

К.23

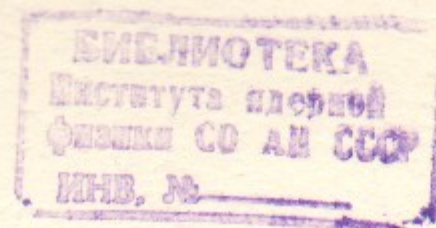
17



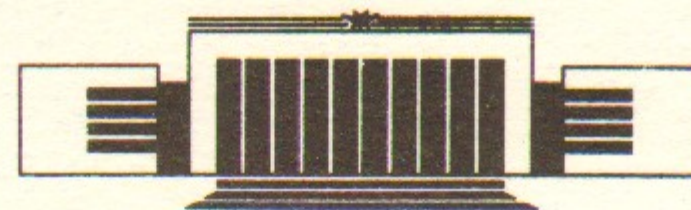
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

М.М. Карлинер, О.А. Нежевенко, Б.М. Фомель,  
В.П. Яковлев

К ВОПРОСУ  
О СРАВНЕНИИ УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР,  
РАБОТАЮЩИХ НА НАКОПЛЕННОЙ ЭНЕРГИИ



ПРЕПРИНТ 86-146



НОВОСИБИРСК

1986

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Особый класс линейных ускорителей электронов составляют ускорители, работающие на накопленной энергии. В таких ускорителях сначала имеет место процесс заполнения ускоряющей структуры энергией электромагнитного поля. После заполнения через структуру проходят ускоряемые частицы, отбирая значительную часть запасенной энергии.

Ускоряемые электроны могут быть собраны в один сгусток или распределены в нескольких сгустках, следующих с заданными интервалами времени друг за другом.

Ускорители, работающие на накопленной энергии, имеют определенные преимущества перед обычными ускорителями. Главное их достоинство в том, что запасенная энергия находится в структуре очень короткое время, и значительная ее доля снимается электронами сразу после окончания заполнения. В результате заметно уменьшаются потери в стенках. Особенно важно это для ускорителей, работающих с максимально возможным темпом ускорения.

Первый ускоритель в ИЯФ СО АН СССР, работающий на накопленной энергии,— это линейный ускоритель электронов комплекса ВЭПП-4 [1—4]. Этот ускоритель используется в качестве источника позитронов и электронов. В нем электроны ускоряются до энергии 50 МэВ при импульсном токе в сгустке до 200 А. В каждом радиоимпульсе ускоряется около 10 сгустков.

Многосгустковый режим имеет в ряде случаев некоторые преи-

мущества по сравнению с одногустковым. В частности, это справедливо при использовании ускорителя в качестве инжектора для накопителя электронов.

В данной работе проводится сравнение известных ускоряющих структур применительно к их использованию в ускорителях с накопленной энергией в многугустковом режиме. Работа выполнена в процессе участия авторов в разработке инжектора для электронного накопителя, предназначенного для исследований на синхротронном излучении.

При проектировании линейных ускорителей естественно стремление достичь максимального темпа ускорения. От темпа ускорения непосредственно зависит длина ускорителя. Максимальный темп ускорения ограничен электрической прочностью, которая определяется напряженностью электрического поля на поверхности металла. При сравнении различных ускоряющих структур по энергетическим характеристикам темп ускорения  $E$  будем считать заданным, хотя максимальное его значение определяется, конечно, характеристикой ускоряющей структуры — коэффициентом перенапряжения

$$k_m = \frac{E_m}{E},$$

где  $E$  — темп ускорения (МэВ/м),  $E_m$  (МэВ/м) — максимальная напряженность электрического поля на поверхности металла.

При ускорении заданного числа электронов  $N$  в пучке часть энергии, накопленной в структуре, отбирается ускоряемыми частицами. При этом темп ускорения снижается на величину  $\Delta E$ , в результате чего возникает энергетический разброс в ускоренном пучке. Этот эффект ограничивает долю накопленной энергии, полезно используемой для ускорения частиц. Величина  $\Delta E$  определяется требованиями к качеству пучка на выходе ускорителя.

Требуемый запас энергии в ускорителе на единицу длины  $W_0$  определяется величинами  $E$ ,  $N$ ,  $\Delta E$ .

Действительно, последовательность густков возбуждает в ускоряющей структуре преимущественно рабочую моду колебаний и, лишь в незначительной мере, высшие моды. В этом одно из преимуществ многугусткового режима. Величина снижения темпа ускорения  $\Delta E$  в этом случае выражается следующим образом [5]:

$$\Delta E = \frac{1}{2} e N \cdot \omega Q F, \quad (1)$$

где  $\omega$  — рабочая частота,  $Q$  — погонное характеристическое сопротивление,  $F$  — коэффициент, зависящий от длины и формы густков (для коротких густков  $F \approx 1$ ). Из (1) определяется величина  $\omega Q$ :

$$\omega Q = 2 \frac{\Delta E}{E} \cdot \frac{E}{e N F}. \quad (2)$$

Запас энергии на единицу длины ускоряющей структуры равен

$$W_0 = \frac{E^2}{\omega Q}, \quad (3)$$

т. е. выражается через  $\omega Q$  и темп ускорения.

Мощность (на единицу длины структуры) генератора, предназначенного для заполнения, определяется требуемым запасом энергии и временем заполнения, а также способом заполнения. Максимальное значение мощности равно

$$P = \frac{W_0}{t_n \cdot \alpha}, \quad (4)$$

где  $t_n$  — время накачки;  $\alpha$  — коэффициент, зависящий от отношения времени накачки к постоянной времени структуры,  $t_n/\tau$ , а также от способа заполнения.

Подставляя в (4) величину  $W_0$  из (3), получим

$$P = \frac{2E^2}{Q\omega\tau \cdot \eta_{эфф}}. \quad (5)$$

Здесь

$$\eta_{эфф} = 2 \frac{t_n}{\tau} \alpha \quad (6)$$

эффективность накачки.

Из (5) следует, что при заданных величинах  $E$  и  $Q\omega$  мощность генератора определяется постоянной времени  $\tau$  и эффективностью накачки  $\eta_{эфф}$ . Так как мощность генератора ограничена, то структура имеет смысл сравнивать по требуемой величине мощности генератора.

Постоянная времени равна

$$\tau = \frac{2Q}{\omega} = \frac{2Q_0}{Q\omega} = \frac{2R_{ш}}{Q\omega}, \quad (7)$$

т. е. при заданной величине  $\omega\varphi$  определяется величиной шунтового сопротивления  $R_{ш}$ .

Подставляя (7) в (5), получим для мощности

$$P = \frac{E^2}{2R_{ш} \cdot \eta_{эфф}}. \quad (8)$$

Обозначая через

$$P_0 = \frac{E^2}{2R_{ш}} = \frac{2W_0}{\tau} \quad (9)$$

мощность на единицу длины в непрерывном режиме, получим

$$P = \frac{P_0}{\eta_{эфф}}. \quad (10)$$

Мощность  $P_0$  будем в дальнейшем называть непрерывной мощностью.

Эффективность накачки зависит от отношения  $t_H/\tau$  и способа накачки. Как будет показано в дальнейшем, способ накачки почти однозначно определяется ускоряющей структурой. Следовательно, имеет смысл сравнивать структуры и по параметру  $\eta_{эфф}$ .

В разделе 2 проводится сравнение известных ускоряющих структур по величинам шунтового сопротивления и коэффициента перенапряжения.

В разделе 3 рассматриваются способы заполнения структур электромагнитной энергией и в связи с этим проводится сравнение структур по эффективности накачки.

Для сравнения рассмотрены следующие ускоряющие структуры (рис. 1):

1. Диафрагмированный волновод на бегущей волне типа  $\pi/2$ .
2. То же со сдвигом на ячейку  $2\pi/3$ .
3. Диафрагмированный волновод на стоячей волне с боковыми резонаторами связи со сдвигом  $\pi$  между ближайшими ускоряющими ячейками [6].
4. Структура с шайбами и диафрагмами, предложенная Андреевым [7].

Анализ и сравнение ускоряющих структур будем проводить при параметрах, выбранных для определенности в соответствии с [8]:

1. Апертура  $\varnothing = 0,2\lambda$ .
2. Темп ускорения  $E = 100$  МэВ/м.
3. Запас энергии на единицу длины  $W = 70$  Дж/м.

## 2. СРАВНЕНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР

Анализ указанных во Введении ускоряющих структур состоит в изучении зависимостей различных характеристик структур (шунтового и характеристического сопротивлений, коэффициента перенапряжения и др.) от геометрического параметра, представляющего собой отношение толщины диафрагмы к длине волны  $2a/\lambda$  (рис. 2, а, б). Было решено ограничиться такой геометрией диафрагмы, которая в проекции на плоскость  $(r, z)$  имеет внутреннюю границу в форме эллипса с отношением полуосей  $b/a = 2,3$ . Расчеты показывают, что перенапряжение  $k_m$ , уменьшаясь, перестает существенно зависеть от отношения полуосей при  $b/a > 2$  (рис. 3).

Из расчетов электрического поля в структуре с шайбами и диафрагмами выяснилось, что максимальное значение электрического поля имеет место на наружном краю шайбы. В связи с этим для такой структуры принято отношение  $c/a = 1/2$  (рис. 2, б), что дает наименьшее значение электрического поля.

Заметим, что для  $\pi$ -структур большие значения электрического поля могут иметь место в щелях связи, если последние имеют неблагоприятные отношения размеров. В Приложении 1 приведены расчеты коэффициентов связи и перенапряжений в щелях связи и показано, что при правильном выборе формы щели можно получить коэффициенты связи  $\approx 0,1$  при величине перенапряжения меньше 1,0.

На рис. 4 и 5 изображены графики зависимостей шунтового сопротивления  $R_{ш}$  и перенапряжения  $k_m$  от параметра  $2a/\lambda$  для четырех рассматриваемых структур при условии  $\omega\varphi = 1,4 \cdot 10^{14}$  Ом·м<sup>-1</sup>·рад·сек<sup>-1</sup> (что соответствует  $W = 70$  Дж/м при  $E = 100$  МэВ/м). Результаты получены с помощью программы LANS [9]. На рис. 6 приведена зависимость характеристического сопротивления от параметра  $2a/\lambda$  при том же значении  $\omega\varphi$ . На рис. 7 приведена зависимость частоты от параметра  $2a/\lambda$  при указанном выше значении  $\omega\varphi$ .

Как следует из приводимых графиков, в довольно широкой области изменений геометрического параметра  $2a/\lambda$  ускоряющие структуры не имеют радикальных отличий друг от друга по шунтовому сопротивлению  $R_{ш}$  и коэффициенту перенапряжения  $k_m$ . По шунтовому сопротивлению выделяется структура с шайбами и диафрагмами, но у нее на периферии шайб наибольшее по сравнению

с другими перенапряжение.

Для того, чтобы получить представление о порядке необходимых мощностей генератора, на рис. 8 приведена зависимость от параметра  $2a/\lambda$  величины  $P_0$ , т. е. мощности (на единицу длины), требуемой для получения в структуре запаса энергии  $W=70$  Дж/м в непрерывном режиме. При импульсной накачке необходимая мощность будет, очевидно, большей. Отметим, что в структуре Андреева шайбы крепятся к диафрагмам с помощью штанг. Приведенные выше значения  $R_{ш}$  получены без учета влияния штанг на распределение электромагнитного поля в структуре. Согласно [14], величина  $R_{ш}$  при наличии трех медных штанг диаметром  $\sim 6 \cdot 10^{-2} \lambda$  примерно на 20% меньше расчетного значения. Величина  $P_0$ , таким образом, будет больше расчетной на 20%. Тем не менее величина  $R_{ш}$  для структуры Андреева с тремя штангами в  $1.3 \div 1.5$  раза выше, чем  $R_{ш}$  для структуры на стоячей волне с боковыми резонаторами связи (см. рис. 4).

### 3. ЗАПОЛНЕНИЕ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИЕЙ

Существенную роль с точки зрения энергетики линейного ускорителя играет способ заполнения ускоряющей структуры электромагнитной энергией. Оптимальный способ заполнения должен удовлетворять определенным требованиям.

Прежде всего, он должен обеспечить работу генератора на нагрузку, близкую к согласованной. Далее, поскольку в процессе заполнения структуры происходит рассеяние энергии в стенках, время заполнения желательно выбирать минимальным. Но в этом случае растет необходимая мощность генератора. Оптимум достигается в результате компромисса.

Важным условием является достаточно равномерное заполнение структуры. Неравномерность ведет к увеличению максимального темпа ускорения по сравнению со средним в ускоряющей структуре. При ограниченной электрической прочности это вызывает снижение среднего темпа ускорения, а также приводит к увеличению общего запаса энергии в ускоряющей структуре.

Если обратиться к перечню сравниваемых структур, приведенному во Введении, то для каждой из них существует свой оптимальный способ заполнения, привязанный именно к данной струк-

туре. С этой точки зрения можно говорить о сравнении структур по параметрам способа заполнения.

Диафрагмированный волновод на бегущей волне может заполняться непосредственно от генератора при условии согласования ускоряющей структуры с подводимым волноводом. При этом после заполнения первой ячейки генератор работает практически на согласованную нагрузку. Вследствие затухания при распространении волны вдоль структуры мощность уменьшается. Для обеспечения равномерности заполнения в структурах с постоянным градиентом постепенно уменьшают групповую скорость. Время заполнения в данной структуре равно времени распространения волны до конца структуры в одном направлении. Вследствие конечной длительности фронта импульса генератора, а также благодаря дисперсии в диафрагмированном волноводе, часть электромагнитной энергии на фронте волны уходит в нагрузку.

