

01;12;13

## **Модуляция интенсивного СВЧ-излучения при резонансном взаимодействии со встречным потоком невозбужденных циклотронных осцилляторов**

© И.В. Зотова, Н.С. Гинзбург, И.В. Железнов, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

E-mail: zotova@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 28 ноября 2013 г.

Показана возможность трансформации интенсивного непрерывного СВЧ-излучения в периодическую последовательность коротких импульсов при резонансном взаимодействии со встречным потоком невозбужденных циклотронных осцилляторов. Исследуемый эффект предлагается использовать для реализации модуляторов СВЧ-излучения.

Расширение круга приложений мощных источников электромагнитного излучения, включая диагностику плазмы, системы локации, спектроскопию и т.д. обуславливает актуальность исследований по трансформации излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов в когерентную последовательность коротких (наносекундных) импульсов. В частности, обогащение спектра излучения повышает эффективность ЯМР-спектроскопии [1]. Для решения указанного круга задач в работах [2,3] исследовалась возможность использования СВЧ-модуляторов на основе полупроводниковых переключателей, контролируемых лазерным излучением. В данной статье обсуждается альтернативная возможность, основанная на специфических особенностях резонансного циклотронного взаимодействия излучения со встречным

электронным потоком. Предполагается, что в исходном состоянии у электронов отсутствует начальная вращательная скорость, т. е. на входе в пространство взаимодействия пучок является прямолинейным.

В работах [4,5] были исследованы особенности распространения коротких электромагнитных импульсов вдоль указанных потоков. Было показано, что при увеличении амплитуды падающего импульса линейное циклотронное поглощение сменяется распространением импульса без затухания (эффект самоиндуцированной прозрачности). При этом наблюдается формирование солитонных решений в виде локализованных импульсов постоянной формы.

В данной работе рассматриваются особенности циклотронного взаимодействия квазистационарных сигналов со встречным прямолинейным электронным потоком. Найдены условия, при которых падающее излучение трансформируется на выходе в периодическую последовательность коротких импульсов. Важно подчеркнуть, что для реализации указанного эффекта принципиальным фактором является учет релятивистской зависимости гирочастоты от энергии электронов или, другими словами, неизохронности циклотронных осцилляторов. При этом фазовая скорость волны должна заметно отличаться от скорости света, чтобы не возникало характерной для режимов авторезонанса компенсации смещений фазы электронов, которые обусловлены изменениями гирочастоты и поступательной скорости частиц.

Рассмотрим модель, в которой электромагнитная волна

$$\mathbf{E} = \text{Re}(\mathbf{E}^s(\mathbf{r}_\perp)A(z, t) \exp(i\omega t + ihz)) \quad (1)$$

с медленно меняющейся амплитудой  $A(z, t)$  распространяется в цилиндрическом волноводе. Поперечная структура поля  $\mathbf{E}^s(\mathbf{r}_\perp)$  совпадает с  $TE_{mn}$ -модой. Волна взаимодействует со встречным электронным потоком в условиях циклотронного резонанса:  $\omega + hV_0 \approx \omega_H$ , где  $V_0 = \beta_0 c$  — поступательная скорость частиц,  $\omega_H = eH_0/mc\gamma$  — гирочастота,  $\gamma$  — релятивистский масс-фактор. Система уравнений, описывающая электронно-волновое взаимодействие, состоит из уравнений для амплитуды поля и усредненных уравнений движения частиц. В предположении относительно малых плотностей тока указанная система может быть приведена к виду (см. подробнее [5])

$$\frac{\partial a}{\partial Z} - \frac{\partial a}{\partial \tau} = p, \quad \frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\delta + |p|^2) = a. \quad (2)$$

