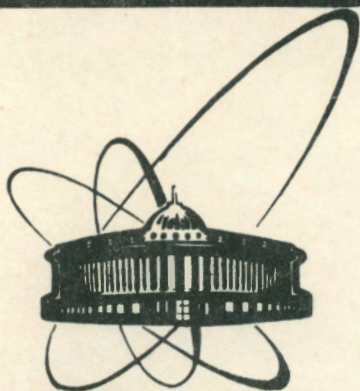


90-371

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
БИБЛИОТЕКА



**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна**

P9-90-371

И. Л. Вербицкий¹, А. Д. Коваленко,
В. Г. Колесник²

**СХЕМА ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО
ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ**

¹ Украинский заочный политехнический институт,
Харьков

² Институт энергетики и автоматики АН УзССР,
Ташкент

Из рассмотрения динамики заряженных частиц в поле, являющемся комбинацией электромагнитного и электростатического полей, следует /1/, что по мере роста скоростей частицы в системе будут группироваться и в среднем по времени происходит перекачка энергии поля в энергию центра масс движения системы. При этом возможно усиление электромагнитной волны, а предварительное фазирование или группирование могут отсутствовать. В работе /2/ рассмотрено взаимодействие пучка заряженных частиц с волной, возбуждаемой за счет энергии электростатического поля. Закономерности физических процессов можно представить исходя из схемы эквивалентного колебательного контура, элементами которого являются пучок и область взаимодействия. В результате взаимодействия пучка и волны в фазе или в противофазе автоматически обеспечивается режим преобразования энергии электромагнитного поля в кинетическую энергию пучка или электромагнитное излучение.

Рассмотрим объемный резонатор, образованный в общем случае двумя коаксиальными цилиндрическими оболочками, ось которых совпадает с осью OZ (рис.1). Обозначим точки вблизи пересечения оси OZ с поверхностью внешней оболочки через A и D , а внутренней — через B и C . В области G между оболочками создано электростатическое поле с энергией определенной величины и заданной полярностью поля. Пусть C_1 — емкость области G между оболочками. Через систему проходит пучок заряженных частиц, эмиттируемых в точке A . Взаимодействие пучка с полем сосредоточено в окрестности входной AB и выходной CD областей устройства. Область BC является пространством дрейфа, в ко-

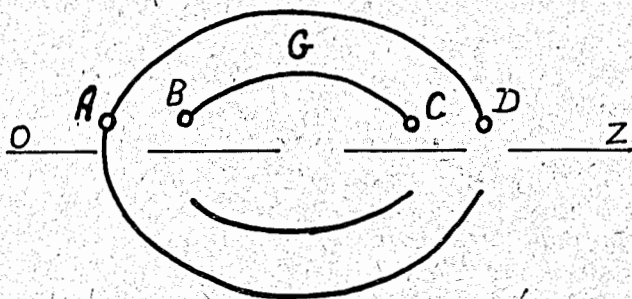
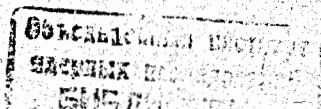


Рис.1. Резонатор с коаксиальными оболочками.