Диафрагмированный волновод на стоячей волне с боковыми резонаторами также может заполняться непосредственно от генератора. Заполнение структуры в этом случае происходит за счет распространения волны сначала в прямом, а затем в обратном направлении, т. е. в результате двукратного прохождения структуры волной. Согласование генератора обеспечивается при таком способе заполнения только до возвращения отраженной волны к входному концу структуры. Благодаря затуханию распределение градиента в такой структуре всегда неравномерно. Для уменьшения неравномерности время заполнения должно быть достаточно малым. Вследствие затухания резонаторы связи при обратном распространении волны опустошаются неполностью, что приводит к дополнительным затратам энергии.

Наконец, структура с шайбами и диафрагмами (структура Андреева) имеет настолько большую групповую скорость, что за время заполнения волна успевает многократно пройти структуру туда и обратно. Из-за этого генератор большую часть времени будет работать на несогласованную нагрузку, что приведет к уменьшению его коэффициента полезного действия. Оптимальный режим заполнения обеспечивается при введении развязки между генератором и входом структуры. Простейший способ развязки — применение вентиля или циркулятора. Другой способ развязки — присоединение двух одинаковых секций структуры к генератору через мост — двойной тройник или направленный ответвитель с переходным ослаблением 3 дБ (первые расчеты заполнения структуры через 3 дБ-ответвитель сделаны в ИЯФ Е.В. Козыревым). Падаю-

щая волна от генератора делится в таком месте поровну между секциями, а отраженная (при правильном выборе длины питающих волноводов и симметрии секций) поступает в балластную нагрузку. Связь структуры с питающим волноводом должна быть подобрана оптимальным способом, чтобы обеспечить минимальное рассеяние энергии в балластной нагрузке. Равномерность заполнения благодаря большой групповой скорости получается хорошей.

Перечислим параметры, по которым ниже сравниваются структуры с точки зрения способов заполнения:

- а) необходимая мощность ВЧ-генератора на единицу длины структуры, выраженная в единицах непрерывной мощности, т. е. отношение  $P/P_0$ , причем  $P_0$  определяется соотношением (9);
- б) энергия электромагнитного поля  $W$ , затраченная в процессе заполнения, выраженная в единицах минимально необходимой запасенной энергии  $W_0$ , т. е. отношение  $W/W_0$ .
- в) перенапряжение на структуре  $k_{ст}$ , определенное как отношение максимального по структуре темпа  $E_{макс}$  ускорения к среднему. Процессы заполнения ускоряющих структур на бегущей и стоячей волнах рассмотрены в Приложении 2, откуда взяты приводимые ниже формулы.

Отношение требуемой мощности генератора к непрерывной мощности зависит от отношения  $t_n/\tau$  следующим образом:

- а) для структуры на бегущей волне с постоянным градиентом

$$P/P_0 = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{2t_n}{\tau}\right)}, \quad (11)$$

- б) для структуры на стоячей волне, заполняемой за два прохода волны (туда и обратно),

$$P/P_0 = \frac{t_n/\tau}{2\left[1 - \exp\left(-\frac{2t_n}{\tau}\right)\right]}, \quad (12)$$

- в) для структуры на стоячей волне, заполняемой через развязку в режиме многократного прохождения волны, зависимость величины  $P/P_0$  от отношения  $t_n/\tau$  более сложна и поэтому здесь приводятся лишь результаты численного расчета при оптимальной связи.

Зависимость (11), (12) и результаты численного расчета для последнего случая приведены на рис. 9

Отношение затраченной энергии к минимально необходимой запасенной,  $W/W_0$ , зависит от отношения  $t_n/\tau$  следующим образом:

- а) для структуры на бегущей волне с постоянным градиентом

$$\frac{W}{W_0} = \frac{2t_n/\tau}{1 - \exp\left(-\frac{2t_n}{\tau}\right)}, \quad (13)$$

- б) для структуры на стоячей волне в режиме двукратного прохождения

$$\frac{W}{W_0} = \frac{t_n^2 \exp\left(\frac{t_n}{\tau}\right)}{4\tau^2 \operatorname{sh}^2\left(\frac{t_n}{2\tau}\right)}, \quad (14)$$

- в) для структуры на стоячей волне, заполняемой через развязку в режиме многократного прохождения волны, приводятся результаты численного расчета.

Зависимости (13), (14) и результаты численного расчета для случая в) представлены на рис. 10.

Сравнение структур (рис. 10 и 11) показывает, что ни одна из них не имеет радикального преимущества по энергетическим характеристикам. Несколько хуже эти характеристики при заполнении в режиме многократного прохождения, так как при этом часть энергии рассеивается в балластной нагрузке.

Рассмотрим вопрос о перенапряжении в структуре. Как указывалось выше, перенапряжение для структуры на стоячей волне с двукратным прохождением определяется затуханием. Перенапряжение на структуре  $k_{ст}$  выражается формулой

$$k_{ст} = \frac{E_{макс}}{E} = \frac{t_n/2\tau}{\operatorname{th}\left(\frac{t_n}{2\tau}\right)}. \quad (15)$$

В случае структуры на бегущей волне дополнительное перенапряжение имеет место вследствие того, что диаметры отверстий в диафрагмах не являются одинаковыми. На рис. 11 представлена зависимость  $E_m/E$  и  $\beta_{тр}$  от  $R/\lambda$  для структуры  $2\pi/3$  ( $R$ —радиус пролетного отверстия). Отношение  $2a/\lambda$  для этого случая равно 0.075. Используя эти данные и формулу (2.13), можно изучить зависимость  $k_{ст}(t_n/\tau)$  для структуры на бегущей волне. величина  $\alpha$ , определенная в соответствии с рис. 12, равна при этом  $\sim 3,8$ . За-

зависимость  $k_{ст}(t_n/\tau)$  для структуры на бегущей волне приведена на рис. 13. На этом же рисунке приведена зависимость  $k_{ст}(t_n/\tau)$  для структуры на стоячей волне в режиме двукратного прохождения волны. Видно, что при  $t_n/\tau < 1$  перенапряжение  $k_{ст}$  для обеих структур мало отличаются от единицы.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предыдущих разделах проведен сравнительный анализ структур на стоячей и бегущей волнах с единой точки зрения: рассматривались свойства структур по отношению к требуемой мощности ВЧ-питания и электрической прочности. Показано, что требуемая мощность ВЧ-питания при работе структуры на накопленной энергии определяется величиной  $R_{ш}$ .

Из вышеизложенного можно сделать выводы:

- по величине  $R_{ш}$  структуры на бегущей волне и структуры на стоячей волне с боковыми резонаторами связи не имеют радикальных отличий; структура Андреева имеет существенно большую величину  $R_{ш}$ ;
- по величине перенапряжения все рассмотренные структуры примерно равноценны;
- по эффективности заполнения энергией рассмотренные структуры не имеют радикальных отличий.

Таким образом, на наш взгляд, структура Андреева наиболее пригодна для работы на накопленной энергии в многосгустковом режиме в случае, если средняя рассеиваемая в шайбах мощность мала и они не требуют охлаждения. Например, структура Андреева может быть использована в качестве инжектора в накопитель при работе с малой частотой повторения.

### СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ВЕЛИЧИНАМИ КОЭФФИЦИЕНТА СВЯЗИ И ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯ НА ИНДУКТИВНОМ ОТВЕРСТИИ СВЯЗИ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ НА СТОЯЧЕЙ ВОЛНЕ

Для расчета коэффициента связи резонаторов ускоряющей структуры на стоячей волне с индуктивной связью можно использовать метод Аллена и Кайно [10]

Пусть ускоряющая структура является бипериодической с одинаковыми отверстиями связи. Характеристики ускоряющих резонаторов и полей в них будем обозначать индексом «1», а характеристики резонаторов связи — индексом «2». Будем считать связь малой и ограничимся одномодовым приближением.

Поля в резонаторе выражаются формулой

$$\mathbf{H}_i = h_i \bar{\mathbf{H}}_i, \quad (i=1,2), \quad (1.1)$$

где  $\bar{\mathbf{H}}_i$  — рабочая мода колебаний в невозмущенном резонаторе;  $h_i$  — амплитуда колебания [10]:

$$h_i = \frac{j\omega 2N \int \bar{\mathbf{e}}_s \mathbf{J}_1 dS + \int \bar{\mathbf{e}}_s \mathbf{J}_2 dS}{\omega^2 - \omega_0^2 2W_i} \quad (1.2)$$

Здесь  $\bar{\mathbf{e}}_s$  — напряженность электрического поля на щели;  $\omega_0$  — частота невозмущенного резонатора (одинаковая для ускоряющих резонаторов и резонаторов связи);  $\omega$  — резонансная частота возмущенного резонатора;  $\mathbf{J}_i = [\mathbf{n}_i \times \bar{\mathbf{H}}_i]$  ( $\mathbf{n}_i$  — внутренняя нормаль к поверхности резонатора);  $N$  — число от отверстий связи;  $W_i = \frac{\mu_0}{2} \int \bar{\mathbf{H}}^2 dV$ .

Интегрирование в (1.2) ведется по поверхности щели в плоскости  $(z, y)$  (см рис. 13).

Предположим, что поперечные размеры щели малы по сравнению с длиной волны. Тогда можно считать, что на щели  $J_i \sim \text{const}$ , и

$$\int \bar{\mathbf{e}}_s \mathbf{J}_1 dS = J_{iy} \int \epsilon_{sy} dS. \quad (1.3)$$

Если, помимо этого, поперечные размеры щели малы по сравнению с ее продольными размерами, то щель можно рассматривать как ТЕМ — линию закороченную на концах.

Напряжение  $\varphi(z)$ , возбуждаемое на линии, описывается уравнением

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} + k^2\varphi = jkZ \int \mathbf{J} \mathbf{e} dS.$$

Здесь  $z$  — продольная координата, отсчитываемая от середины линии,  $Z$  — волновое сопротивление линии,  $\mathbf{e}$  — электрическое поле при единичном напряжении на линии;  $\mathbf{J}$  — плотность возбуждающего тока;  $k = \omega/c$  — волновое число;  $c$  — скорость света.

Принимая во внимание граничные условия  $\varphi(l/2) = \varphi(-l/2) = 0$  ( $l$  — длина щели) и постоянство  $\mathbf{J}$  на щели, получим:

$$\varphi(z) = -\frac{jZJ_y}{k} (1 - \cos(kz/\cos(kl/2))), \quad (1.5)$$

где

$$J_y = h_1 J_{1y} + h_2 J_{2y}. \quad (1.6)$$

Подставляя (1.6) и (1.5) в (1.2), получим с учетом того, что  $\int \varepsilon_{sy} dy = \varphi$  систему уравнений:

$$\begin{aligned} \left[ (\omega^2 - \omega_0^2) + \omega_0 \omega \frac{NZ_{ш}}{Z_{11}} \right] h_1 + \omega_0 \omega \frac{NZ_{ш}}{Z_{11}} h_2 &= 0, \\ \omega_0 \omega \frac{NZ_{ш}}{Z_{21}} h_1 + \left[ (\omega^2 - \omega_0^2) + \omega_0 \omega \frac{NZ_{ш}}{Z_{22}} \right] h_2 &= 0, \end{aligned} \quad (1.7)$$

где

$$\begin{aligned} Z_{ш} &= Z \cdot k \cdot e \cdot \left( 1 - \frac{2}{kl} \operatorname{tg} \frac{kl}{2} \right), \\ Z_{ij} &= \left( \frac{J_i J_j}{W_i \omega_0 k^2} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Для ускоряющего резонатора длиной  $L$

$$Z_{11} = \frac{4\pi^2}{\alpha^2} \frac{z_0^2}{\varrho} \left( \frac{L}{\lambda} \right)^2, \quad (1.9)$$

где  $\alpha = Z_0 J_1 / E_{эф}$ ;  $\varrho$  — характеристическое сопротивление резонатора;  $\lambda = 2\pi/k$  — длина волны;  $Z_0$  — волновое сопротивление вакуума. Приравнявая нулю определитель (1.7), получим дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} (\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega^2 - \omega_0^2) \omega \omega_0 NZ_{ш} \left( \frac{1}{Z_{11}} + \frac{1}{Z_{22}} \right) + \\ + \omega^2 \omega_0^2 \left( \frac{1}{Z_{11} Z_{22}} - \frac{1}{Z_{12} Z_{21}} \right) N^2 Z_{ш}^2 = 0, \end{aligned} \quad (1.10)$$

Решая (1.10), можно получить выражение для коэффициента связи:

$$k_{св} = \frac{\omega_n - \omega_0}{\omega_0} \approx \frac{NZ_{ш}}{2} \left[ \left( \frac{1}{Z_{11}} - \frac{1}{Z_{22}} \right)^2 + \frac{4}{Z_{12} Z_{21}} \right]^{1/2}. \quad (1.11)$$

Максимальная напряженность поля на щели при возбуждении структуры на стоячей волне в режиме двукратного прохождения волны будет тогда, когда резонаторы связи будут пустые. Пере-напряжение на щели  $k_{ш}$  будет равно:

$$k_{ш} = \frac{E_{ш \max}}{E} = \frac{\alpha Z}{Z_0 k} \left( 1 - \frac{1}{\cos kl/2} \right) |e(x, y)|_{\max}. \quad (1.12)$$

Из (1.11) и (1.12) видно, что  $k_{св}$  и  $k_{ш}$  зависят от геометрии щели. Для количественного определения  $k_{св}$  и  $k_{ш}$  необходимые для расчета величины  $\alpha$ ,  $Z_{ij}$ ,  $Z$ ,  $|e(x, y)|_{\max}$ , можно получить, например, численным способом. Для оценочных расчетов связи между  $k_{св}$  и  $k_{ш}$  сделаем следующие упрощающие предположения:

- 1) резонаторы структуры одинаковы, т. е.  $Z_{ij} = Z_{11}$ ;
- 2) ширина щели  $b$  сравнима с толщиной  $d$  стенки, разделяющей резонаторы, а радиус скругления краев щели равен  $d/2$  (рис. 13). В этом случае для оценочных расчетов можно рассматривать щель как двухпроводную линию, образованную парой круглых проводов диаметром  $d$ . Для такой линии

$$Z = \frac{Z_0}{\pi} \operatorname{arch} \left( 1 + \frac{b}{d} \right). \quad (1.13)$$

В этом случае выражения для  $k_{св}$  и  $k_{ш}$  примут вид:

$$\begin{aligned} k_{св} &= \frac{\alpha^2}{\pi^2} \frac{N \varrho_0 l}{Z_0} \left( 1 - \frac{2}{kl} \operatorname{tg} \frac{kl}{2} \right) \operatorname{arch} \left( 1 + \frac{b}{d} \right), \\ k_{ш} &= \frac{\alpha}{\pi k d} \sqrt{1 + \frac{2d}{b}} \left( 1 - \frac{1}{\cos kl/2} \right), \end{aligned} \quad (1.14)$$

где  $\varrho_0$  — характеристическое сопротивление структуры на единицу



длины. Видно, что формулы (1.14) теряют смысл при  $kl = \pi$ , т. е. при щелевом резонансе — в этом случае напряжение на щели определяется ее добротностью.

