

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ  
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Физический факультет  
Кафедра радиофизики  
Специальный радиофизический практикум

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №12 ПО ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ СВЧ  
«ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ БИПЕ-  
РИОДИЧЕСКОЙ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ»

(учебно-методическое пособие)

НОВОСИБИРСК

2010

Приведено описание новой лабораторной работы по электродинамике СВЧ, которые являются частью специального практикума по технике измерений на сверхвысоких частотах. Предназначено для студентов физического факультета, обучающихся по специальностям «радиофизика» и «физика ускорителей».

Составители:

к.т.н., доцент И. А. Запрягаев, К. Н. Чернов

Рецензент

Г. И. Кузин

Учебно-методическое пособие подготовлено в рамках реализации Программы развития НИУ-НГУ на 2009–2018 г. г.

© Новосибирский государственный университет, 2010

## Введение

Ускорители заряженных частиц широко применяются в различных областях промышленности, в медицине, в научных исследованиях. Эффективность работы ускорителей, их стоимость, габариты, надежность в значительной мере определяются электродинамическими характеристиками и конструктивными особенностями ускоряющей системы данного ускорителя.

При выборе ускоряющей системы, удовлетворяющей поставленным требованиям на параметры ускоренного пучка, необходимо решить уравнения, описывающие электромагнитные поля и движения заряженных частиц в этих полях. Обычно эта задача распадается на решение уравнений электродинамики и уравнений движения частиц. В результате решения уравнений Максвелла или по данным измерений находят характеристики электродинамических систем, которые потом используют при расчете динамики частиц.

Различают два режима работы электродинамических систем ускорителей заряженных частиц – бегущей и стоячей волн. В первом случае электродинамической системой является ускоряющий волновод, а во втором – ускоряющий резонатор в виде одиночного резонатора или цепочки связанных резонаторов.

Основными электродинамическими характеристиками ускоряющих систем являются: шунтовое сопротивление; собственная добротность системы работающей на стоячей волне (для волноводов – коэффициент затухания); коэффициент перенапряженности электрического поля; дисперсионная зависимость ускоряющих волноводов или цепочки связанных резонаторов.

Шунтовое сопротивление характеризует эффективность взаимодействия ВЧ-поля ускоряющей системы с заряженными частицами. Шунтовое сопротивление определяется<sup>1</sup> как отношение квадрата амплитуды ускоряющего электрического поля к потерям мощности в стенках ускоряющей системы. Например, для одиночного резонатора шунтовое сопротивление связывает напряжение  $U$  на зазоре резонатора с мощностью  $P_{cm}$ , рассея-

ной в стенках резонатора:  $R_{ш} = \frac{U^2}{2P_{cm}}$

---

<sup>1</sup> Более точные определения шунтовых сопротивлений для различных ускоряющих систем несколько отличаются друг от друга, но суть остается та же.

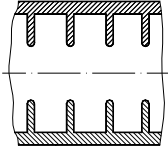
Собственная добротность  $Q_0$  систем работающих на стоячей волне – это отношение запасенной энергии в системе  $W_{зан}$  к мощности потерь в стенках

$$P_{cm} \text{ за период: } Q_0 = \frac{\omega W_{зан}}{P_{cm}}$$

Коэффициент затухания напряженности электрического поля в волноводе можно выразить через поток мощности в волноводе  $P_6$  и потери мощности на единице длины  $P_l = |dP/dz|$  в виде:  $\alpha = \frac{1}{2} \frac{P_l}{P_6}$

Дисперсионная зависимость важна при рассмотрении ускоряющих волноводных систем и систем состоящих из цепочки связанных резонаторов.

Волновод не может быть использован непосредственно для ускорения заряженных частиц, так как фазовая скорость в волноводе всегда больше скорости света. Для эффективного взаимодействия ускоряемых частиц с полем электромагнитной волны необходимо замедлить ее до скорости, равной скорости пучка частиц. Наиболее распространенным и эффективным способом замедления электромагнитной волны является нагружение круглого волновода металлическими диафрагмами с отверстиями на оси (рис).



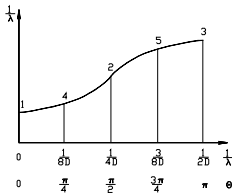
Диафрагмированный волновод, как и всякую бесконечную периодическую структуру можно исследовать, применяя теорему Флоке. Согласно этой теореме, для данного типа волны и фиксированной частоты существуют электромагнитные поля, которые в поперечных сечениях, отстоящих друг от друга на период структуры, различаются только комплексным множителем, т.е. фазой. Поэтому в данный момент времени распределение электрического поля вдоль структуры можно представить в виде:  $E(x, y, z + D) = E_0(x, y, z)e^{-i\psi}$ . Пространственное распределение поля  $E(x, y, z)$  вдоль оси  $z$  является периодическим с периодом  $D$  и поэтому его можно разложить в ряд Фурье по продольной координате. В результате получим бесконечный набор так называемых пространственных гармоник.

Каждая из гармоник представляет элементарную волну, но они не могут независимо друг от друга удовлетворить граничным условиям. Только совокупность пространственных гармоник определяет полную картину электромагнитного поля. Частота колебаний всех гармоник одна и та же и равна частоте возбуждающего генератора. Фазовые скорости пространственных гармоник различны и могут быть меньше скорости света.

Различают положительные, отрицательные и основную гармоники. Наибольший интерес представляет основная (нулевая) гармоника, так как ее амплитуда больше чем амплитуды других гармоник и следовательно, при равенстве ее фазовой скорости и скорости пучка будет наблюдаться наибольший эффект при взаимодействии частиц с полем.

Далее будем рассматривать только основную гармонику, хотя все сказанное ниже справедливо для всех гармоник.

В зависимости от значения частоты колебаний на длину волны в волноводе  $\lambda_g$  приходится разное число диафрагм. Изменение фазы на отрезке волновода между диафрагмами (длину ячейки) можно найти из простого соотношения  $\theta = 2\pi D / \lambda_g$ . Величину  $\theta$  называют видом колебаний.



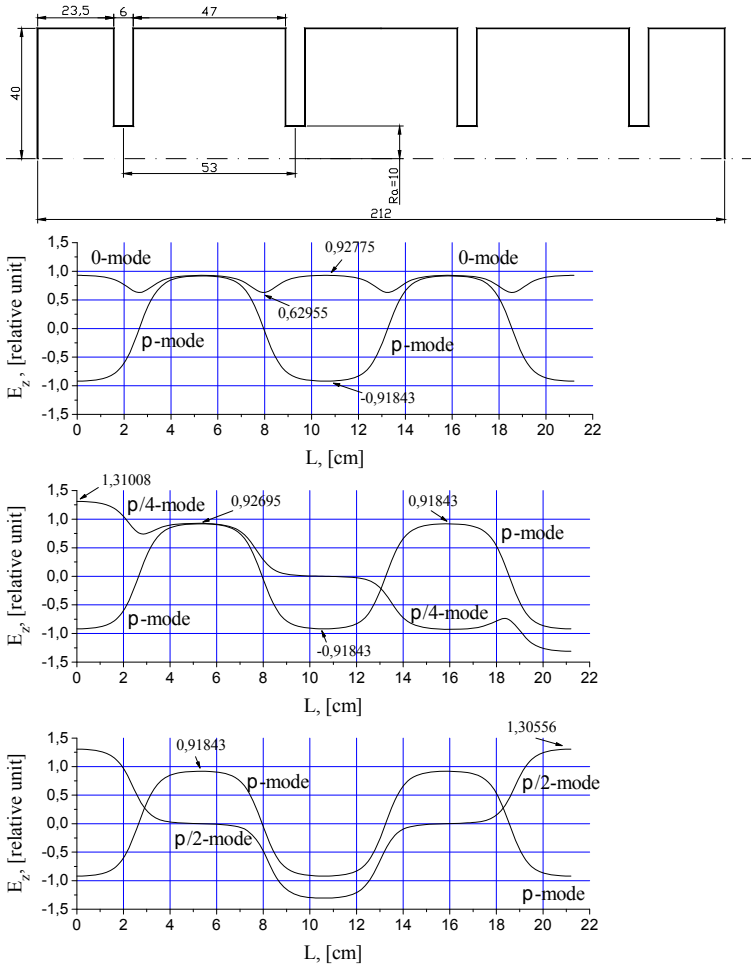
На участке дисперсионной кривой, соответствующей основной гармонике (рис), колебание вида  $\theta$  может принимать значения от 0 до  $\pi$ . В точке 1 длина волны в волноводе  $\lambda_g = \infty$  (частота равна критической частоте волны  $E_{01}$  в ненагруженном волноводе). Это соответствует колебаниям вида 0 в диафрагмированном волноводе. В точке 2 длина волны в волноводе равна четырем периодам структуры, что соответствует колебаниям вида  $\pi/2$ . Наконец, в точке 3 имеют место колебания вида  $\pi$  (на длину волны в волноводе приходится два периода структуры). При возбуждении на других частотах возникают соответствующие виды колебаний (например, точка 4 соответствует колебаниям вида  $\pi/4$  и т.д.).

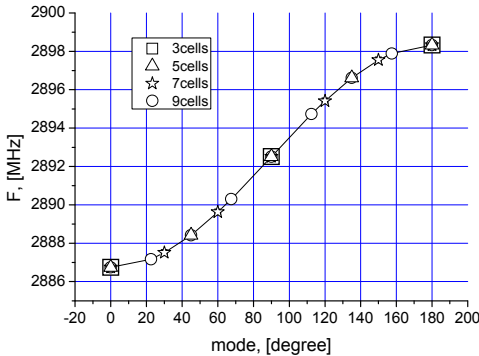
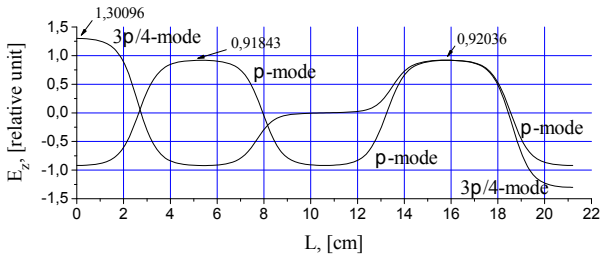
Таким образом, вид колебания означает какой набег фазы будет на каждой ячейке диафрагмированного волновода. Например, для вида колебаний  $3\pi/4$  набег фазы бегущей волны на каждой ячейке будет составлять 270 градусов.

Если диафрагмированный волновод бесконечный (имеет бесконечное число ячеек), то в нем присутствуют всевозможные виды колебаний от 0 до  $\pi$ , т.е. дисперсионная кривая полностью заполнена точками всевозможных частот в диапазоне от 1 до 3. Реальный волновод имеет конечное число ячеек и распространяющиеся в нем волны могут принимать только определенные значение по частоте в соответствии со своим видом. Например, если волновод состоит из пяти ячеек, то в нем возможны только 0,  $\pi/4$ ,  $\pi/2$ ,  $3\pi/4$  и  $\pi$  виды колебаний. В общем случае можно записать формулу для видов колебаний  $\theta = q\pi / (N - 1)$ ,  $q = N - 1$ ,  $N$  – число ячеек в волноводе.

