

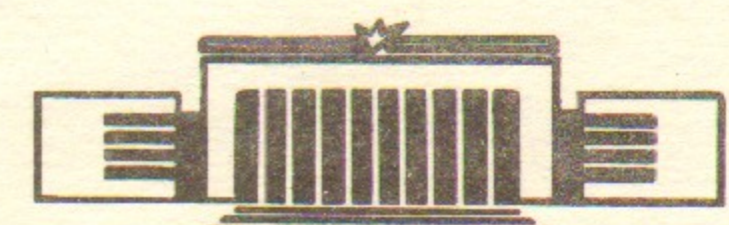
58

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

А.В.Новохатский

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ
ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В УСКОРЯЮЩИХ
СТРУКТУРАХ**

ПРЕПРИНТ 82-157



Новосибирск

COMPUTER SIMULATION OF RADIATION FIELD DYNAMICS IN
ACCELERATING STRUCTURES

A.V. Novokhatsky

Institute of Nuclear Physics,
630090, Novosibirsk 90, USSR

A b s t r a c t

A method of calculating the electromagnetic fields exited by a single bunch in accelerating structures is described. The accuracy of the method and the range of its applicability are both analysed. The results for the VLEPP accelerating structure are given. The method for calculating various natural oscillations in accelerating structures is also presented.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПОЛЕЙ
ИЗЛУЧЕНИЯ В УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУРАХ

А. В. Новохатский

А Н Н О Т А Ц И Я

Описан метод расчета электромагнитных полей, возбуждаемых заряженным ступком в ускоряющей структуре. Проведен анализ точности и области применения метода. Приведены конкретные результаты для ускоряющей структуры ВЛЭШ. Так же описан метод расчета собственных типов колебаний ускоряющей структуры.

ВВЕДЕНИЕ

Потребность в анализе динамики полей излучения в ускоряющих структурах возникла при исследовании вопросов ускорения одиночных интенсивных ступков в линейном ускорителе ВЛЭШ /1-3/.

Поля излучения возбуждаются заряженными частицами, движущимися мимо всевозможных неоднородностей. При заданном законе движения частиц, поля излучения могут быть определены в результате решения уравнений Максвелла с граничными условиями на поверхности структуры. Точные или приближенные аналитические выражения для полей излучения известны для небольшого круга задач с простой геометрией /5-8/. В случае произвольной геометрии структуры, для определения полей излучения необходимо использование численных методов решения уравнений Максвелла.

Наиболее мощным и универсальным численным методом расчета является конечно-разностный метод /9/. Этот метод был успешно использован для решения аналогичных по форме уравнений газовой динамики /10/, в то время как для решения непосредственно задач электродинамики конечно-разностный метод использовался ограниченно /11-12/. Во-первых, число компонент электромагнитного поля не превышало трех (плоские и азимутально симметричные поля), а во-вторых, граница исследуемой области проводилась по линиям сетки в виде зигзагообразной кривой. Кроме того, вопросы о границах применимости, точности и физической интерпретации не рассматривались.

Поэтому была специально разработана и физически обоснована методика расчета полей, свободная от этих ограничений. Основные физические результаты были получены к 1978 году и представлены на VI Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц /2/, а также опубликованы в работе /4/. В настоящей работе приводится подробное описание вычислительного метода.

В последнее время был опубликован ряд работ /13-15/, посвященных данной тематике, но предлагаемые методы в той или иной степени повторяют уже известные /11-12/, отличные от рассматриваемого ниже.

I. АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА

В ускоряющей структуре пролетающий заряд возбуждает электромагнитное поле достаточно сложного вида. В осесимметричной структуре это поле может быть представлено в виде разложения по азимутальным гармоникам

$$\vec{E} = \sum_m \vec{E}^m(r, z, t) e^{im\varphi}$$

$$\vec{H} = \sum_m \vec{H}^m(r, z, t) e^{im\varphi}$$

причем, как следует из уравнений Максвелла

$$-\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S H_z^m dS = \int_L \vec{E}^m d\vec{e}$$

$$-\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S E_z^m dS = \frac{4\pi}{c} \int_S j_z^m dS - \int_L \vec{H}^m d\vec{e}$$

$$dS = \begin{cases} r dr d\varphi \\ dz dz \\ r dz d\varphi \end{cases}$$

где плотность тока

$$j^m = \int j e^{-im\varphi} d\varphi$$

$$j = \rho(r, z, \varphi) \cdot v \cdot \delta(z - z_0 - vt)$$

Интегральное представление этих соотношений удобно для конечно-разностной аппроксимации особенно на ортогональных сетках, так как вычисление интегралов существенно упрощается. Использование симплексной аппроксимации необходимо приводит к построению двух разностных сеток, смещенных относительно друг друга и взаимно перпендикулярных в точках пересечения. На рис. 1а показан участок расчетной области, покрытый основной (сплошные линии) и дополнительной (прерывистые линии) сетками. Там же указаны точки, в которых определяются компоненты электрического и магнитного поля. Так как разностные сетки рассчитываются также численными методами то неизбежна погрешность расчета. С физической точки зрения "неортогональность" сеток эквивалента проявлению анизотропных свойств "разностного" пространства, что, как известно, приводит к искажению полей $\sim |\epsilon_{ik}| - 1$, где ϵ_{ik} эффективный тензор диэлектрической проницае-

мости. В Приложении I показано, что сравнительно просто рассчитываются сетки со значением

$$|\epsilon_{ik}| - 1 \sim 10^{-3+4}$$

следует также отметить, что при использовании ортогональных сеток граничные условия на идеальной металлической поверхности выполняются автоматически.

Дискретизация во времени возможна как по явной, так и неявной схеме. Для того, чтобы конечно-разностная аппроксимация по времени не вносила дополнительной погрешности необходимо потребовать, чтобы шаг интегрирования Δt не превышал полпериода наиболее высокочастотной гармоники

$$\Delta t \leq \frac{1}{2} T_{min} \approx \frac{\Delta x_{min}}{c}$$

где Δx_{min} — наименьший шаг интегрирования по координате, c — скорость света. С другой стороны требованию устойчивости явной схемы приводит к аналогичному соотношению. Учитывая и тот факт, что явная схема требует меньшего времени счета и более простого численного алгоритма, ей и было отдано предпочтение. Следует отметить, что в этом случае компоненты электрического поля сдвинуты относительно компонент магнитного поля на половину шага интегрирования по времени, что необходимо иметь в виду при вычислении, таких величин, как полная энергия, поток мощности, поперечные силы и т.д.

Так как в используемом методе граница расчетной области должна быть замкнутой, то необходимо корректно осуществить вход и выход ступка. Кроме того, разностный ток должен удовлетворять разностному аналогу уравнения непрерывности, в противном случае после пролета ступка в структуре могут остаться статические заряды.

Точность расчета обратной реакции полей на ступок может быть существенно улучшена, если исключить из расчета собственное поле ступка. Действительно, собственное поле, являющееся в ультрарелятивистском случае чисто поперечным, не воздействует на ступок вследствие компенсации силы электрического поля силой магнитного поля. Но в расчете компенсация выполняется с конечной точностью, а так как поперечные поля велики, то абсо-

лутная погрешность может оказаться сравнимой с исследуемым эффектом. Аналогичные по характеру погрешности проявляются при входе и выходе ступки из структуры.

Таким образом, полное электромагнитное поле представляется в виде суммы собственного поля и поля излучения, т.е. рассеянного на неоднородностях структуры собственного поля. Собственное поле можно рассматривать как поле в гладкой трубе (известно, что заряд в трубе не излучает), а расчет проводить только для поля излучения, учитывая тот факт, что граничные условия должны удовлетворяться для полного поля.

Следует отметить, что такое представление полного поля удобно для расчета периодических структур.

При исследовании ускоряющих структур требуется информация об ускоряющем поле, возбуждаемом внешним генератором. Как оказалось, метод расчета полей излучения может быть легко преобразован для расчета собственных колебаний (см. Приложение 2).

II. КОНТРОЛЬ И ТЕСТОВЫЕ ЗАДАЧИ

Для контроля точности метода была рассмотрена задача об излучении протяженного заряда, пролетающего через цилиндрический резонатор. Согласно работе [2] полная излученная энергия определяется через энергию, излученную в каждую собственную гармонику резонатора

$$W/L = Q \sum_{ij} R_{ij} T_{ij}^2$$

причем

$$R_{ij} = \frac{8Q}{\pi \epsilon_0 L^2} \frac{\epsilon_i \delta}{[\nu_i J_1(\nu_i)]^2} \sin^2 \left(K_{ij} L/2 + \frac{\pi j}{2} \right)$$

$$K_{ij}^2 = \left(\frac{\nu_i}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi j}{L} \right)^2 \quad \epsilon_i = \begin{cases} 1 & i \neq 0 \\ 1/2 & i = 0 \end{cases}$$

где Q — полный заряд ступки, R, L — соответственно радиус и высота резонатора, ν_i — i -ый корень функции Бесселя, K_{ij} — волновое число гармоники с i вариациями по радиусу и j вариациями по высоте.

Обрезающий множитель T_{ij} зависит от распределения заряда в ступке, так для

$$a) \text{ равномерного распределения } \rho(z) = \begin{cases} 0 & z < -e/2, z > e/2 \\ 1/e & -e/2 \leq z \leq e/2 \end{cases}$$

$$T_{ij} = \frac{\sin K_{ij} e/2}{K_{ij} e/2} \quad \sigma = e/2\sqrt{3}$$

$$b) \text{ распределения Гаусса } \rho(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-z^2/2\sigma^2}$$

$$T_{ij} = e^{-\frac{(K_{ij}\sigma)^2}{2}}$$

$$v) \text{ распределения типа } \rho(z) = \frac{e}{2} \cos^2 \frac{\pi}{2} z \quad \sigma = \frac{e}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi^2}{3} - 2}$$

$$T_{ij} = \frac{\sin K_{ij} e/2}{K_{ij} e/2} \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{K_{ij} e}{2\pi} \right)^2}$$

Графики T_{ij} для этих распределений представлены на рис. 2.

Результаты суммирования ряда в виде графика полной излученной энергии в резонаторе с соотношением размеров $L/R = \frac{\pi}{2\nu_0}$; π/ν_0 в зависимости от размера ступки показаны на рис. 3 (кривая I). Аналогичная зависимость была рассчитана и конечно-разностным методом. Но прежде чем сравнивать результаты необходимо сделать замечания относительно точности метода. Используя Фурье-анализ можно показать, что в "сеточном" пространстве распространяются волны с ограниченным диапазоном частот, причем, граничную длину волны определяет шаг разностной сетки h . Кроме того, на частотах, близких к граничной, проявляются дисперсионные свойства, т.е. появляется зависимость фазовой скорости волн от частоты. Как показывают простые оценки

$$\sin^2 \left(\frac{\omega}{c} \eta h \right) = \eta^2 (\sin^2 K_2 h + \sin^2 K_2 h); \quad \eta = \frac{c \Delta t}{\Delta z}$$

Это свойство "сеточного" пространства приводит к немонотонному расплыванию импульсов типа

$$\delta(z) \rightarrow \frac{\sin K_{\max} z}{\pi z}$$

и может существенно исказить результат счета. Поэтому достоверный расчет возможен только для случая возбуждения ограниченного частотного спектра. Это означает, что ступка должна иметь плавное распределение заряда с характерным размером в несколько раз превышающем шаг сетки (см. рис. 2). Следует за-

метить, что это требование практически не ограничивает область применения метода. Удобным для счета является распределение типа $\cos^2 z$, которое в достаточной мере аппроксимирует распределение Гаусса.

