

01;07

К теории плазма-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах с Н-убитронной накачкой

© В.В. Кулиш, А.В. Лысенко, В.В. Коваль

Национальный авиационный университет, Киев, Украина

E-mail: kulish2001@ukr.net

Сумской государственной университет, Сумы, Украина

Поступило в Редакцию 13 февраля 2009 г.

Произведен анализ плазма-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах (ППСЛСЭ) с Н-убитронной накачкой. Изучено несколько вариантов реализации такого типа устройств. Часть из них соответствует устройствам с высокой степенью монохроматичности сигнала, тогда как другая — устройствам с достаточно широким спектром сигнала. Произведена оценка инкрементов нарастания волн в таких приборах. Выяснено, что при прочих равных ППСЛСЭ характеризуются существенно более высокими инкрементами, чем эквивалентные двухпотоковые супергетеродинные ЛСЭ. Показана перспективность практического использования предложенных приборов для генерации мощного электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

PACS: 41.60.Cr

Создание и разработка новых источников мощного электромагнитного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов является одной из приоритетных задач плазменной релятивистской СВЧ-электроники на протяжении последних, по крайней мере, тридцати лет [1,2]. В процессе почти тридцатилетнего цикла исследований было выяснено [1], что использование эффекта супергетеродинного усиления волн в лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) открывает уникальные возможности для создания такого рода источников, устройств, способных в том числе генерировать мощное и сверхмощное излучение при исключительно высоких уровнях усиления [1], формировать сверхмощные сигналы принципиально нового типа (фемтосекундные кластеры электромагнитной энергии тераваттного уровня [3]) и т.д.

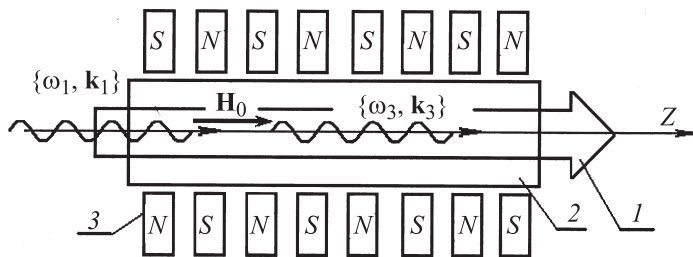


Рис. 1. Схема плазма-пучкового супергетеродинного ЛСЭ.

Следует отметить, что, хотя именно плазма-пучковая версия супергетеродинного ЛСЭ (ППСЛСЭ) была исторически предложена первой [1], основное развитие „супергетеродинная“ идея исторически получила в форме двухпоточковых супергетеродинных ЛСЭ (ДСЛСЭ) [1]. Вместе с тем проектный анализ систематически показывал, что практическая реализация ДСЛСЭ всегда осложнена рядом технологических проблем, возникающих в процессе разработки двухскоростного источника релятивистского сильноточного пучка. В связи с этим проблематика ППСЛСЭ снова стала актуальной, поскольку устройства данного типа лишены указанного рода недостатков.

Далее заметим, что в тех очень немногих работах, которые посвящены ППСЛСЭ, основное внимание традиционно уделялось лишь конструкционной схеме ППСЛСЭ с накачкой замедленной электромагнитной волной (доплертоновая накачка) [1]. Тогда как базовой в технике ЛСЭ считается накачка поперечным магнитоондуляторным полем (Н-убитронная накачка) [1].

В связи с вышесказанным основной целью данной работы является физический анализ устройств типа ППСЛСЭ с Н-убитронной накачкой. Проведенные исследования позволили сделать вывод, что использование предложенных здесь схем может открыть новые многообещающие перспективы в области техники супергетеродинных ЛСЭ.

Модель плазма-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах с Н-убитронной накачкой представлена на рис. 1. Электронный релятивистский пучок 1 с ленгмюровской частотой ω_b проходит через плазму 2, в свою очередь, характеризующуюся ленгмюровской частотой ω_p . Плазма-пучковая система размещена в продольном фоку-

сирующем магнитном поле с напряженностью H_0 . В качестве накачки используем спиральный магнитный ондулятор 3, который характеризуется периодом ондуляции $\Lambda = 2\pi/k_2$ и напряженностью магнитного поля H_2 . На вход системы также подаем электромагнитный сигнал с частотой ω_1 и волновым числом k_1 . Волна пространственного заряда (ВПЗ) с частотой ω_3 и волновым числом k_3 возбуждается в плазма-пучковой системе в результате нелинейного характера взаимодействия волн сигнала $\{\omega_1, k_1\}$ и ондулятора $\{k_2\}$. Считаем, что для частот и волновых чисел этих волн выполняется условие параметрического резонанса

$$\omega_3 = \omega_1, \quad k_3 = k_1 + k_2. \quad (1)$$

При этом параметры системы выбираем таким образом, чтобы волна ВПЗ $\{\omega_3, k_3\}$ характеризовалась максимальным инкрементом нарастания вследствие реализации плазма-пучковой неустойчивости.