Для ускоряющих структур работающих на стоячей волне можно провести аналогичные рассуждения, как и в случае диафрагмированного

волновода. Отличие будет заключаться в том, что в случае стоячей волны следует рассматривать уже две волны – падающую и отраженную. В результате сдвиг фаз между соседними ячейками (резонаторами) структуры работающей на стоячей волне для любого вида колебаний будет составлять либо 0, либо  $\pi$  в зависимости от вида колебания (исключение, если поля в какой-то ячейке вообще нет). На рис. приведены расчеты амплитуды полей для различных видов колебаний в структуре из пяти резонаторов, а на рис. расчетные дисперсионные характеристики для структур состоящих из 3, 5, 7 и 9 резонаторов.





### Порядок выполнения работы

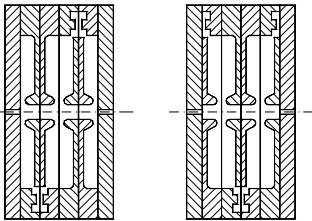
1. Перед началом работы внимательно изучить инструкцию по работе с прибором Agilent Technology
2. Произвести калибровку прибора в рабочем диапазоне частот. Для калибровки необходимо воспользоваться специальным набором согласованных нагрузок.
3. Измерить частоты основной моды колебаний для всех половинок ускоряющих резонаторов и резонаторов связи. Для этого следует собрать измерительный стенд. В наборе заготовок имеются глухие торцевые стенки с отверстиями под измерительные зонды. Емкостной зонд нужно закрепить на одной из торцевых стенок таким образом, чтобы штырь зонда был заподлицо на противоположной плоскости стенки. Получившуюся конструкцию разместить на подставке, при этом штырь зонда должен быть направлен вверх. Подключить зонд к порту 1 анализатора цепей. Анализатор цепей настроить на режим измерения КСВН или коэффициента отражения.

4. Поочередно прикладывая чашки резонаторов к измерительному стенду измерить и записать в таблицу частоты всех половинок резонаторов. Измерения лучше проводить сначала, например, для ускоряющих резонаторов, затем для резонаторов связи. Для корректных измерений необходимо точно совмещать ось чашки резонатора с измерительным зондом, а так же обеспечивать хороший электрический контакт между торцевой стенкой и чашкой резонатора.

5. По результатам измерений сделать выборку чашек ускоряющих резонаторов. Для дальнейших измерений потребуется четыре чашки (одна чашка это половинка резонатора). Выборку следует делать следующим образом: найти две чашки ускоряющих резонаторов наиболее близких по частоте – это будет рабочая частота структуры. Для определенности обозначим эти чашки P1 и P4. Затем из оставшихся заготовок выбрать еще две чашки (P2, P3) таким образом, чтобы их средняя частота была близка к частотам первых двух чашек (идеальный вариант, когда частоты всех четырех чашек будут совпадать). Если в результате выборки количество ускоряющих резонаторов совпадающих по частотам окажется больше чем требуется, то предпочтение отдать чашкам у которых частоты резонаторов связи будут ближе к рабочей.

6. Собрать структуру по схеме на рис.а. – резонаторы связи относительно друг друга повернуты на 180 градусов. С помощью емкостного зонда, расположенного в одной из торцевых стенок измерить частоты мод  $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$ .

7. Переставить одну из двух боковых чашек на противоположную сторону так, чтобы получилась структура показанная на рис.б. Снова провести измерения мод  $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$ . Сравнить результаты с предыдущими измерениями. Определить разрыв дисперсионной характеристики для моды  $\pi/2$ .



### Контрольные вопросы

1. Что такое бипериодическая ускоряющая структура?
2. Какие виды колебаний возможны в структурах состоящих из 2, 3, 4, 5 резонаторов?
3. В следствии чего возникает разрыв дисперсионной характеристики и к чему приводит этот разрыв?



4. Какие моды колебаний будут возбуждаться в структуре состоящей из пяти резонаторов если структуру запитывать из центрального резонатора, а если из бокового?

5. Какова разница фаз между соседними резонаторами для каждой из мод колебаний в структуре работающей на стоячей волне?

# Ускоряющие структуры со стоячей волной для линейных ускорителей на большие энергии

*Е. А. Нэнн, Б. С. Нэнн и Поттер*

## Standing Wave High Energy Linear Accelerator Structures

E. A. KNAPP, B. C. KNAPP, AND J. M. POTTER

*University of California, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87544*

(Rev. Sci. Instr. 39, № 7, 979-991, 1968)

Описаны конструкция и работа секций резонансных линейных ускорителей, пригодных для ускорения протонов и электронов до высоких энергий. Показано, что секции, работающие на волне типа  $\pi/2$ , отличаются исключительно высокой стабильностью поля. Получены теоретические и экспериментальные данные относительно поведения цепочек резонаторов, работающих на волне типа  $\pi/2$ . Описана цепочка с боковыми резонаторами связи – бипериодическая система, которая сочетает высокий к. п. д. при ускорении со стабильностью поля, характерной для волны типа  $\pi/2$ . Показано, что на волне типа  $\pi/2$  могут работать и неперриодические цепочки.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Идея ускорения пучка частиц небольшими повторяющимися электрическими импульсами, создаваемыми на ускоряющих промежутках, расположенных вдоль прямой линии, относится к самому раннему периоду развития ускорительной техники. В линейных ускорителях широко используется несколько методов возбуждения электрического поля в области ускорения. Наиболее популярны трех-резонаторные системы, конфигурация Слоуна - Лоуренса [1], система с объемным резонатором Альвареца [2], а также нагруженный диафрагмами ускоритель с бегущей волной [3]. Настоящая статья посвящена новому семейству резонаторных систем, которые пригодны как для протонных линейных ускорителей на высокие энергии и большие коэффициенты заполнения, так и для ускорителей электронов. Эти новые системы созданы в результате исследований стабильности различных типов стоячих волн, в длинной цепочке связанных высокочастотных резонаторов, в частности волн типа  $\pi/2$ . Хотя некоторые преимущества работы резонатора линейного ускорителя на волне типа  $\pi/2$  уже

известны [4 - 6], исключительные свойства цепочки резонаторов с таким типом волны, по-видимому, оценены не были. Ниже будут показаны исключительно высокая стабильность резонансного поля в цепочке резонаторов, работающих на этом типе волны, а также возможность сделать эту цепочку бипериодической или даже непериодической. Это позволяет построить новое семейство ускоряющих структур. Мы покажем, кроме того, что стабильность волны типа  $\pi/2$  определяется не только высокой групповой скоростью составляющих бегущей волны, но обусловлена характерным для этого типа волны распределением полей в резонаторах цепочки; будут указаны также ее преимущества, которые отсутствуют при работе на волнах любого другого типа.

Стабильность поля особенно важна в применении к протонным ускорителям, в которых для сохранения устойчивой фазы частицы необходимо выдерживать жесткие допуски на фазу и амплитуду поля, а также для сверхпроводящих электронных ускорителей, где желательны большой поток энергии и менее жесткие допуски на отклонение размеров.

Одна из новых структур, названная ускоряющей структурой с боковыми резонаторами связи, будет описана подробно. Эта система [5, 7, 8] обеспечивает чрезвычайно эффективную передачу электромагнитной энергии частицам в диапазоне скоростей от  $\beta = 0,3$  до  $\beta = 1,0$  и как следствие работы на волне типа  $\pi/2$  гарантирует высокую степень стабильности ускоряющей электромагнитной волны в условиях сильного нагружения пучком и при наличии неточностей изготовления. Как стандартная конфигурация с трубками дрейфа, так и нагруженный диафрагмами волновод, будучи достаточно эффективным в том диапазоне скоростей частиц, где они применимы, гораздо более чувствительны к нагружению пучком и к допускам на изготовление, чем структура с боковыми резонаторами связи. Эта новая система позволяет точно управлять фазой и амплитудой ускоряющего поля посредством регулирования фазы и амплитуды возбуждающего сигнала. Сочетание высокого к. п. д. системы и стабильности поля позволяет работать с весьма высоким коэффициентом заполнения ( $a$ , возможно, даже и в непрерывном режиме) при разумных напряженностях ускоряющего поля и уровнях мощности, чего нельзя достичь с традиционными системами линейных ускорителей.

## II. РЕЗОНАНСНЫЕ ТИПЫ КОЛЕБАНИЙ В ЦЕПОЧКЕ РЕЗОНАТОРОВ

Можно провести аналогию между цепочкой связанных резонаторов и цепочкой масс, удерживаемых пружинами, или атомами, связанными в решетку. Возбуждение всех этих систем можно описать через нормальные типы волн. Говоря о типах волн в цепочке резонаторов, мы имеем в виду

именно эти нормальные типы волн, а не тип электромагнитных колебаний в отдельно взятом резонаторе (такой, например, как  $TM_{010}$ ). Для каждого из этих типов электромагнитных колебаний в отдельном резонаторе существует своя серия нормальных типов волн. Для цепочки из  $N + 1$  резонатора имеется  $N + 1$  нормальных типов волн, по одному на каждую комбинацию сдвигов фазы вдоль цепочки, сумма которых равна  $n\pi$ , где  $n = 0, 1, \dots, N$ .

На этой стадии рассмотрения обычно вводят математическую модель цепочки резонаторов [9]. В качестве отправной точки берут тип колебания наименьшей частоты в отдельном резонаторе и рассматривают секцию как цепочку одномерных гармонических осцилляторов с коэффициентом связи  $k$ . Рассматриваемая модель схематически показана на рис. 1. Большинство приводимых экспериментальных данных будет сравниваться с выражениями, полученными с помощью моделей этого типа.



Рис. 1. Соответствие между цепочкой связанных объемных резонаторов, системой связанных колебательных контуров и одномерной периодической структурой.

Связанные уравнения для одной из простых моделей указанного типа имеют вид

$$I_n = X_n \left( 1 + \frac{\omega_0}{j\omega Q} - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) + \frac{k}{2} (X_{n-1} + X_{n+1}), \quad (1)$$

где  $I_n$  – член, характеризующий возбуждение,  $X_n$  – амплитуда,  $\frac{1}{2} X_n^2 \cdot W(n)$  – энергия, запасенная в  $n$ -м элементе цепочки (энергией, запасенной в области связи, мы пренебрегаем),  $X_{N-1} \equiv X_{N+1}$ ,  $X_{-1} \equiv X_1$ ,  $W(n) = 1$  для  $n = 1, \dots, N-1$  и  $W(n) = \frac{1}{2}$  для  $n = 0$  и  $n = N$ ,  $Q$  – добротность резонатора, а  $k$  – коэффициент связи соседних резонаторов. Решения этих уравнений (в отсутствие потерь) имеют вид

$$X_n^{(q)} = (const) \cos(\pi q n / N) \cdot e^{j\omega_q t}, \quad (2)$$

где

$$\omega_q^2 = \left\{ \omega_0^2 / [1 + k \cos(\pi q / N)] \right\}, \quad q = 0, 1, \dots, N. \quad (3)$$

а  $\pi q / N$  – средний сдвиг фазы между соседними резонаторами для волны типа  $q$  и  $\omega_q$  – частота колебаний волны нормального типа  $q$ . Следует отметить кстати, что в отсутствие потерь сдвиг фазы поля между соседними резонаторами при любом типе волны ограничен значениями  $0$  и  $\pi$ . Это видно из уравнения (2). Выражение (3) является дисперсионным соотношением для такой простой цепочки, связывающим  $\varphi = \pi q / N$  с соответствующей собственной частотой  $\omega_q$ .