Рассмотрим случай, когда  $\pi l \ll \lambda$ . В этом случае формулы (1.14) упрощаются:

$$k_{св} = \frac{N\alpha^2 \varrho_0 l^3}{3Z_0 \lambda^2} \operatorname{arch} \left( 1 + \frac{b}{d} \right),$$

$$k_{ш} = \frac{\alpha l^2}{4d\lambda} \sqrt{1 + \frac{2d}{b}}. \quad (1.15)$$

Можно выразить  $k_{ш}$  через  $k_{св}$ , исключив  $l$ :

$$k_{ш} = \frac{\alpha \sqrt{1 + 2d/b}}{4d\lambda} \left( \frac{3Z_0 \lambda^2}{N\alpha \varrho_0 \operatorname{arch} (1 + b/d)} \right)^{2/3} k_{св}^{2/3}. \quad (1.16)$$

При этом

$$l = \left( \frac{3k_{св} Z_0 \lambda^2}{N\alpha \varrho_0 \operatorname{arch} (1 + b/d)} \right)^{1/3}. \quad (1.17)$$

Видно, что  $k_{ш}$  увеличивается с ростом  $k_{св}$ :  $k_{ш} \sim k_{св}^{3/2}$ . Если  $l \sim \lambda/2$  (вблизи щелевого резонанса), то формулы (1.14) принимают вид:

$$k_{св} = \frac{N\alpha^2 \varrho_0 \lambda \operatorname{arch} (1 + b/d)}{Z_0 \pi^4 (\lambda/l - 2)},$$

$$k_{ш} = \frac{\alpha}{2\pi^3} \left( \frac{\lambda}{d} \right) \sqrt{1 + \frac{2d}{b}} \frac{\lambda}{(\lambda/2 - l)}. \quad (1.18)$$

Выражая  $k_{ш}$  через  $k_{св}$ , исключив  $l$ , получим:

$$k_{ш} = \frac{\alpha}{\pi^3} \left( \frac{\lambda}{d} \right) \sqrt{1 + \frac{2d}{b} \frac{k_0 + 2k_{св}}{k_0}},$$

где

$$k_0 = \frac{N\alpha^2 \varrho_0 \lambda \operatorname{arch} (1 + b/d)}{Z_0 \pi^4}, \quad (1.19)$$

при этом

$$l = \frac{\lambda k_{св}}{k_0 + 2k_{св}}.$$

В этом случае также величина  $k_{ш}$  увеличивается при увеличении  $k_{св}$ .

Из формул (1.14) видно, что для получения на щели малого перенапряжения необходимо, чтобы длина щели отличалась от  $\lambda/2$  (условие отсутствия щелевого резонанса). При этом требуемая величина  $k_{св}$  может быть получена подбором поперечных размеров щели. Для увеличения  $k_{св}$  при фиксированной длине щели нужно увеличивать отношение  $b/d$ . Перенапряжение уменьшается при увеличении толщины стенки  $d$ .

Таким образом, чтобы иметь малое перенапряжение при фиксированном  $k_{св}$  нужно делать широкую и короткую по длине щель.

Так, пусть  $\alpha = 1$ ,  $\varrho_0 = 6$  кОм/м,  $\lambda = 5,35$  см ( $f = 5,6$  ГГц),  $N = 4$ . При  $k_{св} = 0,1$  можно в этом случае получить перенапряжение на щели, равное 1, при длине щели  $l = 18$  мм, ширине щели  $b = 5$  мм и толщине стенки  $d = 3$  мм.

Из (1.14), (1.16), (1.18) видно, что величина связи ограничивается электрической прочностью структуры. Следует отметить, что это ограничение усиливается при уменьшении радиуса скругления щели.

## Приложение 2

### ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОЦЕССА ЗАПОЛНЕНИЯ ЭНЕРГИЕЙ УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР

В данном Приложении приводится вывод формул для расчета:

а) мощности генератора, необходимой для возбуждения электромагнитного поля в ускоряющей структуре, отнесенной к определенной в разделе 1 непрерывной мощности в расчете на единицу длины структуры;

б) отношения энергии электромагнитного поля, затраченной в процессе заполнения, к минимально необходимой для создания заданного темпа ускорения запасенной в структуре энергии;

в) перенапряжения на структуре, связанного либо с неравномерностью заполнения структуры энергией, либо с разной величиной апертуры пролетных отверстий резонаторов структуры.

Эти три характеристики будем определять для трех структур: на бегущей волне с постоянным градиентом; на стоячей волне с двукратным прохождением волны и на стоячей волне с большой групповой скоростью.

## 1. Структура на бегущей волне с постоянным градиентом.

При выводе формул, описывающих заполнение структуры на бегущей волне, сделаем следующие предположения:

- а) затухание вдоль структуры является малым;
- б) расплыванием фронта электромагнитной волны и неравномерностью распределения плотности энергии вдоль структуры за счет дисперсии можно пренебречь.

Процесс заполнения структуры энергией описывается в первом приближении уравнением баланса энергии:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial(v \cdot w)}{\partial z} - w \frac{\omega}{Q}, \quad (2.1)$$

где  $z$ —продольная координата, отсчитываемая от точки подвода мощности;  $w(t, z)$ —линейная плотность запасенной энергии (усредненная по длине ячейки структуры);  $\omega$ —частота рабочей моды;  $Q$ —ненагруженная добротность структуры;  $v(z)$ —групповая скорость. Пусть в начальный момент времени  $t=0$  структура не заполнена, а на вход секции  $z=0$  подается мощность  $P = w_0(t)/v(0)$ . Из уравнения (2.1) получим, что

$$w(t, z) = w_0 \left( t - \int_0^z \frac{dz'}{v(z')} \right) \exp \left( - \int_0^z \left( \frac{\omega}{Q + \frac{dv}{dz}} \right) \frac{dz'}{v(z')} \right), \quad t \geq \int_0^z \frac{dz'}{v(z')},$$

$$w(t, z) = 0, \quad t < \int_0^z \frac{dz'}{v(z')}, \quad (2.2)$$

причем  $0 \leq z \leq L$ ,  $0 \leq t \leq t_n = \int_0^L \frac{dz'}{v(z')}$ . Если мощность  $P$  постоянна в течение импульса ( $P$  может быть непостоянна в течение импульса возбуждения, например, при использовании устройства компрессии мощности—так называемого даблера [13]), то

$$w(t, z) = w_0 \exp \left( - \frac{2}{\tau} \int_0^z \frac{dz'}{v(z')} - \int_0^z \frac{dv}{dz} - \frac{dz'}{v(z')} \right), \quad (2.3)$$

где  $\tau = 2Q/\omega$ —постоянная времени структуры.

Для структуры с постоянным градиентом из (2.3) следует известное соотношение:

$$\frac{dv}{dz} = -\frac{2}{\tau}. \quad (2.4)$$

Так как длина структуры и время заполнения связаны соотношением

$$t_n = \int_0^L \frac{dz'}{v(z')}, \quad (2.5)$$

принимая во внимание (2.4), получим

$$v(0) = \frac{2L}{\tau} (1 - \exp(-2t_n/\tau))^{-1}. \quad (2.6)$$

Мощность генератора на единицу длины структуры равна

$$P = \frac{w_0 v(0)}{L} = \frac{2w_0}{\tau(1 - \exp(-2t_n/\tau))} = \frac{P_0}{1 - \exp(-2t_n/\tau)}, \quad (2.7)$$

(Определение  $P_0$  см. в разделе 1). Таким образом,

$$\frac{P}{P_0} = \frac{1}{1 - \exp(-2t_n/\tau)}. \quad (2.8)$$

Отношение  $W/W_0$  определяется, очевидно, формулой

$$\frac{W}{W_0} = \frac{\int_0^{t_n} w(t', 0) v(0) dt'}{1/L \left( \int_0^L w^{1/2}(t_n, z) dz \right)^2}. \quad (2.9)$$

Для структуры с постоянным градиентом из (2.9) следует, что

$$\frac{W}{W_0} = \frac{2t_n/\tau}{1 - \exp(-2t_n/\tau)}. \quad (2.10)$$

При  $t_n/\tau \rightarrow 0$ ,  $\frac{W}{W_0} \simeq 1 + t_n/\tau$ .

Теперь рассмотрим перенапряжение для структуры с постоянным градиентом. Оно связано, как указывалось выше, с различием величины апертуры на входе и выходе структуры.

Групповая скорость зависит от радиуса пролетного отверстия  $R$  следующим образом:

$$v(z) \sim R^\alpha(z), \quad (2.11)$$

где  $\alpha \simeq 3 \div 4$ . При  $R \gg 2a$  ( $2a$ —толщина стенки, разделяющей резо-

наторы структуры)  $\alpha=3$  (см. [11]). Так как  $v(z) = v(0) - \frac{2z}{\tau}$ , то

$$R(z) = R(0) \cdot \left(1 - \frac{2z}{\tau v(0)}\right)^{1/\alpha}. \quad (2.12)$$

Уменьшение темпа ускорения за счет подсадки пучком в структуре линейно зависит от величины характеристического сопротивления структуры  $\rho$ , которое в свою очередь, линейно зависит от величины групповой скорости [12]. Таким образом, средняя величина  $\rho$  определяется средней величиной групповой скорости. Введем эквивалентный радиус апертуры  $R$  структуры с постоянным импедансом, имеющей ту же подсадку темпа ускорения, что и структура с постоянным градиентом. Из (2.11) и (2.12) следует, что

$$\bar{R} = R(0) \left[ \frac{1}{2} (1 + \exp(-2t_n/\tau)) \right]^{1/\alpha}. \quad (2.13)$$

Величина перенапряжения для структуры определяется, очевидно, величиной  $R(0)$ . При фиксированной толщине диафрагмы величину  $k_{св}$ , определенную в разделе 1, можно определить, зная зависимость  $k_n(R)$ , вычислив предварительно  $R(0)$  по формуле (2.13).

