их часть на прямолинейных участках своих траекторий будет генерировать сверхкороткие электромагнитные импульсы зептосекундной длительности. Спектральный диапазон этого излучения будет очень широким, вплоть до жесткого рентгеновского излучения. О возможном уширении спектра электромагнитного излучения электрона, колеблющегося в поле лазерного импульса релятивистской интенсивности ранее упоминалось в работе [11].

Временно́й профиль излучения электрона в направлении распространения лазерного импульса близок к форме осциллирующих полей лазерного импульса.

Заключение

При релятивистских интенсивностях электрон частично захватывается полем и период его осцилляций меняется в зависимости от величины локальной интенсивности. Траектория электрона в случае линейной поляризации содержит протяженные квазипрямолинейные участки, в случае круговой поляризации вследствие частичного захвата в максимуме импульса — становится более пологой.

Излучение электрона в поле короткого релятивистски интенсивного лазерного импульса представляет собой цуг коротких импульсов. Длительность отдельного импульса в цуге много короче периода световых колебаний и может лежать в зептосекундном (субаттосекундном) диапазоне.

Литература

1. *Pang J., Ho Y. K., Yuan X. Q., Cao N., Kong Q., Wang P. X., Shao L., Esarey E. H., Sessler A. M.*// Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 066501.
2. *Hartemann F. V., Fochs S. N., Lesage G. P. et al.*// Ibid. 1995. V. 51. P. 4833.
3. *Wang P. X., Hua J. F., Lin Y. Z., Ho Y. K.*// Phys. Lett. A. 2002.V. 300. P. 76.
4. *Галкин А. Л., Галстян А. М., Коробкин В. В., Романовский М. Ю., Ширяев О. Б.*// КСФ. 2007. № 3. С. 31.
5. *Galkin A. L., Korobkin V. V., Romanovsky M. Yu., Shiryaev O. B.*// Physics of Plasmas. 2008. V. 15. P. 023104.
6. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. — М.: Наука, 1973.
7. *Галкин А. Л., Галстян А. М., Коробкин В. В., Романовский М. Ю., Ширяев О. Б.*// Квантовая электроника. 2007. Т. 37. С. 903.
8. *Quesnel B., Mora P.*// Phys. Rev. E. 1998. V. 58. P. 3719.
9. *Hua J. F., Ho Y. K., Lin Y. Z. et al.*// Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 3705.
10. *Бочкарев С. Г., Быченков В. Ю.*// Квантовая электроника. 2007. Т. 37. С. 273.
11. *Ju Gao.*// J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2006. V. 39. P. 1345.

Статья поступила в редакцию 11 июня 2008 г.

Generation of subattosecond electromagnetic pulses by electrons in relativistically intense laser fields

A. L. Galkin, V. K. Klinkov, V. V. Korobkin, M. Yu. Romanovsky, O. B. Shiryaev
A. M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Science, Moscow, Russia

The motions of electrons driven by the fields of relativistically intense laser pulses for both linear and circular polarizations are analyzed. The treatment is based on the numerical solution of Newton's equation with the Lorentz force. The electromagnetic radiation of an electron interacting with a laser pulse is studied. It is shown that this radiation comprises short pulses having zeptosecond (subattosecond) durations.

PACS: 52.38.-r

УДК 533.9

Параметрический резонанс пучковых волн в двухскоростном электронном пучке

В. В. Кулиш, А. В. Лысенко, М. Ю. Ромбовский
Сумской государственный университет, г. Сумы, Украина

Проведен анализ эффекта трехволнового параметрического резонанса пучковых волн в двухпотоковом релятивистском электронном пучке. Выяснено, что в такой модели воз-

можна реализация пяти разных по архитектуре типов параметрических резонансных взаимодействий. Два из них соответствуют взрывной неустойчивости, два — процессу распада с повышением частоты, один — суперпозиции взрывной и двухпотоковой неустойчивости. Найдены инкременты нарастания волн и выяснены условия, когда рост волн является максимальным. Также определены условия, когда в двухпотоковом электронном пучке возможна реализация мультигармонических режимов взаимодействия.

PACS: 41.75.-i, 52.35.-g

Введение

В последние годы большое внимание уделяется изучению физических процессов, происходящих в плазме релятивистского двухскоростного электронного пучка, который двигается во внешних электромагнитных полях сложной конфигурации. Это в основном связано с достаточно привлекательными перспективами практического использования таких пучков. Например, в супергетеродинных двухскоростных лазерах на свободных электронах (СДЛСЭ) [1—3], некоторых других подобных системах плазменной электроники [4] и т. п. При этом особый интерес вызывает возможность реализации на основе таких процессов уникальных по прикладным перспективам мультигармонических приборов [5, 6]. Такие приборы могут иметь широкий круг применений, в том числе, например, для формирования мощных и сверхмощных фемтосекундных кластеров электромагнитного поля [6].