Как показано математически [9] и подтверждено приводимыми ниже результатами экспериментов, волна типа  $\pi/2$ , которой соответствует  $q = N/2$ , обладает исключительными свойствами с точки зрения ее применения в резонансных ускорителях. Собственные функции для волны типа  $\pi/2$  суть

$$X_n^{(N/2)} = \cos(n\pi/2) \cdot e^{j\omega_q t}, \quad (4)$$

поэтому амплитуды в четных резонаторах равны  $\pm 1$ , а в нечетных резонаторах обращаются в нуль, и сдвиг фаз между соседними четными резонаторами равен  $\pi$ . Это схематически показано на рис. 2, а. Такая геометрия пригодна для применения в линейном ускорителе, если выполняется условие синхронности  $L = \beta_s \lambda / 2$ , где  $\beta_s$  – скорость равновесной частицы в единицах  $c$ . Если эту геометрию использовать непосредственно, к. п. д. системы при ускорении частиц будет весьма низким, так как половина ускорителя не будет сообщать частицам энергии даже при малой апертуре пучка. Однако в рассматриваемой здесь модели нигде не накладывалось ограничений на геометрическую форму смежных резонаторов. Действительно, цепочка может быть бипериодической, как на рис. 2, б, и, если собственные частоты всех резонаторов в отсутствие связи одинаковы, характеристики волны типа  $\pi/2$  для этой цепочки оста-

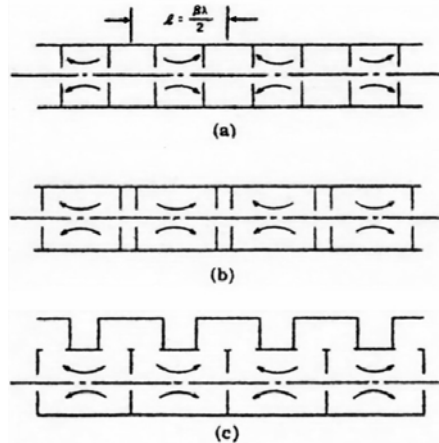


Рис. 2. Работа цепочки резонаторов на волне типа  $\pi/2$ .

нутя точно такими же, как для периодической. Это позволяет рассмотреть множество возможных конфигураций резонаторов с одинаковыми характеристиками «типа волны», но, например, с весьма различным к. п. д. при ускорении частиц.

Одна из возможных конфигураций, которая обладает высоким параллельным сопротивлением, определяемым как

$$ZT^2 \equiv \frac{(\text{Макс. прирост энергии частицы на единице длины})^2}{\text{Потери энергии из резонатора на единице длины}},$$

где  $T$  – обычный коэффициент пролетного времени, получается путем смещения нечетных (невозбужденных) резонаторов в сторону от пучка и введения связей через щели в наружных стенках резонаторов, как это схематически показано на рис. 2, с. У такой схемы есть существенные преимущества перед многими другими: а) ускоряющее поле существует на максимальной возможной части длины пути пучка в системе, что, как можно показать, приводит к оптимальной величине параллельного сопротивления; б) для связи необходимы щели небольших размеров, что дает почти полную свободу при выборе конструкции ускоряющих резонаторов с целью получения максимального параллельного сопротивления, и в) в боковом резонаторе, даже при наличии потерь, запасается незначительная энергия, поэтому можно не обращать большого внимания на добротность и геометрию этого резонатора. Имеются и другие преимущества, которые будут ясны позже.

Однако, возможно, существуют соображения, по которым описанная здесь система с боковыми резонаторами связи окажется непригодной для применения в конкретном ускорителе, например из-за технологических трудностей, связанных с анодированием в случае сверхпроводящего ускорителя. Были рассмотрены и некоторые другие пригодные системы. Первая из них получается непосредственно из рис. 2, б и в двух вариантах показана на рис. 3, а (электрическая связь) и 3, б (магнитная связь). Система, подобная показанной на рис. 3, б, исследовалась, также группой сотрудников Брукхейвенской национальной лаборатории [6]; система, представленная на рис. 3, а, изучается в Стэнфордском университете в связи со сверхпроводящими линейными ускорителями электронов [10]. Боковой резонатор можно также сделать цилиндрически симметричным, как на рис. 3, с. В другой возможной системе, которую мы исследовали, для связи соседних резонаторов используются резонансные петли. Эта система некоторое время тому назад подробно изучалась в Резерфордской лаборатории высоких энергий (RHFL) [11]. Хотя перечисленные системы выглядят

совершенно различно, все они обладают одними и теми же характеристиками, свойственными работе на волне типа  $\pi/2$ .

При окончательном расчете цепочку резонаторов с боковыми резонаторами связи параллельное сопротивление системы максимизируют путем оптимизации геометрии ускоряющих резонаторов. Поскольку отверстие для пучка не используется для передачи энергии вдоль системы, а щели связи малы и находятся на периферии резонатора, имеется почти полная свобода изменения параметров резонатора с целью получения максимального к. п. д. Введение емкостной нагрузки в резонаторы с помощью «дрейфовых трубок» увеличивает коэффициент пролетного времени  $T$  и среднюю напряженность аксиального электрического поля при данной запасенной энергии. Скругление периферических стенок резонаторов также минимизирует потери при данной запасенной энергии. Точная оптимизация достигается путем детального анализа с помощью ЦВМ [12]. Получающаяся в результате система показана на рис. 4.

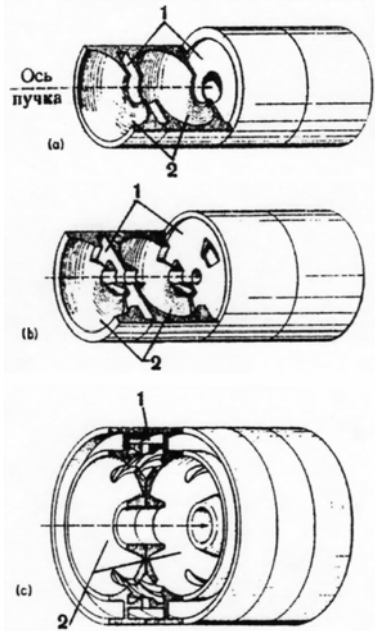


Рис. 3. Бипериодические цепочки резонаторов с электрической связью (а), магнитной связью (б) и кольцевыми резонаторами связи (с). 1 – резонаторы связи; 2 – ускоряющие резонаторы.

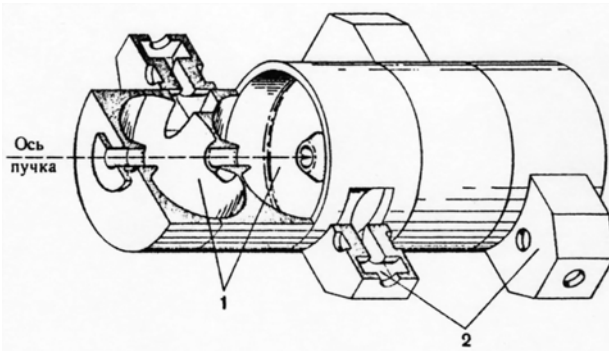


Рис. 4. Система с боковыми резонаторами связи. Форма ускоряющих резонаторов подобрана так, чтобы параллельное сопротивление системы было максимальным. Для уменьшения вносимой щелью асимметрии резонаторы связи расположены попеременно с разных сторон системы. 1 – ускоряющие резонаторы; 2 – резонаторы связи.

III. СВОЙСТВА ВОЛНЫ ТИПА  $\pi/2$  В ЦЕПОЧКЕ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Общие выражения для поведения любого нормального типа волны в цепочке резонаторов при наличии потерь в системе и при отклонениях частот отдельных резонаторов получены в работе [9]. Эти вычисления здесь повторяться не будут, приведем лишь некоторые результаты. Для нас важны два из них: 1) в случае работы на волне типа  $\pi/2$ , согласно линейной теории возмущений, отклонения собственных частот отдельных резонаторов, составляющих цепочку, не вызывают отклонений амплитуд колебаний в возбужденных резонаторах цепочки; 2) в случае волны типа  $\pi/2$  потери при отсутствии отклонений собственных частот резонаторов не вызывают фазового сдвига, а приводят только к небольшим вариациям амплитуды. Для всех остальных типов волн основное влияние потерь состоит в том, что они вносят значительные и зависящие от потерь фазовые сдвиги и вариации амплитуды по длине цепочки. Зависящий от потерь фазовый сдвиг, характерный для всех типов волн, кроме типа  $\pi/2$ , в ускоряющих цепочках со слабой связью может оказаться опасным, так как он заметным образом изменяет фазовую скорость ускоряющей волны. При работе на волне типа  $\pi/2$  эта трудность не возникает. Независимость амплитуды поля в цепочке от отклонений собственных частот отдельных резонаторов открывает широкие технологические возможности при изготовлении цепочек резонаторов, работающих на волне типа  $\pi/2$ , и, таким образом, позволяет существенно удешевить их по сравнению с ускоряющими структурами обычного типа.

В случае волн типа  $\pi/2$  можно получить приближенные выражения для влияния отклонений параметров резонаторов, потерь и т. п., не прибегая к приводившемуся ранее более общему описанию [9]. Полученные таким образом результаты легко сравнивать с экспериментальными данными и получить дополнительные представления о работе цепочки резонаторов на волне этого типа. Мы выведем некоторые из таких выражений и сравним их с результатами измерений, проводившихся на реальной цепочке ускоряющих резонаторов.

## IV. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ И ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ

Чтобы точно описать поведение реальных цепочек резонаторов, используемых в качестве ускоряющих структур, нужно упоминавшуюся простую модель [уравнение (1)] обобщить, рассмотрев более широкий класс цепочек, составленных из резонаторов. Геометрия секций ускорителя будет



бипериодической, поэтому целесообразно распространить теорию на цепочку из резонаторов двух видов. Кроме того, желательно учесть связь через элемент, например связь ускоряющих резонаторов через отверстие для пучка или через щель связи в цепочке с боковыми связями. Выбранная модель показана на рис. 5. Полученные ранее [9] уравнения для связанных резонаторов имеют вид

$$I_{2n} = X_{2n} \left( 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} + \frac{1}{jQ_1} \frac{\omega_1}{\omega} \right) + \frac{k_1}{2} (X_{2n-1} + X_{2n+1}) + \frac{k_2}{2} (X_{2n-2} + X_{2n+2}), \quad (5)$$

$$I_{2n+1} = X_{2n+1} \left( 1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} + \frac{1}{jQ_2} \frac{\omega_2}{\omega} \right) + \frac{k_1}{2} (X_{2n} + X_{2n+2}) + \frac{k_2}{2} (X_{2n-1} + X_{2n+3}), \quad (6)$$

где  $\omega_1$ ,  $Q_1$  относятся к резонаторам четных номеров, а  $\omega_2$ ,  $Q_2$  к нечетным резонаторам. Решения этих уравнений имеют вид

$$X_{2n} = A \cos 2n\varphi, \quad (7)$$

где  $\varphi = \pi q/2N$ ,  $q = 0, 1, \dots, 2N$ , и

$$X_{2n+1} = B \cos(2n+1)\varphi, \quad (8)$$

где

$$\frac{A}{B} = \frac{k_1 \cos \varphi}{(\omega_1^2/\omega^2) - 1 - k_2 \cos 2\varphi} = \frac{(\omega_2^2/\omega^2) - 1 - k_3 \cos 2\varphi}{k_1 \cos \varphi},$$

а дисперсионное соотношение – вид

$$k_1^2 \cos^2 \varphi = \left[ 1 - (\omega_1^2/\omega^2) + k_2 \cos 2\varphi \right] \cdot \left[ 1 - (\omega_2^2/\omega^2) + k_3 \cos 2\varphi \right] \quad (9)$$

При  $\omega_1 \rightarrow \omega_2$  и  $k_2 = k_3 = 0$  оно приводится к уравнению (3). При исследовании уравнения (9) обнаруживается ряд интересных особенностей. При  $\varphi = \pi/2$  существуют два решения:

$$\left[ 1 - (\omega_1^2/\omega^2) + k_2 \cos 2\varphi \right] = 0 \quad \text{и} \quad \left[ 1 - (\omega_2^2/\omega^2) + k_3 \cos 2\varphi \right] = 0.$$

Если два значения частот  $\omega_{\pi/2}$ , получаемые из этих соотношений, неодинаковы, то область между ними является полосой непрозрачности. Между двумя значениями  $\omega_{\pi/2}$ , определяющими эту полосу, решения отсутствуют. При работе в резонансе на волне типа  $\pi/2$  необходимо

потребовать идентичности обоих указанных решений. Позже будет приведено несколько примеров дисперсионных кривых для изученных реальных структур с полосой непрозрачности и без нее.