Здесь введены следующие нормализованные безразмерные величины:

$$\tau = \sqrt{G}\omega(t - z/V_0) \frac{\beta_{gr}\beta_0}{\beta_{gr} + \beta_0}, \quad Z = \frac{\sqrt{G}\omega z}{c},$$

$$a = \frac{\sqrt{(1 + \beta_{ph}^{-1}\beta_0)}}{2\sqrt{2}G^{3/4}\beta_0^{3/2}\gamma_0} \frac{eAJ_{m-1}(\kappa R_0)}{mc\omega}, \quad p = \frac{\sqrt{\mu}(p_x + ip_y)}{G^{1/4}mc\gamma_0\beta_0} e^{-i\omega t - ihz},$$

$$\mu = \frac{\beta_0(1 - \beta_{ph}^{-2})}{2(1 + \beta_{ph}^{-1}\beta_0)}$$

— параметр неизохронности,

$$\delta = \left(1 + \beta_{ph}^{-1}\beta_0 - \frac{\omega H_0}{\omega}\right) \beta_0^{-1} G^{-1/2}$$

— расстройка циклотронного резонанса,  $V_{gr} = \beta_{gr}c$ ,  $V_{ph} = \beta_{ph}c$  — групповая и фазовая скорость волны. Параметр тока

$$G = \frac{eI_b}{mc^3} \frac{2\mu(1 + \beta_{ph}^{-1}\beta_0)^2}{\gamma_0\beta_{ph}^{-1}\beta_0^3} \frac{J_{m-1}^2(\kappa R_0)}{N_{mm}} \quad (3)$$

для трубчатого пучка определяется током инжекции  $I_b$ , нормированным на альфеновский ток, нормой волны  $N_{mm} = J_m^2(v_n)(v_n^2 - m^2)$  ( $\kappa = v_n/R$ ,  $R$  — радиус волновода,  $J_m(x)$  — функция Бесселя,  $v_n$  —  $n$ -й корень уравнения  $J'_m(x) = 0$ ), а также величиной резонансной циркулярно-поляризованной компоненты поля, действующей на электроны на невозмущенной траектории с радиусом инжекции  $R_0$  (фактор, пропорциональный  $J_{m-1}(\kappa R_0)$ ). Будем считать, что начальная вращательная скорость у электронов на входе в пространство взаимодействия отсутствует:  $p(Z = 0) = 0$ . Внешний стационарный сигнал подается на систему с противоположного (коллекторного) конца:  $a(Z = L) = a_{in}$ .

Исследуем в начале стационарные режимы взаимодействия, положив в уравнениях (2)  $\partial/\partial\tau = 0$  и ограничиваясь здесь для простоты анализом случая точного начального резонанса  $\delta = 0$ . Представляя амплитуду поля и поперечный импульс электронов в виде  $a = \hat{a}(Z)e^{i\varphi(Z)}$ ,  $p = \hat{p}(Z)e^{i\psi(Z)}$ , сведем в стационарном варианте уравнения (2) к виду

$$\frac{d\hat{p}}{dZ} = \hat{a} \cos \chi, \quad \frac{d\hat{a}}{dZ} = \hat{p} \cos \chi, \quad \frac{d\chi}{dZ} = \hat{p}^2 - \left(\frac{\hat{a}}{\hat{p}} + \frac{\hat{p}}{\hat{a}}\right) \sin \chi, \quad (4)$$

где  $\chi = \psi - \varphi$  — разностная фаза. Очевидно, уравнения (3) имеют интегралы движения

$$\hat{p}^2 - \hat{a}^2 = \text{const} = -\hat{a}^2|_{Z=0} = -\hat{a}_{out}^2, \quad \sin \chi = \frac{(\hat{a}^2 - \hat{a}_{out}^2)^3}{16\hat{a}^2}, \quad (5)$$

первый из которых представляет закон сохранения энергии в системе пучок–волна. С помощью (5) система уравнений (4) сводится к одному уравнению для интенсивности поля  $I = \hat{a}^2$ :

$$\frac{dI}{dZ} = \pm \frac{1}{2} \sqrt{I - I_{out}} \sqrt{16I - (I - I_{out})^3}, \quad (6)$$

