

П. 13

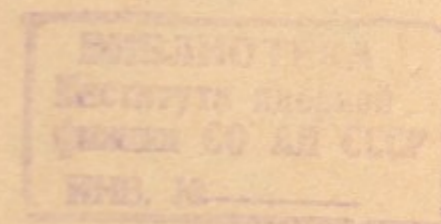
17

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 78 - 38

В.Н.Пакин, С.И.Смагин

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ КВАЗИКОАКСИАЛЬНЫХ
ИМПУЛЬСНЫХ СЕПТУМ - МАГНИТОВ



Новосибирск

1978

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ КВАЗИКОАКСИАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ
СЕПТУМ-МАГНИТОВ

В.Н.Пакин, С.И.Смагин

АННОТАЦИЯ

Приводятся результаты исследований магнитного поля квази-коаксиальных импульсных септум-магнитов с токовым септумом. Рассмотрены два конструктивных варианта таких магнитов, каждый из которых можно использовать при величине рабочего поля как меньшей, так и значительно большей, чем поле насыщения ферромагнетиков. Показано, что при импульсном питании этих магнитов скин-эффект оказывает существенное влияние на пространственное распределение магнитного поля во времени. Получена относительная неоднородность поля в рабочей области на уровне $10^{-4} + 10^{-3}$ при относительной величине наружного поля $10^{-4} + 10^{-3}$. Результаты расчетов и экспериментов согласуются с относительной точностью $10^{-3} + 10^{-4}$, что демонстрирует высокую эффективность применения ЭВМ при поиске конструкций с заранее заданными магнитооптическими свойствами.

I. ВВЕДЕНИЕ

I.1. Общие сведения

Однооборотный впуск или выпуск с помощью быстрого инфлектора или дефлектора в сочетании с импульсным септум-магнитом, расположенным на краю рабочей апертуры ускорителя, широко применяются в современной ускорительной технике.

При этом нож-септум служит в качестве токового экрана, отделяющего эту апертуру от области импульсного поля магнита. При большой энергии и малом размере пучка заряженных частиц, что обычно имеет место в электронных ускорителях и накопителях, к септум-магниту предъявляются достаточно жесткие и противоречивые требования:

- минимальная толщина септума для уменьшения угла поворота в инфлекторе или дефлекторе;
- минимальные наружные поля, чтобы они не возмущали движения пучка в ускорителе;
- малая нелинейность или неоднородность внутреннего поля в размере пучка, особенно при большом угле поворота частиц в этом магните;
- высокая надежность и стабильность в работе при большом числе циклов впуска или выпуска.

В этой работе рассмотрены вопросы формирования внутреннего поля с малой неоднородностью либо нелинейностью, а также способы получения минимального наружного поля для двух вариантов конструкций квазиаксиальных импульсных септум-магнитов. Такие магниты можно применять при величине рабочего поля как меньшей, так и значительно большей поля насыщения ферромагнетиков, а также помещать их в область рабочего поля магнитов и линз накопителей.

Проведенные исследования позволяют рассчитывать и проектировать септум-магниты такого типа с заранее заданными пространственно-временными распределениями внутренних полей при малой величине наружного поля.

При быстром выпуске наши конструкции предпочтительнее

общепринятых, в описанию которых мы и переходим.

I.2. Общепринятая некоаксиальная конструкция

Эта конструкция представляет собой магнит с С-образным шихтованным магнитопроводом I (рис. I-I), внутри которого располагается закрепленная на изоляторе 2 одновитковая обмотка 3, тонкая наружная шина которой - септум разделяет область внутреннего поля магнита и рабочую апертуру ускорителя. Обычно (согласно /1/, например) эта конструкция запитывается импульсами тока такой длительности τ_n , что толщина скин-слоя $\delta(\tau_n)$ больше или равна толщине септума Δ .

Поэтому, а также благодаря открытому со всех сторон магнитопроводу, она вполне успешно рассчитывается в магнитостатическом приближении, и расчет неплохо совпадает с опытом. Легко показать, что при малых изоляционных зазорах неоднородность внутреннего поля в medianной плоскости вблизи септума и величина наружного поля определяются согласно /5/ соотношениями

$$\frac{\Delta B^{вн}(+A_x)}{B_0} \approx -\frac{1}{\mu_{Fe}} \cdot \frac{2A_x}{h} + \frac{\epsilon}{h} \quad (I.1)$$

$$\frac{B^{нар}(A_x+\Delta)}{B_0} \approx -\frac{h_{Fe}}{\mu_{Fe}h} - \frac{\epsilon}{h} \quad (I.2)$$

где $2A_x$ - полная радиальная апертура магнита, h - высота зазора, μ_{Fe} - магнитная проницаемость сердечника, $h_{Fe}(+A_x)$ - длина силовой линии магнитной индукции в магнитопроводе, замыкающейся по внутренней поверхности септума, B_0 - индукция в центре апертуры магнита.

Из (I.1) и (I.2) очевидно, что такая конструкция имеет малую неоднородность внутреннего поля и малое наружное поле только при тех B_0 , при которых $\mu_{Fe} \approx 10^3$ и выше, и при $\epsilon \rightarrow 0$.

Кроме того, у этой конструкции большой вклад в неоднородность внутреннего поля и наружное поле дают торцы магнита и места подвода тока. Поэтому при $B_0 = 12$ кГс неоднородность $\Delta B^{вн}/B_0$ составляет примерно $5 \cdot 10^{-3}$, а наружное поле $B^{нар}/B_0$ составляет

$8 \cdot 10^{-3}$ на внешней поверхности септума, что является предельно допустимым, согласно /1/. Наружное поле спадает от септума в сторону равновесной орбиты ускорителя с характерным размером h .

Та же некоаксиальная конструкция более подробно исследована экспериментально в работе /2/ при питании ее импульсами тока длительностью $\tau_n = 200$ миксек. В этом случае скин-слой $\delta(\tau_n) = 1,3$ мм существенно меньше толщины септума $\Delta = 3$ мм. Тем не менее этот факт никак не отражен в статье, и нет расчетных кривых с учетом скин-слоя. Неоднородность внутреннего поля и величина наружного поля остались на том же уровне, что и в работе /1/.

1.3. Квазикоаксиальная конструкция

Вторая, применяемая нами конструкция, представляет собой (рис. 1.2) квазикоаксиал прямоугольной формы из меди или хромистой бронзы, закороченный на торце и изогнутый по радиусу впуска заряженных частиц. Ток питания вводится по центральной шине 1 и возвращается по всему периметру короба 2, все стенки которого во много раз больше толщины септума Δ как по высоте, так и по ширине.

При $B_0 \approx 12$ кГс. внутрь короба с малым изоляционным зазором ϵ помещается магнитопровод 3; при $B_0 \gg 12$ кГс, а также в случае размещения септум-магнита в области магнитного поля элементов накопителей, использовалась безжелезная конструкция типа а рис. 1.2.

Магнит запитывается импульсами тока такой длительности τ_n , что соответствующая толщина скин-слоя $\delta(\tau_n)$ в 2 + 5 раз меньше толщины септума Δ . Такой способ питания в сочетании с замкнутостью экрана - короба 2 делает невозможным расчет полей магнита в магнитостатическом приближении. Поэтому, в соответствии с /3/, мы использовали для расчета наших магнитов методику, разработанную сотрудником нашего Института Юрченко В.И. и описанную в /4/. В нашем случае задача сводится к решению двумерного уравнения теплопроводности с источниками для векторного потенциала электромагнитного поля. Ниже обсуждаются начальные и граничные условия решения этого уравнения и показана необходимость учета реальной схемы питания, в частности, релаксационных

процессов в импульсном трансформаторе.

Приведенные результаты расчета и опыта для внутреннего поля показывают, что скин-эффект существенно изменяет пространственное распределение поля во времени, что шиммирование электродов, применение шихтованного магнитопровода, уменьшение изоляционных зазоров и увеличение высоты центральной шины существенно улучшают однородность или нелинейность поля в рабочей апертуре магнита.

Расчет и опыт с наружным полем показывают, что проникновение его сквозь септум носит диффузионный характер, и поэтому оно достигает максимальной величины обычно после $t = \tau_n/2$, когда происходит впуск или выпуск частиц, что позволяет использовать без искажения внутреннего поля внешние ферромагнитные экраны в виде пластинок или замкнутых вокруг рабочей апертуры накопителя коробок. Для определения $B_{\text{макс}}^{\text{нар}} = \int_0^{\text{нар}} H_{\text{макс}}^{\text{нар}}$ до постановки таких экранов можно пользоваться полуэмпирическим соотношением:

$$\frac{B_{\text{макс}}^{\text{нар}}}{B_0} \approx K \frac{\delta^2(\tau_n)}{\Delta \cdot X} \sim \frac{\tau_n}{\Delta \cdot X} \quad (1.3)$$

где K - коэффициент между 1 и 2, в зависимости от геометрии магнита, τ_n - длительность однополярного импульса тока питания синусоидальной формы, $\delta(\tau_n)$ - соответствующий скин-слой, Δ - толщина септума, X - характерный размер, равный высоте центральной шины h при септуме постоянной толщины Δ и зазору между утолщенными частями в случае неоднородного по толщине септума (рис. 1-2).

Сопоставление (1.2) и (1.3) показывает, что при B_0 , близких или больших поля насыщения магнитопровода, наши конструкции позволяют получить существенно меньшее относительно B_0 наружное поле, чем общепринятое, путем уменьшения длительности импульса питания τ_n и увеличения толщины септума Δ , или высоты X .

Дальнейшего уменьшения величины наружного поля можно добиться путем введения дополнительных тонких ферромагнитных экранов, которые в некоаксиальных конструкциях при больших B_0 применять

невозможно вследствие их насыщения и искажения поля в рабочей апертуре магнита, согласно /2/.

Для успешного применения этих экранов в наших конструкциях (сведения относительной величины наружного поля $\sim 10^{-2} B_0$ до $\sim 10^{-4} B_0$) необходимо соблюсти два условия. Во-первых, поле на поверхности септума, определяемое из (1.3), $H_{\text{МАКС}}^{\text{НАР}} = B_{\text{МАКС}}^{\text{НАР}} / \mu_0$ должно быть меньше поля насыщения материала экрана ($\sim 10^4$ А/М для электротехнических сталей). Во-вторых, толщина его для полного собирания наружного потока должна быть не менее

$$\Delta_{\text{МИН}}^{\text{ЭКР}} = K \frac{\delta^2 B_0}{\Delta \cdot B_{\text{НАС}}^{\text{ЭКР}}} \quad (1.4)$$

где $B_{\text{НАС}}^{\text{ЭКР}}$ — индукция, при которой экран насыщается.

Преимущество общепринятой конструкции состоит в возможности применения ее при медленном (постоянный ток питания), так и быстром выпуске и впуске.

Преимущества квазикоаксиальной конструкции состоят в возможности применения ее при любых B_0 , в возможности помещения ее прямо в рабочее поле элементов накопителей (вариант а рис.2), в возможности получать сколь угодно малое проникающее через септум наружное поле $B_{\text{МАКС}}^{\text{НАР}}$ путем выбора Δ , τ , и экранов, а также в отсутствии наружных полей на торцах магнита и в месте токоподвода благодаря торцовым экранам и коаксиальному токоподводу.

Основной недостаток безжелезной квазикоаксиальной конструкции — сложность ее питания вследствие большой величины B_0 , а также вследствие того, что длина силовой линии вокруг центральной шины существенно больше радиальной апертуры магнита при условии малой неоднородности внутреннего поля. Такие высокоточные малоиндуктивные магниты, особенно при питании их импульсами малой длительности, требуют разработки мощных импульсных трансформаторов и генераторов, а также соответствующей измерительной техники.

2. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В РАБОЧЕЙ ОБЛАСТИ

2.1. Оценка величины рабочего тока и индуктивность магнита

Поскольку длина магнита по траектории пропускаемого пучка существенно больше всех других характерных размеров, для оценки индуктивности и тока предположим, что магнит плоский с сечением а рис.1-2.

Ток \bar{I} проходит через центральную шину I и возвращается по всему периметру короба 2, поэтому для расчета мгновенного значения этого тока при заданном в этот момент рабочем поле $B_0 = \mu_0 H_I$ на центральной траектории выпускаемого пучка используем закон полного тока и непрерывность импульсного магнитного потока, охватывающего этот ток:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \bar{I} \quad (2.1)$$

$$\oint \vec{B} d\vec{S} = \Phi \quad (2.2)$$

В нашей прямоугольной геометрии интеграл (2.1) удобно аппроксимировать с помощью суммы

$$\oint H dl = \sum_{i=1}^4 H_i l_i \quad (2.3)$$

где H_i — среднее значение напряженности магнитного поля на отрезке l_i , параллельном одной из четырех сторон центральной шины, в направлении этого отрезка.

Интеграл (2.2) удобно заменить на соответствующие произведения

$$\oint \vec{B} d\vec{S} = \Phi = B_i S_i = \text{const при } \bar{I} = \text{const}, i = 1, 2, 3, 4 \quad (2.4)$$

где B_i — среднее значение нормальной составляющей индукции в сечении S_i , i — номер соответствующего сечения между внешним коробом 2 и центральной шиной I.

Поток Φ определяется соотношением:

$$\Phi = B_0 S_1 = B_1 S_1 = \mu_0 \mu_1 H_1 S_1 \quad (2.5)$$

где S_1 :

$$S_1 = (2A_x + 2\delta)L_m \quad (2.6)$$

$\delta = \delta(\tau_n, t)$ — скин-слой в заданный момент времени t , зависящий от длительности импульса питания τ_n и формы этого импульса во времени.

Используя (2.3), (2.4) и (2.5), а также определение

$$B_i = \mu_0 \mu_i H_i \quad (2.7)$$

где μ_i — относительная проницаемость i -го зазора, для тока получим:

$$I = H_1 S_1 \sum_{i=1}^4 \frac{l_i}{\mu_i S_i} = B_0 S_1 \sum_{i=1}^4 \frac{l_i}{\mu_0 \mu_i S_i} \quad (2.8)$$

а из (2.5), (2.8) и определения индуктивности :

$$L = \frac{\Phi}{I} \quad (2.9)$$

получаем

$$L = \frac{\mu_0 H_1 S_1}{I} = \frac{\mu_0}{\sum_{i=1}^4 \frac{l_i}{\mu_i S_i}} \quad (2.10)$$

Из (2.8) очевидно, что для уменьшения тока I при заданной величине B_0 , радиальной апертуре $2A_x$ и длине L_m необходимо уменьшать магнитное сопротивление конструкции путем расширения зазора между центральной шиной 1 и коробом 2 в безжелезном магните и применением магнитопроводов с высоким μ везде, где это возможно. При этом линейно с уменьшением магнитного сопротивления увеличивается индуктивность магнита и линейно падает его

энергоемкость, определяемая соотношением:

$$W = \frac{LI^2}{2} \quad (2.11)$$

Величина W определяет энергоемкость емкостного накопителя генератора, при заданной длительности импульса τ_n — импульсную мощность генератора, а совместно с потоком Φ — параметры импульсного трансформатора, питающего магнит.

Необходимо отметить, что формулы (2.8) и (2.10) в сочетании с приблизительной прорисовкой эффективной силовой линии поля и учетом вклада скин-слоев в эффективное сечение S_i при некотором навыке дают точность около 10% и полезны для оценок. Существенно большую точность дает численное решение, к описанию которого мы переходим.

2.2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ СПОСОБА РАСЧЕТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ

2.2.1. Общие соображения. Основное уравнение. Начальные условия

В приведенных выше работах по общепринятым конструкциям септум-магнитов в импульсном режиме не приводятся расчеты магнитного поля с учетом скин-эффекта. В наших же магнитах скин-эффект играет определенную роль в формировании как внутреннего, так и наружного магнитного поля, и пренебрегать им нельзя.

Расчет квазикоаксиальных септум-магнитов основан на работах сотрудника нашего Института В.И.Курченко, а основные результаты приведены в дипломной работе /6/, в приложении к которой описана программа расчета для ЭВМ БЭСМ-6 на языке Фортран.

Получить пространственно-временное распределение импульсного магнитного поля с высокой точностью можно с помощью решения уравнений Максвелла для этого поля в квазистационарном приближении (/3/, стр.34 + 36).

Решение этой задачи упрощается, если использовать уравнения для векторного потенциала A , а не для магнитной индукции B

непосредственно, поскольку в этом случае решение уравнения на границах проводников автоматически удовлетворяет условию непрерывности вместе с первыми производными, а при переходе через поверхность, где магнитная проницаемость μ терпит скачок, условию непрерывности B_{\perp} . Само же уравнение в нашем двумерном случае имеет вид

$$\sigma \mu_0 \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \Delta \vec{A} - \sigma \mu_0 \nabla \varphi \quad (2.12)$$

Для выяснения смысла (2.12) перепишем его в виде

$$\vec{E}^r = -\frac{1}{\sigma \mu_0} \Delta \vec{A} - \vec{E}^s \quad (2.13)$$

где $\vec{E}^r = -\nabla \varphi$ — градиентное электрическое поле (падение напряжения источника на единице длины), $-\Delta \vec{A} / \sigma \mu_0$ — омическое падение напряжения на единице длины, $\vec{E}^s = -\partial \vec{A} / \partial t$ — вихревое электрическое поле (Э.Д.С. индукции на единице длины), а σ — проводимость среды. На электротехническом языке уравнение (2.13) можно истолковать как закон баланса напряжений в цепи из последовательно соединенных индуктивности и сопротивления при φ — напряжении источника питания.

Зная векторный потенциал \vec{A} , индукцию магнитного поля легко определить из соотношения

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} \quad (2.14)$$

Все наши рабочие конструкции магнитов имеют длину, существенно большую, чем поперечные размеры, поэтому векторный потенциал и градиентное электрическое поле \vec{A} и $\vec{E}^r = -\nabla \varphi$ направлены по равновесной траектории частиц (у нас далее это ось y). Итак, $A = A_y$, $A_x = A_z = 0$, $\vec{E}^r = E_y$; $E_x = E_z = 0$, а уравнение (2.12) имеет вид:

$$\sigma(x, z) \mu_0 \left(\frac{\partial A}{\partial t} - E^r \right) = \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\mu(x, z)} \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\mu(x, z)} \frac{\partial A}{\partial z} \quad (2.15)$$

Уравнение (2.15) решалось методом конечных разностей на ЭВМ БЭСМ-6. При этом зависимость напряжения на входе в коаксиал от времени бралась в виде дельта-функции Дирака:

$$\varphi(t) = U(t) = \delta(t) \quad (2.16)$$

В начальном состоянии ($-\infty < t < 0$) векторный потенциал A и все его производные тождественно равны нулю во всей области, где ищется решение.

Поскольку во время существования — образного импульса напряжения на входе в квазикоаксиал магнитное поле не успевает заметно проникнуть в металл стенок, то во всей толщине стенок короба, кроме бесконечно тонкого скин-слоя, векторный потенциал A и все его производные, а также и плотность тока равны 0, и из уравнения баланса (2.13) $E_{нар}^r$ — градиентная напряженность электрического поля в наружном проводнике отсутствует:

$$E_{нар}^r = 0 \quad (2.17)$$

а поэтому $E_{вн}^r$ — градиентная напряженность во внутреннем проводнике определяется соотношением:

$$E_{вн}^r = \frac{U(t)}{L_M} = \frac{\delta(t)}{L_M} \quad (2.18)$$

где L_M — длина магнита.

После окончания действия напряжения $U(t) = \delta(t)$ градиентная напряженность $E^r \equiv 0$ во всей исследуемой области, и уравнение (2.15) упрощается:

$$\sigma(x, z) \frac{\partial A}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\mu(x, z)} \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\mu(x, z)} \frac{\partial A}{\partial z} \quad (2.19)$$

Тем самым, фактически задача сводится к решению уравнения диффузии без источников (2.19) при начальных условиях:

$$A_{\text{вн}} = \int_{c-\varepsilon}^{c+\varepsilon} E_{\text{вн}}^r dt = \int_{0-\varepsilon}^{0+\varepsilon} \frac{\delta(t) dt}{L_M} = A_0, \quad A_{\text{нар}} = \int_{0-\varepsilon}^{0+\varepsilon} E_{\text{нар}}^r dt = 0 \quad (2.20)$$

где $A_{\text{вн}}$ – векторный потенциал внутреннего проводника после окончания действия δ – импульса напряжения, $A_{\text{нар}}$ – то же для наружного проводника, ε – сколь угодно малый интервал времени.

В расчете предполагалось, что характеристики среды μ и σ не меняются под действием электрических и магнитных полей, а также во времени. Постоянство μ и σ позволяет найти индукцию магнитного поля $\vec{B}(t)$ при произвольной зависимости напряжения $u(t)$ от времени, если известна $\vec{B}_\delta(t)$ – зависимость индукции от времени для δ – образного импульса напряжения, приложенного к коаксиалу в момент времени $t = 0$, с помощью интеграла:

$$\vec{B}(t) = \frac{1}{T_0 u_0} \int_0^t u(\tau) \vec{B}_\delta(t-\tau) d\tau \quad (2.21)$$

где $T_0 = 1$ сек, $u_0 = 1$ вольт.

2.2.2. Описание расчетной геометрии. Граничные условия

Поперечные сечения двух расчетных вариантов конструкций I и II приведены на рис.2-1. Из-за симметрии относительно горизонтальной плоскости $z = 0$ решение искалось только для верхней половины магнита. При этом контур G_1 считался сверхпроводящим. Для нас это означает, что $\vec{A}|_{G_1} \equiv 0$, магнитного поля вне контура G_1 нет, ибо за интересующие нас временные интервалы оно не может проникнуть через толстые стенки корпуса, а та доля потока, что проникает наружу через тонкий септум, мала и сосредоточена в основном вблизи рабочей области поля между септумом и центральной шиной.

Второе граничное условие в силу симметрии задачи имело вид $\vec{A}/\partial n = 0$ на границе G_2 .

Высокие требования к линейности или однородности поля B в наших септум-магнитах (на уровне $10^{-3} + 10^{-4}$ в пределах размера

пучка) обусловлены прежде всего тем, что углы поворота частиц в этих магнитах велики ($0,1$ рад + $0,6$ рад), вследствие чего даже малые возмущения в поле приводят к существенному искажению фазового объема пучка.

Отсюда следует, что относительная точность расчета пространственного распределения индукции магнитного поля B в рабочей апертуре магнита должна быть не хуже $10^{-3} + 10^{-4}$, а для векторного потенциала $10^{-4} + 10^{-5}$ соответственно. Для наружного поля, принимая во внимание его малость относительно B_0 , существенно получить его приблизительную величину, поведение во времени, а также пространственное распределение его около септума в рабочей апертуре ускорителя.

Уравнение (2.15) решалось методом конечных разностей, при этом оно заменялось системой уравнений для значений функций в отдельных точках (узлах) координатной сетки с последующим решением этих уравнений на ЭВМ. Метод подробно описан в /4/, а применительно к нашей задаче вместе с описанием и конкретным примером программы для ЭВМ БЭСМ-6 на языке Фортран в /6/.

2.3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ВНУТРЕННЕГО ПОЛЯ. СОПОСТАВЛЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

2.3.1. Расчет для δ – образного импульса напряжения.