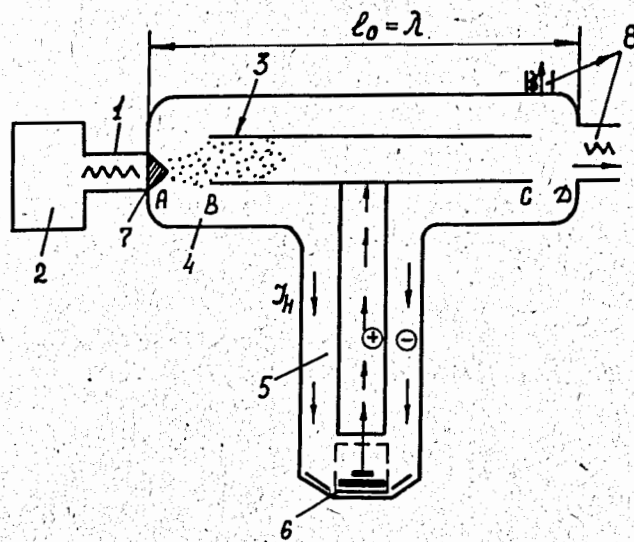


Рис.2. Принципиальная схема преобразования энергии: 1 — волновод для подачи задающей СВЧ-мощности, 2 — задающий генератор, 3 — трубка дрейфа, 4 — внешний экран резонатора, 5 — линия подачи электростатической энергии, 6 — источник питания, 7 — катод, 8 — выходные устройства.

тором пучок экранирован от внешних полей. Если электронный пучок интерпретировать как бесконечную последовательность ветвей RL , каждая из которых вместе с емкостью прилегающей области образует последовательную ветвь RLC (C — эквивалентная емкость, состоящая из емкости C_1 и емкости между пучком и границами отверстий A и B), то приходим к задаче о диссипации предварительно запасенной на емкости C_1 энергии в замкнутом колебательном контуре RLC . Система в целом является системой с распределенными параметрами. Только рабочая область AB с заключенным в ее пределах элементом пучка представляется контуром с сосредоточенными параметрами. При этом возбуждаемый в этом элементе ток можно рассматривать по отношению ко всему пучку как локализованный на этом элементе источник тока. Емкости контура можно считать заданными.

Устройство для преобразования энергии показано на рис.2, а его эквивалентная электрическая схема — на рис.3. В схеме на рис.3 резонансная область RLC с сосредоточенными параметрами и линия с распределенными параметрами представляют единую линию, возбуждаемую на входе пучком электронов. В колебательном RLC -контуре в результате группировки пучка реактивными параметрами являются сопротивление R и индуктивность пучка L . При этом энергия электрического W_e и магнитного W_m полей будет равна

$$W_e = q^2 / 2C \quad \text{и} \quad W_m = LJ^2 / 2,$$

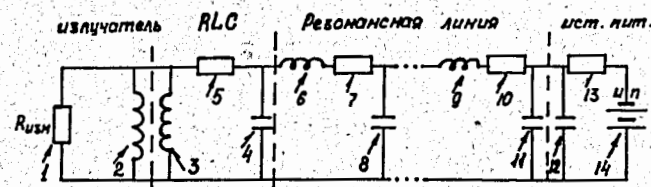


Рис.3. Эквивалентная электрическая схема устройства. 1, 2 — сопротивление и индуктивность на выходе излучателя, 3 — индуктивность пучка в резонансной области RLC с сосредоточенными параметрами, 4 — емкость резонансной RLC -области с сосредоточенными параметрами, 5 — сопротивление резонансной области RLC с сосредоточенными параметрами, 6, 9 — индуктивность линии с распределенными параметрами, 7, 10 — сопротивление линии с распределенными параметрами, 8, 11 — емкость линии с распределенными параметрами, 12 — емкость источника питания, 13 — сопротивление источника питания, 14 — источник питания.

где q — заряд на емкости C , J — ток в эквивалентной индуктивности пучка. Собственные колебания в контуре без потерь с постоянными C и L возбуждаются с частотой $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$. При этом полная энергия $W = W_e + W_m$ в контуре RLC остается неизменной, а происходит лишь ее периодическая трансформация из электрической в магнитную с частотой $2\omega_0$. Изменение параметров RL сопровождается затратой работы внешних сил и приводит к изменению полной энергии системы. Если частота группировки совпадает с частотой RLC -контура (при этом изменения обусловлены собственными колебаниями), то в среднем за период над системой совершается работа и, следовательно, полная энергия и амплитуда колебаний будут монотонно нарастать. Необходимым условием в данном случае является совмещение областей RLC -контура, образованного пучком и линией с распределенными параметрами. Области взаимодействия пучка и возбуждаемой волны должны быть конструктивно совмещены. Эмиссия электронов в системе $ABCD$ осуществляется при введении СВЧ-мощности непосредственно в область катода (7). Сгруппированные электроны возбуждают электромагнитные колебания с последующим установлением стационарного режима. Раскачка колебаний вызывается взаимодействием пучка с волной, образующейся вследствие ускорения и торможения пучка. Потери энергии восполняются источником питания (6). Раскачка колебаний возможна при