Вместе с тем следует отметить, что в работах, посвященных изучению такого типа физических процессов, рассматривается, как правило, взаимодействие одной из пучковых волн с поперечными периодически реверсивными электромагнитными полями (волновыми и ондуляторными). Без внимания, однако, традиционно остается то, что в самом двухскоростном электронном пучке в принципе существуют еще и другие волны, между которыми также возможно параметрическое резонансное взаимодействие. Как показал предварительный анализ, влияние этого параметрического резонансного взаимодействия на общую динамику процессов в двухскоростном электронном пучке может быть довольно существенным [7—9]. Взаимодействие волн в таком случае оказывается достаточно сложным, поэтому целесообразно на первом этапе решения поставленной задачи провести отдельный детальный анализ данных резонансных взаимодействий между пучковыми волнами и, учитывая результаты такого анализа, изучить связанные резонансные процессы ýже и с учетом поперечных полей. Результаты такого анализа будут представлены в других работах авторов.

Главная цель данной работы — устранение вышеуказанных "белых пятен" слабосигнальной теории СДЛСЭ. Здесь, в том числе, выполнен детальный анализ всех возможных вариантов параметрических резонансов пучковых волн, проведена их классификация и сформулированы условия их реализации. Найдены инкременты нарастания волн и выяснены условия, когда они являются максимальными. Кроме того, изучены условия, при которых в двухскоростном электронном пучке возможна реализация мультигармонических режимов взаимодействия, т. е. таких режимов, когда параметрические резонансные условия одновременно выполняются как для первых, так и для их высших гармоник волн [5, 6].

Модель. Основные уравнения

Для исследования параметрического резонанса пучковых волн в двухскоростном релятивистском электронном пучке рассматриваем следующую модель. Пространственный заряд пучка считаем скомпенсированным неподвижным ионным фоном, в поперечной плоскости пучок принимаем однородным. Парциальные взаимно проникающие электронные пучки характеризуем парциальными плазменными частотами $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$ и скоростями υ_1, υ_2, которые направлены вдоль оси Z. При этом $\upsilon_1 - \upsilon_2 \ll \upsilon_1, \upsilon_2$. Электрические поля пучковых волн (волн пространственного заряда — ВПЗ) в общем случае считаем мультигармоничными

$$\vec{E}_\chi = \sum_{m=1}^{N}\left[E_{\chi,m}\exp(imp_\chi) + k.c.\right]\vec{e}_z, \qquad (1)$$

где χ — тип волны пространственного заряда (принимает значение от 1 до 5, см. ниже табл. 1), которая возбуждается в плазме двухскоростного электронного пучка;

$p_\chi = \omega_\chi t - k_\chi z$ — фаза волны; ω_χ и k_χ, соответственно, частота волны и волновое число;

N — число гармоник, которые учитываются при решении задачи;

m — номер соответствующей гармоники.

С учетом (1) считаем, что в двухскоростном электронном пучке выполняется условие трехволнового параметрического резонанса для ВПЗ:

$$p_\alpha = p_\beta + p_\gamma,$$

или, учитывая вышеприведенные определения фаз,

$$\omega_\alpha = \omega_\beta + \omega_\gamma; \quad k_\alpha = k_\beta + k_\gamma, \qquad (2)$$

здесь α, β, γ — конкретные типы волн ВПЗ, которые принимают участие в параметрическом резонансе.

Используя релятивистское квазигидродинамическое уравнение [2], уравнение непрерывности и уравнения Максвелла, применяя иерархический асимптотический подход к теории колебаний и волн [2] и метод медленно меняющихся амплитуд нетрудно получить для амплитуд напряженности электрического поля волн пространственного заряда α, β, γ систему дифференциальных уравнений в квадратичном приближении [3, 9]

$$C_{2,\alpha,m}\frac{d^2E_{\alpha,m}}{dz^2} + C_{1,\alpha,m}\frac{dE_{\alpha,m}}{dz} + D_{\alpha,m}E_{\alpha,m} = = C_{3,\alpha,m}E_{\beta,m}E_{\gamma,m};$$

$$C_{2,\beta,m}\frac{d^2E_{\beta,m}}{dz^2} + C_{1,\beta,m}\frac{dE_{\beta,m}}{dz} + D_{\beta,m}E_{\beta,m} = = C_{3,\beta,m}E_{\alpha,m}E^*_{\gamma,m}; \qquad (3)$$

$$C_{2,\gamma,m}\frac{d^2E_{\gamma,m}}{dz^2} + C_{1,\gamma,m}\frac{dE_{\gamma,m}}{dz} + D_{\gamma,m}E_{\gamma,m} = = C_{3,\gamma,m}E_{\alpha,m}E^*_{\beta,m}.$$