Зависимость относительной погрешности расчета полной излученной энергии от размера сгустка показана на рис.3 (кривая П). Как видно, погрешность быстро нарастает при уменьшении $\sigma \leq h$.

Более существенно эта погрешность проявляется при расчете сил, действующих на частицы сгустка, что видно из аналитического представления усредненной продольной силы

$$\bar{E}_{uzl}(\xi) = \sum_{ij} \frac{R_{ij}}{\left(\frac{\kappa_{ij}e}{2\pi}\right)^2 - 1} \times \left(\frac{1}{\pi} \sin \frac{2\pi\xi}{e} + \frac{\sin \kappa_{ij}(\xi + \frac{e}{2})}{\kappa_{ij} \frac{e}{2}} \right)$$

для сгустка с распределением $\cos^2 \pi \xi/e$. На рис.4 приведено распределение силы по длине сгустка (кривая I) и погрешность расчета (кривая П) при соотношении $\sigma/h \approx 7$. При уменьшении σ погрешность нарастает аналогично как и для полной энергии.

Таким образом, сравнение численных и аналитических решений показывает, что можно достигнуть достаточной точности расчета, если выполнить вышеуказанное требование для распределения заряда в сгустке.

При решении конкретных задач для контроля точности метода используется информация об общих свойствах полей излучения. Например, для структур с открытыми боковыми границами в ультрарелятивистском случае справедливы следующие соотношения для усредненных значений продольной $\Delta P_{||}$ и поперечной ΔP_{\perp} силы, действующей на частицы сгустка $\frac{\Delta P}{|B|}$

$$\Delta P_{||} \sim \chi^m \quad \Delta P_{\perp} \sim m \chi^{m-1}$$

где χ — поперечная координата. Отсюда, в частности, следует, что продольная сила, обусловленная действием азимутально-симметричных полей не зависит от поперечной координаты, а поперечная сила тождественно равна нулю. Поля с одной вариацией по азимуту воздействуют на частицы сгустка таким образом, что поперечная сила постоянна, а продольная линейно нарастает с поперечной координатой. Выполнение этих соотношений при рас-

чете полей в периодической структуре демонстрирует рис.5 ($m = 0$) и рис.6 ($m = 1$), где показано изменение во времени продольного и поперечного импульса частиц центра сгустка, пролетающих на различных расстояниях от оси структуры. В данном расчете собственное поле сгустка рассеивается только на первой диафрагме.

Для контроля используется и закон сохранения энергии. Проверка выполнения этого закона показывает, что возможны погрешности типа пульсаций, амплитуда которых в значительной мере определяется амплитудой возбуждения высших гармоник (выполнение закона сохранения энергии в среднем обусловлено устойчивостью разностной схемы). Оценки для погрешностей расчета могут быть также получены на основе расчета собственных видов колебаний известных резонансных структур. Такой расчет для сферического резонатора приведен в Приложении 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данный метод был использован для моделирования динамики полей излучения в ускоряющей структуре линейного ускорителя ВЛЭШ. Некоторые результаты представлены на рис.7-10. Следует отметить, что универсальность метода позволяет применять его для решения различных задач электродинамики.

Автор весьма признателен зав.лабораторией В.Е.Балакину за постановку задачи и полезные обсуждения.

ПОСТРОЕНИЕ ОРТОГОНАЛЬНОЙ РАЗНОСТНОЙ СЕТКИ

В известных методах /16-18/ построения ортогональных сеток, близких к ортогональным ортогональность понимается в смысле выполнения разностного аналога уравнения

$$\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial x}{\partial \xi} + \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial y}{\partial \xi}$$

причем в зависимости от степени аппроксимации возможны различные варианты разностных уравнений, а следовательно и различное геометрическое построение. В данном же случае алгоритм расчета электромагнитных полей накладывает вполне определенное требование, а именно: отрезки основной и дополнительной сеток должны пересекаться под прямым углом. Кроме того, разностная сетка должна быть регулярной и более или менее однородной, а узлы дополнительной сетки не должны находиться вблизи границ четырехугольников основной сетки и наоборот.

Для построения двух разностных сеток, ортогональных друг другу был трансформирован метод, описанный в работе /18/.

Для заданной области Ω строится логическая сетка в узлах которой задается начальное распределение координат точек разностной сетки. Кривая, ограничивающая область Ω , задается в виде некоторой числовой последовательности, которая используется для расчета движения граничных точек по этой контуре, причем положение угловых точек не изменяется. Координаты узлов дополнительной сетки определяются путем усреднения координат вершин соответствующих четырехугольников основной сетки. Для расчета координат узлов основной сетки используются разностные уравнения, аппроксимирующие следующие уравнения

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{l_{\eta}}{l_{\xi}} \frac{\partial x}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{l_{\xi}}{l_{\eta}} \frac{\partial x}{\partial \eta} \right) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{l_{\eta}}{l_{\xi}} \frac{\partial y}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{l_{\xi}}{l_{\eta}} \frac{\partial y}{\partial \eta} \right) = 0$$

$$l_{\eta} = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial \eta}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \eta}\right)^2} \quad l_{\xi} = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi}\right)^2}$$

Длины отрезков l_{η} и l_{ξ} вычисляются согласно рис. 16.

Решение разностных уравнений осуществляется итерационным методом с использованием ускоряющих множителей, оптимальное значение которых подбирается экспериментально при малом числе итераций. Количественной мерой "ортогональности" сетки может быть среднеквадратичное значение косинуса угла пересечения основной и дополнительной сеток

$$\sqrt{\langle \cos^2 \beta \rangle} \approx \sqrt{\langle \left(\frac{\pi}{2} - \beta\right)^2 \rangle} = \sqrt{\langle \alpha^2 \rangle}$$

Данный метод был реализован в виде универсальной программы. На рис. 11-13 показаны полученные в результате расчета разностные сетки для трех различных вариантов ускоряющих резонаторов. (На рис. 12-13 дополнительная сетка не показана). Информация о сходимости при различных ускоряющих множителях представлена на рис. 14. Практически сетки с параметром $\sqrt{\langle \alpha^2 \rangle} \sim 10^{-3+4}$ на ЭВМ "ЕС-1040" рассчитываются за несколько минут.

РАСЧЕТ СОБСТВЕННЫХ ПОЛЕЙ И ЧАСТОТ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ

Для расчета электромагнитных полей и собственных частот ускоряющих резонаторов используются аналогичные разностные уравнения, что и в случае расчета полей излучения, с тем отличием, что производная по времени заменяется на множитель iK_α . Метод решения разностных уравнений — выделение исследуемого вида колебаний путем многократной фильтрации начального приближенного распределения

$$\vec{H}_{n+1} = \Phi_\mu^M \dots \Phi_\nu^M \dots \Phi_0^M \vec{H}_n$$

где оператор

$$\Phi_\nu^M = \frac{K_\nu^{2M} - \cot \omega t \cot}{K_\nu^{2M} - K_\alpha^2}$$

а K_ν^M — резонансные частоты оптимального фильтра, являющиеся корнями полинома Чебышева T_M на интервале $(0, K_{\max}^2)$. Характерная частотная характеристика фильтра показана на рис.15 ($M = 12$). Требование устойчивости процесса расчета задает определенный порядок исключения частот K_ν^M . Соответствующий пример приведен на рис.15.

Частота исследуемого вида колебаний K_α уточняется в процессе фильтрации согласно соотношению

$$K_\alpha^2 = \frac{\int (\text{rot } \vec{H}_n)^2 dv}{\int H_n^2 dv}$$

Данный метод позволяет сканировать по частотному диапазону и определять все типы колебаний.

Для оценки точности метода были рассчитаны различные типы сферического резонатора. Использовалась разностная сетка, показанная на рис.11. Результаты расчетов приведены в таблице. Как видно, для низших типов колебаний погрешность расчета частоты не превышает 1%, при этом следует иметь в виду, что число точек разностной сетки невелико (8x8). Вполне естественным является рост погрешности расчета с увеличением числа вариаций по азимуту (ср. моды E_{013} и E_{213}). 0 погрешности расчета по-

лей можно судить по рис.16, где приведены распределения магнитного поля ($H_\varphi r$) для некоторых типов колебаний. Как видно, численный расчет удовлетворительно согласуется с аналитическим распределением.

Было также исследовано влияние разностной сетки на точность расчета. Как и следовало ожидать, погрешность расчета частоты уменьшается квадратично при увеличении числа точек сетки. Влияние же "неортогональности" сетки оказалось незначительным. Так, изменение параметра $\sqrt{\langle \alpha^2 \rangle}$ от 10^{-2} до 10^{-4} приводило к относительному изменению частоты не более чем на 10^{-3} .

В качестве примера практического использования метода на рис.17 приведено распределение электрического поля на правой границе резонатора, представленного на рис.4, для различных видов колебаний $E_{01}, E_{02}, E_{H11}, HE_{11}$.

Таблица

Тип колебаний	Аналит. KR	Числен. KR	Относительная погрешность
E_{0II}	2,7437	2,728	$-5,6 \cdot 10^{-3}$
E_{0I3}	4,9734	4,9245	$-9,8 \cdot 10^{-3}$
E_{023}	8,72175	8,7495	$+3,2 \cdot 10^{-3}$
E_{II2}	3,87024	3,8903	$+5,2 \cdot 10^{-3}$
H_{III}	4,4934	4,5575	$+1,4 \cdot 10^{-2}$
H_{I2I}	7,7253	7,7926	$+8,7 \cdot 10^{-3}$
E_{2I3}	4,9734	4,6635	$-6,2 \cdot 10^{-2}$
H_{2I2}	5,7634	5,3344	$-7,4 \cdot 10^{-2}$

Литература.

