni_{46}Nb_4$ НА СТАДИИ ПРЕДВЫДЕЛЕНИЯ X-ФАЗЫ

А. Г. Хунджуа, М. И. Захарова

(кафедра физики твердого тела)

В мононикелиде титана NiTi и твердых растворах на его основе высокотемпературная $B2$-фаза, упорядоченная по типу CsCl, претерпевает при понижении температуры термоупругое мартенситное превращение с образованием моноклинной $B19'$- или триклинной $B19''$-фазы [1]. Термическая и механическая обработка сплавов влияют на характеристики термоупругого мартенситного превращения, прежде всего на температуру начала и конца мартенситного перехода. Изотермический отпуск в области температур 500—700°C приводит к эвтектоидному распаду $NiTi \to Ti_2Ni + Ni_3Ti$ [2] или к выделению избыточной фазы $Ni_{58}Ti_{42}$ [3]. При температуре 450°C в соединении NiTi обнаружено формирование X-фазы с ГЦК решеткой и постоянной $a_X = 15{,}8$ Å; по мнению авторов, образование X-фазы происходит вследствие установления дальнего порядка в распределении вакансий по узлам решетки ОЦК $B2$-матрицы. Ближний порядок в распределении вакансий имеет место в закаленном сплаве и обусловливает интенсивное диффузное рассеяние электронов [4].

Трудности в изучении процесса формирования X-фазы в двухкомпонентных сплавах Ni—Ti при проведении рентгеновских и электрон-