Коэффициенты этого уравнения определяются параметрами системы, соответствующими волновыми числами и частотами m-х гармоник:

$$D_{\chi,m} = -imk_\chi \times \times\left(1 - \frac{\omega_p^2}{m^2(\omega_\chi - k_\chi\upsilon_1)^2\gamma_1^3} - \frac{\omega_p^2}{m^2(\omega_\chi - k_\chi\upsilon_2)^2\gamma_2^3}\right), \qquad (4)$$

$$C_{1,\chi,m} = \partial D_{\chi,m}/\partial(-imk_\chi),$$

$$C_{2,\chi,m} = \partial^2 D_{\chi,m}/\partial(-imk_\chi)^2/2,$$

$$C_{3,\alpha,m} = -k_\alpha\sum_{q=1}^{2}\left[\frac{\omega_p^2 e/m_e}{\Omega_{\alpha,q}\Omega_{\beta,q}\Omega_{\gamma,q}\gamma_q^6 m^2}\times \times\left(\frac{k_\alpha}{\Omega_{\alpha,q}} + \frac{k_\beta}{\Omega_{\beta,q}} + \frac{k_\gamma}{\Omega_{\gamma,q}} - 3\upsilon_q\gamma_q^2/c^2\right)\right],$$

$$C_{3,\beta,m} = -k_\beta C_{3,\alpha,m}/k_\alpha, \quad C_{3,\gamma,m} = -k_\gamma C_{3,\alpha,m}/k_\alpha,$$

$$\Omega_{\chi,q} = \omega_\chi - k_\chi\upsilon_q, \quad \gamma_q = 1/\sqrt{1-(\upsilon_q/c)^2}.$$

В соотношениях (3) $D_{\chi,m}$ — дисперсионная функция m-й гармоники волны типа χ. Как правило, эти функции для первой гармоники равны нулю (условие "собственности" волны) и определяют связь между частотой и волновым числом данного типа волны. При этом решения дисперсионных уравнений $D_{\chi,m} = 0$ для k_χ при $\omega_{1,\ldots,4} > \omega_{cr}$ (где ω_{cr} — критическая частота, определение которой дано ниже) являются действительными, тогда как в случае $\omega_5 < \omega_{cr}$ часть решений этого уравнения является комплексным. При таких условиях, как известно, реализуется эффект двухпотоковой неустойчивости.

Типы параметрических резонансных взаимодействий

Известно, что в двухпотоковой электронной системе возможно существование четырех типов продольных ВПЗ [3]. Частоты и волновые числа этих волн удовлетворяют дисперсионному уравнению (4), приближенные решения которых для действительных k_χ можно записать в виде [3, 9]

$$k_\chi \approx \frac{\omega}{\upsilon_0(1+\sigma_\chi\delta)} + r_\chi\frac{\omega_p}{\upsilon_0\gamma_0^{3/2}}, \qquad (5)$$

где $\upsilon_0 = (\upsilon_{01}+\upsilon_{02})/2$, $\delta = (\upsilon_{01}-\upsilon_{02})/(\upsilon_{01}+\upsilon_{02})$, $\gamma_0 = (\gamma_1+\gamma_2)/2$, σ_χ, $r_\chi = \pm 1, 0$ — знаковые функции, индекс χ принимает значение от 1 до 5 и отвечает типу продольной волны в рассматриваемой системе.

В случае, когда $\omega_5 < \omega_{cr}$, как отмечалось выше, решения дисперсионного уравнения являются комплексными, где критическая частота

$$\omega_{cr} = \sqrt{2}\omega_p/(\delta\gamma_0^{3/2}). \qquad (6)$$

Мнимая составляющая этих решений $\pm\Gamma$ характеризует инкремент двухпотоковой неустойчивости (нарастание или затухание — см. более детально ниже) [3, 9].

Далее поставим в соответствие каждому типу волны, которая характеризуется своим конкретным набором параметров σ_χ, r_χ, номер. Соответствующая условная классификация представлена в табл. 1.

Пятый тип волны (нарастающая волна, $+\Gamma$) реализуется в случае двухпотоковой неустойчивости ($\omega_5 < \omega_{cr}$), второй и третий — реализуются, когда

$\omega_{2,3} > \omega_{cr}$. Из сказанного также вытекает, что можно, в принципе, специально выделить еще и шестой тип волны, который отвечает затухающей волне двухпотоковой неустойчивости (–Г). Однако в силу симметрии соответствующих формул здесь мы объединили нарастающую и затухающую волны в один тип — пять.