При выполнении (1) в системе реализуется параметрический механизм усиления волны сигнала [1]. Основное отличие „обычных“ (параметрических) ЛСЭ от супергетеродинных состоит в том, что для ВПЗ здесь введено дополнительное усиление. В силу отмеченной выше нелинейной связи волн это усиление переносится на волну сигнала $\{\omega_1, k_1\}$.

Рассмотрим линейную стадию усиления волн в исследуемой плазма-пучковой системе с продольным фокусирующим полем. Дисперсионные уравнения для электромагнитной волны сигнала $\{\omega_1, k_1\}$ и волны ВПЗ $\{\omega_3, k_3\}$ в данном случае имеют вид (см., например, [1,2]):

$$k_1^2 c^2 - \omega_1^2 + \frac{\omega_p^2 \omega_1}{(\omega_1 - \eta \omega_H)} + \frac{\omega_b^2 (\omega_1 - k_1 v_b)}{\gamma_b (\omega_1 - k_1 v_b - \eta \omega_H / \gamma_b)} = 0, \quad (2)$$

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_3^2} - \frac{\omega_b^2}{(\omega_3 - k_3 v_b)^2 \gamma_b^3} = 0. \quad (3)$$

В этих уравнениях $\omega_H = eH_0/(m_e c)$ — циклотронная частота вращения электронов плазмы в продольном магнитном поле; c — скорость света; v_b, γ_b — скорость и релятивистский фактор электронов пучка; $\eta = \pm 1$ — знаковая функция, которая характеризует направление вращения вектора напряженности электрического поля циркулярно поляризованной волны сигнала.

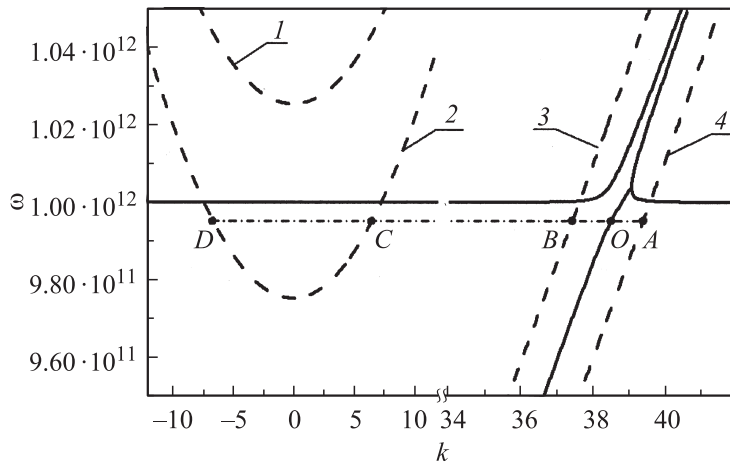


Рис. 2. Дисперсионные кривые волн ВПЗ электромагнитного сигнала в плазма-пучковом супергетеродинном ЛСЭ с N-убитронной накачкой. Параметры системы, при которых были проведены расчеты, представлены в таблице.

Для исследования особенностей резонансного взаимодействия волн в рассматриваемом плазма-пучковом ЛСЭ построим зависимости (рис. 2) частоты волны сигнала и ВПЗ от волнового числа, используя формулы (2), (3). На этом рисунке сплошная линия соответствует зависимости $\omega = \omega(k)$ для волн ВПЗ, штриховые — для электромагнитных волн. Кривая 1 соответствует обыкновенной, кривая 2 — необыкновенной электромагнитным волнам [2], кривые 3 и 4 соответствуют лево- и правополяризованным электромагнитным волнам, в распространении которых существенную роль играют электроны пучка.