- I. В.Е.Балакин, А.М.Будкер, А.Н.Скринский, О возможности создания установки со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии, Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1979, стр.27.
2. В.Е.Балакин, И.А.Кооп, А.В.Новохатский, А.Н.Скринский, В.П.Смирнов, Динамика пучка ВЛЭШа, Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1979, стр.143.
3. В.Е.Балакин, О.Н.Брежнев, А.В.Новохатский, Ю.И.Семенов, Ускоряющая структура ВЛЭШа, Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1979, стр.147.
4. V.E.Balakin, A.V.Novokhatsky, The Method of Accelerating the Electrons with a Maximum High Gradient by a Proton Beam, Тренинг ИЯФ 79-86, 1979
5. О.А.Колпаков, В.И.Котов, Излучение заряда, пролетающего через цилиндрический резонатор, ЖТФ, т.34, № 48, 1387 (1964).
6. Ю.Н.Днестровский, Д.П.Костомаров, Излучение ультрарелятивистских зарядов при пролете через круглое отверстие в экране, ДАН СССР, т.124, № 5, 1026 (1959).
7. А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович, Излучение заряженной частицы, пролетающей вблизи металлического экрана, ДАН СССР, т.147, № 1, 74 (1962).
8. Э.Л.Бурштейн, Г.В.Воскресенский, Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками, Атомиздат, М., 1970.
9. Р.Рихтмайер, К.Мортон, Резонансные методы решения краевых задач, Мир, М., 1972.
10. С.К.Годунов и др., Численное решение многомерных задач газовой динамики, Наука, М., 1976.
- II. A.Taflove, M.E.Brodin, Numerical Solution of Steady-State Electromagnetic Scattering Problems Using the Time Dependent Maxwell's Equations, IEEE Trans. Microwave Theory Tech, vol. MTT-23, 623 (1975).

12. В.Д.Данилов, О численном решении задачи взаимодействия ступки заряженных частиц с резонатором, Инж.-мат.методы в физике и кибернетике, Атомиздат, М., 1974, № 4, стр.8.
13. Н.С.Бахвалов и др., Препринт ОПЯП-PII-12173, Дубна, 1979.
14. T.Weiland, On the Computation of Electromagnetic Fields Exited by Relativistic Bunches of Charged Particles in Accelerating Structures, CERN/ISR-TH/80-07 (1980).
15. G.Mur, The Modeling of Singularities in the Finite Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic Field Equations, IEEE Trans. on Microwave theory and techniques, vol. MTT-29, No. 10 (1981).
16. W.D.Barfield, Numerical method for generating orthogonal curvilinear meshes, J. Comp. Phys., v. 5, No. 1, 23 (1970).
17. С.К.Годунов, Г.П.Прокопов, О расчете конформных отображений и построение разностных сеток, Ж.выч.матем. и матем.физ., № 5, 1032 (1967).
18. Г.П.Прокопов, О расчете разностных сеток, близких к ортогональным, в областях с криволинейными границами, Препринт ИИМ, № 17, 1974.

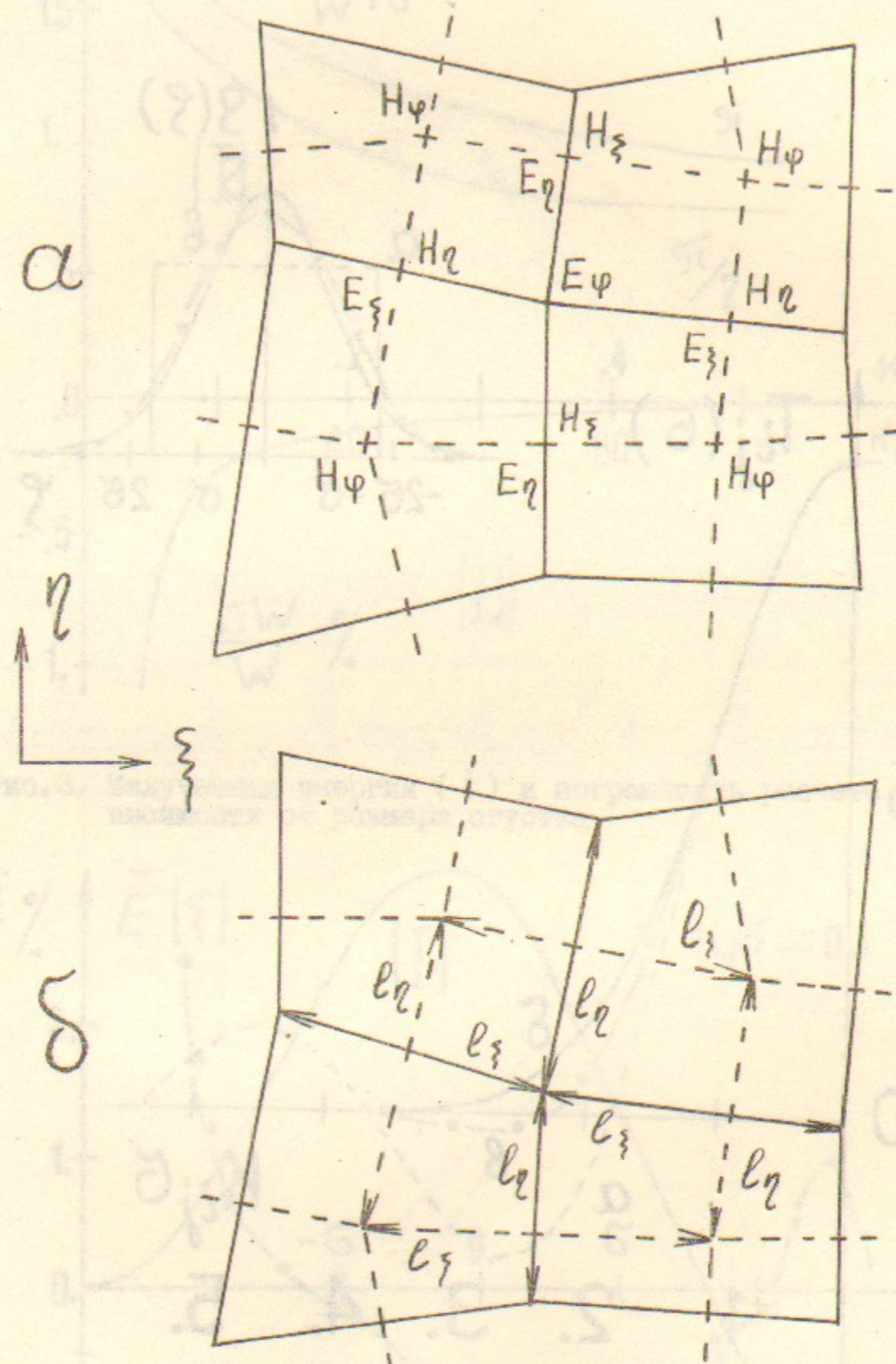


Рис. I. Ортогональные сетки

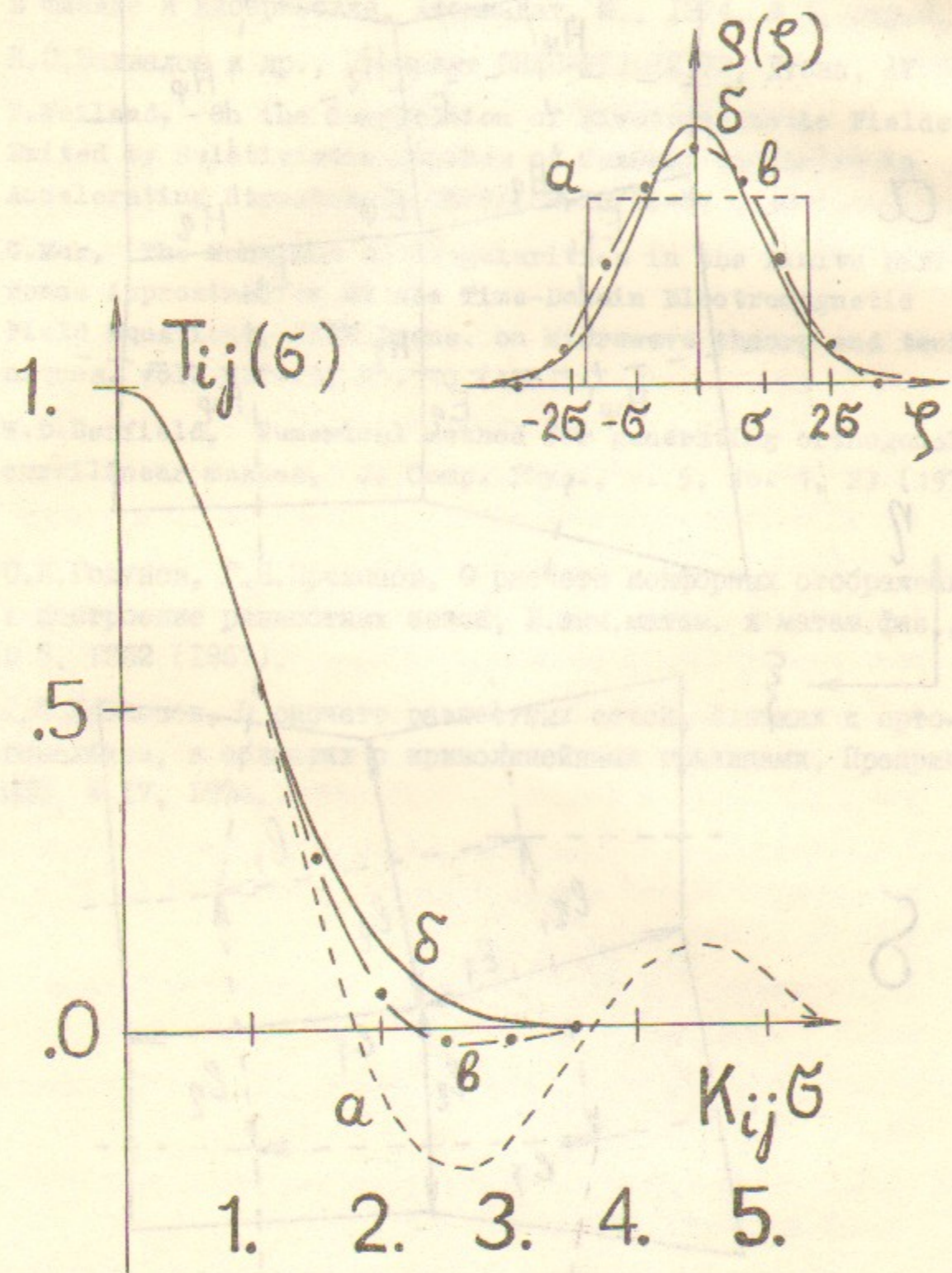


Рис.2. Обрезающие множители.