Таблица 1

Тип волны	σ_χ	r_χ	Название волны
1	-1	+1	Медленная волна второго пучка
2	-1	-1	Быстрая волна второго пучка
3	+1	+1	Медленная волна первого пучка
4	+1	-1	Быстрая волна первого пучка
5	0	0	Нарастающая (затухающая) волна

Выясним, при каких условиях становится возможным трехволновое параметрическое резонансное взаимодействие продольных волн в двухпотоковой релятивистской электронной системе. Следует отметить, что для однопотоковых систем параметрическое резонансное взаимодействие пучковых волн в рамках поперечно-неограниченной модели (которое здесь изучается) является принципиально невозможным. Исходя из соотношений (2) и решений дисперсионного уравнения (5), несложно выяснить, что условие параметрического резонанса, в принципе, может быть удовлетворено для пяти случаев (напомним, однако, окончательный вывод о возможности реализации резонанса можно сделать лишь по результатам соответствующего амплитудного анализа). Таким образом, можем говорить о возможности существования пяти типов резонансно-волнового взаимодействия продольных волн в релятивистской двухпотоковой электронной системе, каждому из которых можно поставить в соответствие ограниченные наборы типов взаимодействующих волн. В табл. 2 представлен вариант такой классификации.

Таблица 2

Тип взаимодействия	Типы волн		
	α	β	γ
1	3	4	2
2	3	4	1
3	2	1	3
4	2	1	4
5	5	1	4

П р и м е ч а н и е. α, β, γ — индексы волн (см. табл. 1), частоты и волновые числа которых определяются условием параметрического резонанса (2). При этом волна с индексом α имеет наибольшую частоту, волна с индексом γ, как правило, имеет наименьшую частоту.

Рассмотрим более детально каждый из этих типов параметрически резонансных взаимодействий. Система уравнений (7)—(11) является системой пяти уравнений с шестью неизвестными. Поэтому одну из частот системы задаем произвольно (ω_β), а другие — выражаем через эту частоту и параметры системы.

Для взаимодействия типа 1 находим, что

$$\omega_\gamma = \frac{3\omega_p(1-\delta^2)}{2\delta\gamma_0^{3/3}} > \omega_{cr}, \qquad \omega_\alpha = \omega_\beta + \omega_\gamma. \qquad (7)$$

Для взаимодействия типа 2:

$$\omega_\gamma = \frac{\omega_p(1-\delta^2)}{2\delta\gamma_0^{3/3}} < \omega_{cr}, \qquad \omega_\alpha = \omega_\beta + \omega_\gamma. \qquad (8)$$

Для взаимодействия типа 3:

$$\omega_\gamma = \frac{3\omega_p(1-\delta^2)}{2\delta\gamma_0^{3/3}} > \omega_{cr}, \qquad \omega_\alpha = \omega_\beta + \omega_\gamma. \qquad (9)$$

Для взаимодействия типа 4:

$$\omega_\gamma = \frac{\omega_p(1-\delta^2)}{2\delta\gamma_0^{3/3}} < \omega_{cr}, \qquad \omega_\alpha = \omega_\beta + \omega_\gamma. \qquad (10)$$

Для взаимодействия типа 5:

$$\omega_\gamma = \omega_\beta(1+\delta)/(1-\delta), \qquad \omega_\alpha = 2\omega_\beta/(1-\delta). \qquad (11)$$

Следует заметить, что в последнем случае волна с индексом α является волной 5-го типа и поэтому $\omega_{\alpha,\beta,\gamma} < \omega_{cr}$. Волновые числа соответствующих волн легко можно найти с помощью соотношений (5) и (7)—(11). Характерной особенностью соотношений (7)—(10) является то, что одна из частот (ω_γ) определяется свойствами системы и явным образом не зависит от частот двух других волн, с которыми она находится в резонансе.

Проведем анализ вышеуказанных типов взаимодействия. Рассмотрим взаимодействие типа 1. В этом случае условие параметрического резонанса (2) вместе с законами сохранения энергии и импульса сводятся к виду (нижний индекс указывает, к какому типу волны, см. табл. 1, относится данный параметр)

$$\omega_3 = \omega_4 + \omega_2, \quad -\omega_3 N_3 + \omega_4 N_4 + \omega_2 N_2 = \text{const},$$

$$k_3 = k_4 + k_2, \quad -k_3 N_3 + k_4 N_4 + k_2 N_2 = \text{const}. \qquad (12)$$

В этих соотношениях N_3, N_4, N_2 — количество плазмонов соответствующего типа в пучке. Здесь также учтено, что энергия медленной волны первого пучка является отрицательной (тип волны 3, см. табл. 1) [3].