изменении R и L пучка скачками (группировка) по любому периодическому закону с периодом $T_n = n \cdot T_0 / 2$ или частотой $\omega_n = \omega_0 / 2n$ (n — целое число, T_0 — период собственных колебаний контура). Наиболее эффективная раскачка имеет место при $n = 1$, когда частота накачки ω_n равна частоте перекачки ω_e в W_m в системе. Нарастание колебаний возможно не только при точном выполнении соотношений, но и в некоторых конечных интервалах значений ω_n вблизи ω_0 (в зонах неустойчивости). В данном случае имеет место механизм параметрического резонанса и его эффективность зависит от соотношения между законом изменения параметров группировки в пространстве пучка и пространственной структурой волн, генерируемых в системе ABCD. Волна, вводимая в объем для возбуждения катода, и волна, возбуждаемая в результате взаимодействия пучка с электростатическим полем, с частотами ω_1 и ω_2 и волновыми векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2 при выполнении условий параметрического резонанса как по времени, так и в пространстве обуславливают рост амплитуды генерируемой волны с частотой ω_n и с волновым вектором \vec{k}_n .

Группирование пучка в рассматриваемой схеме осуществляется как на стадии эмиссии электронов, так и при их движении в пространстве ABCD. Рассмотрим стадию эмиссии.

К катоду, работающему на принципе взрывной эмиссии (ВЭ) или на принципе автоэлектронной эмиссии (АЭЭ), приложено потенциальное поле смещения V_0 и СВЧ-поле $V_1 \sin \omega t$. Таким образом, в промежутке АВ полное напряжение равно $V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t$. Если система ABCD с пространством дрейфа ВС имеет протяженность, равную длине волны λ , то в результате колебаний в RLC-контуре в этом поле формируется сгусток протяженностью $0,5\lambda$. При этом напряжение смещения много больше СВЧ-составляющей $V_1 \sin \omega t$. СВЧ-составляющая модулирует эмиссию катода, электронный ток совпадает по фазе с напряжением на промежутке АВ. Коэффициент электронной связи равен единице. Сгруппированный пучок потребляет энергию в положительном полупериоде СВЧ-составляющей. При длине промежутка АВ, много меньшей сгруппированного пучка, значительно уменьшается влияние пространственного заряда на процесс группировки. Взрыв катода сопровождается очень короткими импульсами автоэмиссионного тока ($\sim 10^{-11}$ с) в малом фазовом угле СВЧ-колебания. В экспериментах, описанных в работе^{3/}, длительность пачки импульсов тока при взрывной эмиссии в СВЧ-поле ($\lambda = 6,4$ см) достигала величины $\sim 10^{-3}$ с для обычных скоростей разлета катодной плазмы ($\sim 10^6$ см/с), при этом во всех опытах была достигнута высокая плотность тока (до $5 \cdot 10^4$ А/см²). Для возбуждения ВЭ требовалась средняя напряженность СВЧ-поля на катоде $\sim 10^3$ В/см. Из экспериментов следует, что для управления

требуется сравнительно небольшая СВЧ-мощность. Последовательности СВЧ-импульсов при длительности пачки $\sim 10^{-3}$ с с паузами для рассасывания плазмы достаточно для накопления количества электронов в объеме структуры ABCD, соответствующего "согласованному" пучку. Группирование в период эмиссии не требует модуляции по скорости и большой области дрейфа. Следует заметить, что в сравнении с клистронными способами группирования в нашем случае постоянная составляющая электронного потока отсутствует. Сгруппированный таким образом сгусток электронов находится большей частью в дрейфовом пространстве.