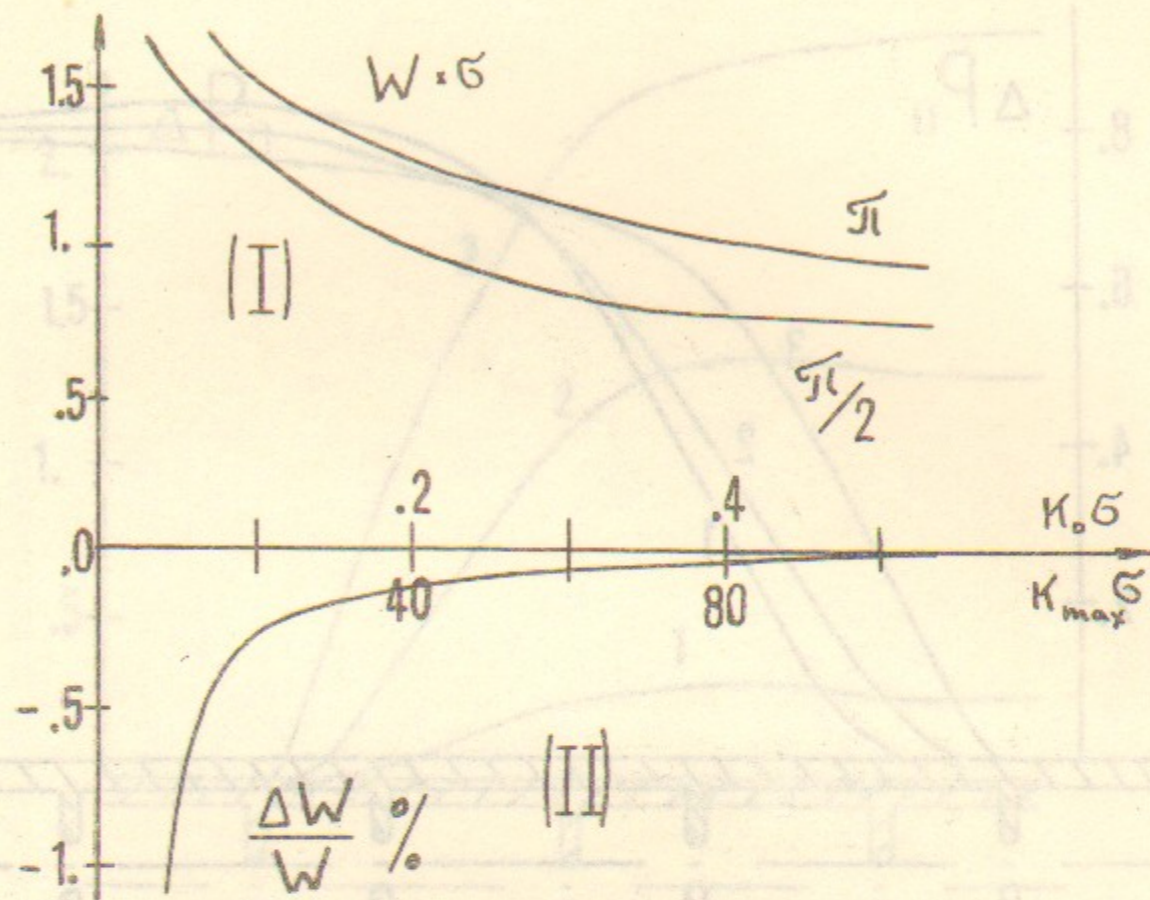


Рис.3. Излученная энергия (I) и погрешность расчета в зависимости от размера сгустка

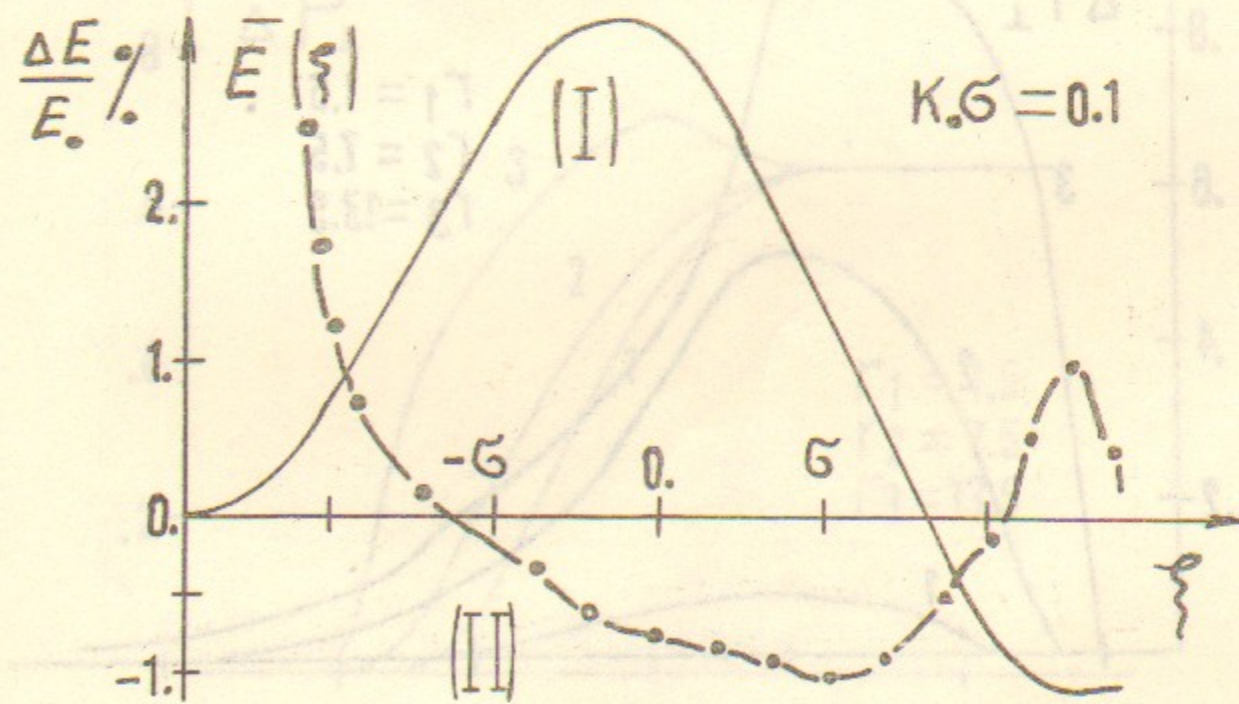


Рис.4. Распределение продольной силы вдоль сгустка и погрешность расчета

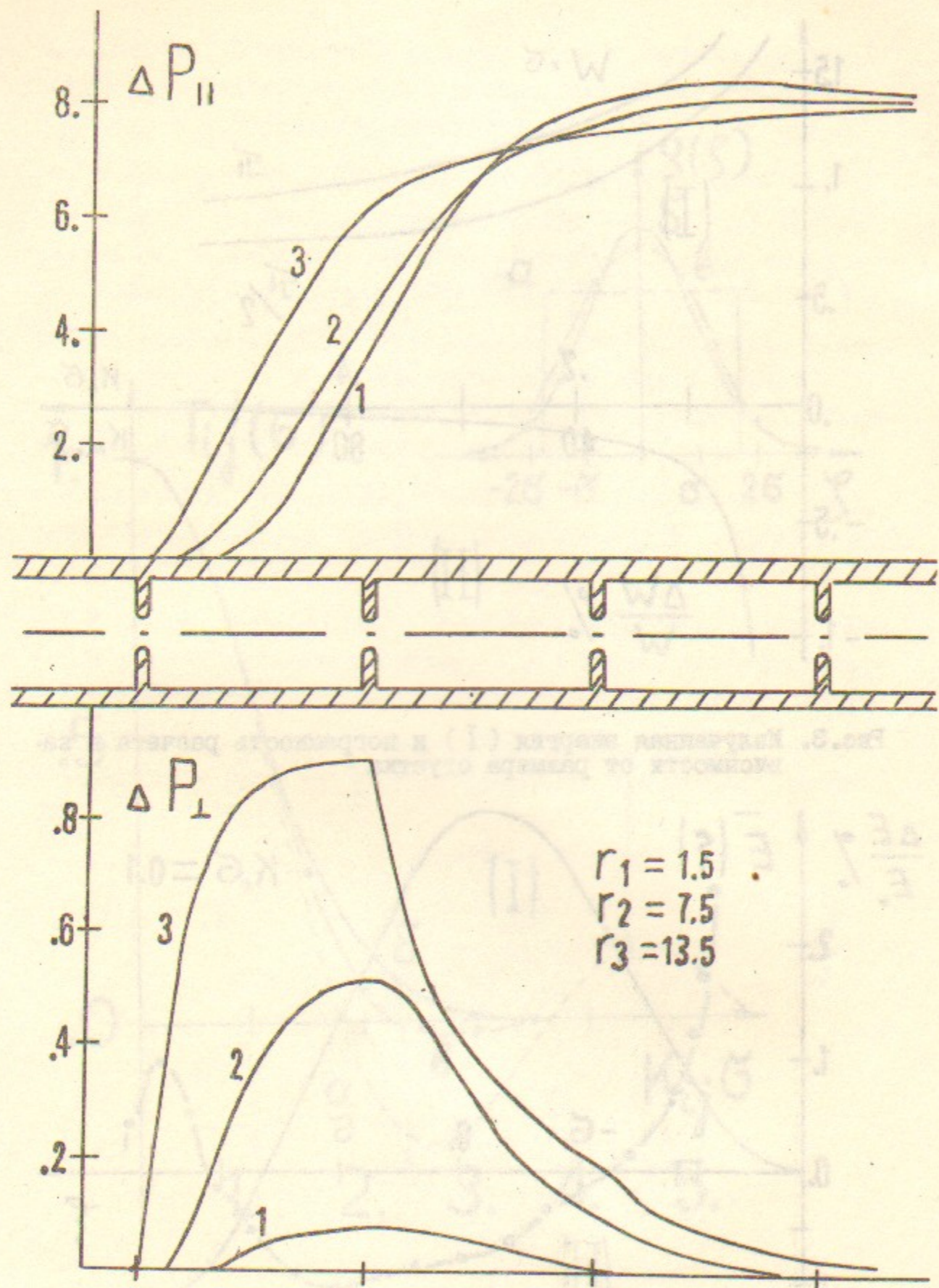


Рис. 5. Изменение продольного и поперечного импульсов частиц, пролетающих на различных расстояниях от оси структуры при возбуждении симметричного поля ($m = 0$).