Из соотношения (12) получаем известные соотношения Мэнли-Роу [10]

$$N_4 - N_3 = \text{const}, \quad N_2 - N_3 = \text{const},$$
$$N_4 - N_2 = \text{const}.$$

Из этих соотношений следует, что в процессе взаимодействия типа 1 возможно одновременное усиление всех трех волн. О таком процессе говорят как о взрывной неустойчивости [3, 4, 11].

Аналогично проанализируем другие типы взаимодействия волн (см. табл. 2). Для 2-го типа взаимодействия соотношения Мэнли-Роу имеют вид

$$N_4 - N_3 = \text{const}, \quad N_1 + N_3 = \text{const},$$
$$N_4 + N_1 = \text{const}.$$

Из этих соотношений следует, что в процессе взаимодействия типа 2 возможно усиление волн 4 и 3-го типов за счет уменьшения амплитуды волны 1-го типа, т. е. волна 1-го типа выступает как источник этого процесса. Такой процесс называют рамановским рассеянием с повышением частоты [4] или распадом с повышением частоты [12].

В случае 3-го типа взаимодействия соотношения Мэнли-Роу имеют вид

$$N_2 - N_1 = \text{const}, \quad N_2 - N_3 = \text{const},$$
$$N_3 - N_1 = \text{const}.$$

Видим, что в этом процессе возможно одновременное усиление всех трех волн. Здесь также как и для 1-го типа взаимодействия реализуется взрывная неустойчивость.

Для случая 4-го типа взаимодействия можем записать следующие соотношения Мэнли-Роу

$$N_2 - N_1 = \text{const}, \quad N_2 + N_4 = \text{const},$$
$$N_3 + N_4 = \text{const}.$$

Этот процесс нужно классифицировать как распад волны 4 с повышением частоты. Источником этого процесса выступает волна 4-го типа.

Для случая 5-го типа взаимодействия имеется особенность. В параметрическом резонансе здесь принимает участие волна 5-го типа (нарастающая волна, которая возникает в результате двухпотоковой неустойчивости). Как известно [3], энергия этой волны равна нулю, поэтому в этой ситуации соотношения Мэнли-Роу принимают вид

$$N_1 - N_4 = \text{const}.$$

Это означает, что в этом процессе имеет место усиление всех трех волн. Волна типа 5 возрастает за счет двухпотоковой неустойчивости, а волны типа 2 и 4 — за счет параметрического резонанса, как и в случае взрывной неустойчивости. Между волнами 5, 2 и 4 имеет место параметрическая связь. В результате здесь реализуется суперпозиция двухпотоковой и взрывной неустойчивости.

Таким образом, в 1 и 3-м типах взаимодействия реализуется эффект взрывной неустойчивости; во 2 и 4-м — распад волны с повышением частоты; 5-й тип взаимодействия соответствует суперпозиции эффекта взрывной и двухпотоковой неустойчивости.

Выводы, которые мы получили с помощью соотношений Мэнли-Роу, подтверждают численный анализ системы уравнений (3). Используя эту систему уравнений, нетрудно найти зависимость амплитуд первых гармоник волн E_α, E_β, E_γ от нормированной продольной координаты $T = z/L$ (рис. 1).