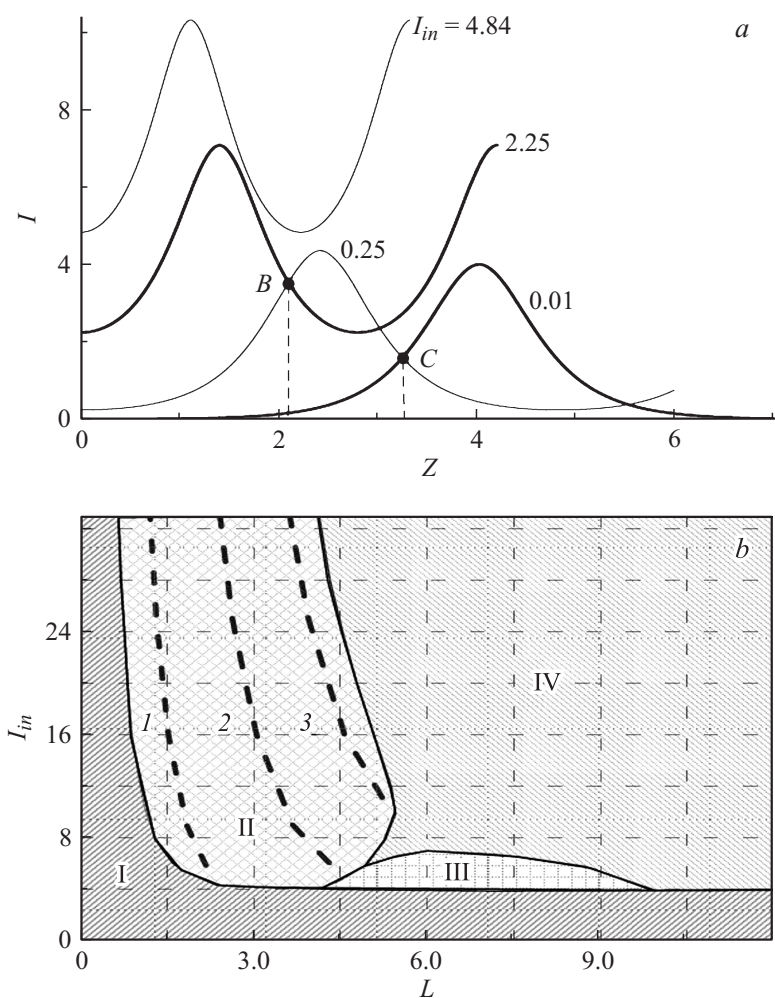
где  $I_{out} = \hat{a}_{out}^2$  — интенсивность волны в выходном сечении  $Z = 0$ .

На рис. 1, а показаны найденные путем интегрирования уравнения (6) продольные распределения полей при различных значениях интенсивности поля  $I_{out}$  на выходе из системы ( $Z = 0$ ). Эти зависимости позволяют качественно проанализировать класс стационарных решений исходной краевой задачи, заключающейся в нахождении распределения интенсивности при известном значении  $I_{in}$  во входном сечении  $Z = L$ . Здесь, прежде всего, следует обратить внимание на существование периодических решений, для которых характерно, что интенсивность поля внутри области взаимодействия превышает уровень падающего сигнала (подобные режимы были впервые описаны в [6]). Тем не менее, поскольку прямолинейный электронный пучок в данном случае является поглощающей средой, в выходном сечении  $Z = 0$  интенсивность поля меньше или равна интенсивности входного сигнала.

Как видно из рис. 1, а, при уменьшении значения  $I_{out}$  первый максимум поля сдвигается в сторону больших  $Z$ . В предельном случае  $I_{out} \rightarrow 0$  решение стремится к описанному в [5] неподвижному солитону, распределение поля в котором может быть найдено непосредственно из уравнения (6):

$$I(Z) = 4[\text{sech}2(Z - Z_{\max})]. \quad (7)$$

Соответственно максимальное значение интенсивности неподвижного солитона  $I^* = 4$ . Как показано в [5], на основании моделирования нестационарных уравнений, неподвижный солитон (7) реализуется при возбуждении системы падающим входным импульсом с определенной интенсивностью и длительностью. В более широкой области параметров в системе „прямолинейный электронный поток–встречная



**Рис. 1.** *a* — решение обратной задачи — нахождение путем интегрирования уравнения (5) продольных распределений полей при различных значениях интенсивности поля  $I_{out}$  на выходе из системы  $Z = 0$ . *b* — зоны различных режимов циклотронного взаимодействия на плоскости параметров  $(I_{in}, L)$ : I — зона циклотронного поглощения, II — зона полного (кривые 1, 2, 3) или частичного нелинейного просветления, III — зона периодических автомодуляционных режимов, IV — зона хаотических автомодуляционных режимов.