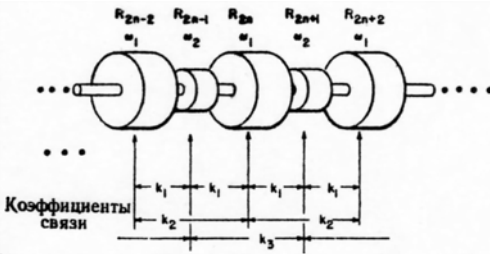


Рис. 5. Модель бипериодической цепочки со связями между соседними резонаторами и через резонатор.

Связь через элемент в цепочках тех типов, которые рассматриваются в этой статье, влияет лишь на подробности формы дисперсионной кривой. Действительно, можно показать, что даже сильные связи через элемент заметно не сказываются на стабильности волны типа  $\pi/2$  [9, 13]. Зная это, мы не будем учитывать эти связи в полученных ниже приближенных выражениях, описывающих волны типа  $\pi/2$  в цепочке резонаторов.

#### V. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ ПРИ КОЛЕБАНИЯХ ТИПА $\pi/2$ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ В РЕЗОНАТОРАХ

Сначала рассмотрим уравнения для связанных резонаторов без связей через элемент ( $k_2 = k_3 = 0$ ). В интересующем нас случае  $\omega_1 = \omega_2$ . Тогда уравнения (5) и (6) при  $\omega_0 = \omega_{\pi/2}$  и в отсутствие внешнего возбуждения превращаются в уравнения

$$\begin{aligned} X_0(1/jQ_0) + kX_1 &= 0 \\ X_{2n}(1/jQ_{2n}) + (k/2)(X_{2n-1} + X_{2n+1}) &= 0 \\ X_{2n+1}(1/jQ_{2n+1}) + (k/2)(X_{2n} + X_{2n+2}) &= 0 \end{aligned}$$

Мы присваиваем четным, или возбужденным, резонаторам номер  $2n$ , а нечетным, или невозбужденным,  $2n+1$ .  $Q_{2n} = Q_a$  – добротность возбужденных ускоряющих резонаторов, а  $Q_{2n+1} = Q_c$  – добротность невозбужденных резонаторов связи. Полное число элементов цепочки должно быть нечетным. Граничные условия на концах относятся к полуэлементам, хотя они влияют на спектр колебаний и собственные функции только для типов волн, близких к  $0$  и  $\pi$ , и не влияют на свойства волны типа  $\pi/2$ . При этих

условиях  $\frac{1}{2} X_n^2 \cdot W(n)$  есть энергия, запасенная в  $n$ -м элементе цепочки.

Затем, предположив, что внешнее возбуждение в области между элементами 0 и  $2m < 2N$  отсутствует, и решая эти уравнения последовательно, получим для  $m < N$  и начальной амплитуды  $X_0$  в ячейке 0

$$X_1 = (j/kQ_a) X_0, \quad X_2 = -\left\{ 1 + \left[ 2/k^2 Q_a Q_c \right] \right\} X_0,$$

$$X_{2n+1} = (-1)^n \left\{ [j(2n+1)]/kQ_a \right\} X_0, \quad (10)$$

и

$$X_{2n} = (-1)^n \left\{ 1 + n^2 \left[ 2/k^2 Q_a Q_c \right] \right\} X_0. \quad (11)$$

Членами третьего и более высоких порядков относительно  $(j/kQ)$  мы здесь пренебрегли. При исследовании этих соотношений выясняется несколько интересных особенностей. Чрезвычайно большое значение имеет уравнение (11), которое показывает, что в случае идеальной настройки потери не вносят сдвига фаз в поля в возбужденных резонаторах. Никакой другой нормальный тип волны цепочки резонаторов не обладает этим свойством нулевого сдвига фаз; для всех других типов **воли** поля в некоторых соседних резонаторах находятся в фазе (либо в противофазе) лишь в отсутствие потерь. При этих типах волн наличие потока мощности требует некоторого сдвига фаз между резонаторами, зависящего от  $Q$  (или от нагружения пучком). Именно в этом смысле волна типа  $\pi/2$  является исключительной, и это важно для многих приложений. В случае волны типа  $\pi/2$  потери в резонаторах приводят к некоторому уменьшению амплитуды по мере удаления от точки подвода мощности, но в большинстве представляющих интерес случаев это не имеет значения. Такой спад амплитуды может стать существенным в очень длинных секциях с весьма слабой связью. В этом случае падением амплитуды будет определяться максимальная величина расстояния между точками подвода мощности.

Из выражения (10) видно, что при колебаниях типа  $\pi/2$  поле в нечетных резонаторах находится в квадратуре с полем в возбужденных резонаторах, оно имеет очень малую амплитуду, которая в цепочке настроенных резонаторов линейно спадает с удалением от точки подвода мощности. Такой спад можно было предвидеть интуитивно, так как именно это поле создает поток энергии вдоль структуры, а по мере приближения к концу секции нужно передавать все меньшую и меньшую мощность.

VI. ВЛИЯНИЕ ОТКЛОНЕНИЙ СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ РЕЗОНАТОРОВ  
НА АМПЛИТУДУ И ФАЗУ ПОЛЯ

Чтобы выяснить влияние отклонений собственных частот отдельных резонаторов на амплитуды и фазы, запишем снова уравнения для резонаторов, введя члены с отклонениями частот, и последовательно решим их. Представляют интерес несколько особых условий, которые будут рассмотрены отдельно. Пусть  $\omega_{0n} = \omega_0 + \Delta\omega_{0n}$ , причем мы предполагаем, что частота волны типа  $\pi/2$  остается равной  $\omega_0$ , т. е.

$$\sum_{n=0}^N \Delta\omega_{02n} \quad (12)$$

Тогда уравнения для связанных резонаторов в случае волны типа  $\pi/2$  дают

$$\left( -\frac{2\Delta\omega_{0n}}{\omega_0} - \frac{j}{Q_n} \right) X_n + \frac{k}{2}(X_{n-1} + X_{n+1}) = 0, \quad (13)$$

причем крайние резонаторы рассматриваются таким же образом, как и раньше. Поля снова можно найти, начав от  $X_0$  и получая решения для полей последующих элементов. Введя обозначения  $4\Delta\omega_{0n}/k\omega_0 = \Delta_0$ , получим

$$X_{2n+1} = X_0(-1)^n \left\{ \frac{\Delta_0}{2} + \Delta_2 + \dots + \Delta_{2n} + \frac{j(2n+1)}{kQ_a} \right\}, \quad (14)$$

где члены третьего порядка не учтены, и

$$X_{2n} = X_0(-1)^n \left\{ 1 + n^2 \frac{2}{k^2 Q_a Q_c} + \text{члены с } \Delta_a \Delta_c \frac{j\Delta}{kQ} \right\}, \quad (15)$$

Выражение (14) дает несколько интересных результатов. Очевидно, что поля в невозбужденных резонаторах не зависят от отклонений их собственных частот. Отклонения собственных частот отдельных резонаторов входят в выражение (14) только в первой степени и по отдельности, что делает возможной очень удобную процедуру настройки. Из выражения (14) видно, что поле в  $(2n+1)$ -м резонаторе минимально, когда  $\frac{\Delta_0}{2} + \Delta_2 + \dots + \Delta_{2n} = 0$ . Таким образом, процедура настройки состоит в том, чтобы контролировать поле в 1-м резонаторе и подстраивать собственную частоту нулевого резонатора до тех пор, пока поле в 1-м резонаторе не достигнет минимума; затем подстраивать 2-й резонатор, пока не будет

минимальным поле в 3-м резонаторе, и так далее, пока все четные резонаторы не будут настроены на нужную частоту. Такой метод последовательной настройки дает очень хорошие результаты, очень прост и отнимает мало времени. В процессе такой настройки должно выполняться условие (12), т. е. собственная частота секции должна все время поддерживаться одной и той же, например путем подстройки элементов, расположенных между точкой подвода мощности и настраиваемым элементом.

Выражение (15) подтверждает вывод, сделанный ранее на основе более общего анализа возмущений: в случае волны типа  $\pi/2$  отклонения собственных частот резонаторов в первом приближении не изменяют распределения амплитуд поля в четных резонаторах. Эффекты второго порядка определяются главным образом произведениями отклонений собственных частот четных и нечетных элементов и перекрестными произведениями отклонений частот четных элементов на члены, учитывающие потери в нечетных элементах, и наоборот. Именно эти перекрестные члены и приводят к сдвигу фазы от ячейки к ячейке, но обычно они пренебрежимо малы.

Чтобы лучше уяснить природу членов второго порядка относительно отклонений частот, рассмотрим один особый случай, когда в крайний резонатор вносится возмущение, и исследуем зависимость изменения амплитуды поля по длине цепочки резонаторов от ширины полосы непрозрачности или отклонений собственных частот элементов связи. Для упомянутого случая  $\Delta_{2n} = 0$ ,  $n = 1, \dots, N-1$ , и мы получаем

$$X_{2n+1} = X_0(-1)^n \left\{ (\Delta_0/2) + [j(2n+1)/kQ_a] \right\}, \quad (16)$$

$$X_{2n} = X_0(-1)^n \left\{ 1 + n^2 \frac{2}{k^2 Q_a Q_c} + -\frac{\Delta_0}{2} \cdot \sum_{m=0}^{n-1} \Delta \omega_{2m+1} + j \left[ \frac{n\Delta_0}{kQ_c} + \frac{1}{kQ_a} \cdot \sum_{m=0}^{n-1} (2m+1)\Delta \omega_{2m+1} \right] \right\}. \quad (17)$$

Исследование выражения (17) показывает, что сдвиг фазы из-за отклонения собственной частоты крайнего элемента имеет порядок  $n\Delta_0/kQ_c$ , т. е. совершенно **пренебрежим** при разумных значениях отклонения частоты, коэффициента связи и добротности. При наличии полосы непрозрачности в случае, когда нечетные элементы имеют одинаковые собственные частоты, отличающиеся от общей для всех четных элементов частоты  $\omega_0$  на величину  $\Delta_{2m+1} = 4\Delta \omega_{2m+1}/k\omega_0 = \Delta_s$  сдвиги фаз можно выразить в явной форме:

$$\phi_0 - \phi_n = \left( n\Delta_0/kQ_c \right) + \left( n^2/kQ_a \right) \Delta_s, \quad (18)$$

Этот результат подобен тому, который известен для структур с волнами типа  $\pi$  и типа  $0$ , где член с  $n^2$  обусловлен учетом потока энергии. При малой ширине полосы непрозрачности сдвиг фаз в рассматриваемых здесь системах пренебрежимо мал.

