времени облучения образца, представлявшего собой хлороформ со следами этанола, светом лампы ДДС-400 ( $\lambda$ >200 нм). Вместе с экспериментальными точками проведена сплошная линия — решение уравнения (5) при  $K=6\cdot 10^9$  л/моль с, определенной из эксперимента, начальной концентрации  $O_2$   $N=3,5\cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, подобранных для наилучшего соответствия эксперименту величинах  $I=5,2\cdot 10^{13}$  с<sup>-1</sup> см<sup>-3</sup>,  $\tau=1,1\cdot 10^{-5}$  с. Подобранное значение  $\tau$  соответствует временам жизни триплетных возбужденных состояний молекул в растворах при комнатной температуре.

Эксперименты проводились на модернизированном спектрометре ЯМР H-60 «HITACHI». Кислородные эффекты, естественно, не ограничиваются рассмотренными в данной работе (см., например, [6]).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Bloembergen N., Purcell E. M., Pound R. V. Relaxation effects in nuclear magnetic resonance absorption.—Phys. Rev., 1948, 73, p. 679—712. [2] Groth H. J., Luckey G. W., Noyes W. A. The mechanism of aceton vapour fluorescence.—J. Chem. Phys., 1953, 21, p. 115—118. [3] Константинов Ю. С., Смирнов А. М. Регенеративная спектроскопия ЯМР высокого разрешения.—Приб. и техн. эксперимента, 1972, 5, c. 134—135. [4] Dickinson W. C. The time average magnetic field at the nucleus in nuclear magnetic experiments.—Phys. Rev., 1951, 81, p. 717—731. [5] Кузнец В. М. и др. Фотоиндуцированная химическая поляризация протонов парабензохинона в четыреххлористом углероде в присутствии спирта. — Изв. АН СССР, сер. химич., 1978, 1, с. 62—66. [6] Widrzynski T., Zumbulyadis N., Schmidt P. G., Gutovsky H. S., Govindjee. Proton relaxation and charge accumulation during oxygen evolution in photosynthesis.—Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1976, 73, N 4, p. 1196—1198.

Поступила в редакцию 10.07.80

. ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 3

УДК 533.922

# НЕЛИНЕЙНОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ ВОЛНА-ПУЧОК В ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ

### В. К. Гришин, Е. Н. Шапошникова

(кафедра ядерных взаимодействий и искорителей)

- 1. Вопросам взаимодействия волна-пучок в различных электродинамических структурах уделяется большое внимание, что объясняется практической значимостью этой проблемы. Взаимодействие пучка с возбужденной электромагнитной волной приводит, как правило, к пучковой неустойчивости, конечным этапом развития которой может быть стабилизация обмена энергией между волной и пучком, т. е. образование равновесного состояния. Исследование этого равновесия, которое проводится и в настоящей работе, дает возможность получить важную информацию о состоянии системы. Однако, в отличие от работ [1, 2], ниже используются точные решения нелинейного самосогласованного кинетического уравнения и полная система законов сохранения, что позволяет устранить ряд неоднозначностей в понимании физики процесса.
- 2. В качестве модели замедляющей системы удобно использовать [2, 3] волновод с диэлектрическим заполнением ( $\epsilon > 1$ ). В волновод радиуса R непрерывно инжектируется замагниченный в поперечной плоскости моноэнергетический пучок со скоростью  $v_0 = \beta_0 c$ , который, взаимодействуя с электромагнитным возмущением с длиной волны  $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ , усиливает его на некотором расстоянии от затравочных зна-

чений до предельной величины. Ниже анализируется взаимодействие частиц с чисто гармонической E-волной с продольной составляющей электрического поля:  $E_z = E_0(r) \sin(\omega t - kz)$ , причем, начиная с некоторого момента, фазовая скорость волны точно равна скорости пучка  $\omega/k = v = \beta c$ . Представляя  $E_0(r) = \sum E_s = J_0(\mu_s r/R)$ , где  $J_n$  функция Бесселя n-го порядка,  $J_0$  ( $\mu_s$ ) = 0, из уравнений Максвелла имеем

$$E_{s} = -\frac{8\pi e \left(\beta^{2} - 1/\epsilon\right) k \int_{0}^{R} n_{0} \alpha J_{0} \left(\mu_{s} r/R\right) r dr}{\left(\epsilon \frac{\omega^{2}}{c^{2}} - k^{2} - \mu_{s}^{2}/R^{2}\right) R^{2} J_{1}^{2} \left(\mu_{s}\right)},$$
(1)

где плотность пучка  $n = n_0(r)[1 + \alpha \cos(\omega t - kz)], \alpha = \alpha(r)$ .