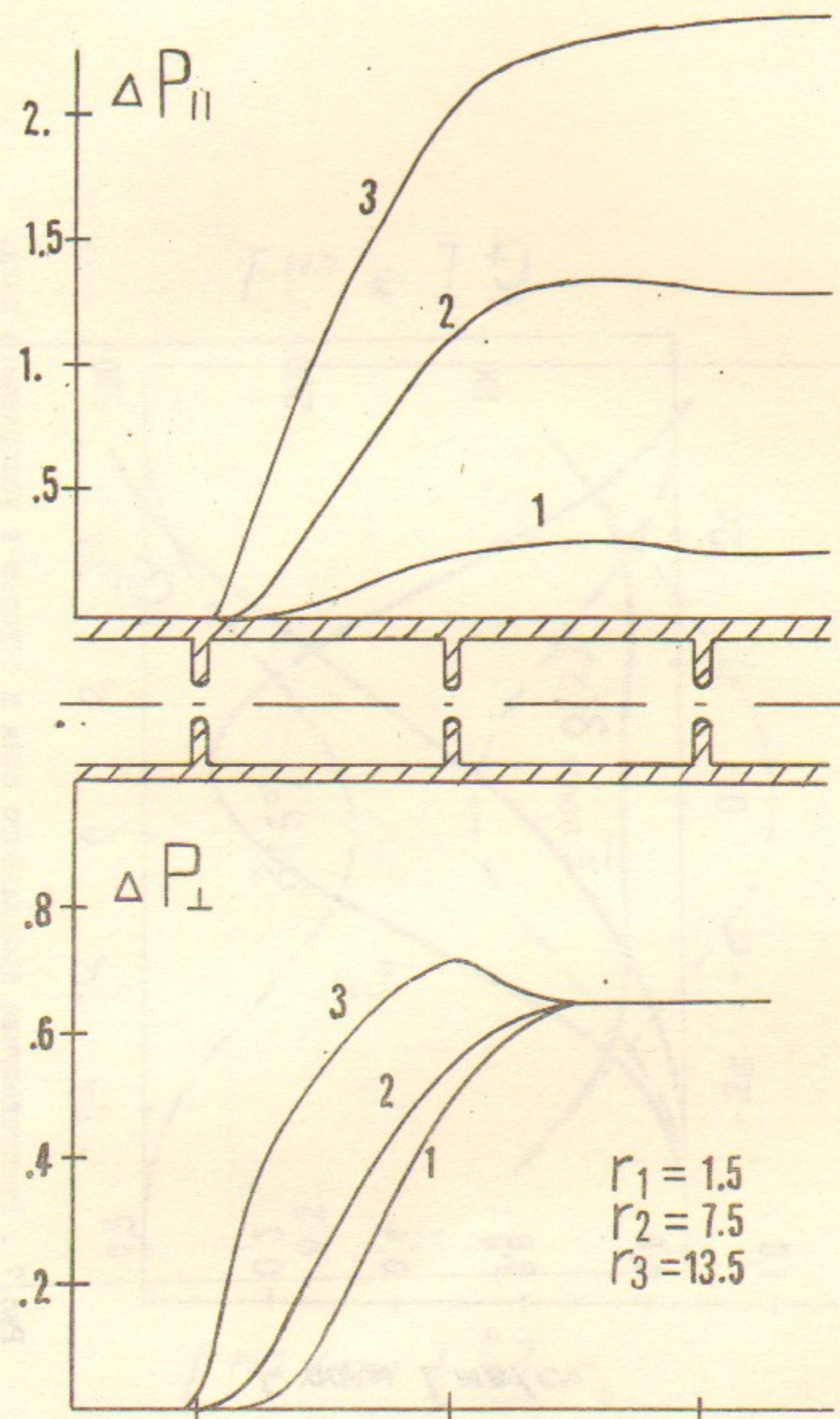


Рис. 6. Изменение продольного и поперечного импульсов частиц, пролетающих на различных расстояниях от оси структуры при возбуждении несимметричного поля ($m = 1$).

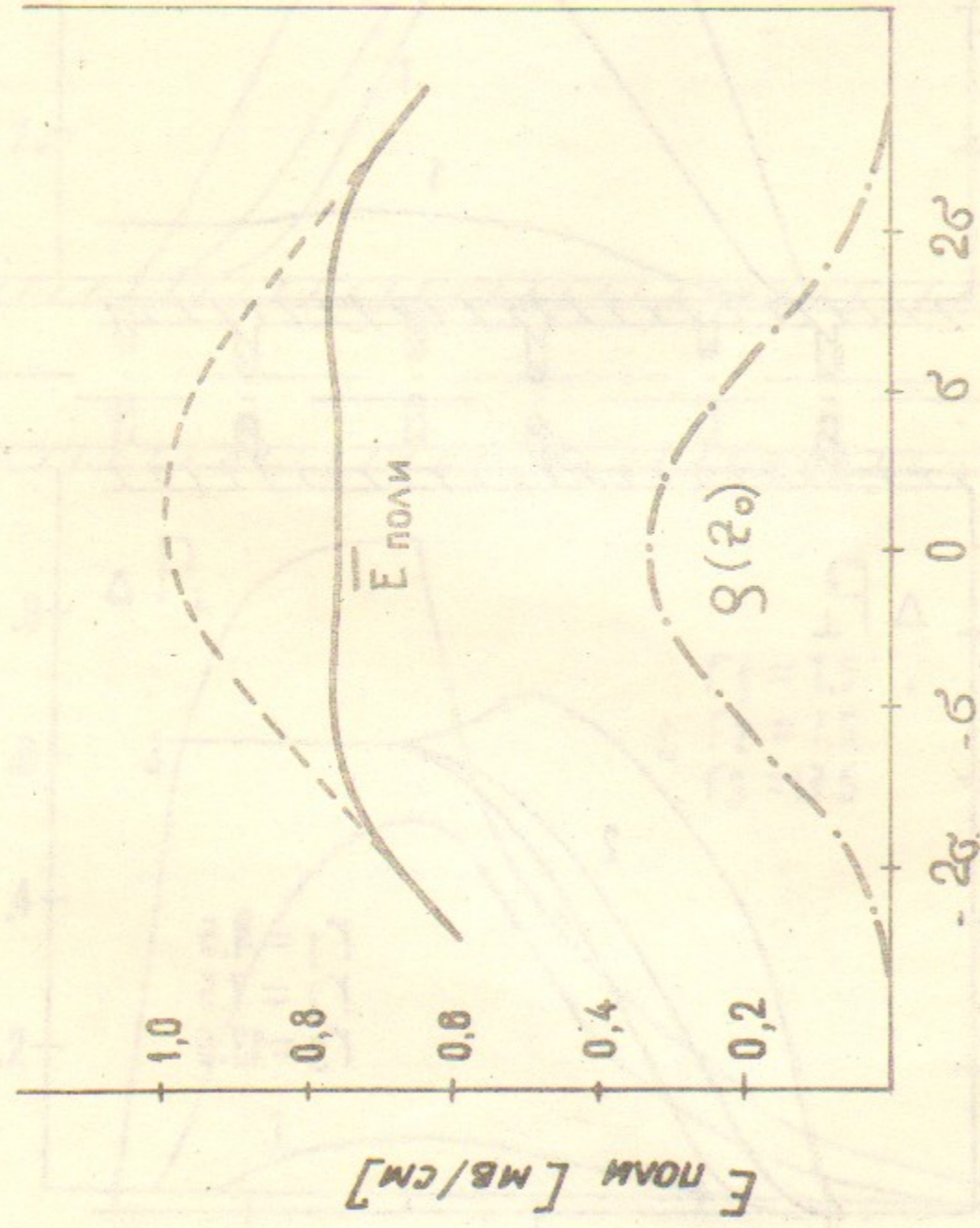


Рис.7. Распределение продольного поля в сгустке и ускоряющего поля.

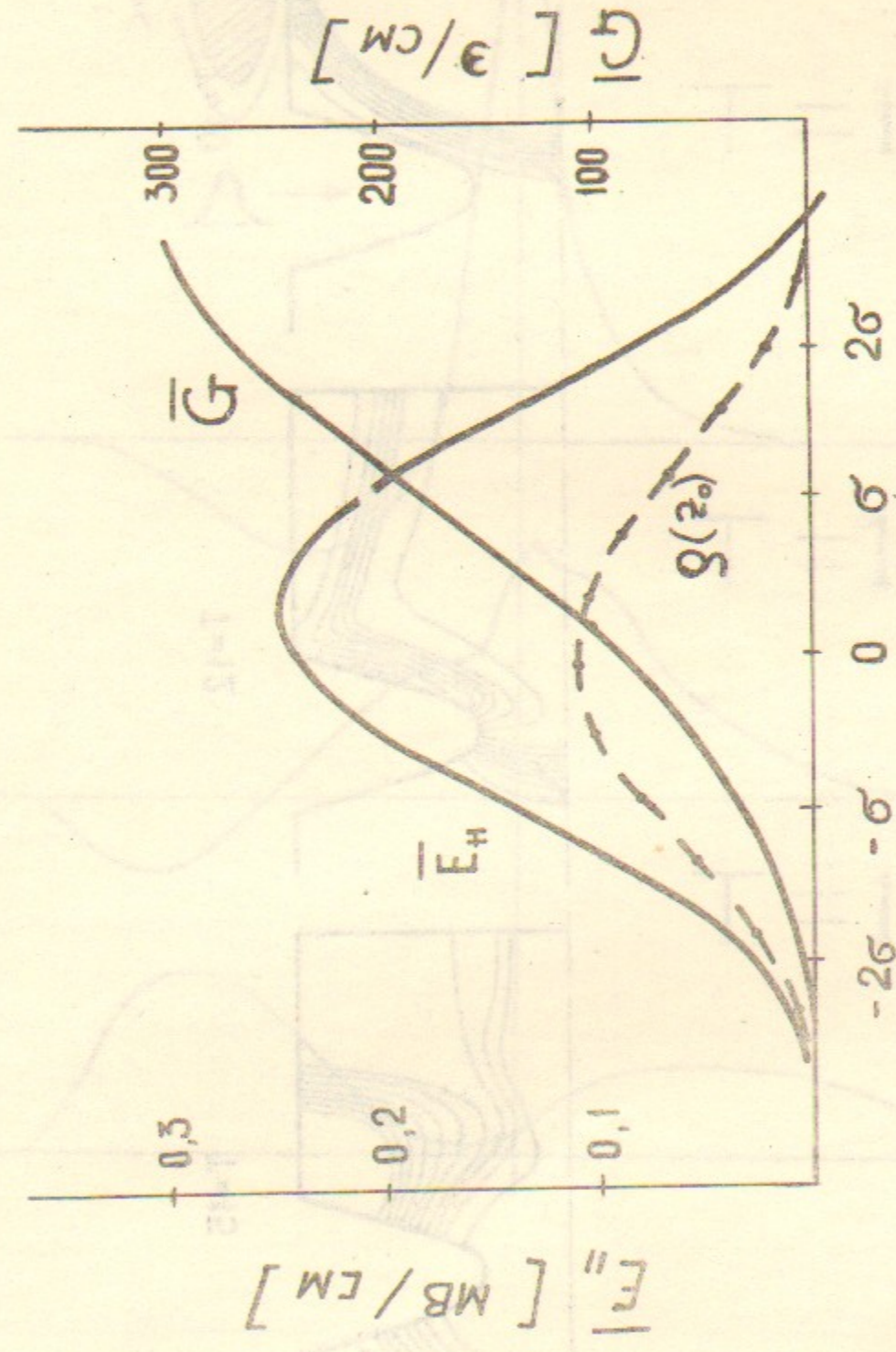


Рис.8. Распределение продольного тормозящего поля в сгустке (E_{\parallel}) и поперечной силы (g_{\perp}).