При наличии полосы непрозрачности отклонение собственной частоты крайнего элемента приводит также к изменению амплитуды поля по длине цепочки резонаторов

$$X_{2n} = (-1)^n \left[ 1 - (n/2)\Delta_0\Delta_s \right] X_0, \quad (19)$$

Знак этого изменения изменяется при переходе  $\Delta_s$ , через нуль, а величина его пропорциональна произведению ширины полосы непрозрачности на отклонение собственной частоты крайнего элемента. На практике легко сохранять разность частот нечетных и четных ячеек такой, чтобы выполнить условие  $\Delta_s < 10^{-3}$ , что позволяет сделать влияние полосы непрозрачности совершенно пренебрежимым. Если собственные частоты элементов связи имеют случайные отклонения, которые, усредняясь, дают нулевую полосу непрозрачности, амплитуда может слабо флуктуировать. Если ускоряющие резонаторы настроены достаточно хорошо, этими флуктуациями можно пренебречь.

## VII. ОТКЛОНЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ СВЯЗИ

Размеры щелей связи из-за неточностей изготовления могут несколько меняться от резонатора к резонатору. Поэтому важно выяснить влияние отклонений коэффициентов связи, чтобы оценить требуемые допуски на точность изготовления. Действительно, отклонения размеров щелей, будучи линейно связаны с  $k$ , являются основным источником отклонении амплитуды поля в цепочке резонаторов с боковой связью. Если не учитывать потери и отклонения собственных частот, уравнение для связанных резонаторов дает

$$X_{2n+2} = - \left\{ 1 - \left[ \left( k_{2n+2, 2n+1} - k_{2n+1, 2n} \right) / k_{ave} \right] \right\} X_{2n}, \quad (20)$$

где  $k_{2n+2, 2n+1}$  – связь между резонаторами  $2n+1$  и  $2n+2$  и т. д. Если связь между ускоряющим и боковым резонаторами слишком велика, амплитуда поля в ускоряющем резонаторе уменьшается. Из физической картины явления ясно, что в случае волны типа  $\pi/2$  поля сами подстраиваются так, чтобы возбуждение, передаваемое от соседних ускоряющих резонаторов к резонатору связи, расположенному между ними, было равно по величине,

но обратно по знаку и давало нулевую амплитуду в резонаторе связи. Этот результат можно использовать для подстройки относительных значений амплитуд поля в соседних резонаторах в случае неперiodических цепочек, о чем будет сказано ниже.

### VIII. ВЛИЯНИЕ НАГРУЖЕНИЯ ПУЧКОМ

Чтобы исследовать эффект нагружения пучком, мы будем рассматривать пучок как источник возбуждения каждой ускоряющей ячейки. Затем мы можем считать результирующее поле равным сумме поля, создаваемого внешним возбуждающим сигналом, и поля, **возбуждаемому** пучком. Оценим сначала возбуждение пучком.

Пусть  $a$  – отношение мощности, отдаваемой пучку, к полной высокочастотной мощности. Тогда, пренебрегая потерями в резонаторах связи, получим

$$I_{2n}(\text{пучок}) = \left( \frac{\alpha}{1-\alpha} \right) \left( \frac{1}{Q_a} \right) \frac{1}{\cos \phi_s} X_{2n} \cdot e^{j(\phi_s + \pi/2)}, \quad (21)$$

где  $\phi_s$  – синхронная фаза. Модифицированные уравнения для связанных резонаторов имеют вид

$$X_{2n+1} = X_{2n-1} - (2j/kQ_a) \left[ (1 + j\alpha \cdot tg \phi_s) / (1 - \alpha) \right] X_{2n},$$

$$X_{2n+2} = -X_{2n} - (2j/kQ_c) X_{2n+1}.$$

Не учитывая небольшого уменьшения  $X_{2n}$  из-за потерь в резонаторах связи, получим

$$X_{2n} = (-1)^n X_0,$$

$$X_{2n+1} = (-1)^n \frac{j(2n+1)}{kQ_a} \left( \frac{1 + j\alpha \cdot tg \phi_s}{1 - \alpha} \right) X_0. \quad (22)$$

Мы видим, что под действием пучка поля, обусловленные потоком энергии в резонаторах связи, увеличились на множитель  $(1 + \alpha^2 \cdot tg^2 \phi_s)^{1/2} / (1 - \alpha)$ . Поскольку фазовое соотношение между полем, обусловленным потоком энергии в резонаторах связи, и общим высокочастотным полем (возбуждение пучком + внешнее возбуждение) не зависит от  $\alpha$ , фаза поля в ускоряющей секции отстает от фазы внешнего возбуждающего сигнала на угол  $\phi$ , определяемый равенством

$$tg \phi = \alpha \cdot tg \phi_s.$$

## IX. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЦЕПОЧКИ РЕЗОНАТОРОВ

Мы построили несколько длинных ускорительных секций с боковыми резонаторами связи, чтобы исследовать их электрические характеристики, использовать их в качестве небольших ускорителей электронов для изучения эффектов нагружения пучком, а также разработать технологию изготовления секций. Чтобы проиллюстрировать применимость приведенных выше выражений к изготовленным цепочкам резонаторов и показать другие свойства этих цепочек, мы приведем выборочные данные для некоторых построенных секций. В табл. 1 перечислены некоторые из построенных ускорительных секций и найденные из опыта параметры каждой из них. На рис. 6 показан общий вид секции *F* перед установкой вакуумного коллектора и патрубков водяного охлаждения, а на рис. 7 – чертеж нескольких резонаторов секции *K*. Элементы секции выточены из поковок бескислородной меди высокой проводимости (медь OFHC) и последовательно спаяны твердым припоем в атмосфере водорода. Технология изготовления уже была описана [14].

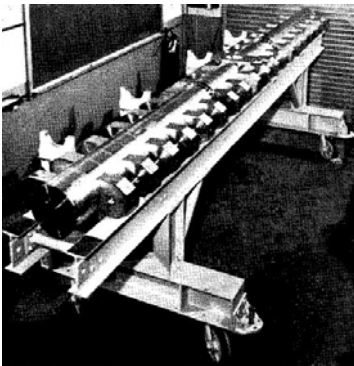


Рис. 6. Общий вид секции *F* до установки вакуумного коллектора и шлангов водяного охлаждения. В середине секции виден фланец для присоединения питающего волновода. Секция изготовлена методом пайки с применением нескольких твердых припоев с разными температурами плавления. Отдельные детали вытачивались из поковок меди OFHC (обескислороженная медь высокой проводимости).

Таблица 1

Измеренные параметры ускорительных секций

секция	Число резонаторов	$\beta_{\text{синхр}}$	$ZT^2$ , МОм/м	Коэф. связи			Q	Примечание
				k1	k2	k3		
<i>F</i>	77	0,65	28,3	0,043	-0,004	~0	1700	Паралл. сопротивление не оптимизировано. Работала при приросте энергии 2 МэВ/м
<i>L</i>	9	1	41	0,030	-0,003	~0	28900	Ускоритель электронов. Работал при > 4 МВ/м и ускорял электроны до 4 МэВ
<i>K</i>	119	0,65	38,1	0,052	-0,003	~0	24700	Длинная секция с оптимизир. пар. сопротивлением
<i>M</i>	11	изменяется от 0,6 до 1	~40	...	...	...	24000	Ускоритель электронов с переменным $\beta$



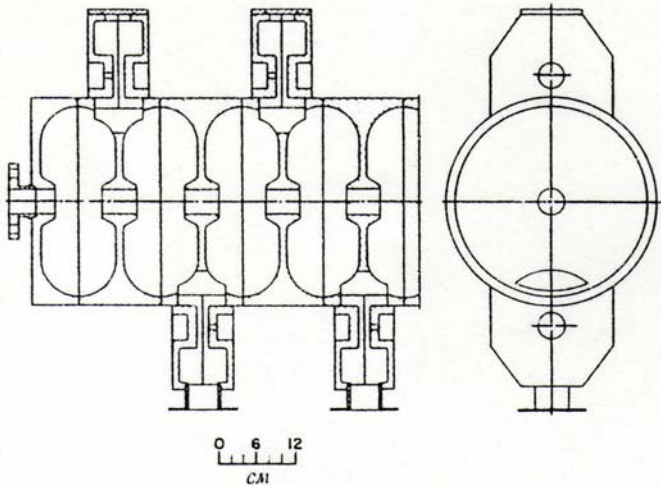


Рис. 7. Разрез секции *K*. Щели связи образованы пересечением прямого кругового цилиндра резонатора связи с поверхностью ускоряющего резонатора.

#### Х. ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ И СОБСТВЕННЫЕ ФУНКЦИИ

Уравнение (9) является дисперсионным соотношением для бипериодической цепочки связанных резонаторов со связями, как между соседними резонаторами, так и через резонатор. Соответствие этого выражения наблюдаемым характеристикам реальной секции ускорителя можно показать, сравнивая с ним спектры типов колебаний, полученные экспериментально на секциях ускорителя. На рис. 8, а показан спектр, полученный в процессе изготовления секции *K*, когда из-за неточной настройки частот еще существовала полоса непрозрачности. На рис. 8, б показана кривая для части цепочки секции *K*, после того как частоты резонаторов были подстроены, чтобы устранить полосу непрозрачности. На рис. 8, в приведена дисперсионная кривая полной секции *K* (119 резонаторов). Для цепочки такой длины, как секция *K*, неточности настройки уничтожают резонансы для типов волн, близких к  $0$  и  $\pi$ . При этом средняя область описывается теорией по-прежнему точно. Согласие расчетных частот с измеренными превосходное. Даже несмотря на то, что мы нарушили граничные условия, поставив на концах цепочки целые, а не половинные элементы, экспериментальные данные согласуются с расчетными обычно с точностью  $\sim 1 \cdot 10^{-4}$ .

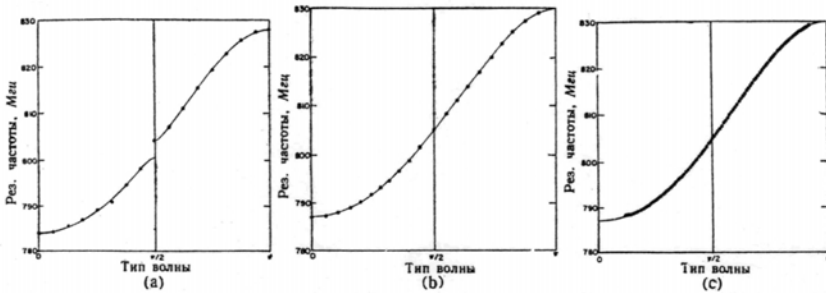


Рис. 8. Дисперсионные кривые для различных ускорительных секций. Точки – результаты измерений; сплошные кривые – графики уравнения (9), привязанные к экспериментальным точкам методом наименьших квадратов, а – короткая часть секции  $K$  до окончательной настройки резонаторов; б – часть секции  $K$  после настройки резонаторов с целью устранения полосы непрозрачности; в – секция  $K$  полностью.