Процесс усиления с передачей энергии пучка волне и, следовательно, его торможением, сопровождается перестройка пучка и усиливаемой волны, так что в итоге  $k=k_0\beta_0/\beta$  (при этом частота  $\omega$ , как и вообще в такого рода стационарных, но неоднородных в пространстве процессах, остается неизменной). Усиление носит резонансный характер, если  $\omega=k_0v_0$ , а расстройка в (1)  $\Delta_0=\epsilon\omega^2/c^2-k_0^2-\mu_s^2/R^2=0$ . Считая, что условия резонанса выполняются, получаем на нелинейном этапе насыщения  $\Delta=k_0^2-k^2$ . Далее ограничимся одномодовым режимом (s=1). Отметим, что выбранная модель справедлива, если  $\epsilon\beta^2>1$  (см. [2]), а ток пучка  $I_b$  не превосходит критического  $I_{\rm KP}=17\gamma_0(kA)$ ,  $\gamma_0=(1-\beta_0^2)^{-1/2}$ .

3. Рассматриваемое равновесие волна-пучок является динамическим. Действительно, общим решением кинетического уравнения (в системе координат  $\Sigma'$ , связанной с волной) является стационарная функция распределения  $F(p', r, z') = F(U'-p'^2/2m)$ , где  $U' = e \int E' dz'$ , p' — импульс частиц в  $\Sigma'$ . Исходя из соотношения (1), имеем  $U' \sim n' = \int F(U'-p'^2/2m) dp'$ . Отсюда единственное самосогласованное распределение частиц, отвечающее гармоническому полю, имеет вид [4]:

$$F = \begin{cases} \sigma \sqrt{U' - {p'}^2/2m}, & \frac{p'^2}{2m} \leq U', \sigma = \text{const.} \end{cases}$$
 (2)

Вообще, в пучке содержатся как захваченные, так и проскальзывающие частицы. Записывая  $U'=U_0'(1+\alpha\cos k'z')$ , где  $U_0=eE_0/(\alpha\,k\,\gamma_0)$ , находим, что  $n_0'=\pi\sigma U_0\,\sqrt{m/2}$ . Тем самым коэффициент модуляции  $\alpha$  однозначно связан с числом захваченных частиц. Ради простоты, все соотношения выше записаны для случая нерелятивистского в  $\Sigma'$  движения частиц, что справедливо при  $eE_0/(mc^2k\,\gamma_0) < \alpha/(1+\alpha)$  (обратный случай ничем принципиально не отличается и также легко анализируется); поля при этом не превышают пробойных значений.

4. Функция распределения (2), самосогласованная с полем (1), позволяет с помощью законов сохранения энергии-импульса поля и пучка корректно описать состояние волна-пучок и найти его характеристики. Из системы уравнений баланса энергии-импульса, где пренебрегается энергией начального возмущения и изменением энергии статических полей, нетрудно получить соотношение, которое является нелинейным аналогом дисперсионного уравнения в случае точного ра-

венства  $v = \omega/k$ :

$$\frac{I_b}{I_A} = \frac{2(\beta_0^2 - \beta^2)}{(\beta^2 - 1/\epsilon)} \frac{\gamma_0 k_0^2 R^2}{f \beta} \left[ 1 - \beta_0 \beta - 1/\gamma_0 \gamma + \frac{(\beta_0 - \beta)(\beta_0^2 - \beta^2)}{2\beta \beta_0^2 (\epsilon \beta^2 - 1) S} \right], \quad (3)$$

где

$$S = \frac{(2\varepsilon - 1 - \varepsilon\beta^2) \,\mu_1^2}{(\varepsilon\beta^2 - 1) \,k^2 R^2} - 1, \ I_A = mc^3/e \simeq 17 \,\text{KA},$$

$$a f = \frac{R^2 \int_{0}^{R} n_0^2 r dr}{2 \left[ \int_{0}^{R} n_0 r dr \right]^2}$$

величина, характеризующая известное радиальное распределение плотности пучка,  $f \sim R^2/r_0^2$ , где  $r_0$  — радиус пучка. Соотношение (3) определяет скорость пучка  $v = \beta c$  как функцию тока  $I_b$ , а следовательно, и амплитуду поля  $E_0$  (см. (1)).

Важной характеристикой является эффективность преобразования

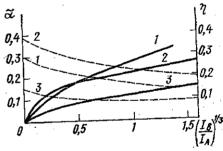
кинетической энергии пучка в энергию поля:

$$\eta = \frac{\Pi \cdot c}{I_b I_A (\gamma_0 - 1)} = \frac{2\gamma_0 (\beta_0 - \beta) (\epsilon \beta_0^2 - 1) \beta}{S\beta_0^2 (\epsilon \beta^2 - 1)^2 (\gamma_0 - 1)},$$
 (4)

где П — усредненный по длине волны вектор Пойтинга. Как отмечалось выше, для заданных значений  $\beta_0$  и  $\lambda_0$  параметры системы  $\epsilon$ , R должны подбираться, исходя из условия начального резонанса  $\beta_0^2 = \omega^2/(c^2k_0^2) = 1/\epsilon[\mu_1^2/(k_0^2R^2) + 1]$ .