## 2. Структура на стоячей волне с двукратным прохождением волны.

Эта структура во многом подобна структуре с постоянным импедансом. После прохождения волны от генератора к противоположному (закороченному) концу структуры заполнены все резонаторы, при обратном прохождении волны энергия в резонаторах связи при отсутствии затухания исчезает, а в ускоряющих резонаторах учетверяется. Поле в структуре на стоячей волне является суперпозицией прямой и обратной волны: в ускоряющих резонаторах эти волны складываются, в резонаторах связи — вычитаются. Проведем расчет величин  $P/P_0$ ,  $W/W_0$  и  $k_{св}$  в тех же предположениях, что были сделаны при расчете структуры на бегущей волне. Для структуры с постоянным импедансом (т. е. с постоянной групповой скоростью  $v$ ), согласно (2.3), темп ускорения зависит

от расстояния от точки подвода мощности следующим образом:

$$E(z) = w^{1/2}(z) = E(0) \exp(-z/\tau v). \quad (2.14)$$

Для ускоряющих резонаторов можно записать

$$E(z) = E(0) \exp(-z/\tau v) + E(L) \exp(-(l-z)/\tau v),$$

где

$$E(l) = E(0) \exp(-L/\tau v),$$

т. е.

$$E(z) = E(0) (\exp(-z/\tau v) + \exp(-(2L-z)/\tau v)). \quad (2.15)$$

Плотность энергии в ускоряющих резонаторах выражается, следовательно, формулой

$$w_y(z) = w_0 (\exp(-z/\tau v) + \exp(-(2L-z)/\tau v))^2 \sim E^2(z),$$

или иначе,

$$w_y(z) = 4w_0 \exp(-2L/\tau v) \operatorname{ch}^2\left(\frac{L-z}{\tau v}\right). \quad (2.16)$$

Аналогично для резонаторов связи:

$$w_c(z) = 4w_0 \exp(-2L/\tau v) \operatorname{sh}^2\left(\frac{L-z}{\tau v}\right). \quad (2.17)$$

Вычислим мощность  $P$  в расчете на единицу длины. По определению

$$w(z) = \frac{E^2(z)}{\omega \rho} = \frac{E^2 \tau}{2R_m}, \quad w_0 = \frac{PL}{2v},$$

Тогда

$$E(z) = 2 \left( \frac{LP}{\tau v} \right)^{1/2} \exp(-t_n/2\tau) \operatorname{ch}\left(\frac{L-z}{\tau v}\right). \quad (2.18)$$

Средний темп ускорения равен

$$\bar{E} = 2 \left( \frac{R_m PL}{\tau v} \right)^{1/2} \frac{1}{L} \exp(-t_n/2\tau) \int_0^L \operatorname{ch}\left(\frac{L-z}{\tau v}\right) dz =$$

$$= 2 \left( \frac{2R_{\text{ш}} P \tau}{z_{\text{н}}} \right)^{1/2} \text{sh} \left( \frac{t_{\text{н}}}{2\tau} \right) \exp(-t_{\text{н}}/2\tau).$$

По определению,  $P_0 = \frac{\bar{E}^2}{k_{\text{ш}}}$ , т. е.

$$P_0 = \frac{8\tau P}{t_{\text{н}}} \text{sh}^2 \left( \frac{t_{\text{н}}}{2\tau} \right) \exp(-t_{\text{н}}/\tau),$$

откуда

$$P/P_0 = \frac{t_{\text{н}}}{2\tau} \frac{1}{(1 - \exp(-t_{\text{н}}/\tau))^2}. \quad (2.19)$$

При  $t_{\text{н}}\tau \rightarrow 0$   $P = W/t_{\text{н}}$ . В соответствии с (2.9) и (2.16)

$$\frac{W}{W_0} = \frac{P \cdot 2L/v}{1/2L \left( \int_0^L \omega_y^{1/2}(z) dz \right)^2} = \frac{1}{4} \left( \frac{t_{\text{н}}}{\tau} \right)^2 \frac{\exp(t_{\text{н}}/\tau)}{\text{sh}^2(t_{\text{н}}/2\tau)}. \quad (2.20)$$

При  $t_{\text{н}}/\tau \rightarrow 0$   $W/W_0 = 1 + t_{\text{н}}/\tau$ . Перенапряжение на структуре можно определить из (2.18):

$$k_{\text{ст}} = \frac{E(0)}{\bar{E}} = \frac{t_{\text{н}}/2\tau}{\text{th}(t_{\text{н}}/2\tau)}. \quad (2.21)$$

### 3. Структура на стоячей волне, заполняемая через развязку в режиме многократного прохождения волны.

В этом случае структуру можно рассматривать как единый резонатор, возбуждаемый через волновод, в котором, помимо волны с амплитудой  $E$ , распространяющейся от генератора к резонатору, существует обратная волна, направляемая через развязку в коллектор. При анализе заполнения резонатора энергией будем в соответствии с [13] рассматривать обратную волну как суперпозицию волны с амплитудой  $E_{\text{н}}$ , излученной из резонатора, и отраженной от сочленения волновода с резонатором волны, которая по амплитуде равна волне, распространяющейся от генератора.

Пусть  $W_0$  — запас энергии в структуре;  $P$  — мощность генератора;  $P_{\text{об}}$  — мощность обратной волны;  $P_{\text{н}}$  — мощность, поглощаемая стенками резонатора;  $P_{\text{н}}$  — мощность волны излучения. Уравнение баланса энергии имеет вид:

$$P = P_{\text{об}} + P_{\text{н}} + \frac{dW_0}{dt}.$$

Величины  $W_0$  и  $P_{\text{н}}$  связаны между собой очевидным соотношением

$$W_0 = Q_0 P_{\text{н}} / \omega, \quad (2.23)$$

где  $Q_0$  — ненагруженная добротность резонатора.

Величина связи  $\beta$  равна по определению

$$\beta = P_{\text{н}} / P_{\text{н}}. \quad (2.24)$$

Так как мощность пропорциональна квадрату амплитуды волны, из (2.22—2.24) следует:

$$E^2 = (E_{\text{н}} + E)^2 + E_{\text{н}}^2/\beta + (2Q_0/\omega\beta) E_{\text{н}} \frac{dE_{\text{н}}}{dt},$$

или после упрощения,

$$\frac{\tau}{1+\beta} \frac{dE_{\text{н}}}{dt} + E_{\text{н}} = -\frac{2\beta}{1+\beta} E. \quad (2.25)$$

Решая это уравнение с условием  $E_{\text{н}}(0) = 0$ , получим

$$E_{\text{н}} = -\frac{2\beta}{1+\beta} (1 - \exp(-t(1+\beta)/\tau)) E,$$

откуда

$$W_0 = \tau P \frac{2\beta}{(1+\beta)^2} (1 - \exp(-t_{\text{н}}(1+\beta)/\tau))^2. \quad (2.26)$$

Энергия, поступившая от генератора, равна

$$W = P \cdot t_{\text{н}}. \quad (2.27)$$

Из (2.26), (2.27) следует, что

$$\frac{W}{W_0} = \frac{t_{\text{н}}}{\tau} \frac{(1+\beta)^2}{2\beta} (1 - \exp(-t_{\text{н}}(1+\beta)/\tau))^{-2}. \quad (2.28)$$

Используя определение  $P_0 = 2W_0/\tau$ , получим

$$\frac{P}{P_n} = \frac{(1+\beta)^2}{\beta(1 - \exp(-t_n(1+\beta)/\tau))^2} \quad (2.29)$$

Для фиксированной величины  $t_n/\tau$  можно подобрать оптимальную связь  $\beta$  таким образом, чтобы величина  $W/W_0$  была минимальной. Определив  $\beta_{\text{опт}}$  из условия

$$\frac{\partial}{\partial \beta} \left( \frac{W}{W_0} \right) = 0, \quad (2.30)$$

можно определить  $\frac{W}{W_0} \Big|_{\beta_{\text{опт}}}$  и  $\frac{P}{P_0} \Big|_{\beta_{\text{опт}}}$  в зависимости от  $t_n/\tau$ . Из (2.30) следует, что

$$(1 - \beta_{\text{опт}}) + [(1 + \beta_{\text{опт}}) \cdot 2\beta_{\text{опт}} \cdot t_n/\tau + \beta_{\text{опт}} - 1] \exp(-t_n(1 + \beta_{\text{опт}})/\tau) = 0. \quad (2.31)$$

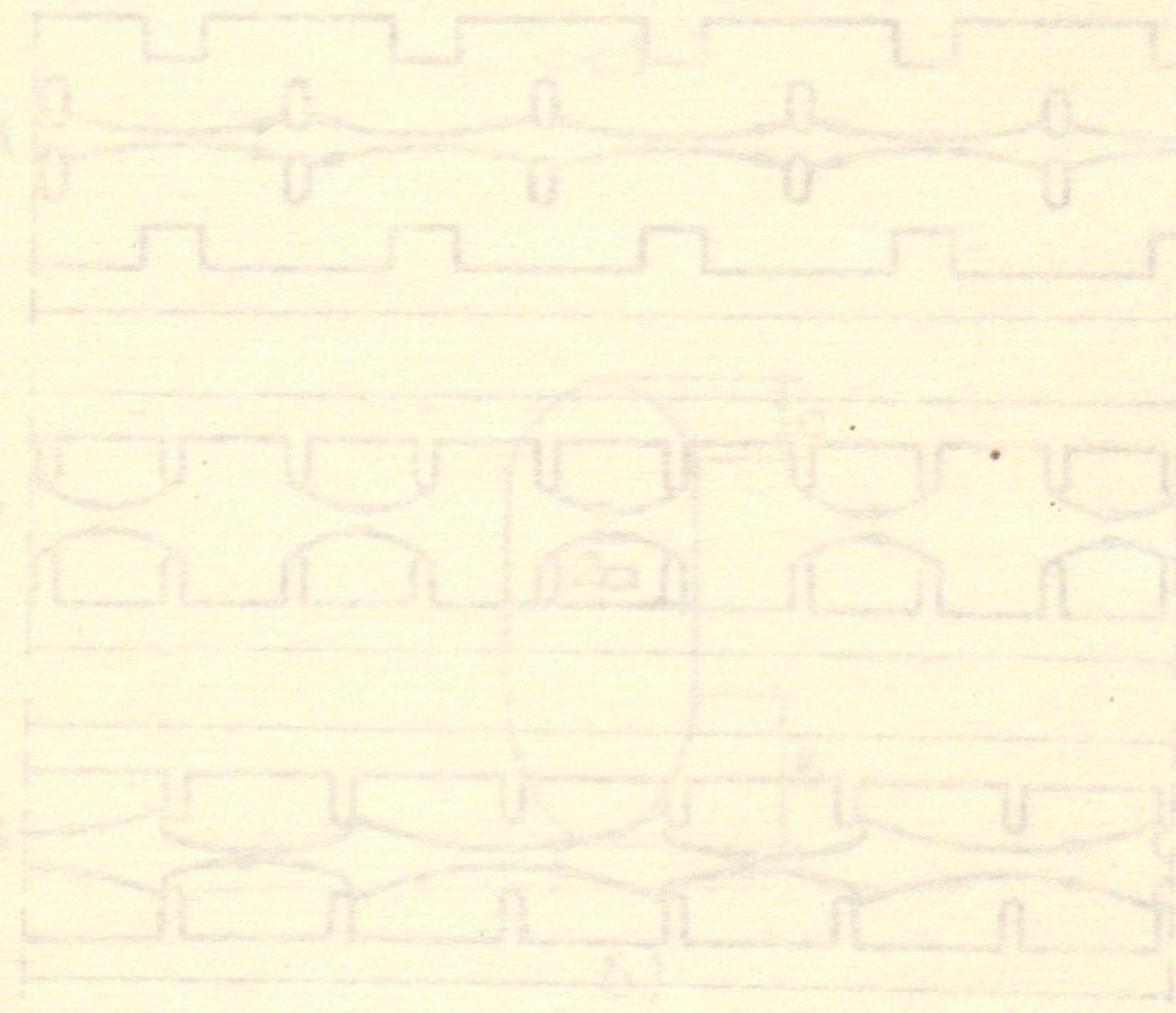
Величина  $\beta_{\text{опт}}$  из (2.31) определяется численным способом.

Следует отметить, что вследствие большой групповой скорости, постоянной вдоль структуры, при правильной настройке секции величина  $k_{\text{ст}}$  в этом случае равна единице. При  $t_n/\tau \ll 1$   $\frac{W}{W_0} \approx \frac{(1+2x)^2}{8x} \left( 1 + \frac{t_n}{\tau} \cdot \frac{1}{x} \right)$ , где  $x$  — корень уравнения  $x = \ln(1+2x)$ ;  $x = 1,256$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Будкер Г.И. и др. Источник позитронов для накопителя ВЭПП-4. — Труды Пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т.1, Наука, 1977, с.418—425.
2. Карлинер М.М. и др. Сильноточный ЛУ комплекса ВЭПП-4. Динамика пучка. — Препринт ИЯФ 82-18. Новосибирск, 1982.
3. Вещеревич В.Г. и др. Сильноточный ЛУ ускоритель комплекса ВЭПП-4. Ускоряющая структура. — Препринт ИЯФ 83-140. Новосибирск, 1983.
4. Карлинер М.М. и др. Сильноточный ЛУ комплекса ВЭПП-4. Система высокочастотного питания. — Препринт ИЯФ 84-110. Новосибирск, 1984.
5. Wilson P.B. Transient Beam Loading in Electron-Positron Storage Rings. GERN-ISR-TH/78-23.
6. Knapp E.A. et al. Standing Wave High Energy Linear Accelerator Structures. — Rev. Sci. Instr., 1968, 39, p.979—991.
7. Андреев В.Г. Определение геометрии структуры со знакопеременным ускоряющим полем на  $\pi/2$  волне. ЖТФ, 1971, т.41, с.788—796.
8. Балакин В.Е. и др. Ускоряющая структура ВЛЭППа. Исследование максимально достижимого темпа ускорения. — Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978, с.140.

9. Фомель Б.М. и др. LANS—A New Code for Evaluation of the Electromagnetic Fields and Resonance Frequencies of Axisymmetrical RF Cavities. Part. Acc., 1981, v.11, p.173—179.
10. Allen M.A., Kino G.A. On the Theory of the Strongly Coupled Cavity Chains. — IRE Trans. on Microwave Th-Tech MTT5 (1960), p.362—372.
11. Bethe H.A. Theory of Diffraction by Small Holes. — Phys. Rev., 1944, v.66, N 7, p.163—182.
12. Neal R.B. The Stanford Two-Mile Accelerator, 1968, W.A. Benjamin, N.Y., Amsterdam, p.95.
13. Farkas Z.D. et al. SLED: A Method of Doubling SLAC's Energy. Proc. 9-th Int. Conf. on High Energy Accelerators. SLAC, Stanford, California, 1974, p. 576.
14. Андреев В.Г. и др. Настройка ускоряющей структуры с проводящими шайбами и диафрагмами. — Тр. Радиотехн. ин-та АН СССР. М., 1974, вып.16, с.133—137.