Экспериментально проверена также интерпретация собственной функции  $X_n$  как квадратного корня из запасенной энергии. Измерения методом возмущений, проводившиеся на системе из двух полурезонаторов с одним резонатором связи, показали, что при данной амплитуде аксиального поля в случае волн типов  $0$  и  $\pi$  запасенная энергия вдвое больше, чем при волне типа  $\pi/2$ . Это соотношение выполнялось с хорошей точностью ( $\sim 5\%$ ), хотя геометрия резонаторов связи коренным образом отличалась от геометрии ускоряющего резонатора.

Коэффициенты связи определялись по дисперсионной кривой путем привязки уравнения (9) к экспериментальным точкам методом наименьших квадратов. Длина щели подбиралась эмпирически так, чтобы получить 3%-ную связь, что достаточно для используемых нами цепочек резонаторов. Коэффициент связи  $k_1$  изменяется примерно пропорционально квадрату длины щели.

## XI. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ В ЦЕПОЧКЕ РЕЗОНАТОРОВ

Если предсказания, сделанные на основе модели цепочки связанных резонаторов, верны, то при изготовлении резонаторов можно допускать значительные отклонения размеров, не оказывая большого влияния на рабочие характеристики цепочки.

Как было показано, в выражение (15) отклонения входят в форме членов с произведениями типа  $\Delta_d \Delta_c$ , в общем случае составляющими довольно сложную сумму по всем возможным их комбинациям. Оценку допуска можно сделать, пользуясь общим выражением, которое получается путем

решения шаг за шагом уравнений для связанных резонаторов. Для случая, когда отклонения  $\Delta_a$  и  $\Delta_c$  случайны, а полоса непрозрачности отсутствует, это дает  $\langle \Delta X/X \rangle = N \cdot \langle \Delta_a \rangle \cdot \langle \Delta_c \rangle$ , где суммирование учтено введением статистического множителя  $N$  (угловые скобки обозначают среднеквадратичные величины). При  $\langle \Delta_a \rangle = \langle \Delta_c \rangle = 10^{-2}$  (для типичных структур, перечисленных в табл. 1,  $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-4}$ )  $\langle \Delta X/X \rangle \sim 10^{-4} N$ , т. е. для секции из 100 элементов можно ожидать флуктуаций поля величиной  $\sim 1\%$ . Отклонение частоты  $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-4}$  для изучавшихся в настоящей работе структур с боковой связью составляет  $\sim 80$  кГц. Такой допуск выдержать легко.

Допустимость указанных отклонений была продемонстрирована на построенной секции ускорителя. При изготовлении резонаторов применялась только стандартная технология механической обработки. Ускоряющие резонаторы и резонаторы связи секции  $K$  (табл. 1) обрабатывались с допуском  $\pm 0,127$  мм; ускоряющие резонаторы предварительно настраивались на нужную частоту с точностью  $\pm 100$  кГц, а зазор в резонаторах связи устанавливался с отклонением  $\pm 0,025$  мм (нужная величина зазора была определена опытным путем). После того как секция была герметично спаяна, разброс аксиальных полей в отдельных резонаторах для волны типа  $\pi/2$  без дополнительной настройки уложился в  $\pm 2\%$ . Такие свободные допуски позволяют уменьшить затраты на изготовление секций ускорителя, что очень важно для систем больших размеров.

Последующие данные были получены путем исследования поведения секции ускорителя при введении отклонения частоты крайних резонаторов (изучались получавшиеся распределения поля). Как видно из рис. 9, при этих экспериментах получено качественное подтверждение уравнения (19). Здесь представлена зависимость измеренного значения величины  $(n/2)\Delta_0\Delta_s/[2+(n/2)\Delta_0\Delta_s]$ , характеризующей изменение поля по длине цепочки резонаторов, от расстройки конечного резонатора, от

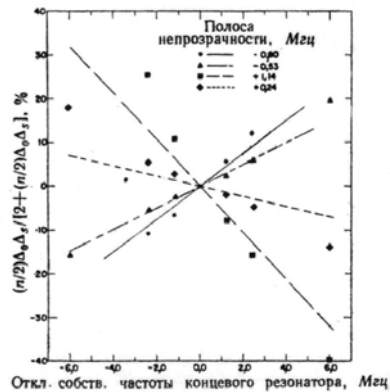


Рис. 9. Зависимость величины  $(n/2)\Delta_0\Delta_s/[2+(n/2)\Delta_0\Delta_s]$ , характеризующей изменение амплитуды поля по длине цепочки резонаторов, от расстройки конечного резонатора при нескольких значениях ширины полосы непрозрачности для 12 резонаторов секции  $K$ - Кривые построены по уравнению (19); точки – экспериментальные данные.

ширины полосы непрозрачности; видно, что при прохождении ширины полосы непрозрачности через нуль знак изменения поля меняется. Эти результаты показывают, что аксиальное поле в секции ускорителя с боковыми связями исключительно стабильно по отношению к отклонениям собственных частот отдельных резонаторов.

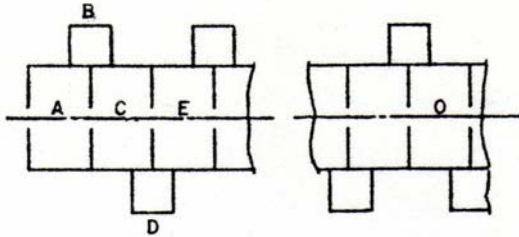


Рис. 10. Методика настройки секции с боковыми резонаторами связи. К резонатору  $O$  подводится сигнал возбуждения требуемой фиксированной частоты. В течение всей процедуры настройки в системе с помощью настроечных элементов резонатора  $O$  и ближайших к нему резонаторов поддерживаются условия резонанса. Настройку начинают с резонатора  $A$ , регулируя его так, чтобы свести к минимуму амплитуду поля в резонаторе  $B$ . Затем таким же образом настраивают резонатор  $C$ , сводя к минимуму поле в резонаторе  $D$ , и т. д.

На поля в резонаторах связи влияют отклонения собственных частот ускоряющих резонаторов. Если собственные частоты ускоряющих резонаторов распределены случайным образом, можно ожидать, что  $X_c/X_0 \cong \sqrt{N} \cdot \Delta_a$ . Тогда рассеиваемая в боковых резонаторах мощность  $P_c/P_0 \cong N \cdot \Delta_a^2$ ; это по существу тот же результат, что и полученный ранее при оценке вариаций аксиального поля. Но, как уже было сказано, поля в резонаторах связи можно использовать для контроля настройки ускоряющих резонаторов. Процедура настройки такова (см. разд. VI, а также рис. 10). Подстраивают дальний от точки ввода мощности ускоряющий резонатор  $A$  таким образом, чтобы свести к минимуму поле в питающем его резонаторе связи  $B$ . При этом частоту колебаний всей системы поддерживают неизменной с помощью настроечных устройств, расположенных у точки подвода мощности. Фактическое распределение в резонаторах связи модели  $K$  после такой настройки показано на рис. 11, где ясно виден линейный спад амплитуды поля с удалением от точки подвода мощности в соответствии с уравнением (10). Отношение энергии, запасенной в резонаторе связи, к энергии в ускоряющем резонаторе точно измерить трудно из-за малой амплитуды поля в резонаторе связи, тем не менее показано согласие теории с экспериментом с точностью до множителя  $\sim 2$ . Такие измерения нужно проводить очень осторожно, чтобы регистрировать

именно резонансное поле в резонаторе связи, а не поле сильно возбужденных соседних резонаторов. Это удобнее всего делать, измеряя напряженность электрического поля в зазоре бокового резонатора.



Рис. 11. Амплитуды электрических полей в резонаторах связи секции  $K$  после настройки.

## ХИ. СДВИГ ФАЗЫ ПОЛЯ В ЦЕПОЧКЕ РЕЗОНАТОРОВ

Согласно теории, основанной на модели связанных резонаторов, в длинной секции ускорителя с боковыми резонаторами связи при работе на волне типа  $\pi/2$  не должно быть заметных фазовых сдвигов. Это следствие теории также с довольно высокой точностью подтверждено экспериментом. На рис. 12 показан измеренный сдвиг фазы полей в различных резонаторах секции  $F$  относительно фазы в резонаторе, к которому подводится мощность. В пределах возможных экспериментальных ошибок полученные результаты согласуются с нулевым сдвигом фаз.

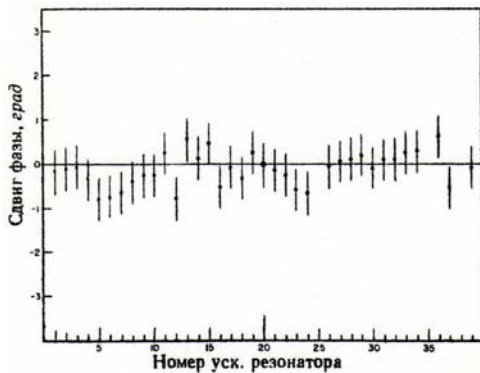


Рис. 12. Измеренные значения сдвига фаз в ускоряющих резонаторах секции  $F$  (относительно фазы в резонаторе № 20).

## XIII. ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Конструкция резонаторов с боковой связью почти идеальна с точки зрения оптимизации параллельного сопротивления, так как связь осуществляется через небольшую щель в периферической стенке, а геометрию резонатора можно изменять с целью оптимизации почти произвольным образом. Интуитивно можно предполагать необходимость введения емкостной нагрузки для увеличения коэффициента пролетного времени и концентрации электрического поля у оси резонатора; и то и другое увеличивает параллельное сопротивление. Кроме того, скругление стенок резонатора и, в частности, придание периферической стенке формы, близкой к сферической, по-видимому, уменьшит потери при данной величине запасенной магнитной энергии. Джинзтон, Хансен и Кеннеди рассматривали ускоряющий резонатор такого типа несколько лет назад [3], но не использовали его в своих проектах, так как (цитируем их статью) «при большом числе необходимых резонаторов трудности изготовления, настройки и питания независимых резонаторов такой необычной геометрической формы устрашающи» [3]. Конструкция с боковыми связями решает проблему связи и делает резонатор этого типа вполне пригодным для применения в ускорителях.

Параллельное сопротивление определяется следующим образом:

$$ZT^2 \equiv \frac{(\text{Макс. прирост энергии частицы на единице длины})^2}{\text{Потери энергии из резонатора на единице длины}} =$$

$$= \frac{\left[ \int_0^{NL} E_z(z, t) dz \right]^2}{P \cdot NL},$$

где  $L$  – длина одного резонатора в секции, состоящей из  $N$  ускоряющих резонаторов,  $P$  – мощность, рассеиваемая в секции, а интеграл берется таким образом, чтобы момент прохождения частицы через середину ускоряющего зазора соответствовал моменту максимума ускоряющего поля.

Оптимизация формы резонатора была проведена с помощью программы [12] для ЦВМ, которая позволяла находить электромагнитное поле в резонансной полости с цилиндрической симметрией при произвольных граничных условиях. Здесь мы не будем подробно рассматривать эту работу, а только приведем некоторые результаты и сравним их с экспериментальными данными.