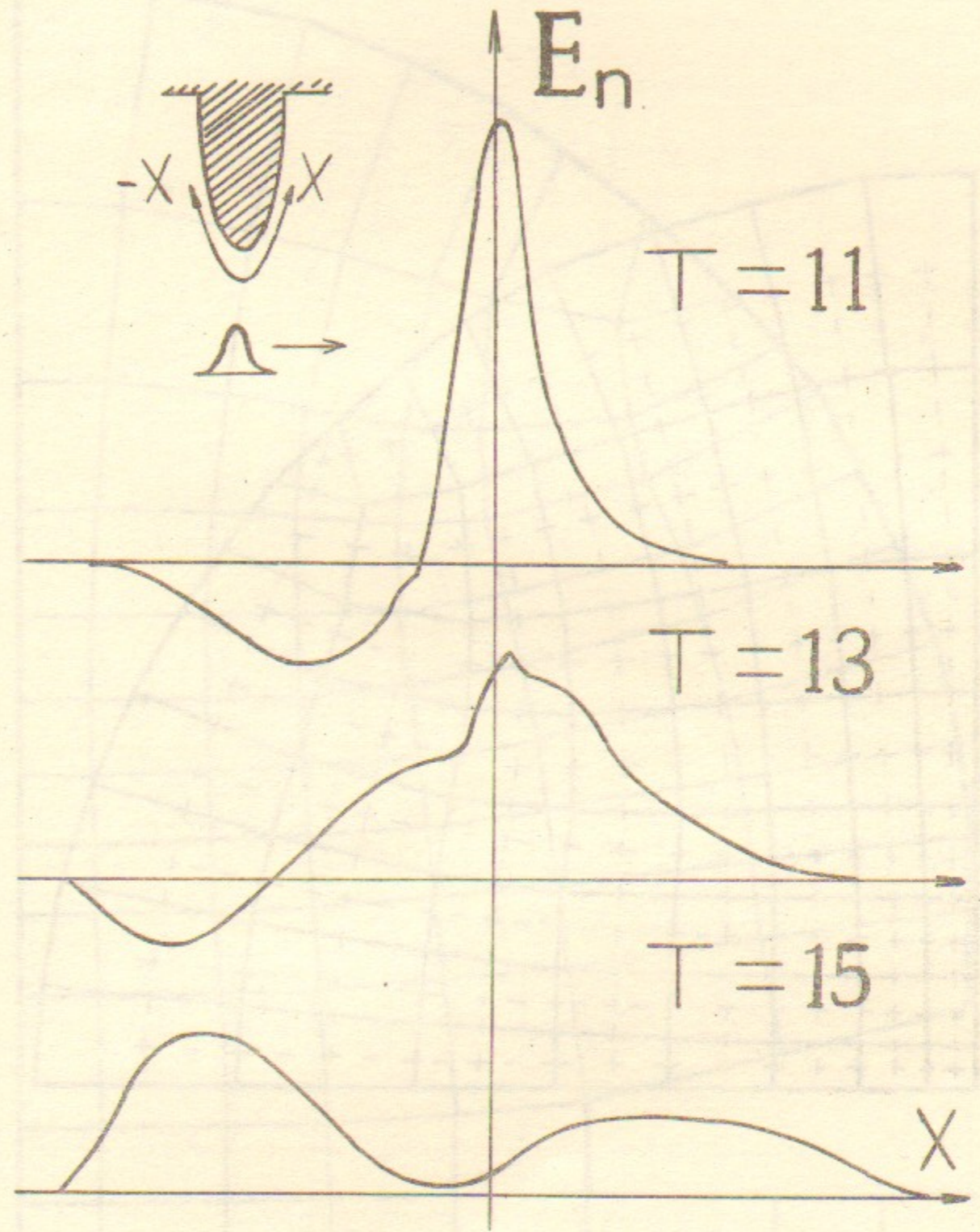


Рис. 10. Временное представление электрического поля на поверхности диафрагмы при пролете заряженного сгустка.

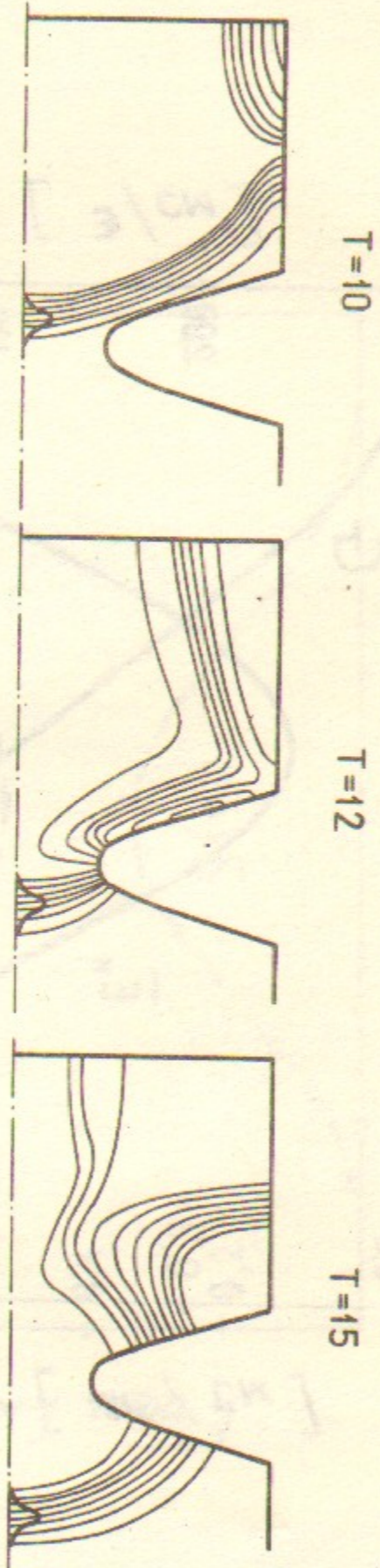


Рис. 9. Временная картина силовых линий электрического поля заряда, пролетающего мимо диафрагмы.

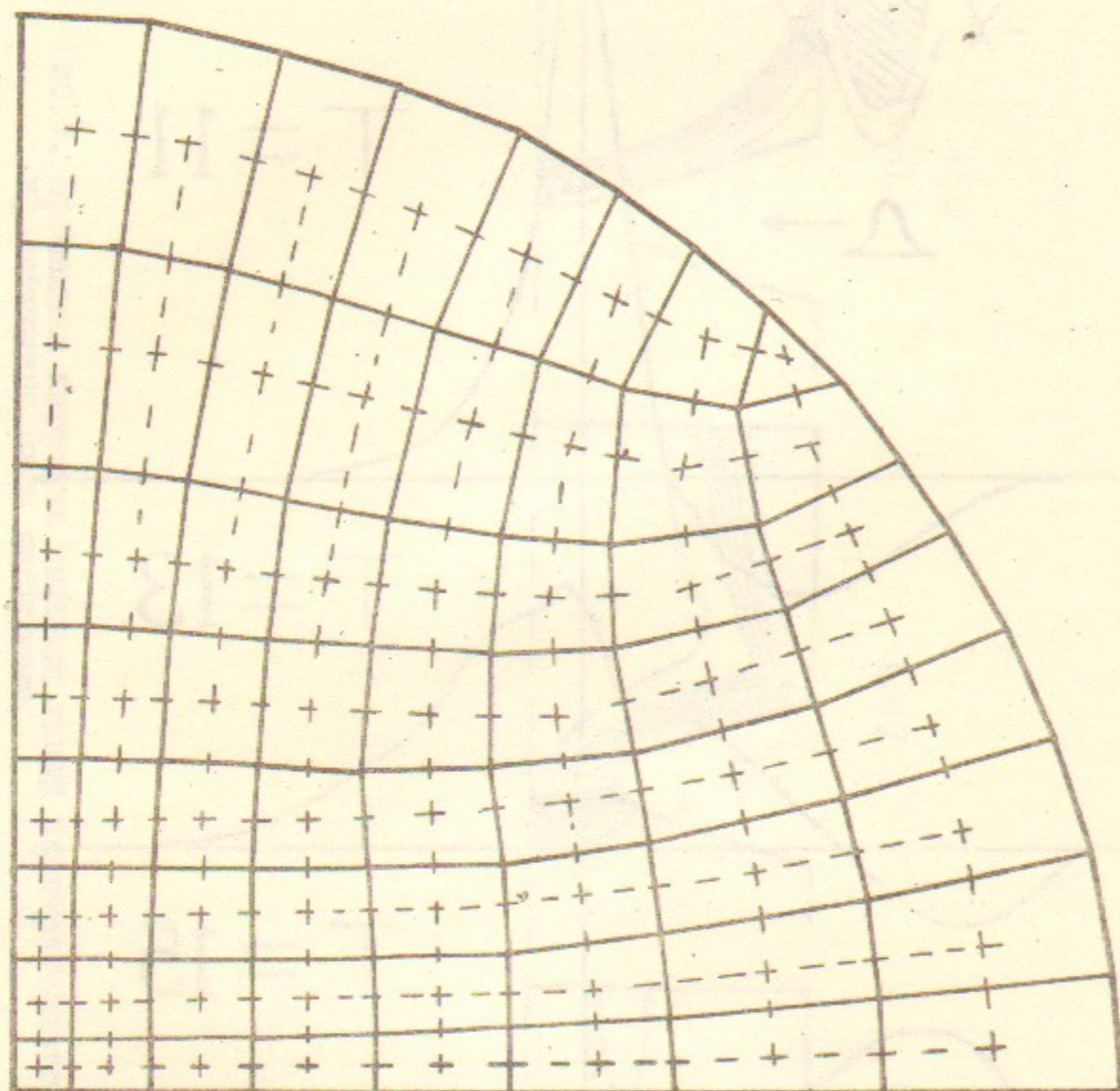


Рис. 11. Ортогональная сетка для расчета сферического резонатора.