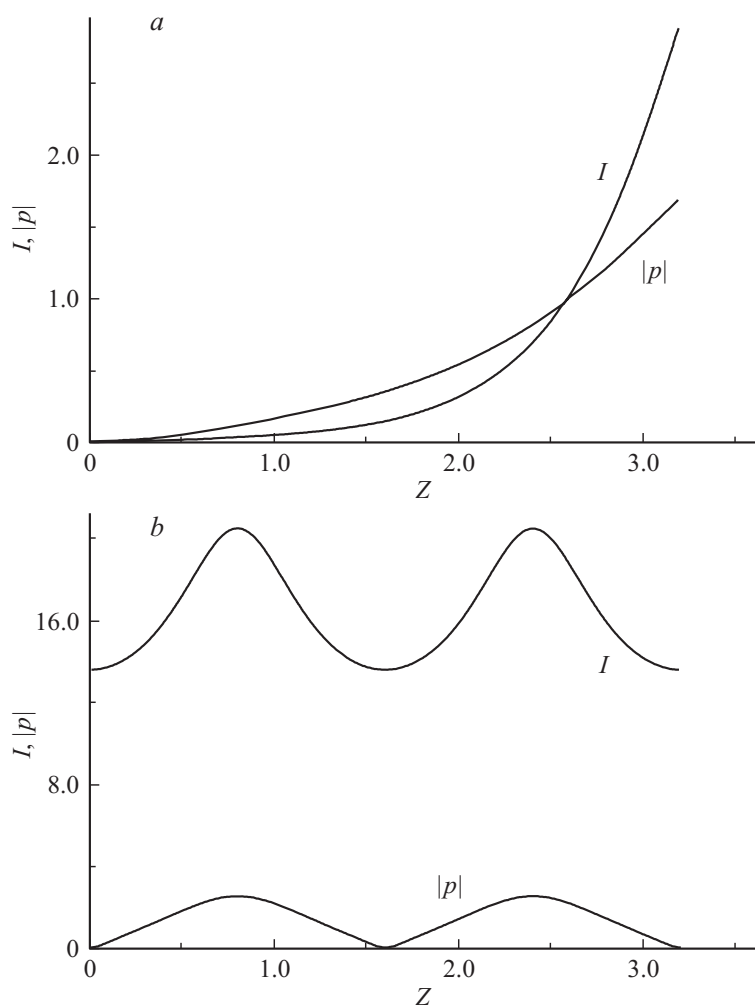
волна“ существуют бегущие солитоны. При этом солитоны с пиковой интенсивностью  $I_{\max} > I^*$  распространяются навстречу электронному потоку, в то время как солитоны с  $I_{\max} < I^*$  сносятся электронным потоком в направлении поступательного движения частиц.

Для исследуемой здесь задачи о взаимодействии прямолинейного электронного потока со стационарным входным сигналом на конечной длине пространства взаимодействия следует указать на существование режимов, при которых интенсивности входного и выходного сигнала в точности совпадают ( $I_{in} = I_{out}$ ), т. е. имеет место эффект нелинейного просветления, соответствующий резонансному прохождению волны через область циклотронного поглощения. Для реализации указанного эффекта интенсивность падающего поля должна превосходить определенное пороговое значение  $I_{in} > I^*$ .