Пространственно-временное распределение поля наших магнитов для δ – импульса напряжения получается в виде таблиц, с помощью которых можно построить кривые для неоднородности внутреннего поля $\Delta B(x, z, t)$. На рис.2-2 в качестве примера показаны такие кривые для безжелезной конструкции типа II, описанной в работе /7/. Здесь B_0 – поле в центре апертуры $x = 0, z = 0$, t – момент времени, соответствующий данному пространственному распределению поля. Эти моменты выбраны так, что величина $\sqrt{t/t_0}$ при $t_0 = 8$ мксек меняется дискретно с определенным шагом от одной группы кривых к другой, что соответствует приросту скин-слоя на постоянную величину, ибо скин-слой пропорционален \sqrt{t} . Уменьшение B_0 со временем связано с процессом диффузии магнитного

потока, захваченного за время действия импульса напряжения, в стенки магнита и наружу.

Расчет для δ -образного импульса напряжения очень удобен, так как позволяет исследовать внутренние и наружные поля магнитов в зависимости от времени, геометрии, проводимости и магнитной проницаемости, не привязываясь к реальной форме напряжения на входе в магнит, а затем рассчитать эти поля при любой форме напряжения численным интегрированием соотношения (2.21). Действительно, из кривых рис.2-2 можно легко получить кривые рис.2-3, которые показывают, что в интересующем нас диапазоне интервалов времени и толщин скин-слоя соответственно неоднородность поля в рабочей апертуре магнита растет почти линейно со скин-слоем, т.е. пропорционально $\sqrt{t/t_0}$ (левая половина рисунка). Кривые правой половины рисунка показывают, что при фиксированной толщине скин-слоя $\sqrt{t/t_0} = \text{const}$ та же неоднородность быстро растет с отклонением от медианной плоскости магнита по z .

2.3.2. Расчет и эксперимент для напряжения реальной формы

Поскольку для питания наших магнитов мы использовали разрядный RLC-контур, форма напряжения на входе в магнит в большинстве случаев имеет вид:

$$U(t) = U_0 \left(\cos \frac{\pi t}{\tau_n} + \frac{1}{2Q} \sin \frac{\pi t}{\tau_n} \right) e^{-\frac{\pi t}{2Q\tau_n}} \quad (2.22)$$

где Q - добротность контура, τ_n - длительность импульса напряжения питания.

Практически во всех наших магнитах $Q \gg 1$, и форма (2.22) упрощается:

$$U(t) \approx U_0 \cos \frac{\pi t}{\tau_n} \quad 0 \leq t \leq \tau_n \quad (2.23)$$

В связи с этим все последующие кривые, рассчитанные для формы (2.22) проводятся с подписями "расчет, косинусоидальный импульс".

Для экспериментального исследования септум-магнитов были использованы плоские модели, геометрия которых приведена на рис.2-4. Толщина листов шихтованного магнитопровода составляла 1 мм, измерения проводились при $B_0 = 4,2$ кГс, ожидаемое эффективное μ составляло примерно 10^3 . Результаты экспериментального и расчетного исследования внутренних полей конструкций I и II рис.2-4 приведены на рис.2-5 + рис.2-II. Расчетные результаты нанесены сплошными кривыми с соответствующими индексами на концах, опытные - в виде точек с теми же индексами (прямые крестики, косые крестики, кружки с точками и т.д.). Цифры около кривых показывают расстояние по от медианной плоскости до рассматриваемого сечения $z = \text{const}$.

Сравнение кривых рис.2-2 при $t = 0$ (нулевой скин-слой) с кривыми рис.2-6 для безжелезной конструкции II показывает, что неоднородность внутреннего поля ΔB_z увеличилась к моменту $t = 160$ мксек примерно в три раза, хотя классический скин-слой δ , определяемый, согласно [3], по

$$\delta^2 = \frac{2\tau_n}{\pi \sigma \mu} \quad (2.24)$$

равен 2,5 мм, в 9 раз меньше апертуры $2A_x = 22,5$ мм. Истинный же скин-слой к моменту $t = 160$ мксек еще меньше, тем не менее его вклад в пространственную неоднородность индукции в рабочем зазоре очень велик.

Сравнение результатов расчета и опыта на рис.2-5 + рис.2-9 показывает, что приведенный выше метод расчета действительно дает высокую (не хуже 10^{-3}) относительную точность пространственного распределения внутреннего поля и вполне пригоден для численного моделирования наших конструкций при питании их \cos -импульсами напряжения в рассматриваемом диапазоне соотношения скин-слой-апертура магнита.

Рис.2-5 и рис.2-6 показывают, что неоднородность быстро растет с высотой z в безжелезных магнитах, а шиммирование септума с помощью уступа на нем в случае конструкции II существенно уменьшает неоднородность поля. Из этих же рисунков видно, что

индукция $B_z(x, z)$ не только неоднородна, но и нелинейна с высотой z , ибо неоднородность растет по z . Поэтому устранение неоднородности индукции в медианной плоскости $z = 0$ с помощью шиммирования электродов не означает устранения ее во всей рабочей области магнита.

Из этих же рисунков видно, что при $X = 0$ $\Delta B_z(z)$ мало, поэтому в случае ленточного в поперечном сечении пучка для уменьшения искажения его фазового объема в безжелезных магнитах желательно пропускать пучок параллельно оси z по центру апертуры $X = 0$.

Расчет и опыт, согласно рис.2-7, показывают, что уменьшение однородности индукции в рабочей области безжелезных магнитов можно получить в первую очередь путем увеличения высоты центральной шины h относительно радиальной апертуры $2A_x$. В этом случае при заданной величине B_0 линейно с высотой h растет рабочий ток магнита.

Сопоставление рис.2-5 и рис.2-6 с рис.2-8 и рис.2-9 показывает, что магнитопровод с $\mu \gg 1$ существенно улучшает однородность поля в рабочей апертуре магнита, даже при большом изоляционном зазоре $\varepsilon = 2,3$ мм между центральной шиной и магнитопроводом.

Сравнение рис.2-8 и рис.2-9 с рис.2-10 и рис.2-11 показывает, что уменьшение изоляционного зазора ε до величины $\leq 0,1$ мм при $\mu \gg 1$ существенно увеличивает область высокой однородности поля (на уровне $10^{-3} B_0$), вплотную приблизив ее к полюсам ярма. И в этом случае, как и в безжелезном, конструкция II предпочтительнее конструкции I, а также общепринятой конструкции септум-магнита рис.1-1, в которой высокая однородность поля достигается только в медианной плоскости в середине рабочего зазора, а не вблизи полюсов.

Итак, в безжелезных магнитах высокую однородность поля вблизи медианной плоскости лучше всего получать за счет увеличения высоты центральной шины h относительно $2A_x$, за счет уменьшения длительности импульса τ_n и шиммирования электродов магнита (короба, например), а в конструкциях с магнитопроводом — за счет

уменьшения зазоров ε между ярмом и центральной шиной и увеличения μ .

2.4. НАРУЖНОЕ ПОЛЕ КВАЗИКОАКСИАЛЬНЫХ МАГНИТОВ

2.4.1. Расчетное и экспериментальное исследование наружных полей

Величина и пространственно-временное распределение наружных полей в наших магнитах зависят как от их геометрии, так и от способа питания.

Геометрия расчетных моделей приведена на рис.2-1, а экспериментальных моделей на рис.2-4, на рис.2-12 приведены упрощенная и эквивалентная схемы питания. Емкостной накопитель C через вентиль B разряжается на первичную обмотку понижающего импульсного трансформатора Tr , во вторичной обмотке которого подсоединен магнит M . При высокой добротности разрядного контура Q , определяемой соотношением:

$$Q = \frac{\omega L}{R} = \frac{\pi L}{\tau_n R} \gg 1 \quad (2.25)$$

ток в цепи накопителя имеет вид:

$$I \approx I_0 e^{-\frac{Rt}{2Q\tau_n}} \sin \frac{\pi t}{\tau_n} \quad 0 \leq t \leq \tau_n \quad (2.26)$$

где τ_n — длительность однополярного импульса тока, R и L — эффективные сопротивление и индуктивность контура, а I_0 определяется по

$$I_0 = \frac{u_0}{\omega L} = \frac{u_0 \tau_n}{\pi L} \quad (2.27)$$

Поскольку импульсный трансформатор не может передать на активную нагрузку однополярный импульс тока, то после отключения вентиля B в момент времени $t = \tau_n$ в магните появится ток вида:

$$I_{\text{реп}} \approx -I_0 \frac{2R_n \tau_n}{\pi(L_m + L_n)} e^{-\frac{R_n}{L_m + L_n} t} \quad \tau_n \leq t < \infty \quad (2.28)$$

где L_M, R_M — индуктивность и сопротивление магнита, L_H — индуктивность намагничивания импульсного трансформатора. Сопротивлением вторичной обмотки этого трансформатора мы пренебрегаем.

В нашем случае постоянная времени релаксационного тока в трансформаторе

$$\tau_{\text{рел}} \cong \frac{L_M + L_H}{R_M} \approx \frac{L_H}{R_M} \quad (2.29)$$

существенно больше длительности импульса τ_H , поэтому величина $I_{\text{рел}}$ мала, но этот ток имеет обратную полярность относительно I_0 и затухает очень медленно по сравнению со временем диффузии магнитного поля через септум.

При прохождении же основного импульса тока (2.26), как показано в /3/, стр.73, в стенках магнита захватывается магнитный поток и ток того же знака, что и основное поле и ток магнита. Величина этого магнитного потока в каждой стенке составляет примерно $B_0 \delta$, где B_0 — максимальное внутреннее поле, δ — скин-слой, соответствующий τ_H по (2.24). Ток, соответствующий этому потоку, течет внутри стенок магнита и замыкается через вторичную обмотку трансформатора, как и $I_{\text{рел}}$, но имеет обратное направление.

Захваченный магнитный поток и магнитный поток от релаксационного тока диффундируют в стенке магнита и просачиваются наружу через тонкий септум, медленно затухая и создавая наружное поле магнита.

На рис.2-13 приведено распределение во времени внутреннего $B^{\text{вн}}(t)$ и наружного $B^{\text{нар}}(t)$ полей. Внутреннее поле бралось в центре магнита $z=0, X=0$, наружное — на внешней поверхности септума при $z=0$. Расчет проведен для конструкции II с магнитопроводом рис.2-1 при $\mu = 100$, без внешнего ферромагнитного экрана, эксперимент — для той же конструкции рис.2-4 при $\mu > 10^3$. При расчете предполагалось, что форма напряжения, действующего на входе в магнит, имеет вид:

$$u(t) = u_0 \left(\cos \frac{\pi t}{\tau_H} + \frac{1}{2Q} \sin \frac{\pi t}{\tau_H} \right) e^{-\frac{\pi t}{2Q\tau_H}} \quad 0 \leq t \leq \tau_H$$

$$u(t) \equiv 0 \quad \tau_H < t < \infty \quad (2.30)$$

т.е. после прохождения импульса рабочего напряжения магнита замыкается накоротко.

При добротности $Q = 80$ расчет показывает, что в рабочей апертуре магнита остается магнитное поле $B^{\text{вн}}(t)$ того же знака, что и B_0 .

Расчет предсказывает также существенную задержку во времени появления $B^{\text{нар}}(t)$ от начала $B^{\text{вн}}(t)$ при $t = 0$. Это соответствует времени диффузии поля через септум, пропорциональному Δ , где Δ — толщина септума.

Экспериментальные кривые на рис.2-13 показаны крестиками. Эксперимент подтверждает расчетное время диффузии и дает хорошее совпадение в интервале $0 \leq t \leq \tau_H$. Расхождение эксперимента и расчета при $t > \tau_H$ обусловлено скорее всего тем, что в расчете не учитывается затухание захваченного тока в токоподводе и вторичной обмотке трансформатора, существенное изменение постоянной времени этого и релаксационного тока при учете индуктивности трансформатора.

Согласно рис.2-14, расчет хорошо предсказывает распределение наружного поля по поверхности септума.