Вторая стадия группирования начинается с момента движения и ускорения пучка в зазоре АВ в поле V_0 . Потребление энергии при ускорении приводит к изменению напряжения в RLC-контуре и в линии с распределенными параметрами. В первом приближении примем, что это изменение происходит по гармоническому закону $U_L = U_{0L} \cos \omega t$, где U_{0L} — амплитудное значение напряжения в линии. При этом напряжение в подающей линии изменяется как $U_1 = U_0 \cos(\omega t + \phi)$, где ϕ — задержка по фазе относительно U_L . Промежуток АВ, подключенный к источнику постоянного напряжения, будет заряжаться, напряжение на нем будет изменяться по закону $U_r = U_{0r} \cos \omega t$. В подающей линии напряжение изменится точно так же, но со сдвигом по фазе на величину ϕ . При входе сгустка в CD в ускоряющей фазе происходит его доускорение, а в тормозящей — энергия, переданная сгустку в АВ, возвращается в систему ABCD. В последнем случае электроны осциллируют, испытывая упорядоченное движение, обусловленное фазовой группировкой. При этом ток в резонансном контуре RLC возрастает до уровня, определяемого согласованием энергетических параметров сгустка и возбуждаемой волны и ограничивается первансом системы. Так, например, при экспериментальном исследовании накопления электронов между катодом и антикатодом, находящимся под потенциалом 100 кВ и расположенным на расстоянии ~ 3 м в продольном магнитном поле с напряженностью ~ 2 кЭ, наблюдалось семикратное увеличение тока электронов по сравнению с начальным током катода^{4/}.

Из условия согласования тока в сгустке электронов и генерируемого в объеме прибора электромагнитного поля вытекает приближенное условие, определяющее оптимальное число электронов в сгустке, при котором КПД прибора наибольший:

$$N_{\text{опт}} \approx \frac{\epsilon_0}{4\pi} \cdot \sqrt{\frac{mc^2}{e^3}} (E_0 V)^{1/2}. \quad (1)$$

В выражении (1) e , m — заряд и масса электрона, c — скорость света, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, V — объем области ABCD, E_0 — на-

пряженность электрического поля. Соответственно существует и оптимальная СВЧ-мощность, генерируемая системой. Выбирая протяженность пространства дрейфа BC в рабочей области CD, можно обеспечить надлежащую синхронизацию фаз сгруппированного пучка и возбуждающей волны.

Полное исследование процессов взаимодействия пучка с полем и преобразование энергии должно быть основано на совместном решении уравнений Максвелла и уравнений движения заряженных частиц и требует применения численных методов. Схема решения, использующая упрощенную геометрическую модель системы, дана в приложении.

В заключение авторы выражают благодарность участникам семинара отделов ускорителя ЛВЭ за обсуждение и академику А.М.Балдину за поддержку.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В качестве простейшей теоретической модели рассмотрим двумерную систему, изображенную на рис.4. Поле в такой системе имеет компоненты E_x, E_y, H_z .

В промежутке $0 < x < a$ приложено электростатическое поле E_0 , а в промежутке $a + L < x < L$ приложено электростатическое поле E_1 обратного по отношению к E_0 знака. Поле E_0 ускоряет электроны,