Как уже упоминалось выше, волновое число k_3 и частоту ω_3 волны ВПЗ выбираем таким образом, чтобы волна ВПЗ имела максимальный инкремент нарастания вследствие плазма-пучковой неустойчивости. Этому условию, как известно (см., например, [2]), соответствует значение волнового числа $k_3 = \omega_p/v_b$. Такому значению волнового числа k_3 и частоты ω_3 соответствует точка O дисперсионной кривой ВПЗ (см. рис. 2). В соответствии с условием параметрического резонанса (1) частоты волны ВПЗ и электромагнитного сигнала должны быть одинаковыми $\omega_1 = \omega_3$. Проведем через точку O горизонтальную

Параметры исследуемой системы

Параметр	Значение
Ленгмюровская частота плазмы (ω_p)	$1.0 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$
Ленгмюровская частота пучка (ω_b)	$2.0 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$
Значение релятивистского фактора пучка (γ_b)	2.0
Напряженность продольного магнитного поля (H_0)	$2.8 \cdot 10^3 \text{ Oe}$

линию $\omega = \omega_3 = \text{const}$ (штрихпунктирная линия AD). Точки A , B , C , D , которые получаются в результате пересечения прямой AD с дисперсными кривыми электромагнитных волн, характеризуют частоты и волновые числа электромагнитных волн, которые могут принимать участие в параметрически-резонансном взаимодействии волн в исследуемой системе. Таким образом, в рассматриваемом ППСЛСЭ может быть реализовано четыре типа резонансных волновых взаимодействий, которые обозначим A , B , C , D в соответствии с точками A , B , C , D на рис. 2. Эти точки характеризуют частоты и волновые числа электромагнитных волн, участвующих в параметрическом резонансе. Проведем анализ таких взаимодействий волн более детально.

Рассмотрим систему, параметры которой представлены в таблице. В этом случае длина волны сигнала в вакууме будет равна 1.8 mm . Решая систему уравнений (1)–(3), нетрудно найти для каждого типа параметрического резонанса период ондулятора: $\Lambda_A = 7.47 \text{ cm}$, $\Lambda_B = 5.79 \text{ cm}$, $\Lambda_C = 0.20 \text{ cm}$, $\Lambda_D = 0.14 \text{ cm}$ (индекс соответствует типу параметрического резонанса). Как видим, наиболее интересными с точки зрения практической реализации прибора являются случаи A и B . Выясним, какие параметры системы определяют период ондулятора в случаях A и B . Как уже говорилось выше, кривые 3 и 4 соответствуют электромагнитным волнам, в распространении которых существенную роль играют электроны пучка. С математической точки зрения эти волны в уравнении (2) определяются третьим слагаемым. Оно становится существенным, когда знаменатель этого слагаемого становится близким к нулю

$$\omega_1 - k_1 v_b - \eta \omega_H / \gamma_b \approx 0. \quad (4)$$

Для волны ВПЗ выполняется следующее приближенное равенство:

$$k_3 = \frac{\omega_p}{v_b} \approx \frac{\omega_3}{v_b}. \quad (5)$$

Учитывая условия параметрического резонанса (1), несложно найти параметры ондулятора:

$$k_2 = k_3 - k_1 \approx \frac{\omega_3}{v_b} - \frac{\omega_1}{v_b} + \frac{\eta\omega_H}{\gamma_b} = \frac{\eta\omega_H}{\gamma_b}. \quad (6)$$

Отсюда следует, что волновое число ондулятора в случаях *A* и *B* определяется величиной индукции магнитного поля $\omega_H = eH_0/(m_e c) \sim H_0$, релятивистским фактором пучка (γ_b) и поляризацией циркулярно поляризованной электромагнитной волны сигнала (η). Таким образом, напряженность продольного фокусирующего магнитного поля является определяющим фактором для периода ондуляции Н-убитронного магнитного поля системы.

Еще одной особенностью параметрического резонанса волн в рассматриваемой системе, которая следует из формулы (2), является то, что волновое число k_2 не зависит от частоты волн сигнала и ВПЗ. К этому же выводу можно прийти, анализируя рис. 2. Здесь кривые 3, 4 и соответствующие кривые ВПЗ являются практически параллельными, что свидетельствует о том, что „расстояние“ между ними для различных частот остается практически неизменным. Из этого следует, что условие параметрической связи будет выполняться не только для основных гармоник волн сигнала и ВПЗ, но и для высших гармоник. То есть в случае реализации параметрических резонансов *A* и *B* могут иметь место мультигармонические взаимодействия, генерация высших гармоник. Это открывает новые возможности формирования электромагнитных сигналов со сложным мультигармоническим спектром [3].