Для различных параметров замедляющей системы и пучка зависимость  $\eta = \eta(I_b)$  представлена на ри-

Зависимость эффективности преобразования энергии лучка в энергию поля  $\eta$  (сплошные линии) и коэффициента модуляции  $\alpha$  (пунктирные линии) от тока пучка  $(I_b/I_A)^{1/3}$  при  $\gamma_0=2,\ k_0R=2(1);\ \gamma_0=5,\ k_0R=2(2);\ \gamma_0=5,\ k_0R=1(3)$ 



сунке (значения  $\epsilon$ ,  $k_0R$  выбираются для моделирования реальных замедляющих систем).

Как следует из (3) и (4), большие поля и КПД достигаются при заметной перестройке пучка. Очевидио, при этом условия захвата частиц ухудшаются. Этот вывод подтверждается количественным анализом: значение  $\alpha$  заметно уменьшается с ростом тока  $I_b$  (см. рисунок, где представлена зависимость  $\widetilde{\alpha} = (<1/\alpha^2>)^{-1/2}$  от тока пучка  $I_b$ ). Тем самым предпосылка о полном захвате частиц при больших полях (см. [2]) противоречит балансу энергии-импульса. Одновременно более корректный анализ устраняет неоднозначность между током и изменением скорости пучка:  $\delta = \beta_0 - \beta$  является однозначной функцией тока. Вместе с тем в системе возможны состояния с различными значениями тока и скорости пучка, но равными амплитудами продольного поля  $E_0$ .

Авторы выражают благодарность А. А. Коломенскому и А. А. Рухадзе за полезные обсуждения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ковтун В. И., Рухадзе А. А. К теории нелинейного взаимодействия релятивистского электронного пучка малой плотности с плазмой.— ЖЭТФ, 1970, 58,

с. 1709—1714. [2] Кисленов А. В., Лебедев А. Н. Самофокусировка электронного пучка в замедляющихся системах.— ЖТФ, 1972, 42, с. 699—704. [3] Рухадзе А. А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М., 1980, 168 с. [4] Гришин В. К. Устойчивость заряженного пучка в накопительных системах.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1962, № 3, с. 75—81.

Поступила в редакцию 10.07.80

ВЕСТН. МОСК, УН-ТА. СЕР, 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 3

УДК 551.515.2

### О ФИЗИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ АТМОСФЕРНЫХ ВИХРЕЙ

Е. П. Анисимова, А. М. Гусев, А. А. Сперанская, В. С. Шандин (кафедра физики моря и вод суши)

В целях изучения механизма возникновения и развития тропических ураганов создана лабораторная модель атмосферного вихря, которой тепловые эффекты играют определяющую роль. Граничные условия на нижней поверхности создаются с помощью теплой воды, имеющей круговую поверхность диаметром 1 м. Вода в установке нагревается с помощью водяных тэнов, температура ее может изменяться в интервале от комнатной до 80°С и поддерживаться постоянной посредством терморегулятора. Теплый влажный воздух над нагретой водой обладает подъемной силой, и, таким образом, в установке создается неустойчивая плотностная стратификация. Для создания углового момента в системе по периметру установки располагаются 20 вертикальных пластин высотой 1 м каждая («тангенциальные окна» Угол поворота пластин к радиусу установки и определяет боковые граничные условия. Этот угол может меняться в пределах от 0 до 90° в обе стороны и для обеспечения симметрии боковых граничных условий выставляется постоянным для всех пластин. В созданной установке можно варьировать подъемную силу и угловой момент. Первое достигается изменением температуры воды, и вследствие этого изменяется перепад давления между центральной и периферической частями установки. Второе обусловливается изменением угла поворота боковых пластин.

Начиная с некоторого значения температуры воды и определенного угла поворота «тангенциальных окон» происходит концентрация горячего влажного воздуха к центру системы и в установке возникает отчетливо видимый вихрь, фотография которого (вид сбоку) приведена на рис. 1. Видимая часть вихря представляет собой вращающийся столб водяного пара и мелких капелек сконденсированной влаги.

Для исследования структуры полученной вихревой системы было выполнено фотографирование горизонтальных разрезов вихря на разных расстояниях от подстилающей поверхности. С этой целью был сконструирован плоский световой луч («световой нож»), высвечивавший тонкие (1—2 см) горизонтальные слои вихревой системы. На рис. 2 приведена фотография поперечного разреза вихря в непосредственной близости от водной подстилающей поверхности, т. е. в тонком приводном пограничном слое. На рисунке видны траектории движения частиц воздуха, которые имеют вид спиралей, сходящихся практически в одну точку. Они свидетельствуют о существовании в приводном пограничном слое вихревой системы значительного радиального потока воздуха, сравнимого по величине с тангенциальным потоком. Наблюде-