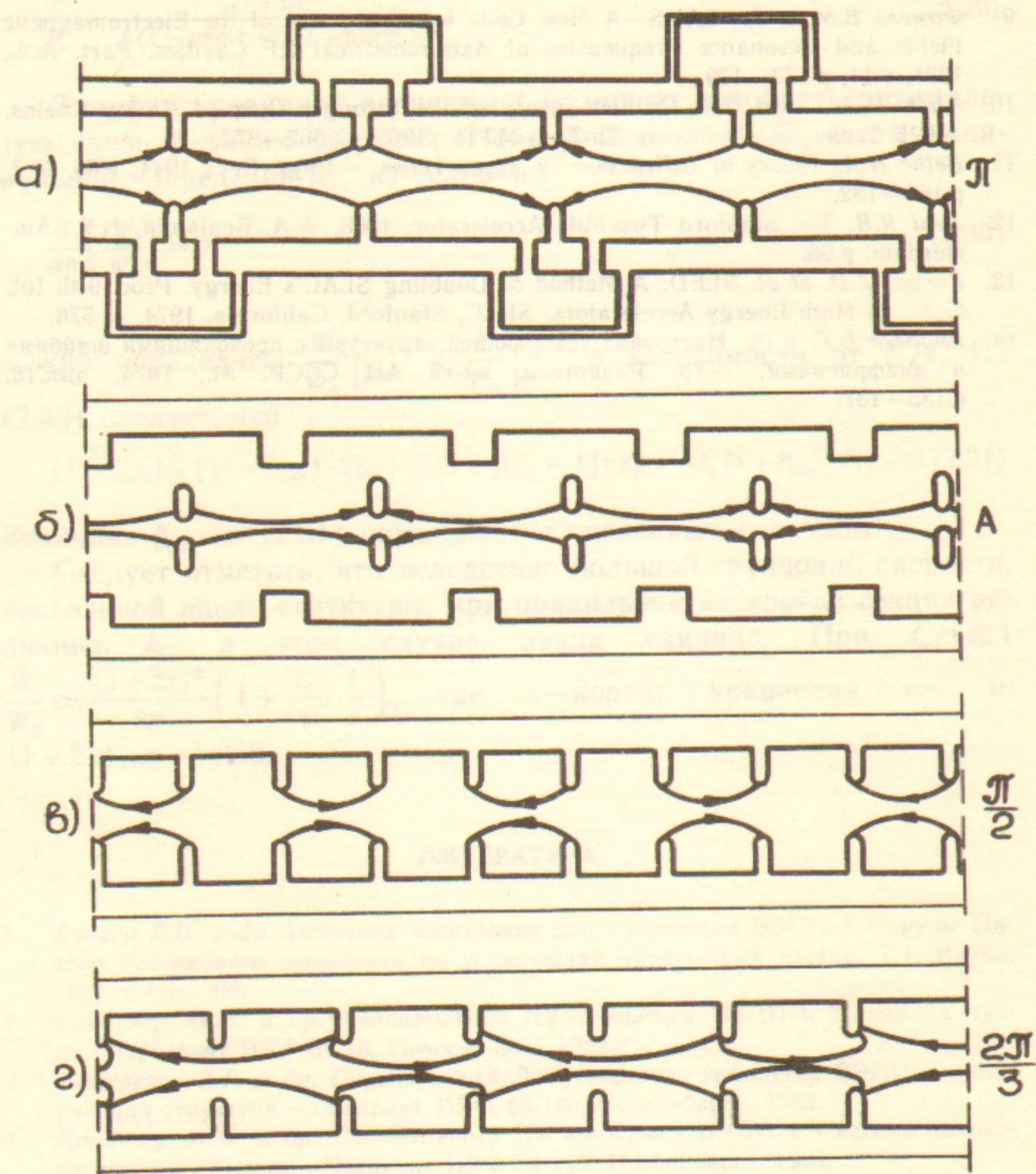


Рис. 1.

а—Структура на стоячей волне с боковыми резонаторами связи (сдвиг фазы поля на ускоряющий резонатор равен  $\pi$ ); б—структура с шайбами и диафрагмами; в—структура на бегущей волне с типом колебаний  $\pi/2$ ; г—структура на бегущей волне с типом колебаний  $2\pi/3$ ;

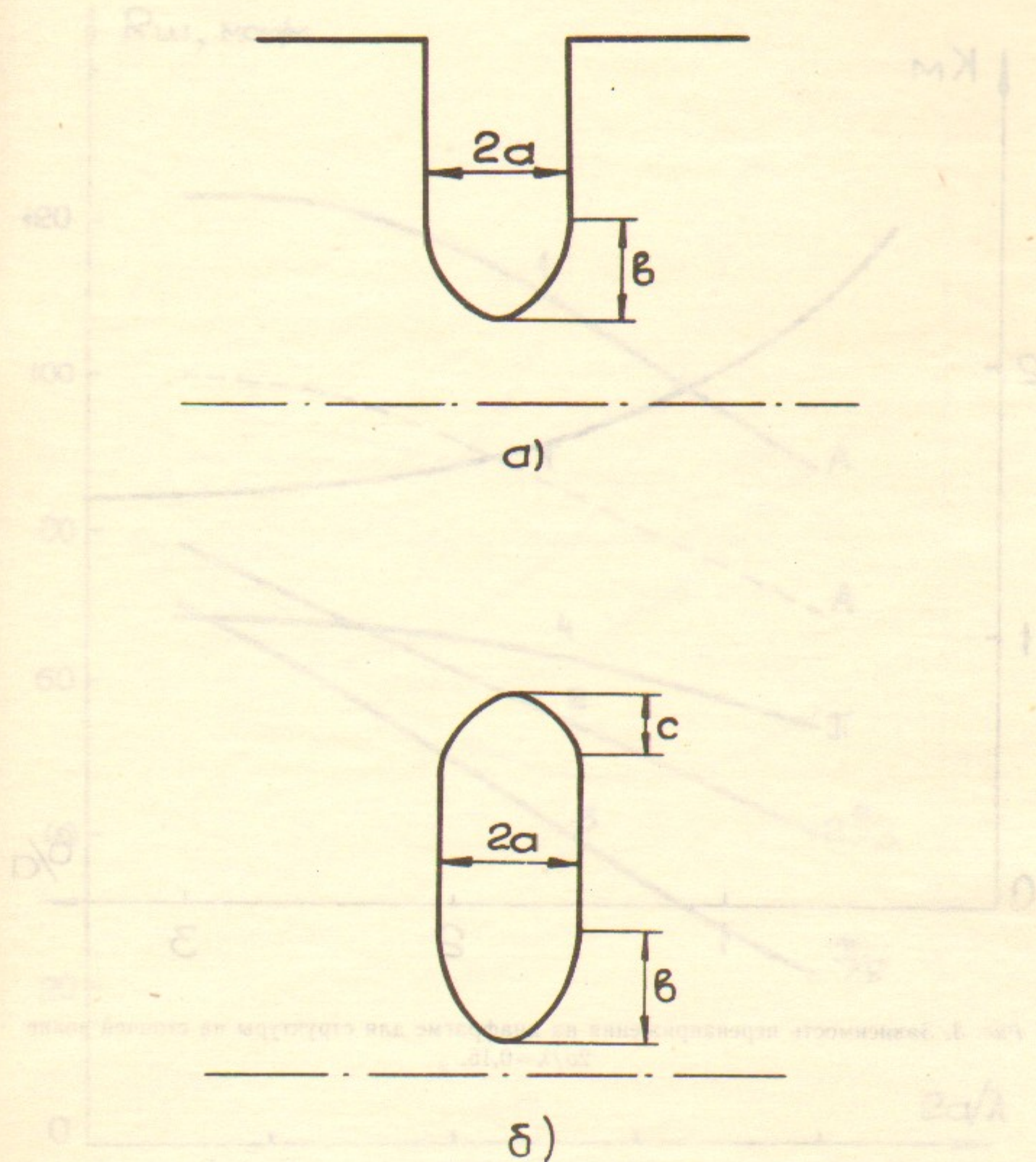


Рис. 2.

а—Форма диафрагмы ускоряющих структур на стоячей волне с боковыми резонаторами связи на бегущей волне; б—форма шайбы структуры с шайбами и диафрагмам.

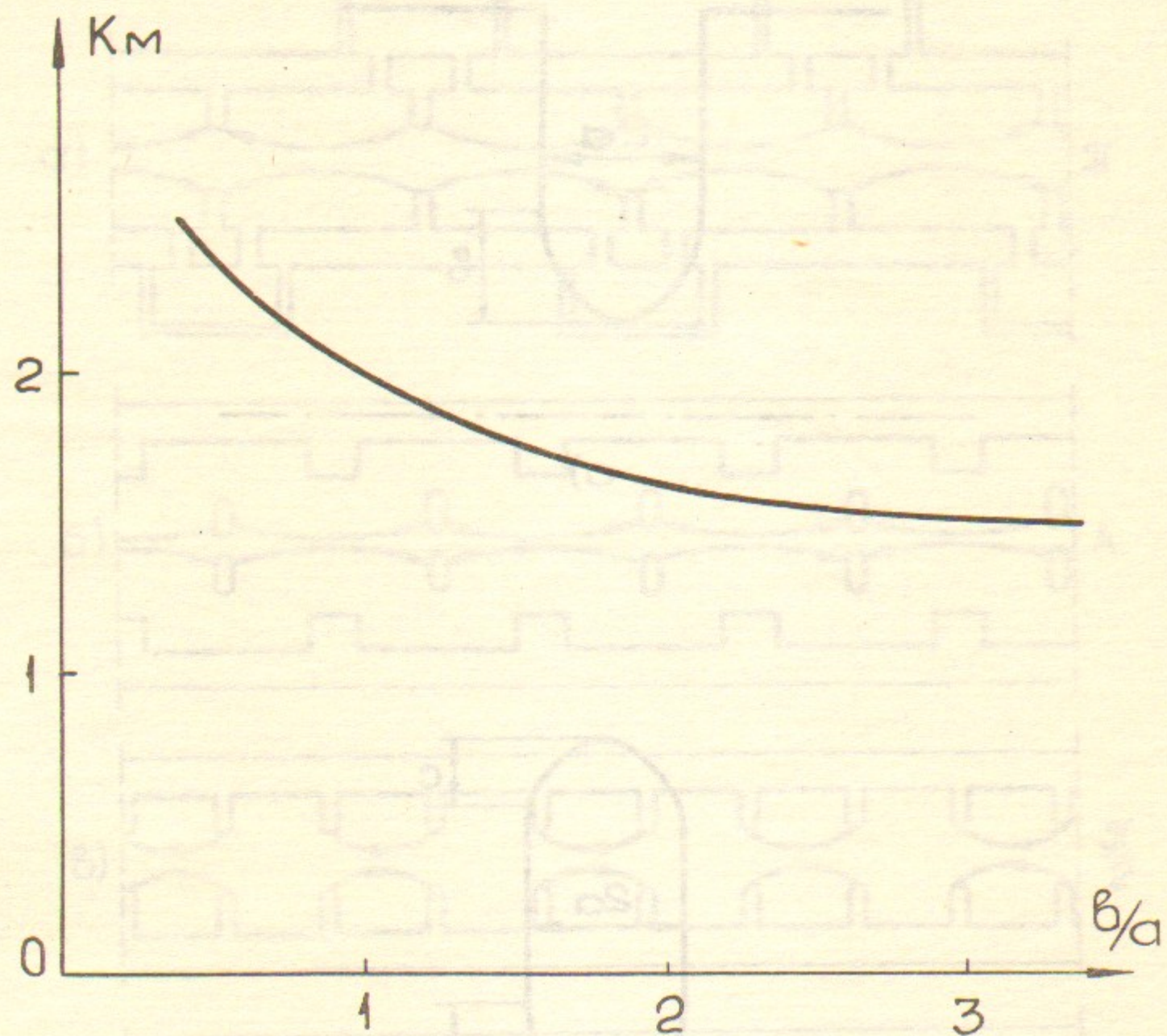


Рис. 3. Зависимость перенапряжения на диафрагме для структуры на стоячей волне  $2a/\lambda = 0,15$ .