Для параметрических резонансов *C* и *D*, как следует из приведенных выше оценок ($\Lambda_C = 0.20$ см; $\Lambda_D = 0.14$ см), необходимо использовать микроондуляторы. Анализируя кривые 1 и 2 на рис. 2, можно сделать вывод, что в случае *C* и *D* будут реализовываться монохроматические режимы работы.

Далее следует отметить, что во всех рассматриваемых случаях инкремент нарастания, связанный с плазма-пучковой неустойчивостью,

существенно больше инкремента, который определяется параметрическим резонансом волн. Поэтому во всех четырех параметрически-резонансных взаимодействиях нарастание волн в исследуемом приборе будет определяться именно инкрементом нарастания плазма-пучковой неустойчивости [2]

$$\alpha_1 \approx \frac{\sqrt{3} \omega_b^{2/3} \omega_p^{1/3}}{\sqrt[3]{16} \gamma_b}. \quad (7)$$

Ближайшим физическим аналогом исследуемого явления, как отмечалось выше, является эффект супергетеродинного усиления в двухпоточковых супергетеродинных лазерах на свободных электронах [1]. Для иллюстрации преимуществ плазма-пучкового ЛСЭ по отношению к двухпоточковому супергетеродинному ЛСЭ проведем сравнение полученного инкремента нарастания α_1 с максимальным инкрементом нарастания эквивалентной двухпоточковой системы α_2 [1]

$$\alpha_2 = \frac{\omega_b}{2\gamma_b^{3/2}}. \quad (8)$$

Под эквивалентной двухпоточковой системой в этом случае понимаем систему, в которой парциальный электронный пучок имеет такие же параметры, как и пучок в случае плазма-пучковой системы.

Анализируя соотношения (7) и (8), можем сделать вывод, что инкремент нарастания плазма-пучковой системы α_1 существенно больше инкремента нарастания эквивалентной двухпоточковой системы α_2 . Это связано с тем, что, во-первых, инкремент плазма-пучковой системы $\alpha_1 \sim (\omega_p)^{1/3} (\omega_b)^{2/3}$, тогда как $\alpha_2 \sim \omega_b$. Благодаря тому что ленгмюровская частота плазмы ω_p в реальных приборах может быть намного больше ленгмюровской частоты пучка ω_b , инкремент α_1 существенно больше α_2 . Во-вторых, зависимость инкрементов нарастания от релятивистских факторов является разной: $\alpha_1 \sim 1/(\gamma_b)$, $\alpha_2 \sim 1/(\gamma_b)^{3/2}$. Это означает, что релятивизм пучка в случае плазма-пучковой системы слабее уменьшает инкремент нарастания, чем в случае двухпоточковой системы.

Для иллюстрации вышесказанного проведем численные оценки. Для параметров, которые представлены в таблице, получим, используя соотношение (7) и (8), что $\alpha_1 = 5.46 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, $\alpha_2 = 0.35 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$. Таким образом, инкремент нарастания в исследуемой системе намного выше

(а именно, более чем в десять раз!), чем в случае эквивалентной двух-поточковой системы. Отсюда следует уникальная возможность создания мощных устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн.

Таким образом, в работе рассмотрена схема плазма-пучкового супергетеродинного ЛСЭ с Н-убитронной накачкой, работающего в миллиметровой области длин волн. Рассмотрен ряд режимов работы такого устройства. Одни режимы позволяют усиливать сигналы, обладающие высокой степенью монохроматичности. Другие режимы позволяют формировать сигнал с достаточно широким спектром сигнала. Проведена оценка инкрементов нарастания волн в таких приборах. Выяснено, что исследуемые системы имеют существенно большие инкременты нарастания, чем эквивалентные двухпоточковые. Показана перспективность использования данных приборов для генерации мощного электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне, для создания мультитгармонических систем.

Список литературы

- [1] *Kulish V.V.* Hierarchical methods. Vol. II. Undulative electrodynamic systems. Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [2] *Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С.* Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 2002.
- [3] *Kulish V.V., Lysenko O.V., Savchenko V.I., Majornikov I.G.* // Laser Physics. 2005. V. 15. N 12. P. 1629–1633.