Из кривых рис.2-15, где приведено экспериментальное и расчетное распределение $B^{\text{нар}}(x)$ в медианной плоскости септум-магнитов конструкции I и II, видно, что в случае I характерный размер спада поля $X_1 = 2h = 10$ см, в случае II этот размер составляет $X_2 \approx 6$ см, что примерно равно зазору между утолщенными частями септума. Величина же наружного поля примерно во столько же раз меньше в конструкции I, во сколько раз X_1 больше X_2 , как будто бы сохраняется некий полный наружный поток через медианную плоскость магнита.

На рис.2-16 показано поведение наружного поля во времени для безжелезной конструкции I в случае питания ее однополярным и двухполярным импульсами тока. Сопоставление показывает, что двухполярное питание позволяет уменьшить наружное поле примерно в два раза, поскольку захваченные в стенках магнита диффузионные токи и токи релаксации импульсных трансформаторов от разнополярных импульсов возбуждения вычитаются.

На рис.2-17 приведена максимальная экспериментальная величина наружного поля для конструкций I и II рис.2-4 в зависимости от длительности τ_n косинусоидального одиночного импульса внутреннего поля. Опыт показал, что наружное поле практически не зависит от наличия магнитопровода с $M \gg I$ в магните, что наружное поле пропорционально длительности импульса τ_n или квадрату син-слоя $\delta^2(\tau_n)$ и обратно пропорционально толщине септума Δ и характерному размеру спада наружного потока X , который примерно равен высоте шины h в случае конструкции I и зазору между утолщенными частями септума в случае конструкции II. Для оценки максимальной величины наружного поля в этом случае с точностью до коэффициента $K = I+2$, зависящего от конструкции, удобно пользоваться эмпирической формулой (I.3).

Опыт и расчет показали, что дальнейшее уменьшение наружного поля в $10 + 100$ раз достигается путем применения дополнительных ферромагнитных экранов снаружи основного септума в виде тонких листов или коробок, охватывающих рабочую апертуру ускорителя. Условия применимости таких экранов приведены выше во введении, оценкам минимальной толщины может быть проведена по (I.4).

Применение дополнительных ферромагнитных экранов позволяет свести наружное поле до уровня $10^{-4} B_0$, но возможно только в тех магнитах, которые располагаются вне поля элементов ускорителей или накопителей.

Для уменьшения действия наружных полей магнита на частицы в камере ускорителя при быстром выпуске можно пользоваться конечной величиной времени диффузии поля через септум, выбирая такую длительность импульса τ_n и толщину Δ , при которых к моменту выпуска $t = \tau_n/2$ наружное поле еще существенно ниже

максимального (рис.2-13). Мы применяли такой способ на выпускных магнитах из ускорителя Б-4 и накопительной дорожки ВЭП-3.

С той же целью представляется полезным при любой конструкции септум-магнита и любой длительности импульса питания компенсировать интеграл наружного поля магнита с помощью специальных внешних устройств из проводников, пропуская по ним импульсы тока такой же формы во времени, что и наружное поле магнита. Такое устройство может располагаться перед или после магнита по траектории частиц в ускорителе, если длина его плюс длина магнита существенно меньше β - функции ускорителя в этом месте. Нами эта работа не ставилась ввиду сложного поведения во времени и пространстве интегралов наружного поля по траекториям частиц вблизи септума, но она определенно имеет смысл в общепринятых конструкциях с однородным по толщине септумом и открытым магнитопроводом, поскольку в них наружное и внутреннее поля имеют одинаковую во времени форму.

Следует также специально отметить, что применение дополнительных ферромагнитных экранов в общепринятых конструкциях возможно только с воздушными зазорами и на малых полях B_0 до 2 кГс /5/, поскольку при больших B_0 они насыщаются и становятся бесполезными, искажая внутреннее поле магнита /2/.

2.4.2. Действие наружного поля септум-магнита на пучок, находящийся в камере ускорителя или накопителя

Наружное поле септум-магнитов приводит как к возмущению орбиты пучка, так и к смещению частоты бетатронных колебаний частиц в ускорителе, квадратичной нелинейности и т.д.

Как показал опыт и расчет, пространственно-временное распределение поля вблизи септума имеет достаточно сложную форму.

Поскольку период оборота частиц в накопителе T_0 значительно меньше характерного времени возмущающего поля $\tau_{нар}$ ($T_0 \approx 10^{-8}$ сек $+ 10^{-6}$ сек при $\tau_{нар} \approx 10^{-4} + 10^{-2}$ сек), а длина этого поля по внешней поверхности септума $l_{нар} \ll L_0$ - длины орбиты, то для оценки максимального искажения орбиты необходимо оценить мгно-

венное значение интеграла этого поля по траектории частиц перед выпуском или после выпуска в тот момент, когда этот интеграл максимален.

Смещение частиц различно для орбит, проходящих вблизи септума или далеко от него, поскольку наружное поле существенно неоднородно и $B_z^{нар}(x)$ спадает примерно экспоненциально с характерным размером X_1 или X_2 .

Максимальное смещение испытывают частицы, орбита которых лежит вблизи септума, оно описывается согласно /8/ соотношениями:

$$\Delta X_{\max} = \frac{0,5 \Theta_{\max} [\beta_s \times \beta_{s \max}]^{1/2}}{\sin \pi \nu} \quad (2.31)$$

$$\Theta_{\max} = \frac{\int B_{\max}^{нар} dl_{нар}}{B_{нар} R_{нар}} = \frac{\bar{B}^{нар} \cdot l_{нар}}{B_{нар} R_{нар}} \quad (2.32)$$

Здесь β_s - бета-функция в месте возмущения, $\beta_{s \max}$ - максимальная бета-функция в накопителе, ν - число бетатронных колебаний на оборот, $\bar{B}^{нар}$ - средняя величина возмущающего поля на рассматриваемой орбите в заданный момент времени; $l_{нар}$ - длина, на которой действует $B^{нар}$, $B_{нар}$ - ведущее поле накопительной дорожки, $R_{нар}$ - радиус кривизны орбиты в этом поле.

Смещение частоты бетатронных колебаний описывается согласно /8/ соотношением:

$$\Delta \nu_x = \frac{1}{4\pi} \frac{\beta_s \bar{B}'_{нар} l_{нар}}{B_{нар} R_{нар}} \quad (2.33)$$

где $\bar{B}'_{нар}$ - градиент наружного поля около септума, приблизительно равный

$$\bar{B}'_{нар} \cong \frac{\bar{B}_{нар}}{X} \quad (2.34)$$

где X - характерный размер X_1 и X_2 для конструкций I и II соответственно. Из (2.33) и (2.34) следует

$$\Delta \nu_{x \max} \cong \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\beta_s}{X} \cdot \frac{\bar{B}_{нар} l_{нар}}{B_{нар} R_{нар}} \quad (2.35)$$

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные выше результаты исследования квазикоаксиальных септум-магнитов показывают хорошее совпадение расчетных и экспериментальных пространственно-временных распределений магнитного поля как для безжелезных конструкций, так и для конструкций с магнитопроводом.

Исследования наружных полей показали, что расчет дает хорошее совпадение пространственно-временного распределения этих полей с опытом в интересующей нас области вблизи септума в медианной плоскости магнита. Для большей точности при расчете необходимо использовать форму напряжения на входе в магнит при $\tau_n < t < \infty$, т.е. учесть параметры импульсного трансформатора и токопровода и релаксационный ток трансформатора.

Сопоставление общепринятой и квазикоаксиальной конструкций показывает, что первая предпочтительнее только при медленном выпуске.

При быстром выпуске квазикоаксиальная конструкция предпочтительнее из-за отсутствия наружных полей на торцах и в месте токопровода при правильном выборе длин торцовых экранов и из-за принципиальной возможности иметь сколь угодно малые наружные поля как с помощью соответствующего выбора способа питания (малая длительность импульса, двуполярность), так и с помощью применения дополнительных ферромагнитных экранов малой толщины. Оба эти способа мало эффективны в общепринятой конструкции.

Квазикоаксиальные безжелезные септум-магниты не ограничены

также по величине магнитного поля B_0 и работают у нас при полях 30 кГс и выше /7/. Кроме того, в отличие от общепринятых конструкций, они могут помещаться прямо в области рабочего поля элементов накопительных дроселек, практически не искажая это поле /9/, /10/, /11/.

Однородность внутреннего поля в медианной плоскости магнита в наших конструкциях не хуже, чем в общепринятых, и составляет обычно не более $\pm 2 \cdot 10^{-3} B_0$, а величина наружного поля составляет от $2 \cdot 10^{-2} B_0$ в первых магнитах и до $2 \cdot 10^{-4} B_0$ в последних, по сравнению с $\sim 10^{-2} B_0$ в общепринятых магнитах.

Правда, применение безжелезных квазикоаксиальных септум-магнитов вызывает большие трудности в питании как из-за большой длины силовой линии вокруг центральной шины относительно радиальной апертуры магнита, большой величины тока питания при заданной большой величине B_0 , так и из-за малой длительности импульса τ , при малой величине наружных полей /12/, /13/.

Приведенные выше расчеты и экспериментальные кривые можно использовать для прогнозирования магнитных характеристик различных квазикоаксиальных септум-магнитов, пользуясь свойством подобия, согласно которому при линейном увеличении геометрических размеров в n раз нужно увеличить длительность импульса питания в n^2 раз.

Л и т е р а т у р а

- /1/ R Bertolotto. Septum magnet for fast ejection from the CPS towards the ISR. CERN/MPS/SR 70-3 10.06.1970.
- /2/ F. Fabiani, S. Herin... Comp. septum magnet... Proc. 3-d Int. Conf. of Magnet Techn. p.1518. Hamburg 1970.
- /3/ Г.Кнопфель. Сверхсильные магнитные поля. Мир, 1972.
- /4/ В.И.Юрченко. Расчет двумерных квазистационарных полей на ЭВМ. ЖТФ, X IV, 1641, 1974.
- /5/ R.L. Keizer. Dipole septum magnets. CERN 74-13 Laboratory 1. Proton Synch. Mash. Div. 21 May. 1974. Geneva.
- /6/ С.И.Смагин. Расчет магнитных полей септум-магнитов. Дипломная работа. Новосибирский электротехнический институт, ФТФ, 1974.
- /7/ Л.М.Барков, М.С.Золотарев, В.А.Киселев, В.Н.Пакин, Е.А.Переведенцев, А.Н.Скринский, В.П.Смахтия, В.Б.Хлестов, А.А.Шепеленко. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.2, 126, Москва, 1972.
- /8/ C. Bovet, R. Gouiran, I. Gutowski, K.H. Reich. A selection of formulae and data useful for the design of A.G.S. CERN/MPS-SI/Int. DL/70/4, 23 April 1970.
- /9/ Е.С.Мирнов, В.Н.Пакин, Г.И.Сильвестров. ПТЭ № 5, 23, 1968.
- /10/ В.Н.Пакин, Г.И.Сильвестров. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, 292, Москва, 1968.
- /11/ Л.Л.Данилов, В.Н.Пакин, Г.И.Сильвестров. Авторское свидетельство № 197788 от 28 июля 1965.
- /12/ Т.А.Всеволожская, В.Н.Пакин, Г.И.Сильвестров. Атомная энергия, т.22, 3, 210, 1967.
- /13/ В.Н.Пакин, Г.И.Сильвестров, Э.М.Трахтенберг. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, 620.