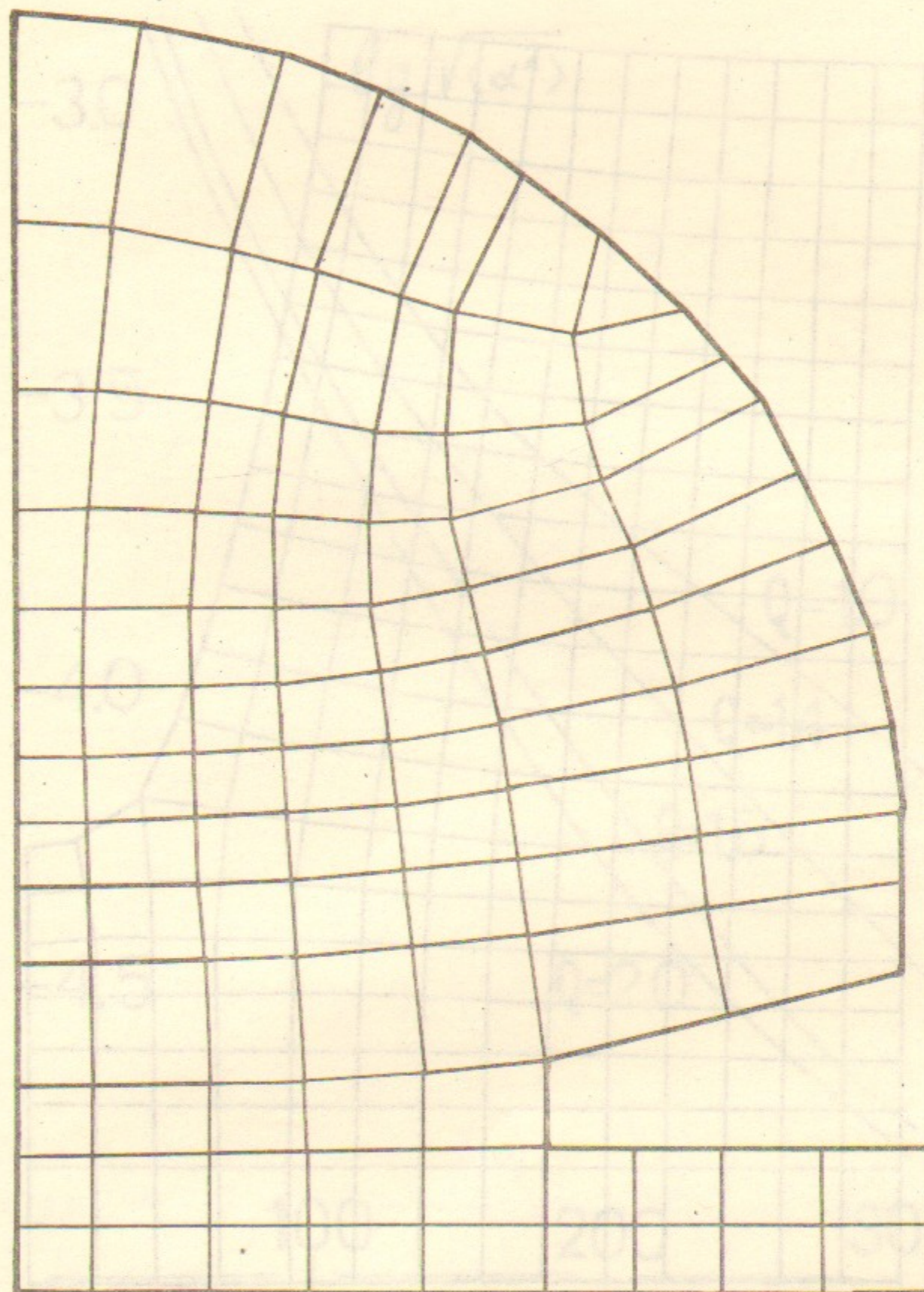


Рис. 12. Ортогональная сетка для расчета резонатора с трубками дрейфа.

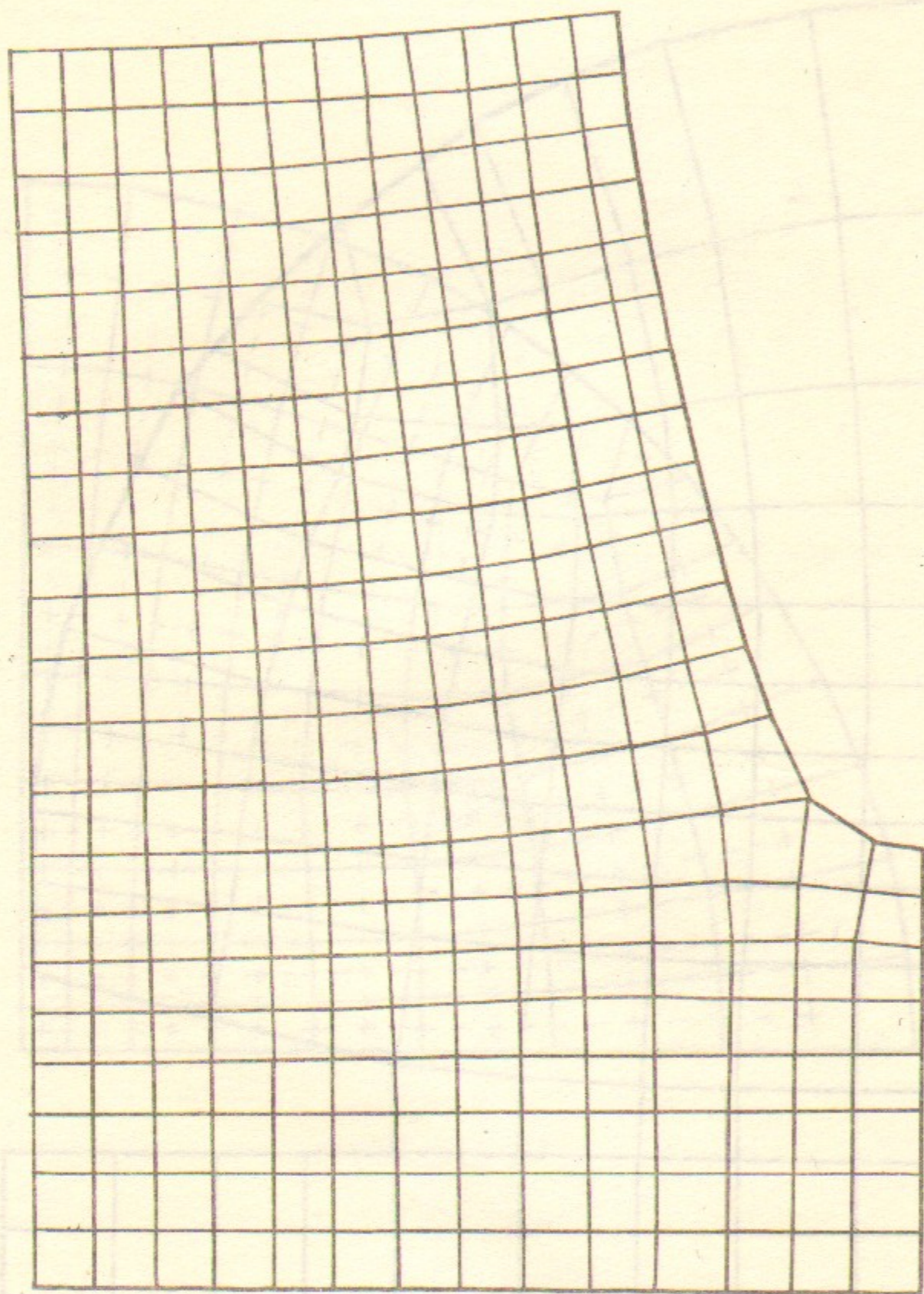


Рис. 13. Ортогональная сетка (фрагмент) для расчета ускоряющей структуры ВЛЭШ.

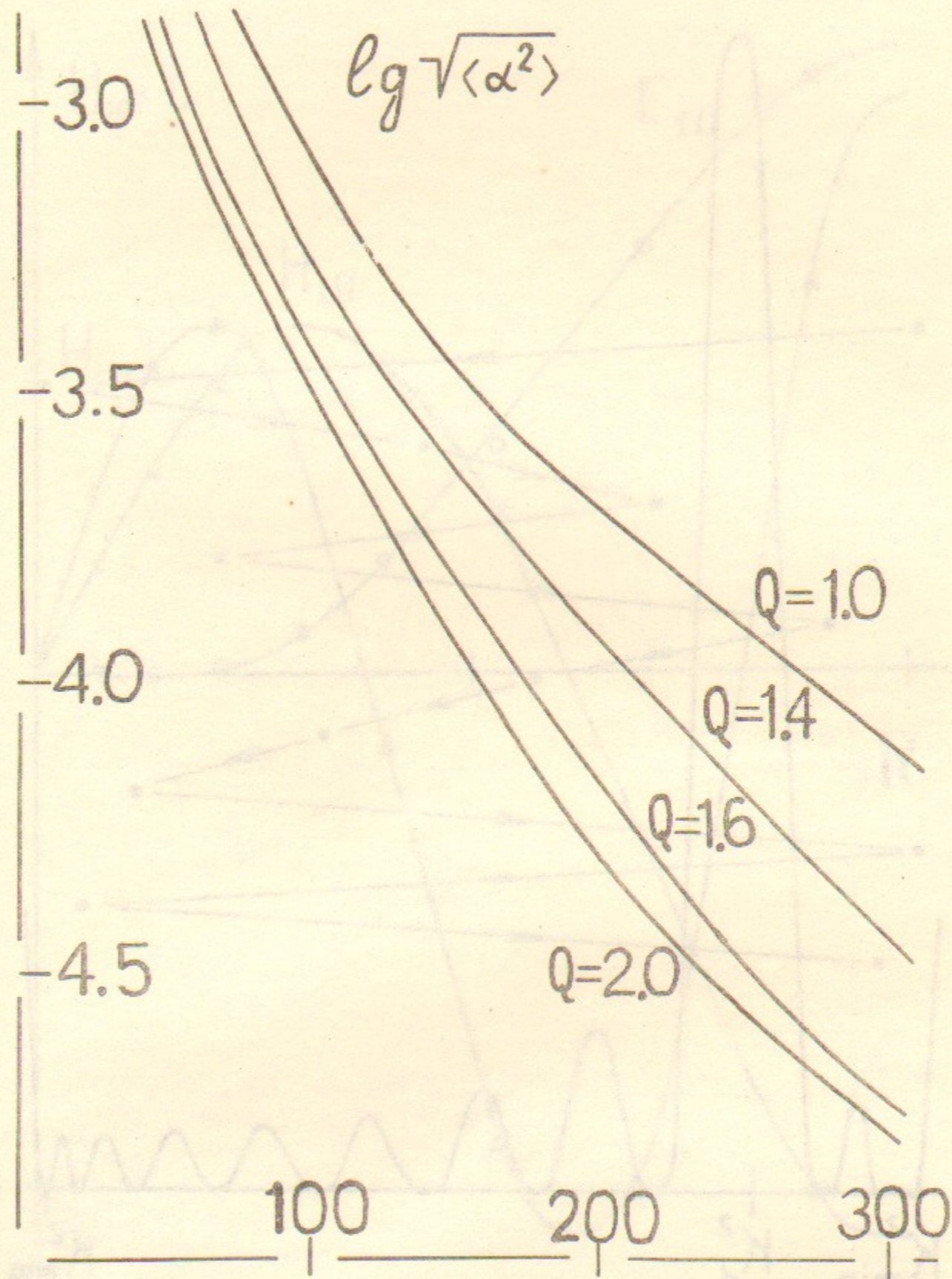


Рис. 14. Сходимость метода построения ортогональных сеток при различных значениях ускоряющих множителей.