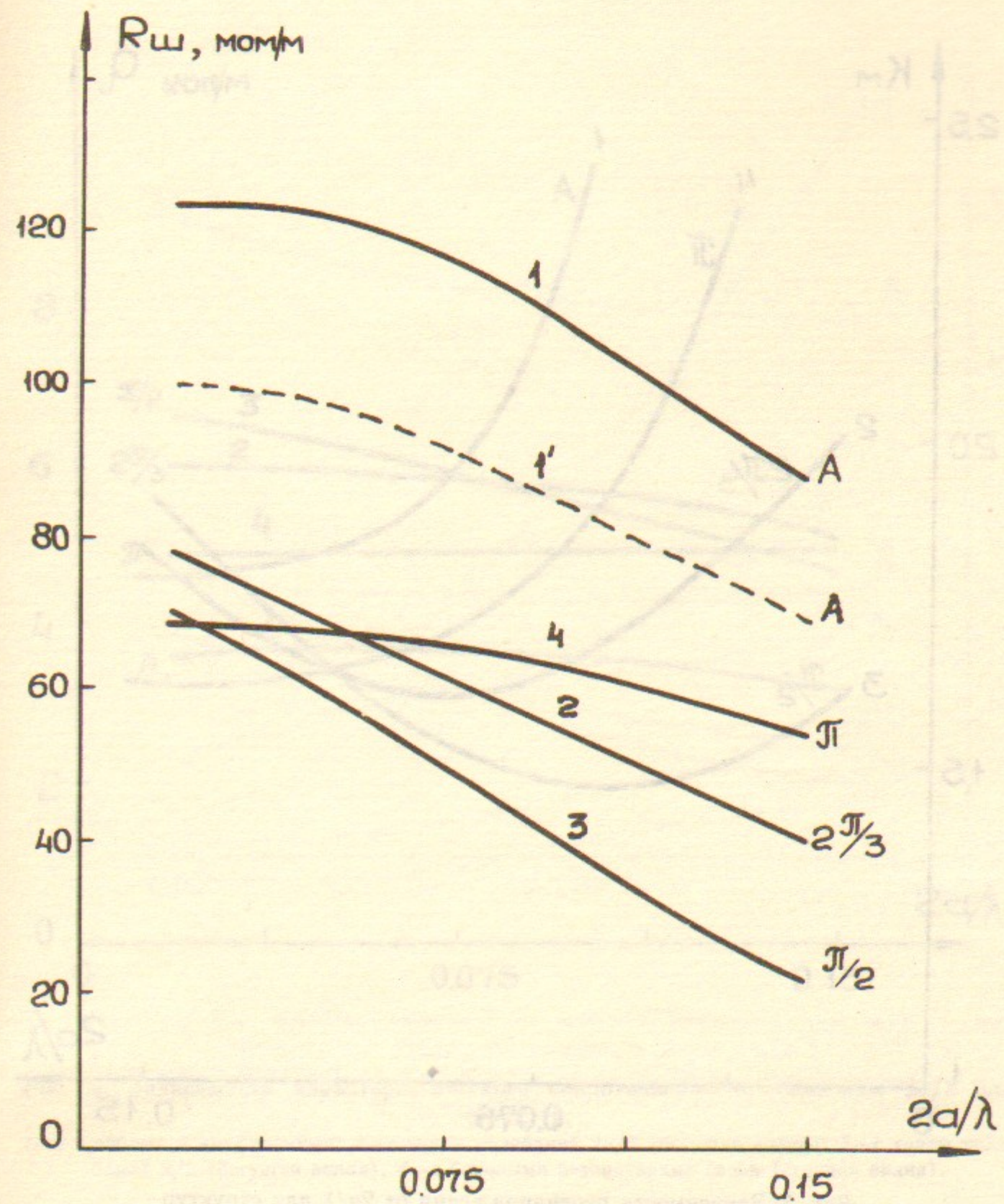


Рис. 4. Зависимости шунтового сопротивления от  $2a/\lambda$  для структур: 1—с шайбами и диафрагмами; 1'—с шайбами и диафрагмами с тремя медными штангами диаметром  $0,06\lambda$ ; 2—с типом колебаний  $2\pi/3$  (бегущая волна); 3—с типом колебаний  $\pi/2$  (стоячая волна); 4—с боковыми резонаторами связи (стоячая волна).

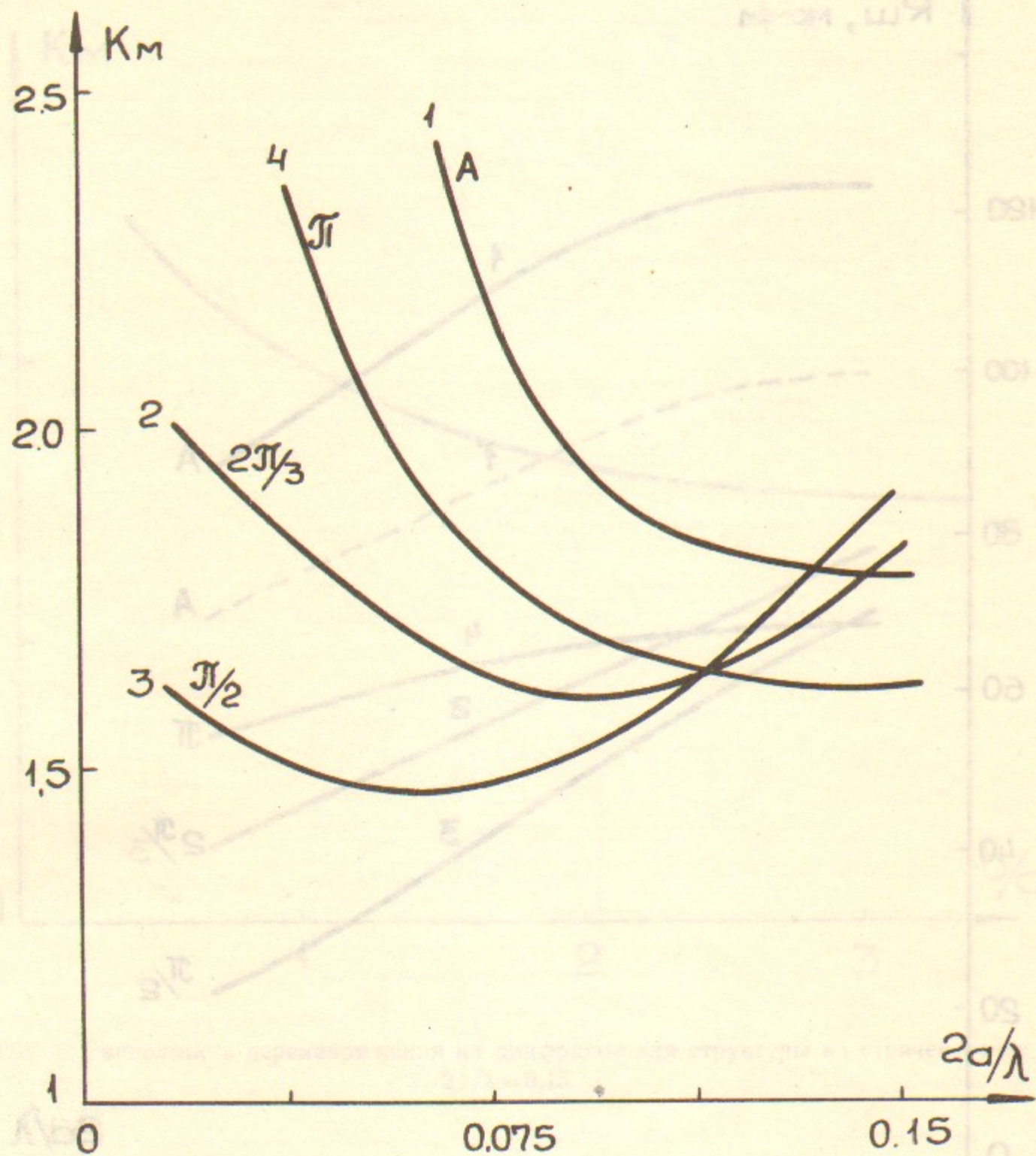


Рис. 5. Зависимости перенапряжения от  $2a/\lambda$  для структур:  
 1—с шайбами и диафрагмами; 2—с типом колебаний  $2\pi/3$  (бегущая волна); 3—с типом колебаний  $\pi/2$  (стоячая волна); 4—с боковыми резонаторами связи (стоячая волна).

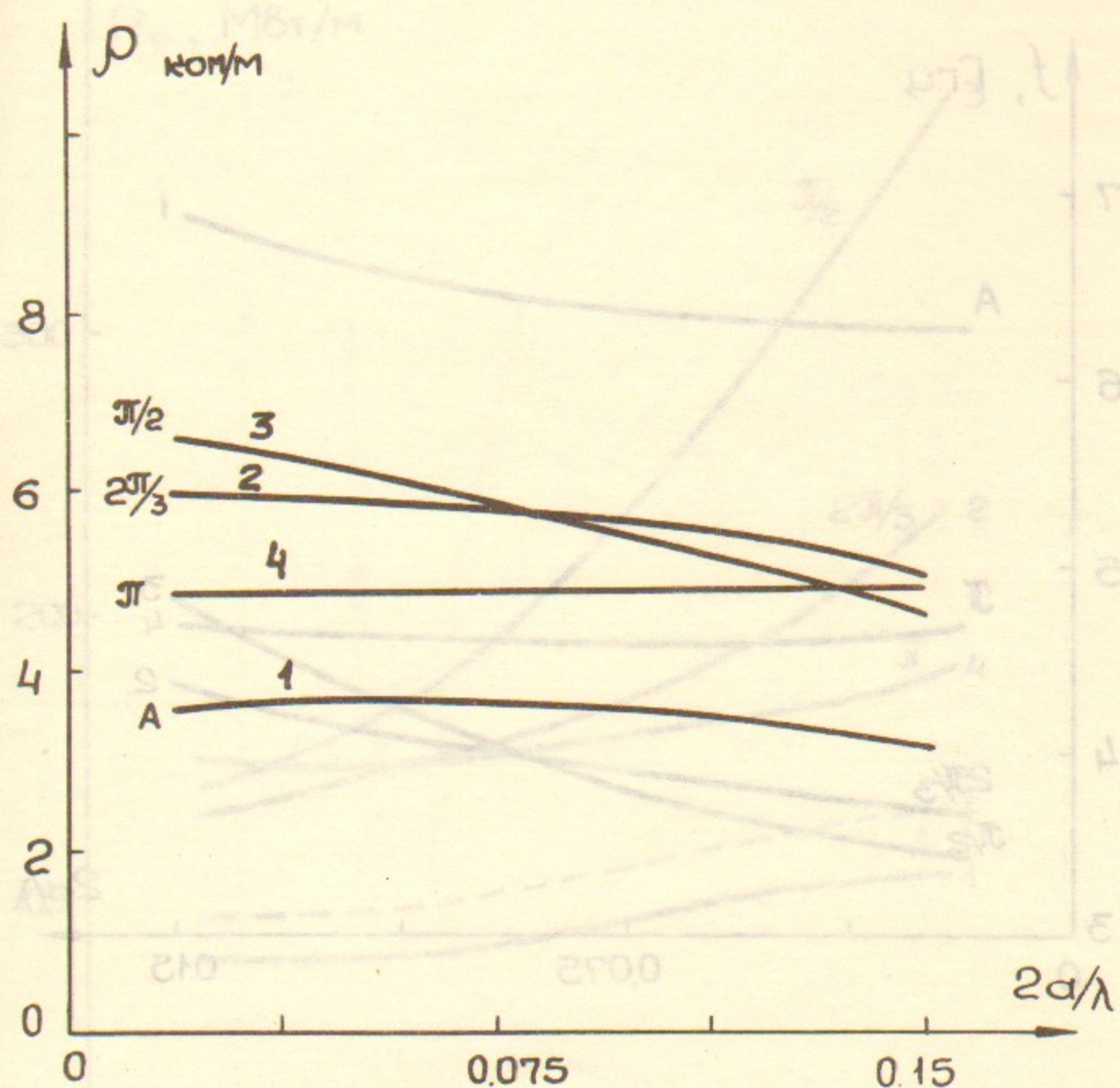


Рис. 6. Зависимости характеристического сопротивления от величины  $2a/\lambda$  для структур:

1—с шайбами и диафрагмами; 2—с типом колебаний  $2\pi/3$  (бегущая волна); 3—с типом колебаний  $\pi/2$  (бегущая волна); 4—с боковыми резонаторами связи (стоячая волна).



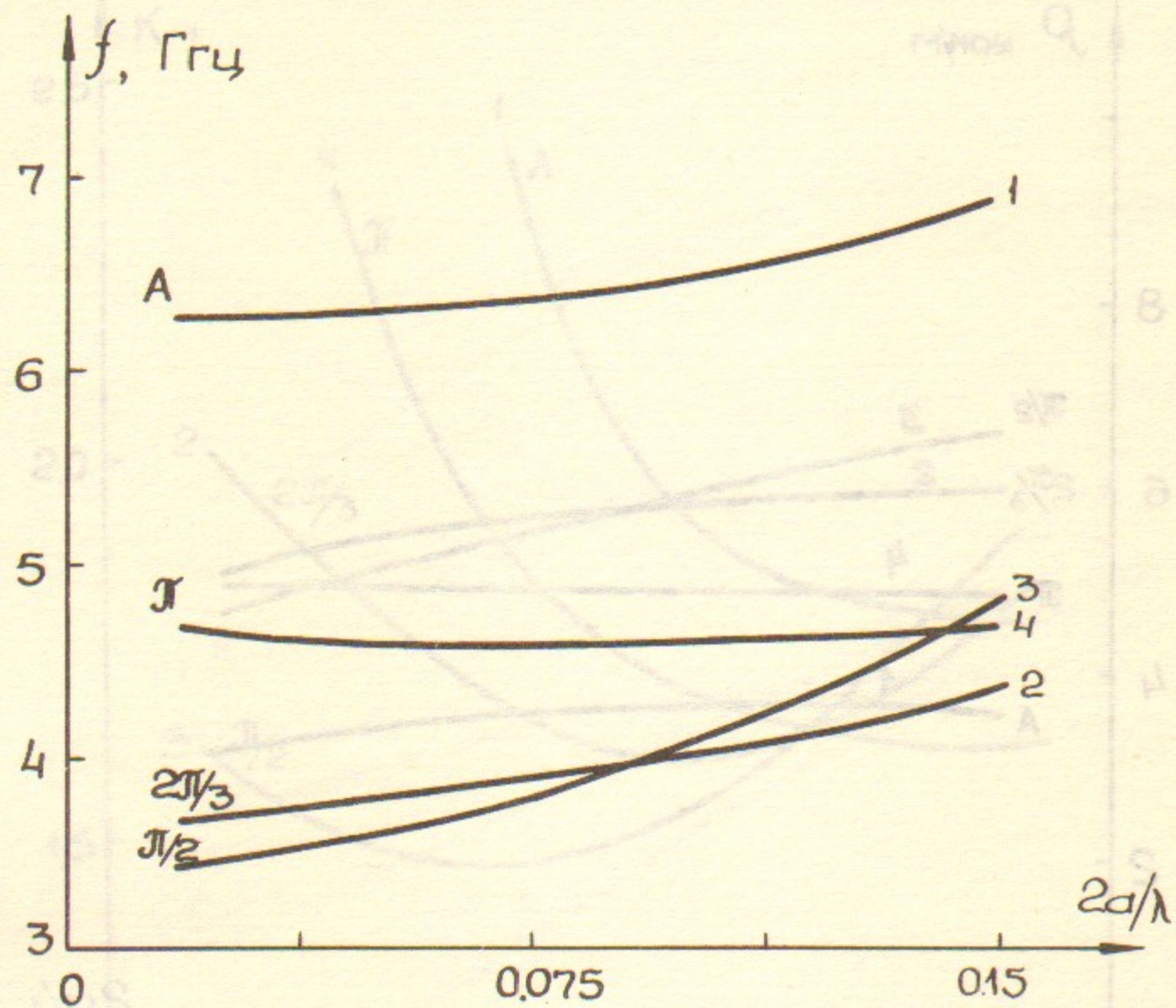


Рис. 7. Зависимость рабочей частоты от величины  $2a/\lambda$  при запасе энергии 70 Дж/м и темпе ускорения 100 МэВ/м для структур:  
 1—с шайбами и диафрагмами; 2—с типом колебаний  $2\pi/3$  (бегущая волна); 3—с типом колебаний  $\pi/2$  (бегущая волна); 4—с боковыми резонаторами связи (стоячая волна).