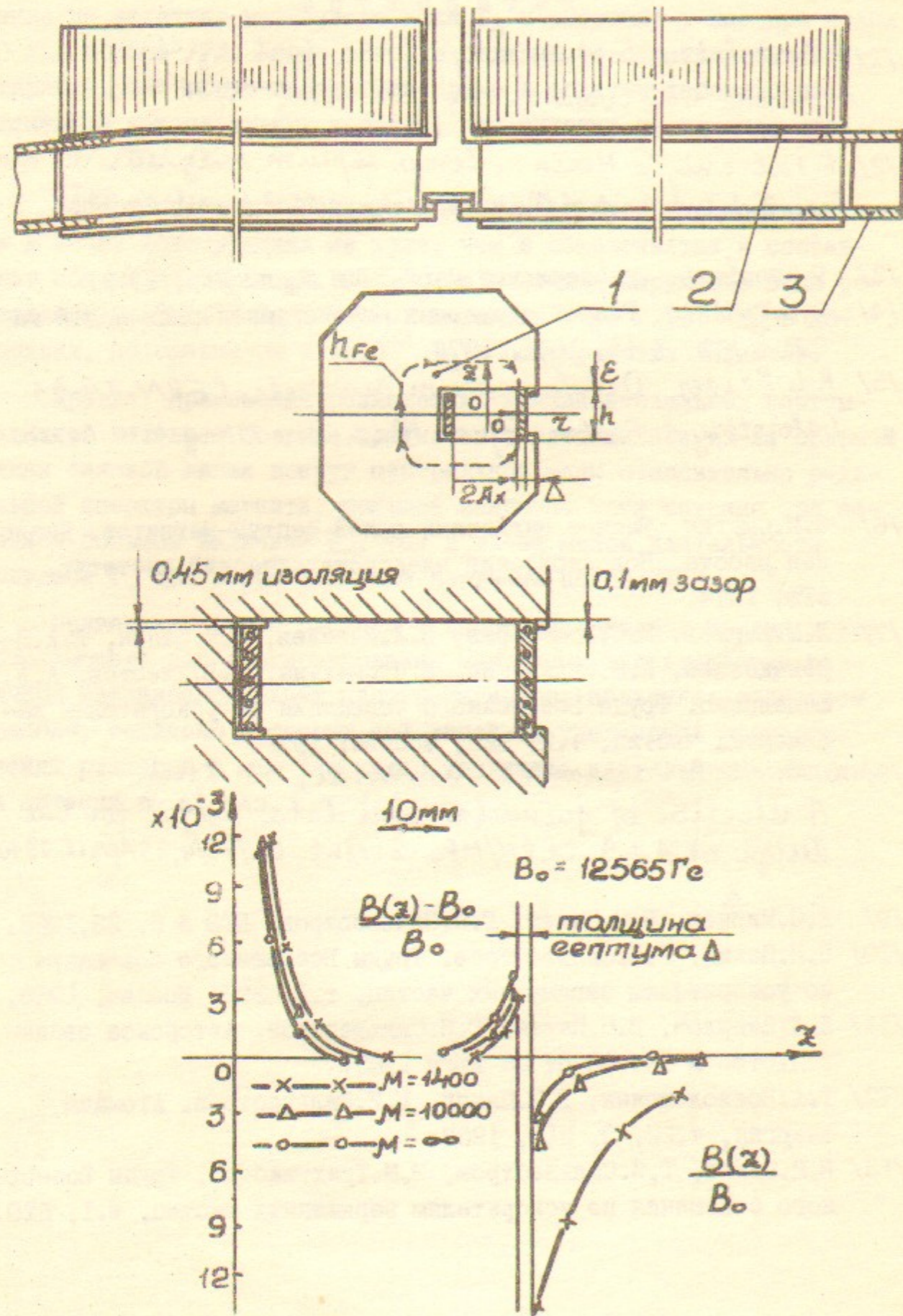


Рис. I-1. Упрощённая конструкция некоаксиального септум-магнита. Неоднородность внутреннего поля и наружное поле.

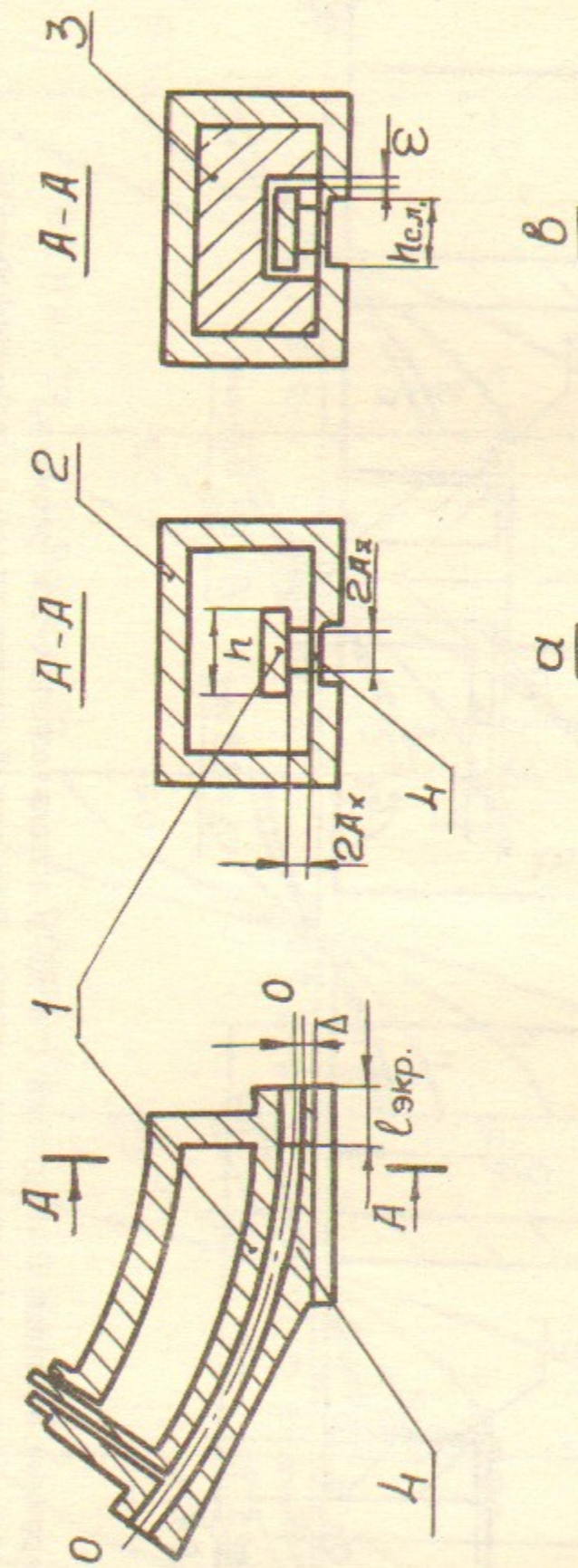


Рис. I-2. Упрощённая конструкция септум-магнита кривокоаксиального типа.
 а- без магнитопровода, б- с магнитопроводом.
 I-центральная шина, 2-короб, 3-магнитопровод, 4-септум,
 00-траектория пропускаемого пучка.

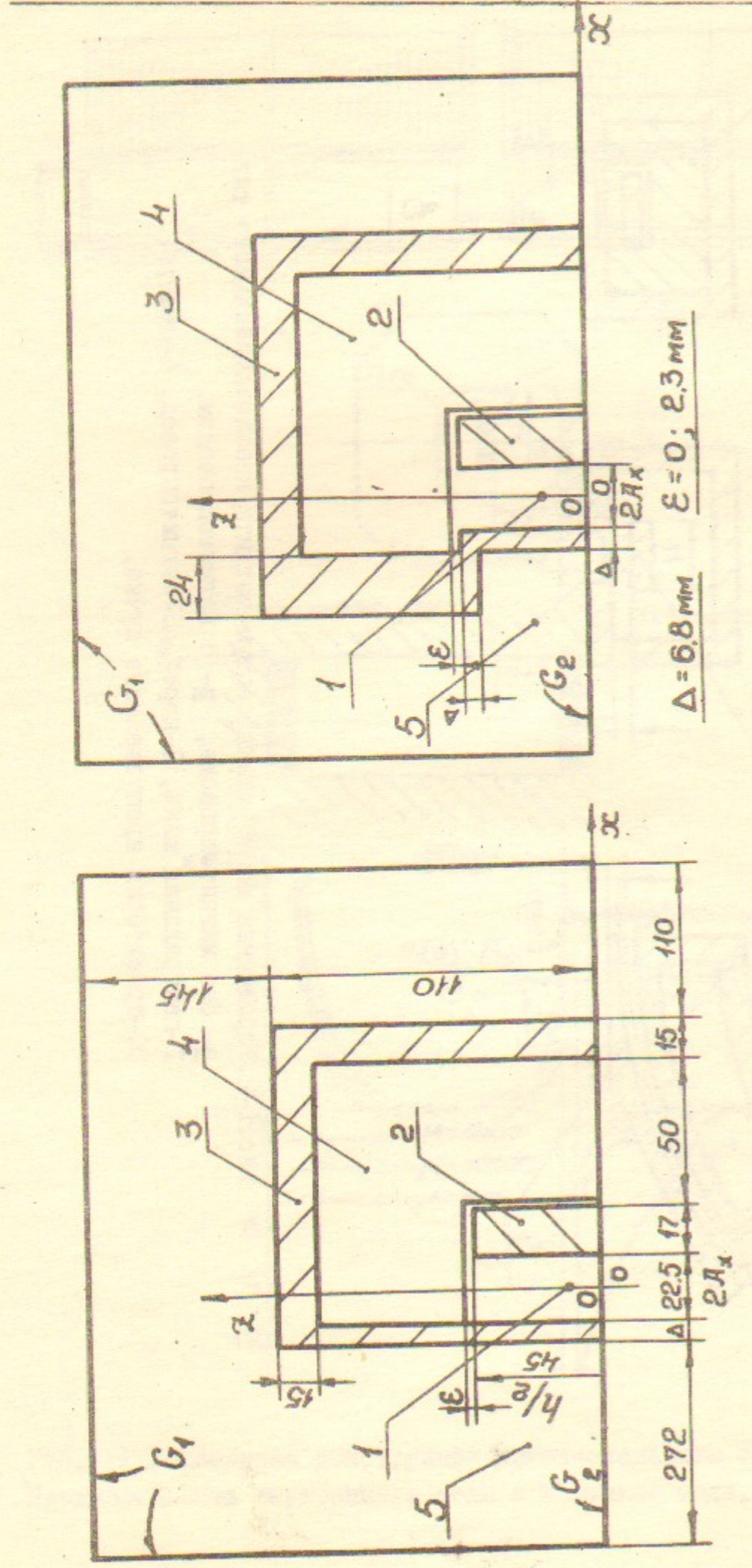


Рис.2-1. Поперечные сечения конструкций I и II, использованные при расчёте.
 I-область рабочего поля, 2-внутренняя шина, 3-наружный проводник, 4-шхтованный магнитотопровод, 5-область внешнего поля, G_1 и G_2 -границы расчётного контура, все размеры в мм, ϵ - величина зазора.