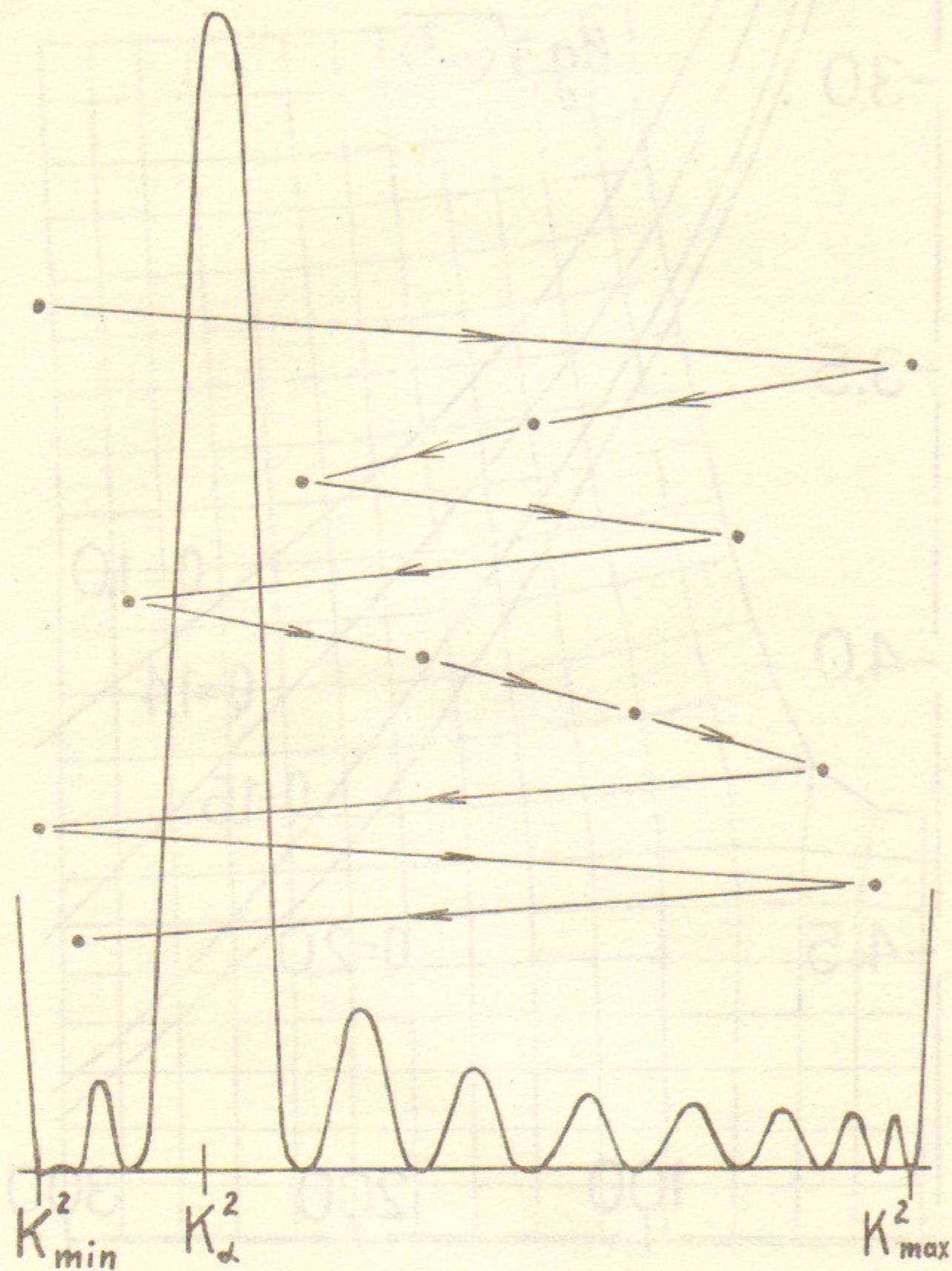


Рис. 15. Частотный спектр и порядок исключения частот.

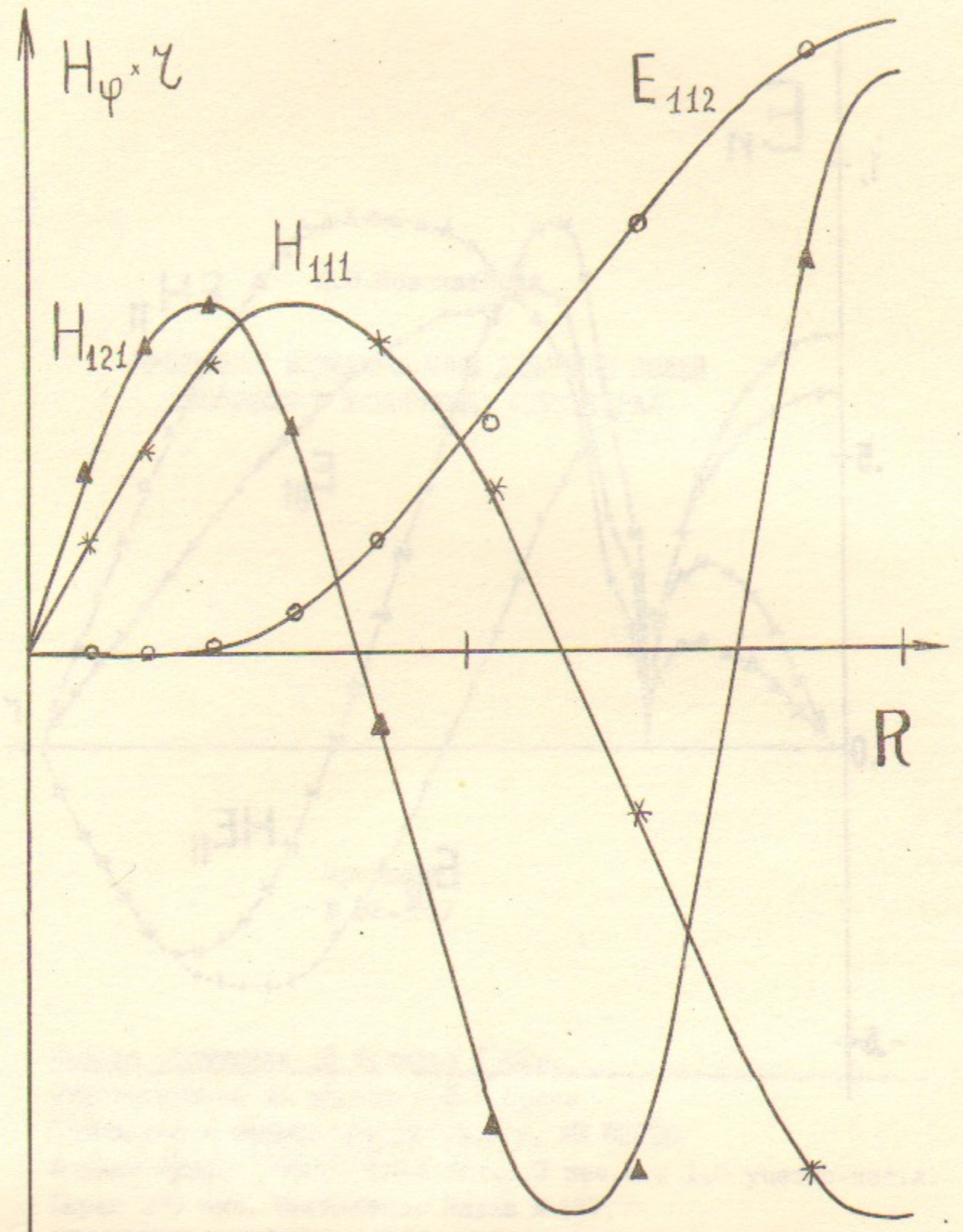


Рис. 16. Сравнение численного и аналитического распределения поля в сферическом резонаторе.

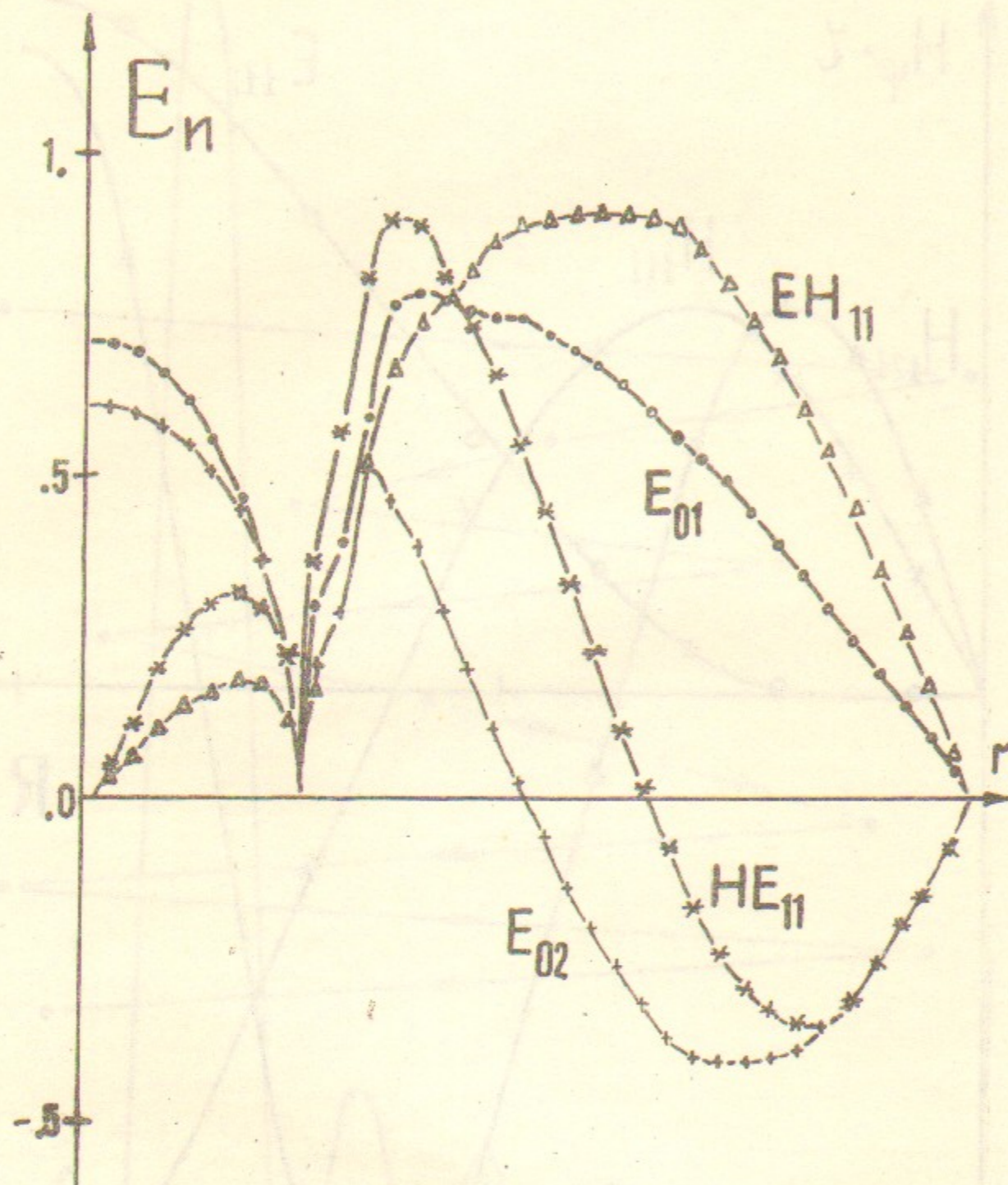


Рис.17. Распределение электрического поля вдоль правой границы резонатора (рис.13).

А.В.Новохатский

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПОЛЕЙ
ИЗЛУЧЕНИЯ В УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУРАХ

Препринт
№ 82-157

Работа поступила 16 декабря 1982г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 24.12-1982 г. МН 03698

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,9 печ.л., 1,5 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 157.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск,90