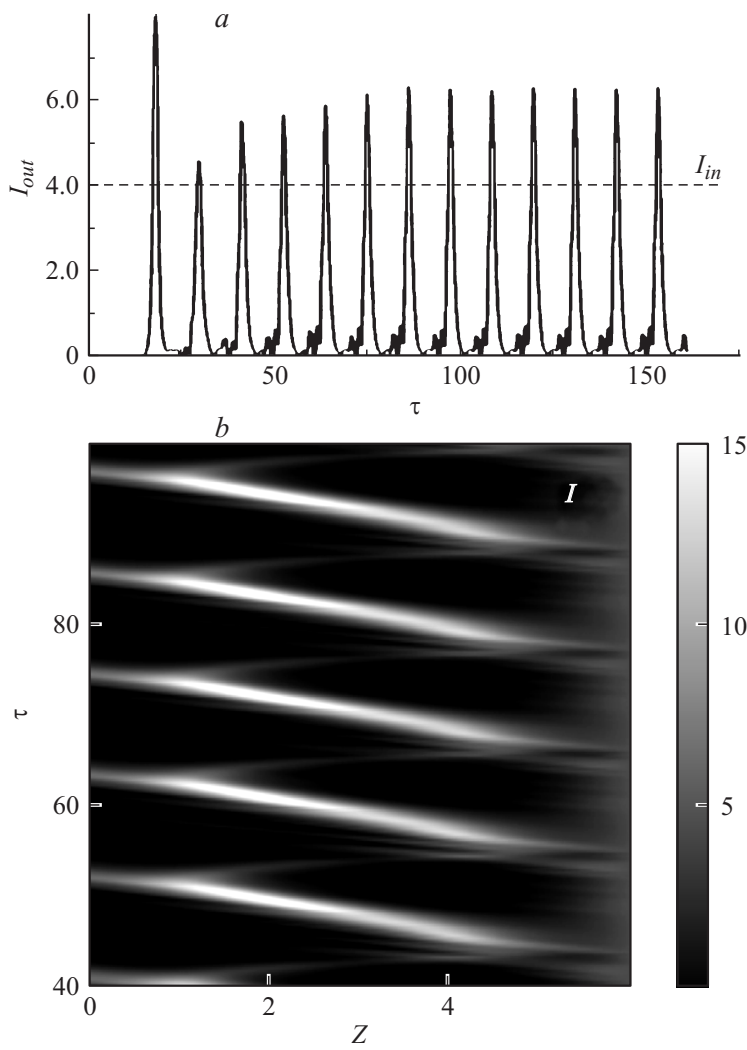
В противоположном случае ( $I_{in} < I^*$ ), для заданной интенсивности входного сигнала  $I_{in}$  (точки *B* и *C* на рис. 1, *a*) существуют 2 стационарных решения, одно из которых является осциллирующим, а другое — монотонно спадающим. Как показывает моделирование нестационарных процессов, устойчивым является именно спадающее решение, которое фактически описывает циклотронное поглощение электронным потоком волны относительно малой интенсивности. В области  $I_{in} > 4$  стационарные режимы с периодически меняющейся вдоль пространства взаимодействия интенсивностью поля являются устойчивыми в определенной области значений длин системы и уровней падающего сигнала (зона II на рис. 1, *b*).

На рис. 2 показаны стационарные продольные распределения интенсивности поля и модуля поперечного импульса при различной интенсивности падающего поля  $I_{in}$  и длине системы  $L = 3.2$ , которые получаются как из уравнения (6), так и при моделировании нестационарных уравнений (2). Рис. 2, *a* описывает режим циклотронного поглощения (зона I,  $I_{in} = 2.9$ ), а рис. 2, *b* — режим нелинейного просветления с двумя вариациями поля (зона II,  $I_{in} = 13.7$ ).

Найденная путем численного моделирования нестационарных уравнений (2) примерная граница области устойчивости на плоскости ( $I_{in}$ ,  $L$ ) показана на рис. 1, *b*. Вне этой области (зоны III, IV) реализуются автомодуляционные режимы, в которых поле как внутри области взаимодействия, так и на выходе из указанной области испытывает периодические или хаотические пульсации. Для практических приложений представляет наибольший интерес зона III, в которой входной



**Рис. 2.** Стационарные продольные распределения интенсивности поля и поперечного импульса при различных значениях интенсивности поля на входе в систему  $I_{in}$ , полученные при моделировании нестационарных уравнений (2): *a* — режим циклотронного поглощения (зона I,  $I_{in} = 2.9$ ,  $L = 3.2$ ), *b* — режим нелинейного просветления с двумя вариациями поля (зона II, пунктирная линия 2,  $I_{in} = 13.7$ ,  $L = 3.2$ ).