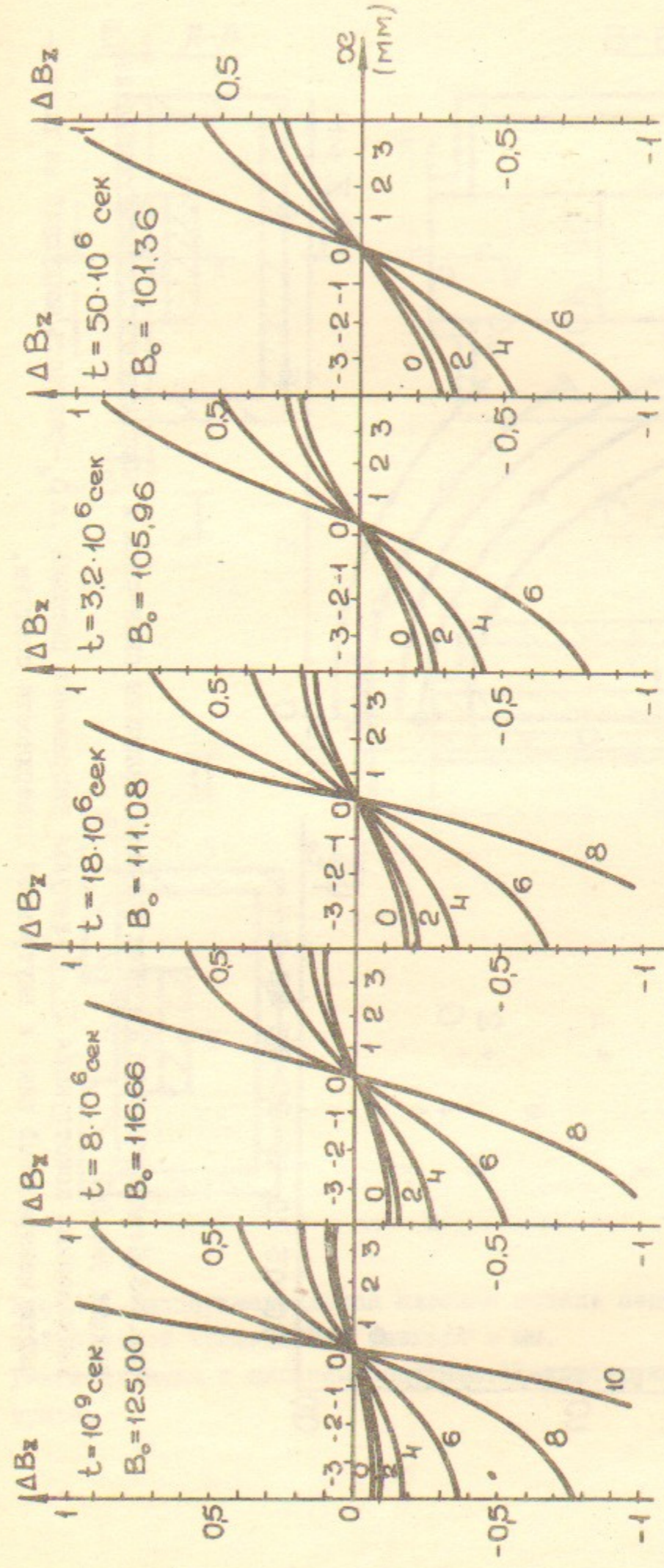


Рис.2-2. Неоднородность ΔB_z в случае конструкции II из работы /7/ без магнитопровода.
 t - момент времени, по оси абсцисс-отклонение от центра апертуры по радиусу в мм, по оси ординат-отклонение ΔB_z от B_0 -поля в центре апертуры $x=0, z=0$. Цифры около кривых-отклонение по z от медианной плоскости $z=0$.
 Расчёт проведён для δ -образного импульса напряжения в момент $t=0$ с дальнейшей релаксацией поля во времени.

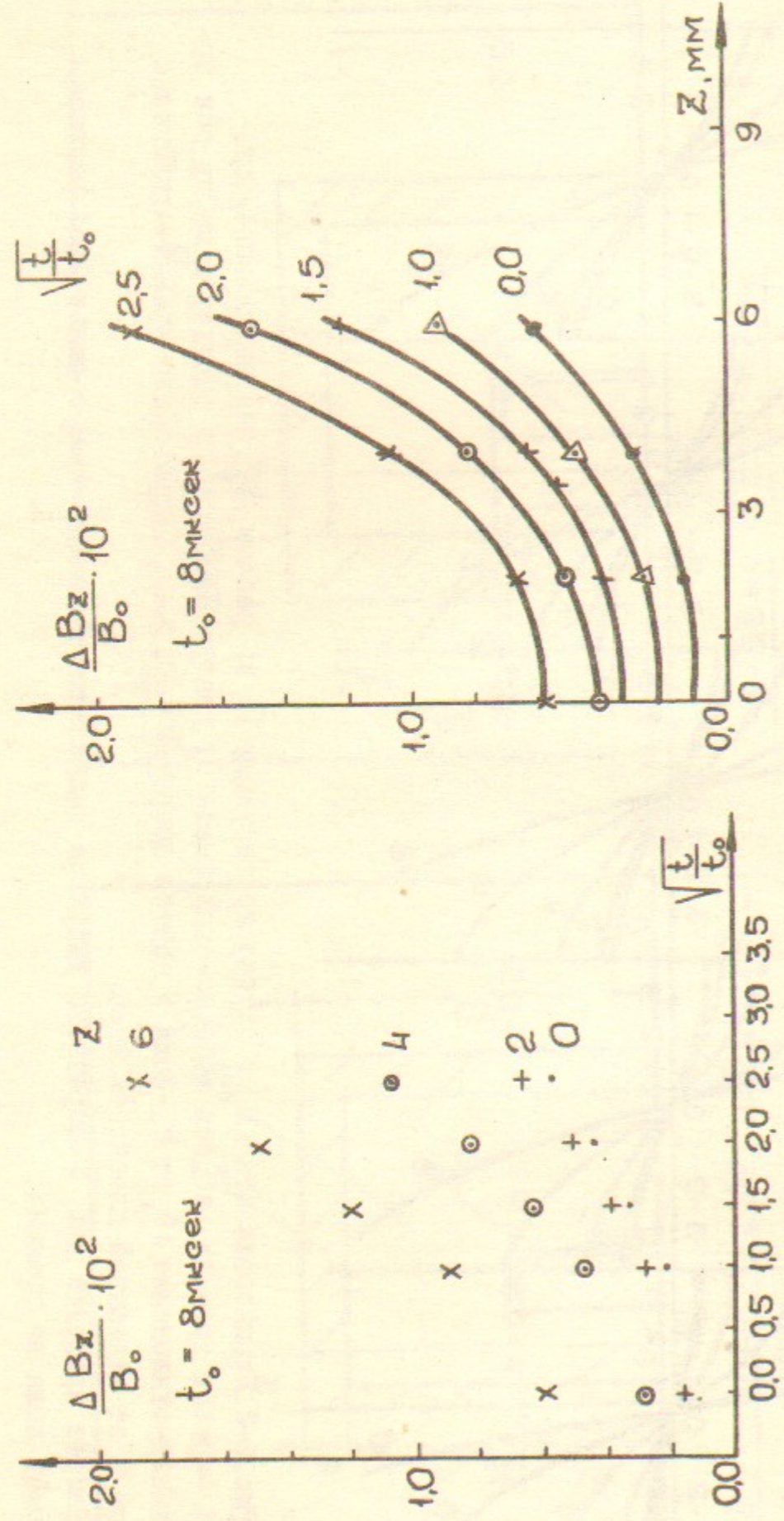


Рис. 2-3. Неоднородность ΔB_z как функция величины скин-слоя и координаты z , пересчитанная из кривых рис. 2-2. Безжелезная конструкция II, δ -импульс напряжения питания. ΔB_z -разность индукций на поверхности центральной шины и внутренней поверхности септума.

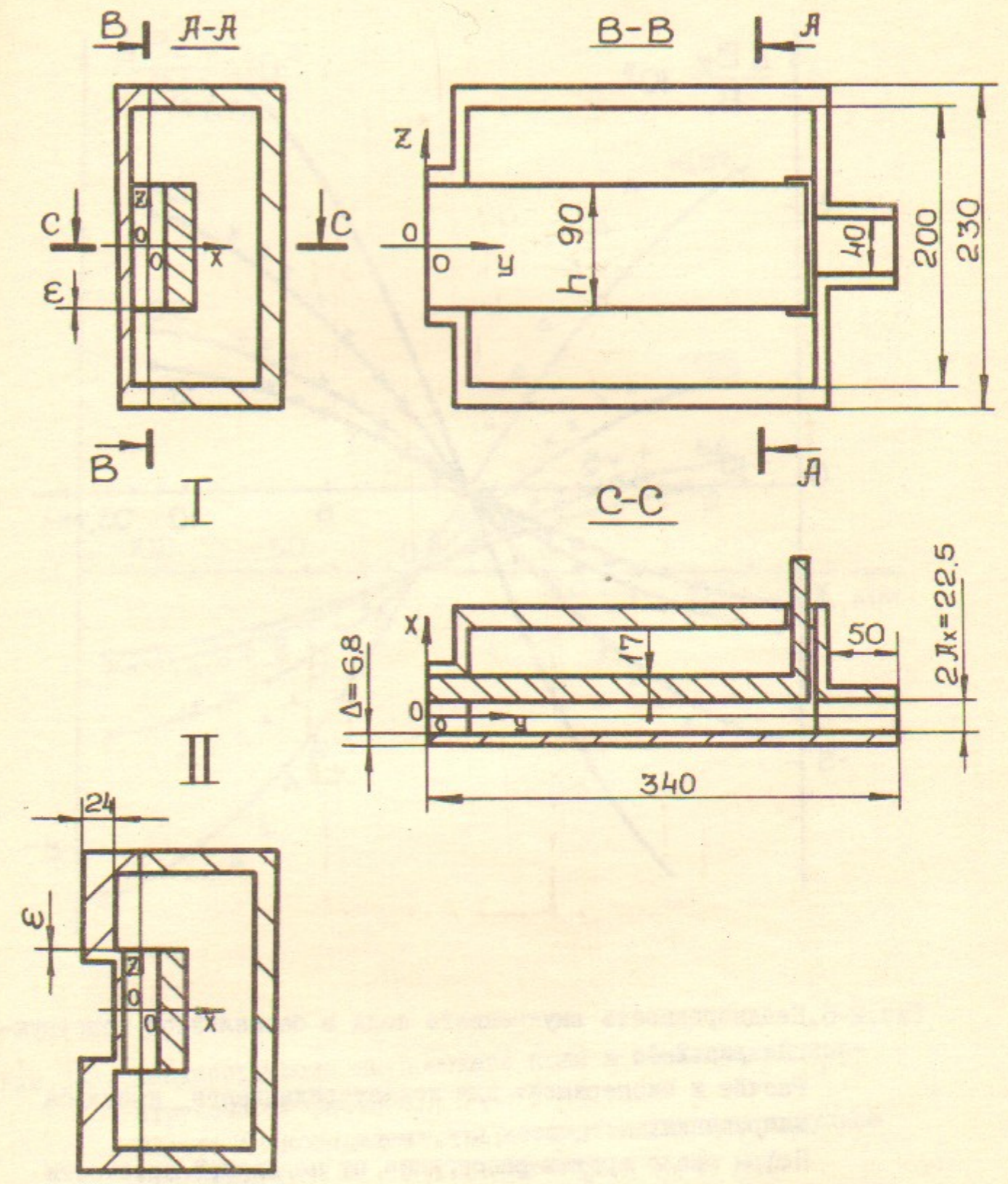


Рис. 2-4. Экспериментальная плоская модель септум-магнита со съёмной боковой крышкой. Все размеры в мм. I-конструкция с плоским септумом. II-конструкция с фигурным септумом.