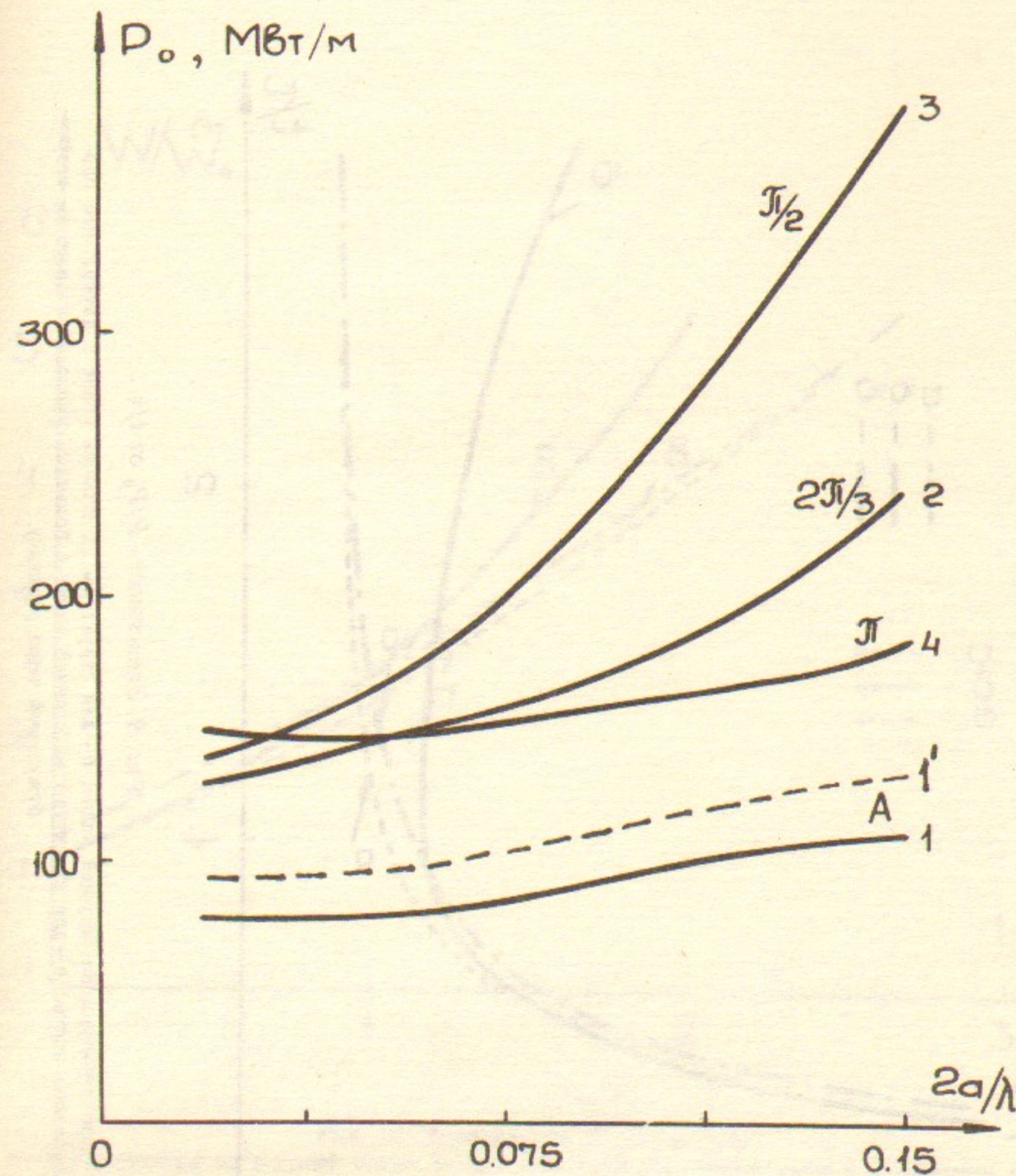


Рис. 8. Зависимость  $P_0$  от величины  $2a/\lambda$  для структур:  
 1—с шайбами и диафрагмами; 1'—с шайбами и диафрагмами с тремя медными штангами диаметром 0,06λ. 2—с типом колебаний  $2\pi/3$  (бегущая волна); 3—с типом колебаний  $2\pi/2$  (бегущая волна); 4—с боковыми резонаторами связи (стоячая волна).

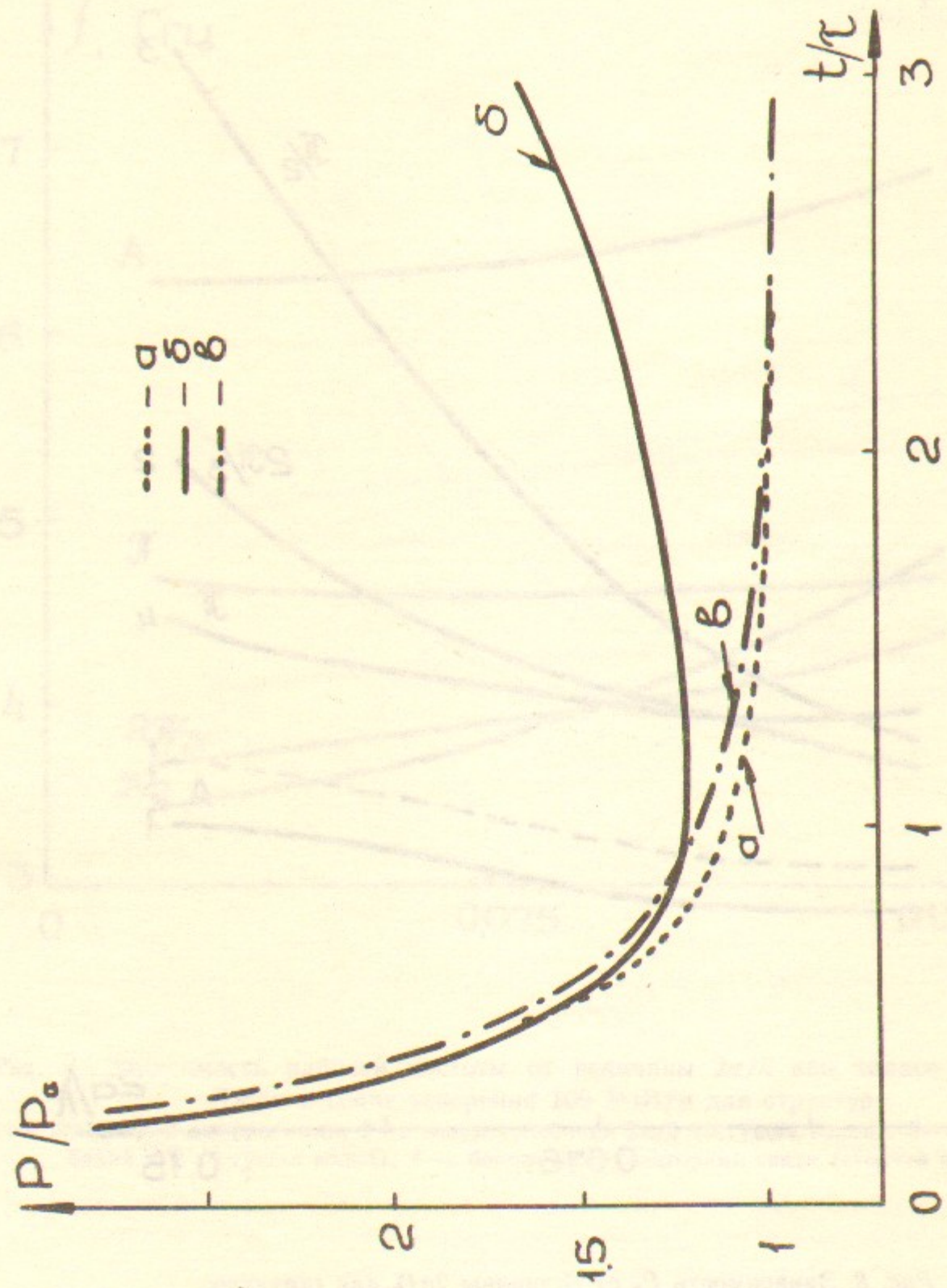


Рис. 9. Зависимость  $P/P_0$  от  $t/\tau$ :

$\alpha$ —для структуры на бегущей волне;  $\beta$ —для структуры на стоячей волне с двукратным прохождением волны;  $\delta$ —для структуры на стоячей волне с большой групповой скоростью, возбуждаемой через развязку.

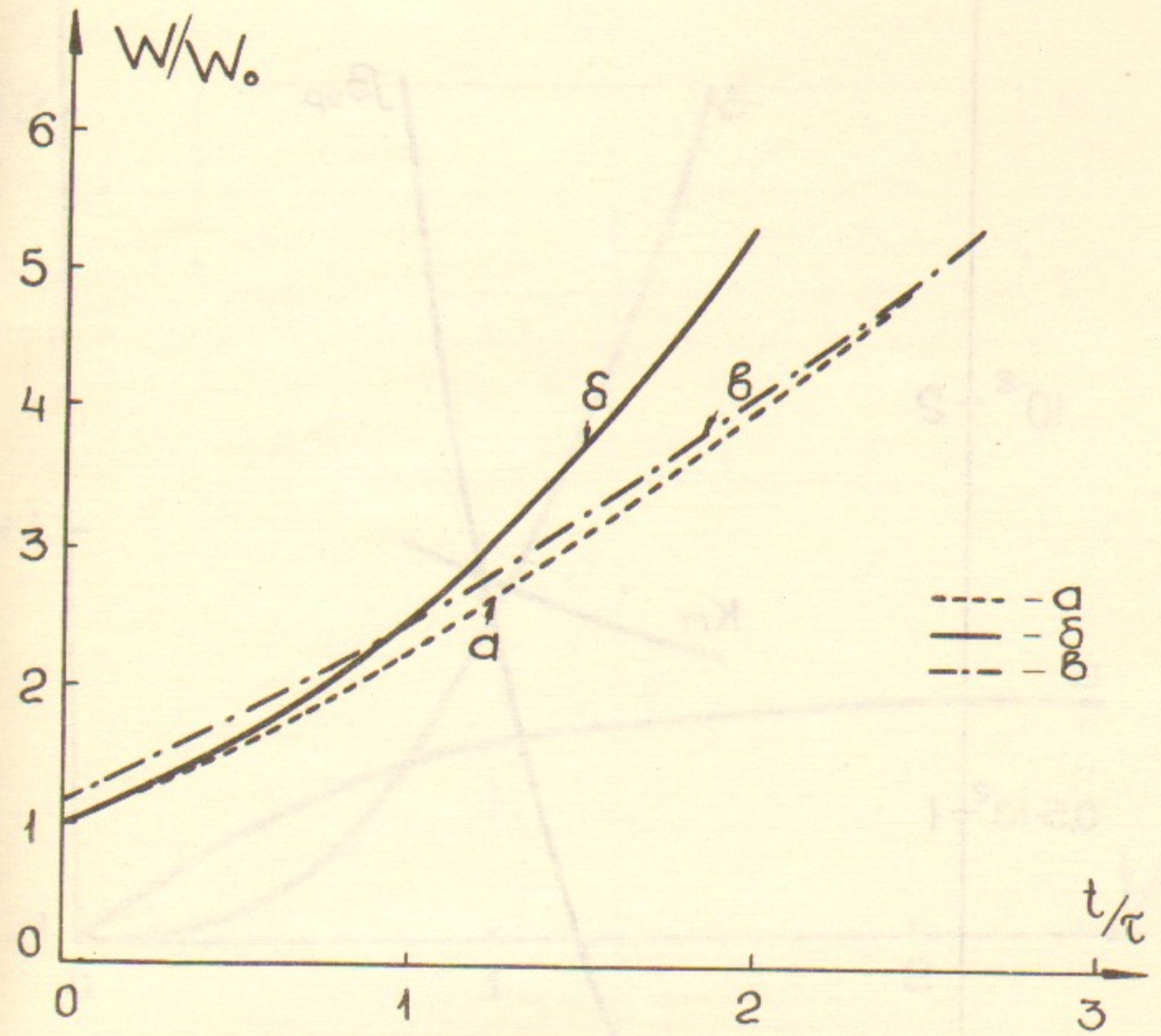


Рис. 10. Зависимость  $W/W_0$  от  $t/\tau$ :

$\alpha$ —для структуры на бегущей волне;  $\beta$ —для структуры на стоячей волне с двукратным прохождением волны;  $\delta$ —для структуры на стоячей волне с большой групповой скоростью, возбуждаемой через развязку.