## XIV. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИМИЗАЦИИ РЕЗОНАТОРА С ПОМОЩЬЮ ЦВМ

Для оптимизации параллельного сопротивления ускоряющих резонаторов секции ускорителя с боковыми резонаторами связи [12, 15] использовалась программа LALA для расчета методом релаксации распределений поля в цилиндрически симметричных резонаторах произвольного профиля и собственных частот таких резонаторов. При оптимизации использовался резонатор вида, показанного на рис. 13. Чтобы получить оптимальное параллельное сопротивление при данных длине резонатора, частоте и общей конфигурации резонатора, варьировался внешний радиус  $r_{\max}$  резонатора, а длина  $L_{DT}$  дрейфовой трубки подбиралась так, чтобы сохранить резонанс на частоте 805 МГц. При этом для каждой длины резонатора получалась кривая зависимости параллельного сопротивления от внешнего радиуса. В Лос-аламосской научной лаборатории недавно завершены обширные исследования по оптимизации с помощью такой программы [16]. Здесь неуместно подробно приводить полученные результаты; однако две кривые, представляющие общий интерес, включены в данную статью для иллюстрации. На рис. 14 показана зависимость  $ZT^2$  от радиуса  $r_{\max}$  резонатора для частиц с  $\beta = 0,65$  (протоны энергией 295 МэВ), а на рис. 15 – зависимость оптимального значения  $ZT^2$  от энергии протонов, рассчитанная на ЦВМ, а также данные некоторых измерений и других расчетов.

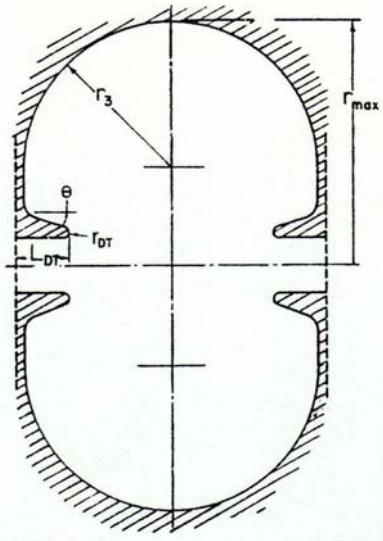


Рис. 13. Профиль резонатора, использовавшегося при исследованиях по оптимизации параллельного сопротивления  $\theta = 30^\circ$ ,  $r_{DT} = 4$  мм.

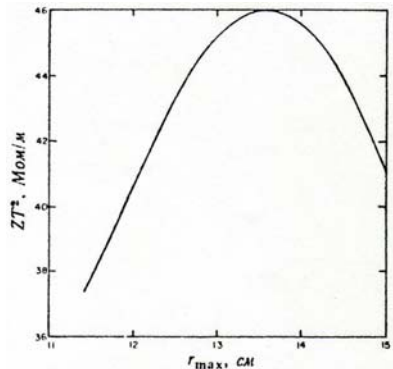


Рис. 14. Зависимость параллельного сопротивления от  $r_{\max}$  для резонатора, показанного на рис. 13, при  $\beta = 0,65$ .

## XV. ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

При измерениях параллельного сопротивления секций ускорителя с боковыми резонаторами связи (табл. 1), а также опытных резонаторов, изготовленных для проверки машинных расчетов, применялся обычный метод возмущений. С помощью ЦВМ точно вычислялась величина  $ZT^2/Q$ , которая зависит только от геометрии резонатора и не зависит от состояния стенок или качества соединений его частей. Измеренное значение  $Q$  одиночного резонатора обычно было ниже рассчитанного на ЦВМ примерно на 5%, если резонаторы изготавливались из высококачественной бескислородной меди с применением пайки твердым припоем. На использовавшихся частотах, по-видимому, не требуется особо высокой чистоты обработки поверхности; полировка и травление оказывали очень малое влияние, либо не сказывались совсем.

Если из резонаторов оптимальной формы изготовить секцию с боковыми резонаторами связи, параллельное сопротивление еще уменьшается из-за снижения добротности  $Q$  резонаторов, обусловленного наличием в периферических стенках щелей для передачи энергии вдоль цепочки. Это уменьшение добавляется к снижению добротности из-за неидеальности стенок резонаторов и при тех размерах щелей, которые используются в секциях, перечисленных в табл. 1, в итоге приводит к уменьшению параллельного сопротивления на 10-15%. Поскольку влияние щели эквивалентно некоторому увеличению эффективного внешнего радиуса резонатора, уменьшение добротности щелью можно свести к минимум, выбрав радиус резонатора несколько меньше оптимального. На рис. 15 приведена кривая параллельного сопротивления с учетом уменьшения добротности из-за неидеальности поверхности меди и наличия щелей, а также две экспериментальные точки: одна – для цепочки резонаторов со щелями, а другая – для одного резонатора без щелей.

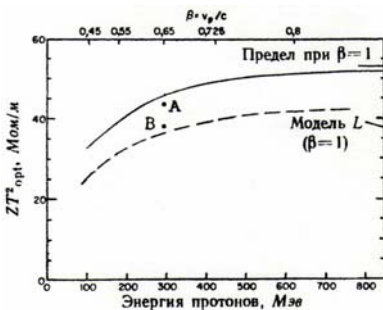


Рис. 15. Зависимость параллельного сопротивления оптимизированной системы от энергии протонов. Сплошная кривая – расчеты по программе LALA; пунктир – ожидаемая зависимость для реальной системы с учетом потерь в меди при фактической чистоте обработки внутренних поверхностей резонаторов; точка A – измеренное значение для одиночного резонатора без щелей связи; точка B – измеренное значение для модели K



## XVI. РЕЗОНАНСЫ ДЛЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ТИПОВ КОЛЕБАНИЙ

Как и в любой периодической ускоряющей структуре, в отдельных элементах ускоряющей секции с боковыми резонаторами связи могут возбуждаться типы колебаний более высокого порядка, причем не исключено, что некоторые из них, возбуждвшись, будут взаимодействовать с пучком. В отличие от строго периодических систем распространение энергии вдоль цепочки для этих высших типов колебаний запрещено благодаря неперидической структуре – чередованию неодинаковых резонаторов. Связь между ускоряющими резонаторами может осуществляться только прямо через щель, размеры которой малы. Как правило, поперечные резонансы возникают на существенно более высоких частотах, чем частота основного резонанса цепочки, и при проектировании ускорителя с боковыми резонаторами связи значения этих частот можно выбирать независимо от основной частоты. На рис. 16 показана зависимость частоты двух высших типов колебаний от  $r_{\max}$  (определение см. выше) для резонатора, рассчитанного на ускорение протонов с энергией 295 МэВ ( $\beta = 0,65$ ) и резонансную частоту 805 МГц. Слегка варьируя  $r_{\max}$ , можно сильно изменять частоту поперечных типов колебаний и таким образом исключить возможность резонансов между ними и гармониками импульса пучка. Кроме того, изменяя частоты поперечных колебаний по длине ускорителя, можно подавлять их возбуждение с помощью механизма, наблюдавшегося в Стэнфордском центре линейных ускорителей (SLAC) [17]. Таким образом, конструкция с боковыми резонаторами связи позволяет создать гибкую систему подавления поперечных типов колебаний.

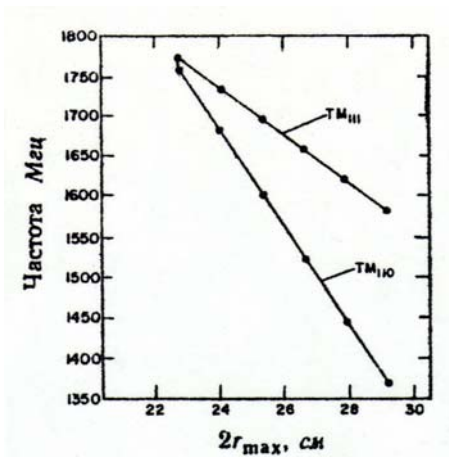


Рис. 16. Зависимость частот поперечных типов колебаний от  $r_{\max}$  для резонаторов с  $\beta = 0,65$ .

XVII. НЕПЕРИОДИЧЕСКИЕ УСКОРИТЕЛЬНЫЕ СЕКЦИИ С БОКОВЫМИ СВЯЗЯМИ, РАБОТАЮЩИЕ НА ВОЛНЕ ТИПА  $\pi/2$ .

Очевидно, что при работе цепочки резонаторов на волне типа  $\pi/2$  для получения высокой стабильности не требуется, чтобы геометрия резонаторов была строго периодической, как это уже было показано на примере бипериодической цепочки. Возможно и дальнейшее обобщение на случай непериодической геометрии, причем полученная таким образом секция будет работать на колебаниях типа  $\pi/2$  и обладать высокой стабильностью поля. Например, тот случай, когда каждый элемент имеет свою геометрию, представляет интерес при сооружении секций ускорителя с переменной по длине фазовой скоростью, согласованной с изменением скорости ускоряемых частиц. Другим примером служит специальный одиночный резонатор, вводимый в бипериодическую цепочку для того, чтобы упростить согласование секции с волноводом, или для создания соединительного «мостика» между двумя частями секции там, где на оси пучка нужно разместить другую аппаратуру. Удобство волны типа  $\pi/2$  в этих случаях состоит в том, что поля в резонаторах сами настраиваются так, что сигналы возбуждения «холостого» резонатора от соседних возбужденных резонаторов равны по амплитуде, но противоположны по фазе, и дают в «холостом» резонаторе нулевое поле. Поведение непериодической цепочки при работе на всех других типах волн может быть очень сложным. Например, спектр типов колебаний в такой непериодической цепочке может быть сильно искаженным, но поведение волны типа  $\pi/2$  будет соответствовать ожидаемому, если настроить резонаторы на те частоты, которые необходимы для работы на волне этого типа. Это следует из рассмотренных ранее уравнений для связанных резонаторов, решения которых для волны типа  $\pi/2$  (и при выполнении условий для частот) могут быть найдены последовательно [как при выводе равенств (14) и (15)] и при непериодическом изменении коэффициентов связи и добротностей. При надлежащем распределении резонансных частот резонаторов стабильность, характерная для периодической и бипериодической цепочек при работе на волне типа  $\pi/2$ , сохраняется и в случае непериодической структуры.

XVIII. УСКОРИТЕЛЬ С ПЕРЕМЕННОЙ ФАЗОВОЙ СКОРОСТЬЮ – СЕКЦИЯ *M*

Был построен электронный ускоритель с переменной фазовой скоростью, ход изменения которой по длине ускорителя примерно соответствует изменению скорости электронов от энергии инжекции 100 кэВ до конечной энергии – 1,3 МэВ. Параметры этого ускорителя приведены в табл. 1.

При выбранном варианте ускорителя амплитуды электрического поля в каждом из шести ускоряющих резонаторов должны быть одинаковыми, что достигается одновременно с работой в истинном режиме волны типа  $\pi/2$  путем такой настройки связи между ускоряющими и боковыми резонаторами, при которой требуемое распределение поля получается при равном, но противофазном возбуждении каждого из резонаторов. Разрез секции *M* показан на рис. 17. По концам цепочки расположены целые резонаторы, а мощность подводится к четвертому ускоряющему резонатору, который связан с волноводом через обычную диафрагму с керамическим вакуумным окном. Этот ускоритель удовлетворительно работал при выходной энергии 1,3 МэВ, импульсном токе свыше 60 мА и коэффициенте заполнения импульса 6% [18].