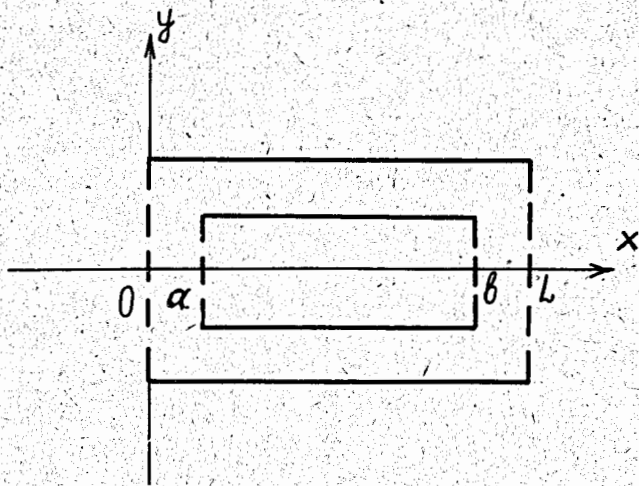


Рис.4. Упрощенная расчетная модель резонатора.

попавшие в первый промежуток, а поле E_1 тормозит движущиеся во втором промежутке электроны. В плоскости $x = 0$ в систему вводится электронное облако, создающее импульс тока длительностью τ . Электроны, ускоряясь полем E , достигают области дрейфа, на выходе из которой начинают тормозиться полем E_0 так, что при $x = L$ продольная скорость электронов становится равной нулю, и они под действием поля E_1 начинают ускоренно двигаться в обратном направлении. Если скорость электронов $v(x)$ при $x = 0$ равна нулю, то $E_x = -E_0$, и движение электронов слева направо и справа налево симметрично, отличаясь только сдвигом фазы на $1/2$ периода. В случае $v(0) = v > 0$ возникает трудность, связанная с тем, что вернувшиеся в плоскость $x = 0$ электроны будут иметь отличную от нуля скорость v_0 и вылетят из области взаимодействия, если не принять особых мер. Пучок будем предполагать замагниченным внешним магнитным полем по оси x , так что движение электронов одномерно. Взаимодействие описывается самосогласованной системой уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{E} &= 4\pi\rho, \\ \operatorname{div} \vec{H} &= 0, \end{aligned} \tag{1}$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\partial \vec{H} / \partial t,$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{1}{4\pi} \partial \vec{E} / \partial t,$$

и уравнения движения:

$$\frac{d}{dt} \frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \eta E_x, \tag{2}$$

где $\eta = e/m$ — отношение заряда электрона к его массе.

Решение системы (1), (2) будем искать методом итераций, исходя из приближения заданного тока.

В качестве исходного нулевого приближения возьмем ток I в заданном электростатическом поле без учета пространственного заряда. Пренебрежем также эффектами неоднородности, связанными с наличием границы импульса тока, и будем считать ток постоянным в каждом сечении $x = \text{const}$. В этих предположениях

$$I = 2I_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin(2n+1)\pi r/T}{(2n+1)\pi} \exp\left\{-2i\pi \frac{2n+1}{T} \left[t(x) - t + \frac{r}{2}\right]\right\} =$$

$$\equiv \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(x) \exp\left(2i\pi \frac{2n+1}{T} t\right), \quad (3)$$

$$\text{где } T = 4t(a) + 2t_{ab}, \quad t(x) = \left[\left(\frac{x}{c}\right)^2 + \frac{x}{2\eta E_0} \right]^{1/2}, \quad t_{ab} = \frac{b-a}{v(a)}.$$

$$v(x) = c \frac{t(x)}{\frac{x}{c} + \frac{c}{\eta E_0}}. \quad (4)$$

Для следующего приближения найдем сначала поле, наведенное этим током. Наведенное поле будем искать в виде ряда Фурье по t :

$$E_x = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_{xn}(x) \exp[2i\pi(2n+1)t/T], \quad (5)$$

и аналогично для компонент E_y и H_z .

Для гармоник E_n , H_n будем иметь стационарные уравнения Максвелла, из которых обычным путем получим уравнение Гельмгольца для компоненты E_x :

$$\Delta E_{xn} + k^2 E_{xn} = i\omega_n I_n(x) - \frac{1}{i\omega_n} \frac{\partial^2 I_n(x)}{\partial x^2}, \quad (6)$$

$$\text{где } \omega_n = 2\pi \frac{2n+1}{T}.$$

Для определения E_{xn} можно воспользоваться обобщенным проекционным методом (ОПМ) /5, 6/.