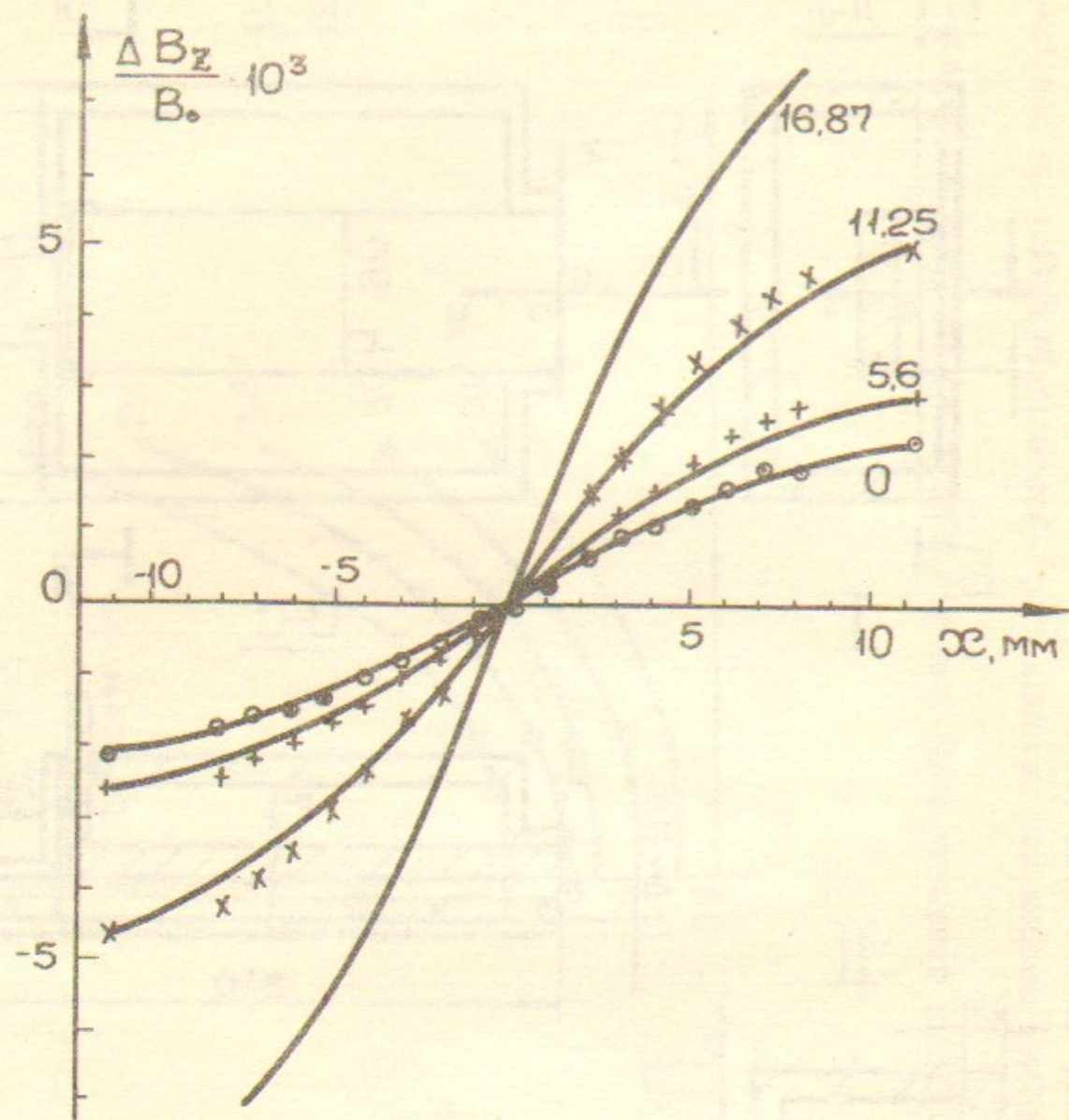


Рис. 2-5. Неоднородность внутреннего поля в безжелезной конструкции рис. 2-4.
 Расчёт и эксперимент для косинусоидального импульса напряжения.
 Цифры около кривых — расстояние от медианной плоскости $Z=0$ в мм, $t_{изм} = \tau_n/2 = 160$ мксек.

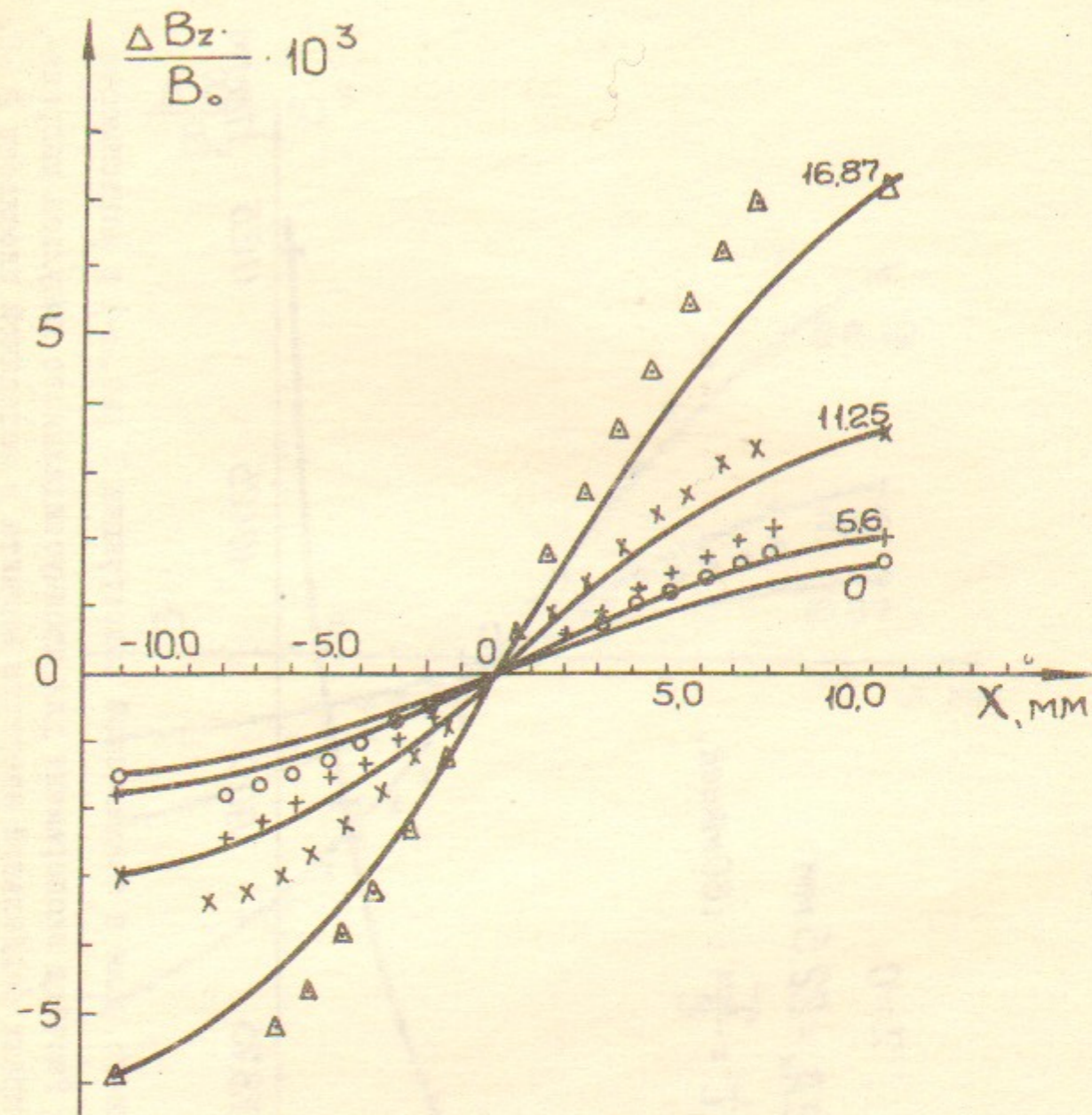


Рис. 2-6. Неоднородность внутреннего поля в безжелезной конструкции II рис. 2-4.
 Расчёт и эксперимент для косинусоидального импульса напряжения.
 Цифры около кривых — отклонение от медианной плоскости $Z=0$ в мм, $t_{изм} = 160$ мксек $= \tau_n/2$.

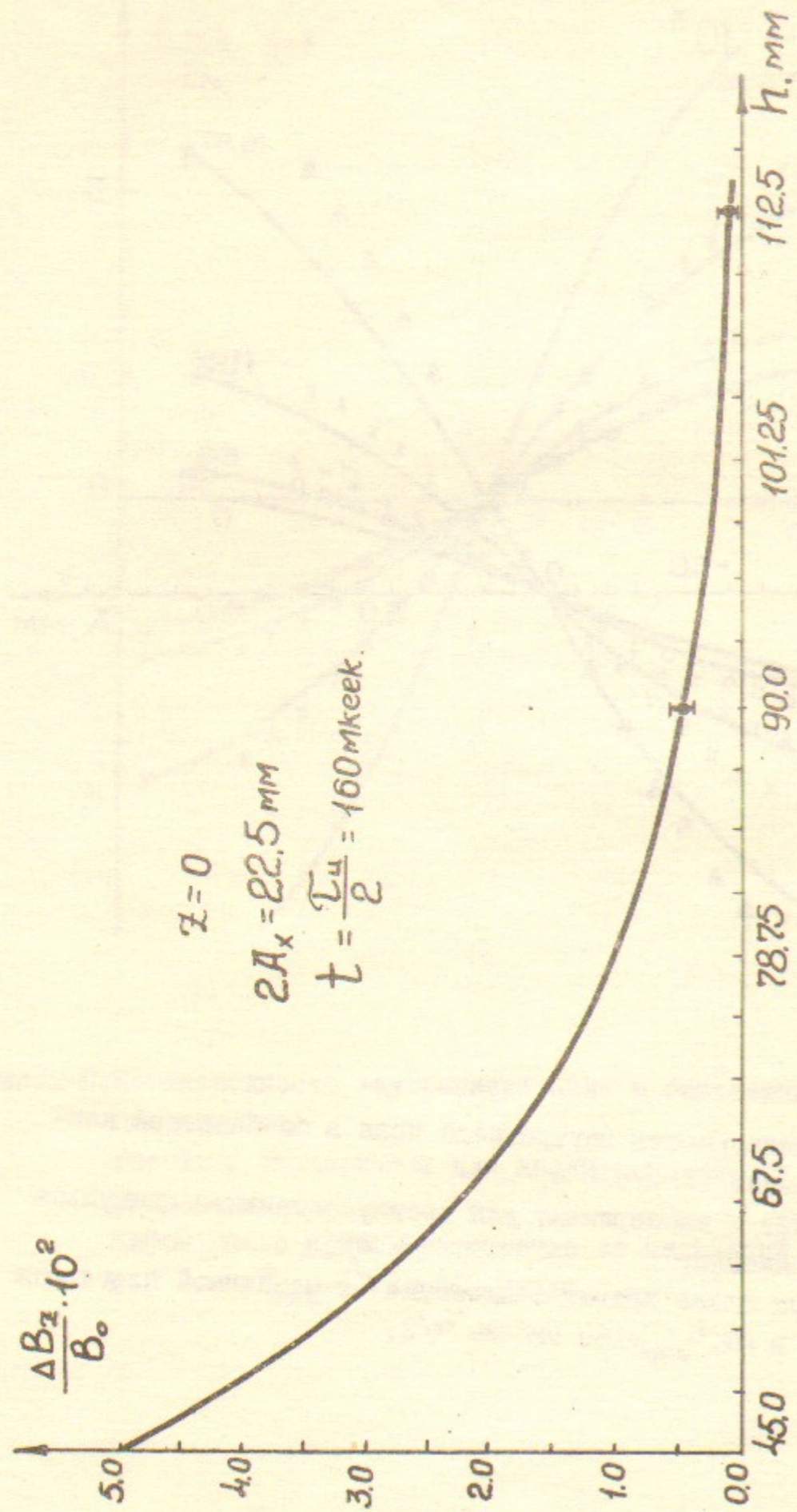


Рис. 2-7. Неоднородность внутреннего поля в безжелезной конструкции I рис. 2-4 в зависимости от высоты центральной шины h . Расчёт и эксперимент для косинусоидального импульса напряжения ΔB_z -разность индукций на краях радиальной апертуры магнита в медианной плоскости $z = 0$.