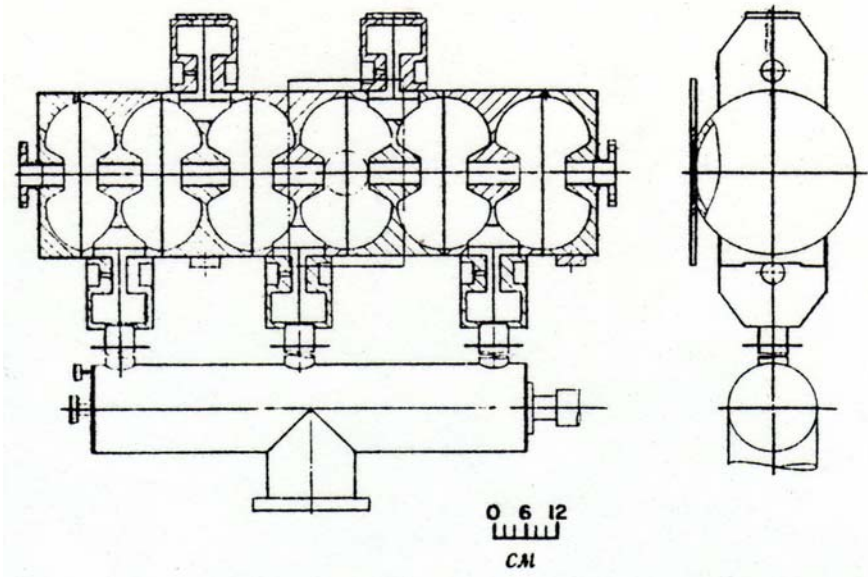


Рис. 17. Разрез секции *M*. Показан вакуумный коллектор и диафрагма с вакуумным окном.

#### XIX. СОЕДИНИТЕЛЬНЫЙ РЕЗОНАТОР

Линейный ускоритель протонов должен работать в области устойчивых фаз, поэтому пучок в нем дефокусируется в радиальном направлении; для фокусировки необходимо устанавливать на оси пучка на небольших расстояниях одна от другой пары магнитных квадрупольных линз. Если между парами линз размещать отдельные секции ускорителя, то они получаются

короткими и приходится, либо питать их от отдельных маломощных источников, либо делить мощность одного большого источника. Чтобы синхронизировать работу нескольких секций, возбуждаемых от общего источника, нужно или использовать мощные фазовращатели между делителем мощности и секциями, или чрезвычайно точно настраивать резонансные частоты секций. Ни то, ни другое нежелательно. Однако область размещения линз можно «перекрыть мостом», сделав цепочку резонаторов с боковыми связями неперриодической и вставив в нее в этом месте возбужденный резонатор специального назначения, смещенный в сторону от пучка. В одну длинную секцию можно таким образом ввести несколько промежутков для размещения фокусирующих линз, и согласовать общую длину секции с мощностью возбуждающего ее источника. На рис. 18 изображено такое соединительное устройство, использованное в секции К. Оно было вставлено на место удаленных для этой цели 12 средних ускоряющих резонаторов.

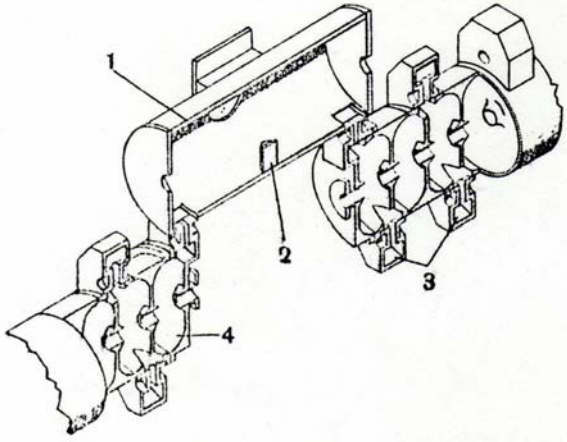


Рис. 18. Геометрия соединительного устройства, введенного в секцию К. 1 – соединительный резонатор; 2 – резонансный штырь; 3 – резонаторы связи; 4 – ускоряющий резонатор,

Желательно сделать мощность, рассеиваемую в таком соединительном устройстве, по возможности малой. Из уравнения (20) видно, что энергию, запасенную в соединительном устройстве, можно существенно уменьшить, сделав связь между ним и резонатором связи более сильной, чем связь между резонатором связи и ускоряющим резонатором. Поэтому щели в соединительном резонаторе сделаны значительно крупнее, чем в ускоряющих; их окончательные размеры определяются компромиссом между

стремлением уменьшить потери в соединительном резонаторе и стремлением облегчить ввод мощности в него. Для соединительного резонатора секции  $K$  путем измерений по методу возмущений установлено, что в нем запасена примерно такая же энергия, как и в ускоряющем резонаторе, благодаря чему введение соединительных устройств увеличивает потери не более чем на 2%. Если длина соединительного резонатора значительно больше его диаметра, то поле в нем обладает такими же характеристиками, как и в цепочке резонаторов, работающей на волне типа  $\pi/2$ . Если через соединительный резонатор протекает значительная мощность, то фаза поля в нем изменяется по его длине. Это изменение зависит от потерь в той части ускорителя, которая расположена за соединительным резонатором. Однако сдвиг фазы можно устранить, введя в соединительный резонатор устройства связи в виде резонансных штырей, эквивалентных резонаторам связи, которые превращают его в систему с волной типа  $\pi/2$ . Эти штыри резонируют на частоте 805 МГц и при работе на волне типа  $\pi/2$  не возбуждены, как и резонаторы связи в цепочке. Волна типа  $\pi/2$  в соединительном устройстве характеризуется неизменным по всей длине резонатора направлением вектора электрического поля. При этом возбуждающее воздействие поля, передаваемое на штыри с противоположных сторон, равно, но противофазно и дает в результате нуль. Можно установить прямое соответствие между этой системой и моделью связанных резонаторов и провести анализ тем же методом, что и в случае цепочки с боковыми резонаторами связи. Действительно, все полученные выше выражения применимы к секции с штырями связи и колебаниями нулевого типа. Предварительное обсуждение применения штырей связи в секции ускорителя с дрейфовыми трубками уже было опубликовано [19].

Как можно было ожидать, спектр колебаний секции  $K$  после установки соединительного устройства несколько искажился; однако в области типов волн, близких к типу  $\pi/2$ , спектр остался гладким и расстояние между типами волн большим. На рис. 19 показано распределение амплитуд электрического поля по длине ускорительного тракта при возбуждении волны типа  $\pi/2$ , полученное без изменения исходной настройки ускоряющих резонаторов секции  $K$ .

Соединительное устройство не только позволяет ввести промежутки в линию ускорения, но дает и другие преимущества, которые с первого взгляда могут быть и не очевидны. Важнейшее из них — возможность ввода мощности в секцию в стороне от пучка, что позволит сконструировать диафрагму за одно с вакуумным окном для работы на большом уровне мощности. Кроме того, введя изменение амплитуды поля по длине соединительного устройства, можно создать эквивалент изменения связи от

одного его конца к другому. Это удобно в том случае, когда секции ускорителя, связанные с противоположными концами соединительного устройства, неодинаковы.



Рис. 19. Распределение амплитуд аксиального поля по длине ускорительного тракта в секции  $K$  при установленном соединительном устройстве.

В случае использования штырей связи в соединительном резонаторе очень трудно обеспечить изменение амплитуды поля по длине резонатора путем расстройки резонатора. Однако в связь можно ввести асимметрию, сделав вырез в среднем штыре связи, и тем самым создать простые средствами стабильное изменение амплитуды поля по длине резонатора. Вырез, создающий такую асимметрию, показан на рис. 18; с его помощью можно увеличивать или уменьшать поле в одной из секций на  $\pm 6\%$  относительно другой.

Секция  $K$  с соединительным устройством (включая резонансные штыри связи) представляет собой существенно непериодическую систему, но при испытаниях она во всех отношениях вела себя в соответствии с теорией, основанной на модели связанных резонаторов. Эта система работала при высоком уровне мощности (мощность ВЧ-возбуждения  $\sim 900$  кВт, что соответствует приросту энергии частицы  $\sim 2$  МэВ/м) и большому коэффициенте заполнения импульса ( $\sim 6\%$ ); никаких трудностей, связанных с искрением или нагревом, не возникало.

#### ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> P. H. Sloan and E. O. Lawrence, Phys. Rev. 38, 2021 (1931).
- <sup>2</sup> L. W. Alvarez, Phys. Rev. 70, 799 (1946).
- <sup>3</sup> E. L. Ginzton, W. W. Hansen, and W. R. Kennedy, Rev. Sci. Instr. 19, 89 (1948).
- <sup>4</sup> J. C. Slater, Rev. Mod. Phys. 70, 799 (1946).
- <sup>5</sup> E. A. Knapp, *Linear Accelerator Conference, 20-24 July 1964*, MURA-714, 31 (1964).
- <sup>6</sup> Нишикава, Джордано и Картер, Приборы для научных исследований, № 5, 114 (1966).
- <sup>7</sup> E. A. Knapp, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12, No. 3, 118 (1965).
- <sup>8</sup> E. A. Knapp, P. W. Allison, C. R. Emigh, L. N. Engel, J. M. Potter, and W. J. Shlaer, *Linear Accelerator Conference, 3-7 Oct. 1966*, LA-3609, 83 (1966).
- <sup>9</sup> Нэгл, Е. А. Нэнп и Б. С. Нэнп, Приборы для научных исследований, № 11, 22 (1967).
- <sup>10</sup> T. E. Smith, H. A. Schwettman, W. M. Fairbairn, and P. B. Wilson, *Linear Accelerator Conference, 3-7 Oct. LA-3609*, 491 (1966).

- <sup>11</sup> P. D. Dunn, C. S. Sable, and D. J. Thompson, AERE (Harwell) Rept. GP/R (1956).
- <sup>12</sup> Хойт, Симмондс и Рич, Приборы для научных исследований, № 6, 63 (1966).
- <sup>13</sup> G. R. Swain, *Linear Accelerator Conference, 3-7 Oct. 1966*, LA-3609, 125 (1966).
- <sup>14</sup> H. G. Worstell, *Linear Accelerator Conference, 3-7 Oct. 1966*, LA-3609, 169 (1966).
- <sup>15</sup> E. A. Knapp, P. W. Allison, C. R. Emigh, L. N. Engel, J. M. Potter, and W. J. Shlaer, *Linear Accelerator Conference, 3-7 Oct. 1966*, LA-3609, 83 (1966).
- <sup>16</sup> L. N. Engel, private communication.
- <sup>17</sup> G. A. Loew, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14, No. 3, 529 (1967).
- <sup>18</sup> E. A. Knapp, W. J. Shlaer, G. R. SWAIN, and J. M. Potter, *6th International Conference on High Energy Accelerators, Cambridge, Mass., Sept. 11-15, 1967*, CEAL-2000, 466 (1967).
- <sup>19</sup> D. A. Swenson, E. A. Knapp, J. M. Potter, and E. J. Schneider, *6th International Conference on High Energy Accelerators, Cambridge, Mass., Sept. 11-15, 1967*, CEAL-2000. 167 (1967).