Найдя E_x , определяем полное поле $E_x(x, y, t)$ из /5/ и подставляем в уравнение движения, которое теперь будет иметь вид

$$\frac{d}{dt} \frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \eta(E_0 + E_x). \quad (7)$$

Уравнение (7) надо решать численно, например методом дискретизации. Уравнение (7) является нелинейным и при соответствующем подборе параметров может описывать нелинейный параметрический резонанс, который является причиной нарастания колебаний.

Решив уравнение (7), находим новый период тока T_1 и новый полный ток $T_1(x, t)$, который определяется либо из уравнения сохра-

нения заряда $I_0 dt_0 = I dt$, либо из уравнения непрерывности $\partial \rho_1 / \partial t + \partial I_1 / \partial x = 0$, позволяющего найти ρ_1 при известном v . Далее найденный полный ток представляется в виде ряда Фурье по времени типа (3), но с периодом T_1 , после чего его гармоники подставляются в уравнение (6) и т.д. Следует заметить, что решение уравнения (6) в каждой итерации в силу сглаживающих свойств функции Грина уравнения Гельмгольца будет сглаживать правую часть, уменьшая роль высоких гармоник и повышая роль основной гармоники, что позволяет надеяться на быструю сходимость процесса итерации. Предварительные оценки показывают, что с помощью ОПМ можно при решении (6) эффективно учесть несколько десятков гармоник поля в каждой итерации, то есть находить поле с высокой точностью. Следует также заметить, что, начиная с первой итерации, ток уже зависит от координаты y , так как от y зависит ускоряющее поле, но уравнение движения остается одномерным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфельд А.Ю., Гельфельд Т.М., Колесник В.Г. – ДАН УзССР, 1988, № 10.
2. Колесник В.Г., Цытович П.А. – ДАН УзССР, 1988, № 8.
3. Контонистов А.А. и др. – Письма ЖТФ, 1986, т.12, вып.9.
4. Абраменко Н.И. и др. – ЖТФ, 1984, т.54, вып.1, с.93-96.
5. Verbitski I.L. – J.Math.Phys., 1981, vol.22, No.1, p.32-38; 1982, 23, No.4, p.510-516.
6. Вербицкий И.Л. – ДАН СССР, 1987, т.294, № 1, с.72-75.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 мая 1990 года.

Вербицкий И.Л., Коваленко А.Д., Колесник В.Г.
Схема параметрического преобразования энергии

P9-90-371

Рассматривается схема преобразования энергии, основанная на параметрическом взаимодействии сгустка заряженных частиц с переменным электромагнитным полем, создаваемым им в резонансной полости при наличии внешнего электростатического поля. Качественно проанализирован процесс группирования электронов и показаны преимущества данной системы по сравнению с клистронным способом группировки. Приведены количественные соотношения для выбора оптимальных параметров. Описан метод расчета системы с использованием упрощенной модели.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий и в Институте энергетике и автоматике АН УзССР.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1990

Перевод Л.Н.Барабаш

Verbitsky I.L., Kovalenko A.D., Kolesnik V.G.
A Scheme of Parametric Energy Transformation

P9-90-371

An energy transformation scheme is considered based on a parametric interaction of charged particle bunches with a self high frequency electromagnetic field generated in a resonant cavity which is also supplied by an external electrostatic field. The process of electron beam bunching is analyzed qualitatively and the advantages of the system over clystron bunching are shown. Some relations for the optimization of system parameters are presented. The numerical method for calculation of the main parameters by using a simplified model is described.

The work has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR and at the Institute of Power Engineering and Automation, Uzbek.AS.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1990