**Рис. 3.** Режим периодической автомодуляции:  $a$  — зависимость от времени интенсивности выходного сигнала,  $b$  — распределение интенсивности волны внутри области взаимодействия ( $I_{in} = 4$ ,  $L = 6$ ).



стационарный сигнал трансформируется в регулярную последовательность импульсов (рис. 3, *a*), каждый из которых близок по структуре к бегущему солитону. В подобных режимах в пространстве взаимодействия (рис. 3, *b*) формируется солитон, распространяющийся навстречу электронному потоку. При подходе к катодному концу пространства взаимодействия он возбуждает солитон с относительно малой интенсивностью, который сносится электронным пучком к коллекторному концу. В целом механизм автомодуляции аналогичен имеющему место в традиционных лампах обратной волны [7]. Однако электронный поток в данном случае представляет пассивную среду и излучение не генерируется, а подается на систему извне. В этом случае определенная доля падающей мощности поглощается пучком.

Проведем здесь оценки возможности использования исследованного эффекта для модуляции излучения гиротрона с мощностью 300 W и частотой 250 GHz, близкого по параметрам к [8]. Выберем следующие характеристики нитевидного ( $R_0 = 0$ ) электронного пучка, прямолинейно движущегося в однородном магнитном поле с напряженностью 10.7 T: ток 50 mA, энергия электронов 1 keV. Пусть излучение распространяется в волноводе с радиусом 0.4 mm и представляет собой моду TE<sub>11</sub> цилиндрического волновода. Тогда режиму, представленному на рис. 3, будет соответствовать длина области резонансного взаимодействия  $\sim 3$  cm. Характерная длительность импульсов промодулированного сигнала по полувысоте составляет  $\sim 0.85$  ns. Важно подчеркнуть, что пиковая мощность импульсов на выходе примерно в 1.5 раза превосходит среднюю мощность падающего излучения и составляет  $\sim 450$  W. Средняя по времени мощность прошедшего излучения составляет  $\sim 30\%$  от падающей, остальная мощность поглощается электронным пучком.

Таким образом, несмотря на предельную простоту исследуемой системы (прямолинейный электронный поток резонансно взаимодействует со встречной электромагнитной волной) как с точки зрения практической реализации, так и теоретического описания, нелинейность, обусловленная неизохронностью движения электронов в магнитном поле, в совокупности с эффектами запаздывания приводит к достаточно нетривиальной картине стационарных и нестационарных динамических режимов. Экспериментальная реализация последних может быть весьма продуктивной для использования субмиллиметровых гиротронов в спектроскопии.

Авторы признательны А.В. Палицину за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 12-08-00628.

## Список литературы

- [1] *Nanni E.A., Barnes A.B., Griffin R.G., Temkin R.J.* // IEEE Trans. on THz Sci. and Tech. 2011. V. 1. Iss. 1. P. 145–163.
- [2] *Вихарев А.А., Денисов Г.Г., Кочаровский Вл.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 17. С. 38–45.
- [3] *Кулыгин М.Л., Денисов Г.Г., Родин Ю.В.* // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 8. С. 49–55.
- [4] *Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. Iss. 26. P. 265 001.
- [5] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С.* // ЖЭТФ. 2011. Т. 140. № 5. С. 890–899.
- [6] *Kovalev N.F., Kolganov N.G., Palitsin A.V., Fuchs M.I.* // Proc. of the 4<sup>th</sup> Int. Workshop Strong Microwaves: Sources and Applications / Ed. by A.G. Litvak. N. Novgorod, Russia, 2000. V. 2. P. 845–850.
- [7] *Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. № 7. С. 1037–1052.
- [8] *Венедиктов Н.П., Дубров В.В., Запелалов В.Е.* и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53. № 4. С. 260–268.