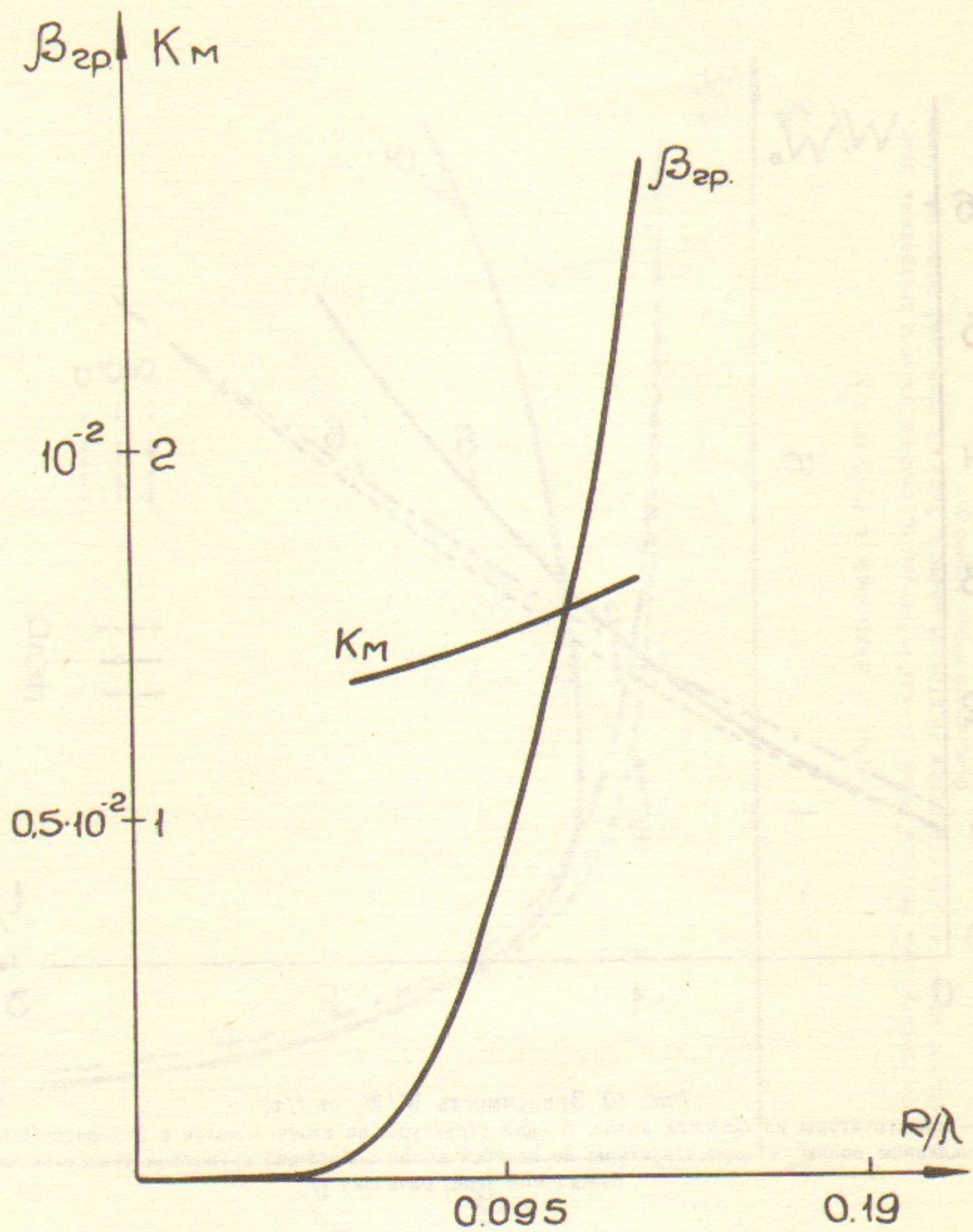


Рис. 11. Зависимость групповой скорости и перенапряжения от величины апертуры пролетного отверстия для структуры на бегущей волне с типом колебаний  $2\pi/3$ ,  $2a/\lambda=0,075$ .

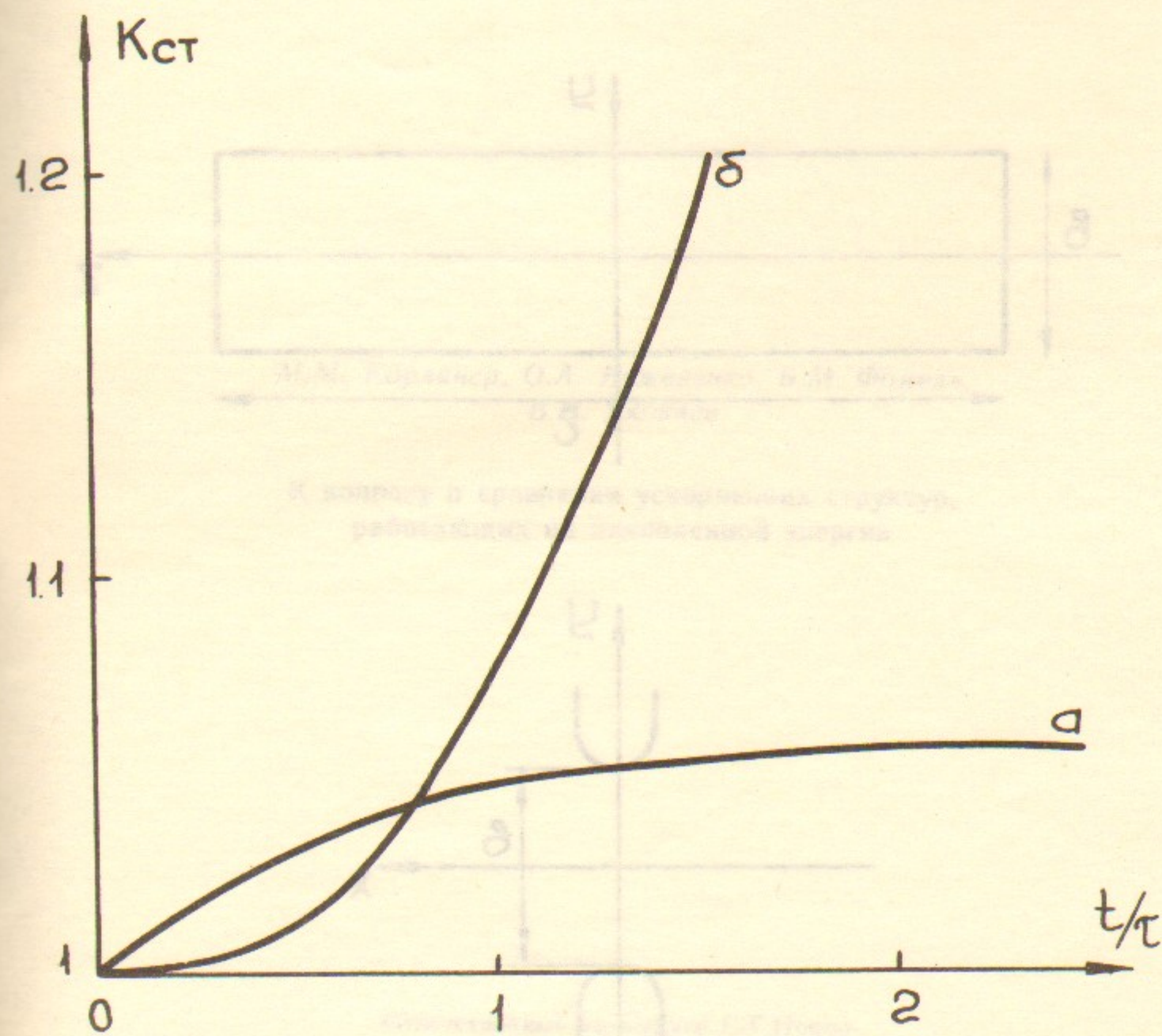


Рис. 12. Зависимость  $k_{ст}$  от величины  $t/\tau$ :  
 а—для структуры на бегущей волне (тип колебаний  $2\pi/3$ ,  $R/\lambda=0,095$ ,  $2a/\lambda=0,075$ ); б—для структуры на стоячей волне с двукратным прохождением.

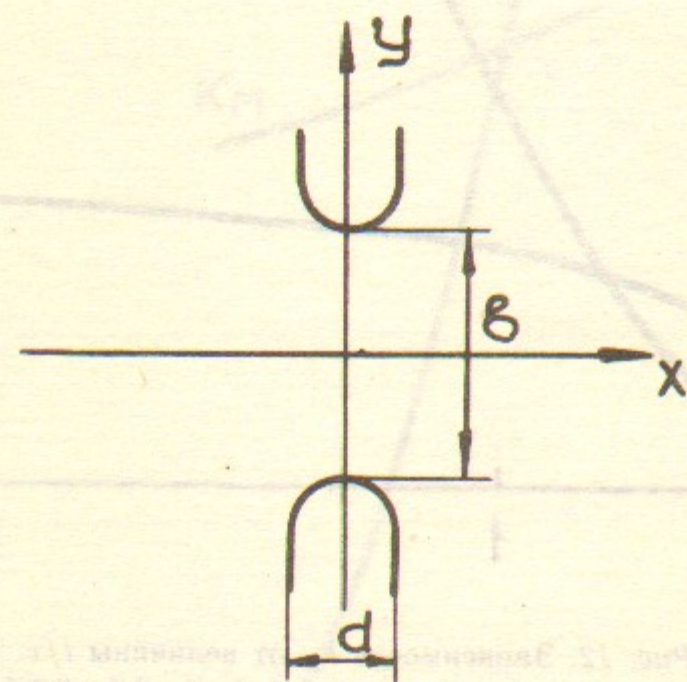
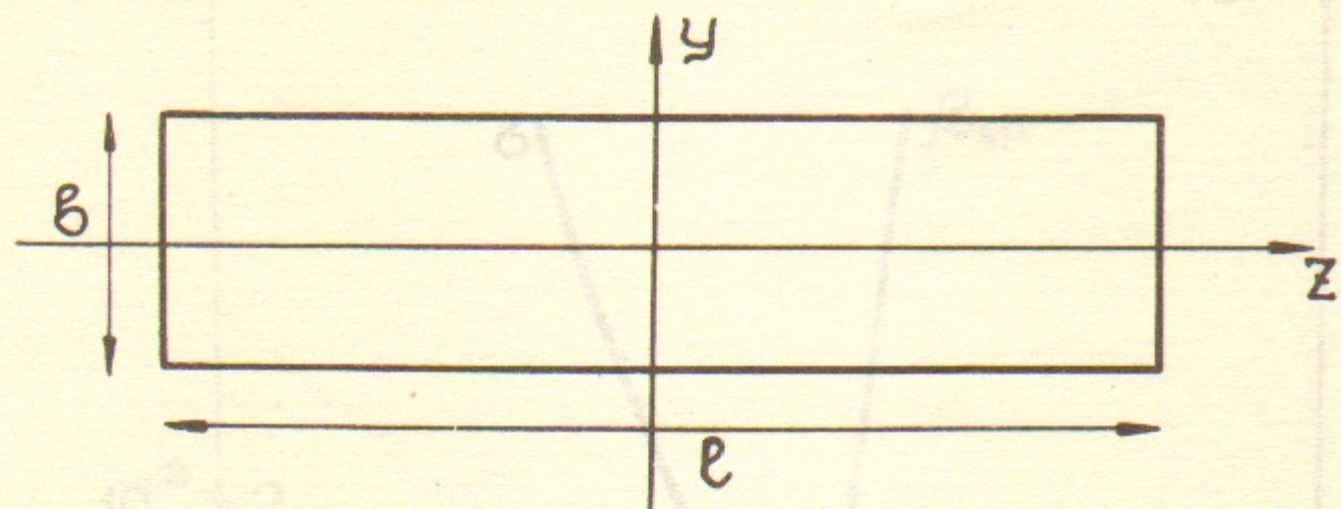


Рис. 13. Геометрия индуктивной щели связи.

М.М. Карлинер, О.А. Нежевенко, Б.М. Фомель,  
В.П. Яковлев

К вопросу о сравнении ускоряющих структур,  
работающих на накопленной энергии

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 8 июля 1986 г.  
Подписано в печать 8.10.1986 г. МН 11823  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,5 печ.л., 2,0 уч.-изд.л.  
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 146

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.