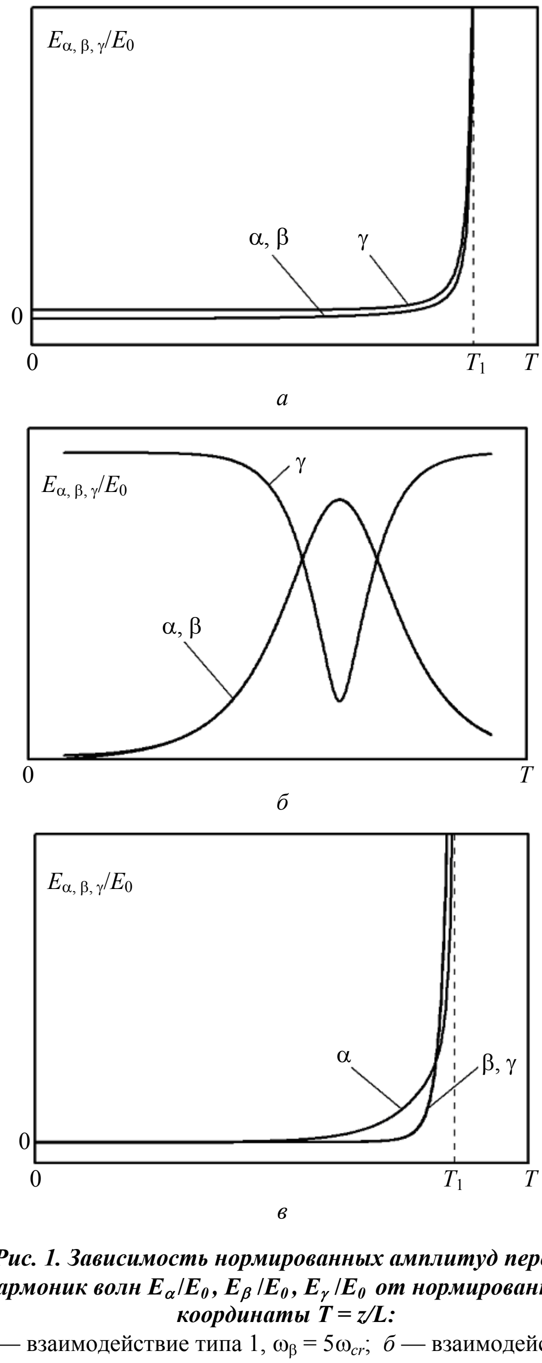


Рис. 1. Зависимость нормированных амплитуд первых гармоник волн E_α/E_0, E_β/E_0, E_γ/E_0 от нормированной координаты $T = z/L$:

а — взаимодействие типа 1, $\omega_\beta = 5\omega_{cr}$; *б* — взаимодействие типа 2, $\omega_\beta = 5\,\omega_{cr}$; *в* — взаимодействие типа 5, $\omega_\beta = \omega_{cr}/3$. α, β, γ — кривые соответствующих волн

В случае параметрического взаимодействия типа 1 (здесь реализуется, как мы выяснили, взрывная неустойчивость) эта зависимость представлена на рис. 1, *а*. Видим, что, действительно, в области координаты T_1 наблюдается неограниченный рост амплитуд всех волн. Аналогичная динамика амплитуд наблюдается и для 3-го типа параметрического взаимодействия.

Для параметрического взаимодействия типа 2 (здесь реализуется, как мы выяснили, распад с повышением частоты) аналогичная зависимость представлена на рис. 1, *б*. Видим, что усиление волн α и β происходит за счет уменьшения волны γ. Аналогичная динамика амплитуд наблюдается и для 4-го типа параметрического взаимодействия.

На рис. 1, *в* показаны зависимости амплитуд полей от продольной координаты в случае параметрического взаимодействия типа 5 (имеет место суперпозиция процессов двухпотоковой и взрывной неустойчивости). Видим, что здесь на начальном этапе развивается двухпотоковая неустойчивость для волны α. Также имеет место усиление волн β и γ за счет параметрического резонанса волн. После того, как амплитуды всех трех волн становятся приблизительно одинаковыми, нарастание волны α переходит из экспоненциального в неограниченное, которое характерно для взрывной неустойчивости. Таким образом, происходит переход двухпотоковой неустойчивости во взрывную.

Мультигармоничные режимы взаимодействия

Выясним, при каких обстоятельствах при выполнении условий параметрического резонанса (2) для первых гармоник волн имеет место параметрический резонанс также и для высших гармоник волн. Режим взаимодействия волн, когда вышеуказанные условия выполняются, будем называть мультигармоничным.

Рассмотрим 1—4 типы взаимодействия. Особенность этих взаимодействий заключается в том, что частота ω_γ волны γ является фиксированной и зависит от параметров двухскоростного электронного пучка (7)—(10). Это означает, что разность частот волн α и β должна быть постоянной величиной:

$$\omega_\alpha - \omega_\beta = \omega_\gamma = \mathrm{const}. \qquad (13)$$

Из этого следует, для того чтобы высшие гармоники волн α и β удовлетворяли условию параметрического резонанса (2), а значит и соотношению (13), необходимо, чтобы они были кратны частоте ω_γ, т. е.

$$\omega_\alpha = N_\alpha \cdot \omega_\gamma, \quad \omega_\beta = N_\beta \cdot \omega_\gamma, \qquad (14)$$

где N_α, N_β — целые числа.

Эти числа, исходя из (13) и (14), должны удовлетворять соотношению

$$N_\alpha - N_\beta = 1. \qquad (15)$$

Условие (15) может быть выполнено, когда происходит возбуждение волн пространственного заряда на частоте ω_γ. При этом возникают волны разных типов, и для их высших гармоник, номера которых удовлетворяют условию (15), имеет место параметрический резонанс, т. е. реализуется мультигармоничный режим взаимодействия.

В случае 5-го типа взаимодействия для нарастающей волны ВПЗ (5-й тип волны) связь между частотой и действительной частью волнового числа, как следует из формулы (5), является линейной ($k = \omega/\upsilon_0$). Это означает, что между высшими гармониками ВПЗ этой волны выполняются условия параметрического резонанса. Одновременно с этим для каждой гармоники также имеет место и другой параметрический резонанс с волнами β и γ. Таким образом, здесь также реализуется мультигармоничный режим взаимодействия.

Инкременты нарастания

Для получения инкрементов нарастания на начальном этапе развития разных типов резонансно-волновых взаимодействий используем систему уравнений (3). Будем считать, что в систему вводится извне волна с достаточно высокой амплитудой, которая на начальном этапе взаимодействия практически не изменяется. Будем называть эту волну накачкой и обозначать индексом γ. В этом приближении система уравнений (3) становится квазилинейной, ее решения можно искать в виде $\sim A\cdot\exp(\Gamma z)$. В результате находим соотношение для определения инкремента Γ системы

$$\begin{gathered}\Gamma^4 C_{2,\alpha,m}C_{2,\beta,m} + \Gamma^3(C_{2,\alpha,m}C_{1,\beta,m} + C_{1,\alpha,m}C_{2,\beta,m}) + \\ +\Gamma^2(C_{2,\alpha,m}D_{\beta,m} + C_{1,\alpha,m}C_{1,\beta,m} + D_{\alpha,m}D_{\beta,m}) + \\ +\Gamma(C_{1,\alpha,m}D_{\beta,m} + D_{\alpha,m}C_{1,\beta,m}) + (D_{\alpha,m}D_{\beta,m} - \\ -|E_{\gamma,m}|^2 C_{3,\alpha,m}C_{3,\beta,m}) = 0.\end{gathered} \qquad (16)$$

Уравнение (16) является алгебраическим уравнением 4-й степени относительно неизвестной величины Γ. Можно найти аналитические решения этого уравнения. Однако для нас важно выяснить величины инкрементов и их зависимости от частоты для разных типов параметрического резонанса, поэтому решение уравнения (16) будем находить численно. Построим зависимость инкремента нарастания от частоты ω_α для разных типов параметрического резонансного взаимодействия (типы 1—5).

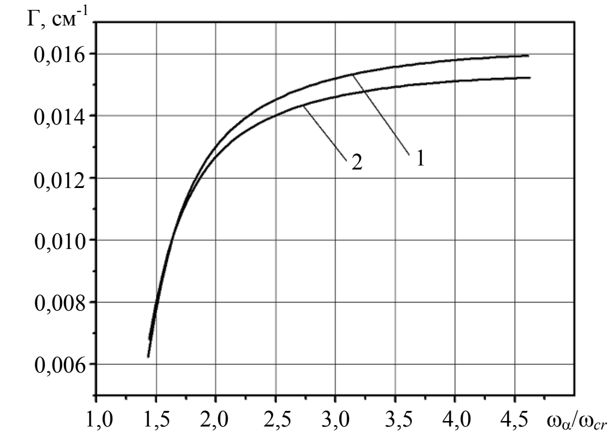
На рис. 2, *а, б* представлены зависимости инкремента нарастания от частоты ω_α для параметрического резонансного взаимодействия 1-, 3- и 5-го типов. Параметры двухскоростной системы, для которой был проведен численный анализ, представлены ниже.

Плазменная частота каждого из пучков ω_p, c^{-1}….. $6{,}0\cdot10^{10}$

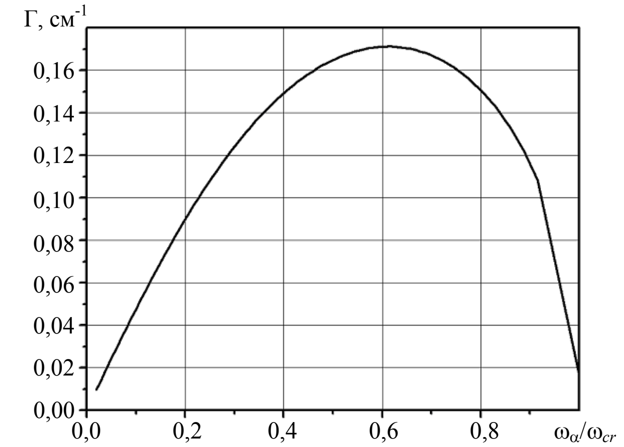
Среднее значение релятивистского фактора γ_0, отн. ед. ………………………………………………… 3,348

Разность релятивистских факторов парциальных пучков $\Delta\gamma$, отн. ед. 0,1

Критическая частота ω_{cr}, c^{-1}....…………………..... $9{,}5\cdot10^{12}$



а



б

Рис. 2. Зависимость инкремента нарастания от нормированной частоты $\omega_\beta = \omega_{cr}$:
а — взаимодействие типов 1 и 3 (кривая 1 — взаимодействие типа 1, кривая 2 — взаимодействие типа 3);
б — взаимодействие типа 5. Параметры исследуемой системы приведены по тексту

Напряженность волны накачки $E_\gamma = 10^5$ В/м. Для взаимодействия типа 2 и 4 в этом приближении, как и следовало ожидать, экспоненциальный рост волн отсутствует.

Анализируя полученные зависимости инкрементов нарастания от частоты, видим, что фактически реализуются три разных вида таких зависимостей. На рис. 2, *а* представлен первый вид такой зависимости (параметрические резонансные взаимодействия 1 и 3-го типов). Он отвечает, как было выяснено выше, процессу взрывной неустойчивости. В этом случае с повышением частоты инкремент нарастания увеличивается и имеет относительно большие числовые значения.

На рис. 2, *б* представлен второй вид исследуемой зависимости (параметрическое резонансное взаимодействие 5-го типа). Он связан с суперпозицией взрывной и двухпотоковой неустойчивости. Его особенность заключается в том, что здесь инкремент нарастания всех волн, которые находятся в параметрическом резонансе, практически полностью определяется двухпотоковой неустойчивостью. Обращает на себя внимание также то обстоятельство, что инкремент нарастания в этом случае является на порядок большим, чем в случае "чистой" взрывной неустойчивости (сравните значение инкрементов на рис. 2, *а* и *б*).

И, наконец, в случае распада с повышением частоты (параметрические резонансные взаимодействия 2-го и 4-го типов) экспоненциальный рост волн отсутствует.

Заключение

Выяснено, что в плазме релятивистского двухпотокового электронного пучка возможна реализация пяти типов параметрических резонансных взаимодействий. Два из них отвечают взрывной неустойчивости, два — процессу распада с повышением частоты, один — суперпозиции взрывной и двухпотоковой неустойчивости. Найдены инкременты нарастания волн в этих процессах. Существенное нарастание волн имеет место в случае взрывной неустойчивости, суперпозиции взрывной и двухпотоковой неустойчивости. Поэтому эти параметрически резонансные взаимодействия нужно обязательно учитывать при анализе двухпотоковых систем. Выяснено, что в данной системе можно реализовать мультигармонические режимы, когда в параметрическом резонансе принимают участие и высшие гармоники волн. Найдены условия, при которых реализуются мультигармоничные режимы.

Литература

1. *Кулиш В. В., Пугачев В. П.*// Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 6. С. 696.

2. *Kulish V. V.* Hierarchical methods: Vol. I. Hierarchy and Hierarchic Asymptotic Methods in Electrodynamics, Dordrecht/ Boston/London: Kluwer Academic Publishers, 2002.

3. *Kulish V. V.* Hierarchical methods. Vol. II. Undulative electrodynamic systems, Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers, 2002.

4. *Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Стрелков П. С.* Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. — М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 2002.

5. *Kulish V. V., Lysenko A. V., Savchenko V. I.*// International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 2003. V. 24. № 4. P. 501.

6. *Kulish V. V., Lysenko O. V., Savchenko V. I., Majornikov I. G.*// Laser Physics. 2005. V. 15. № 12. P. 1629.

7. *Кулиш В. В.*// Укр. физ. журнал. 1991. Т. 36. № 5. С. 686.

8. *Куліш В. В., Лисенко О. В., Ромбовський М. Ю.*// Вісник Сумського держуніверситету: серія фізика, математика, механіка. 2004. Вип. № 8(67). С. 128.

9. *Куліш В. В., Лисенко О. В., Ромбовський М. Ю.*// Там же. 2005. Вип. № 4(76). С. 58.

10. *Maney J. M., Rowe H. E.*// Proc. IRE. 1956. V. 44. № 7. P. 904.

11. *Вильхельмссон Х., Вейланд Я.* Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме: Пер. с англ. — М.: Энергоиздат, 1981.

12. *Кадомцев Б. Б.* Коллективные явления в плазме. 2-е изд., исп. и доп. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988.

Статья поступила в редакцию 1 августа 2008 г.

Parametric resonance of beam waves in a two-stream relativistic electron beam

V. V. Kulish, A. V. Lysenko, M. Yu. Rombovsky
Sumy State University, Sumy, Ukraine

The analysis of effect of three-wave parametric resonance of beam waves in a two-stream relativistic electron beam is carried out. It is found out, that in such model the realization of five different on architecture types of parametric resonance interactions is possible. Two from them correspond to explosive instability, two — to process of disintegration with the rise of frequency, one — to superposition of explosive and two-stream instability. Found out increments of growth of waves conditions, in which growth of waves is maximal. Conditions are found out also, in which in a two-stream electron beam the realization of the multiharmonic modes of interaction is possible.

PACS: 41.75.-i, 52.35.-q

* * *