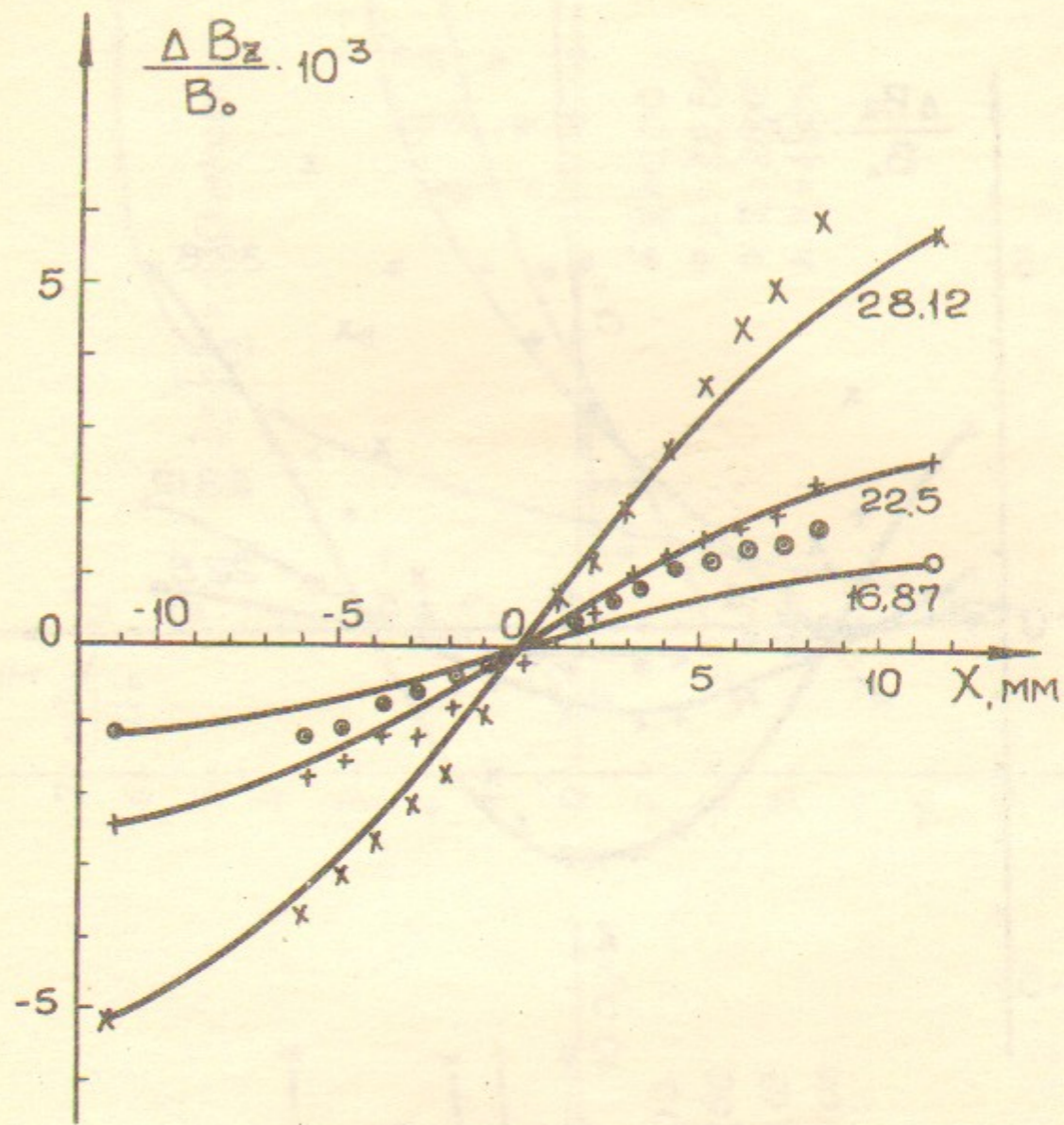


Рис. 2-8. Неоднородность внутреннего поля конструкции I рис. 2-4 с магнитопроводом. Расчёт и эксперимент для косинусоидального импульса напряжения, при зазоре $\epsilon = 2,3 \text{ мм}$, $t_{изм} = \tau_{изм}/2 = 160 \text{ мксек.}$ Цифры около кривых - отклонение от медианной плоскости в мм. Расчёт для $\mu = 100$, эксперимент $\mu > 1000$, $B_0 = 0,42 \text{ Т.}$

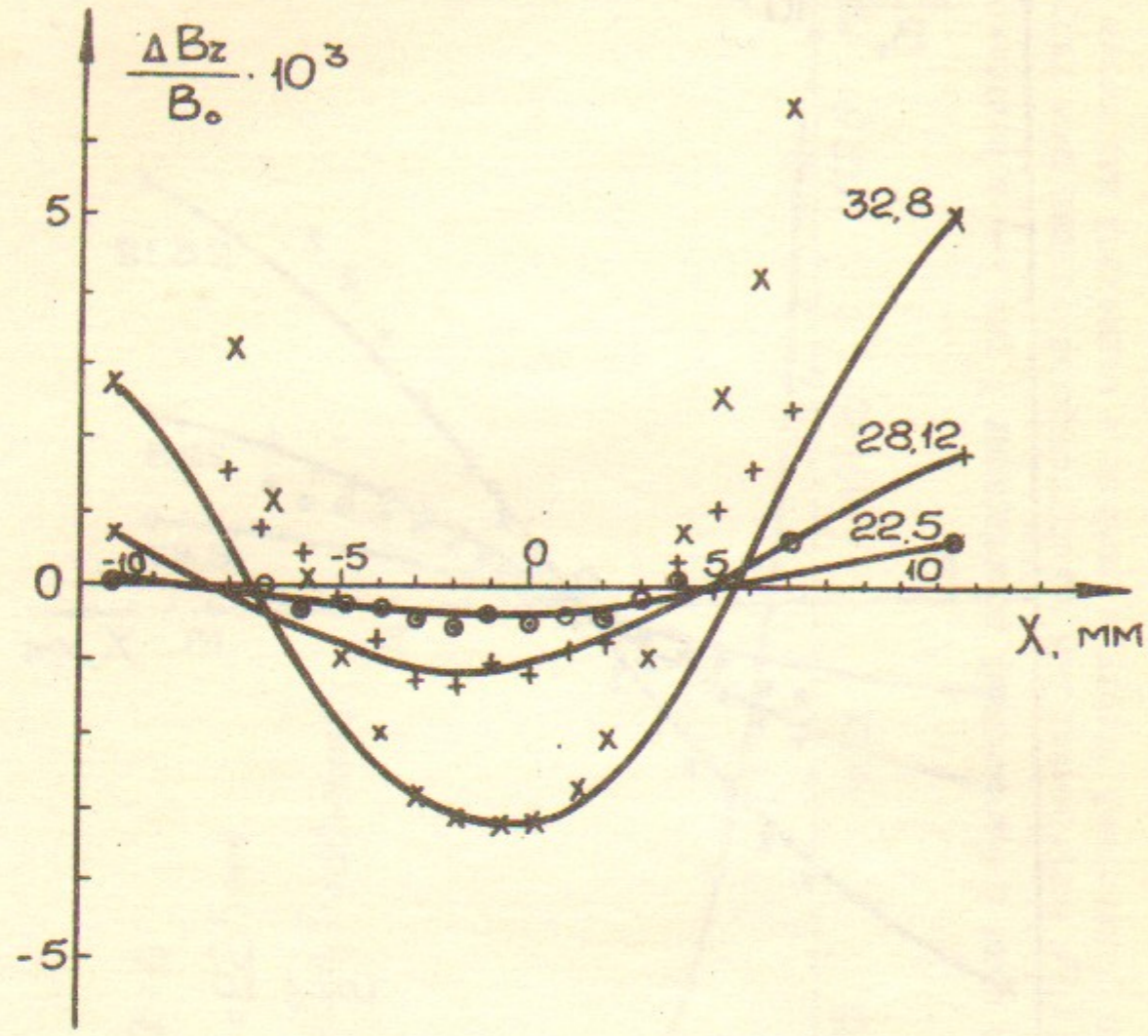


Рис. 2-9. Неоднородность внутреннего поля конструкции II рис. 2-4 с магнитопроводом. Расчёт и эксперимент для косинусоидального импульса напряжения при зазоре $\epsilon = 2,3 \text{ мм}$, $t_{\text{изм}} = \tau_{\text{и}}/2 = 160 \text{ мксек}$. Цифры около кривых - отклонение от медианной плоскости в мм. Расчёт для $M = 100$, Эксперимент $M > 1000$, $B = 0,42 \text{ Т}$.

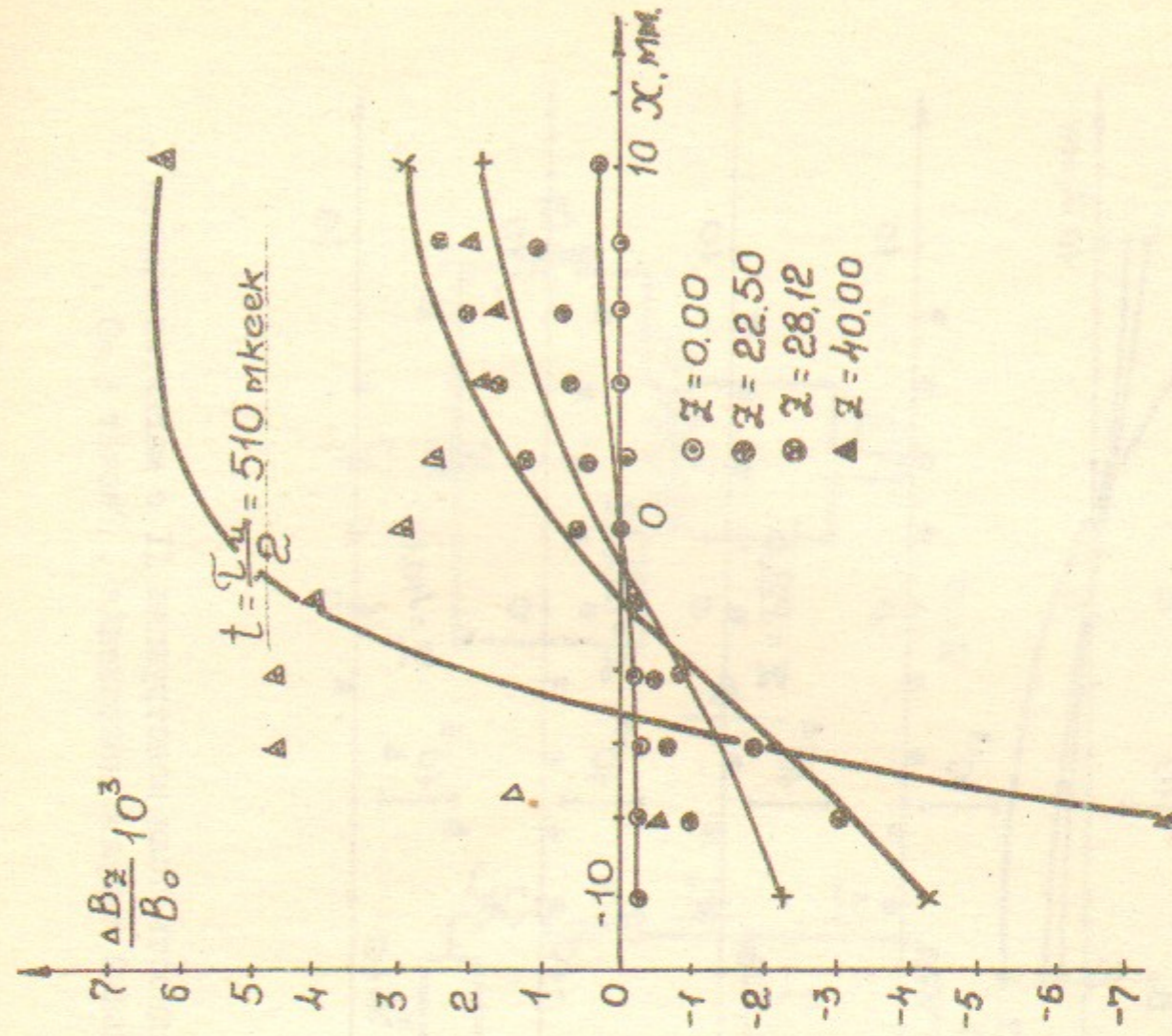
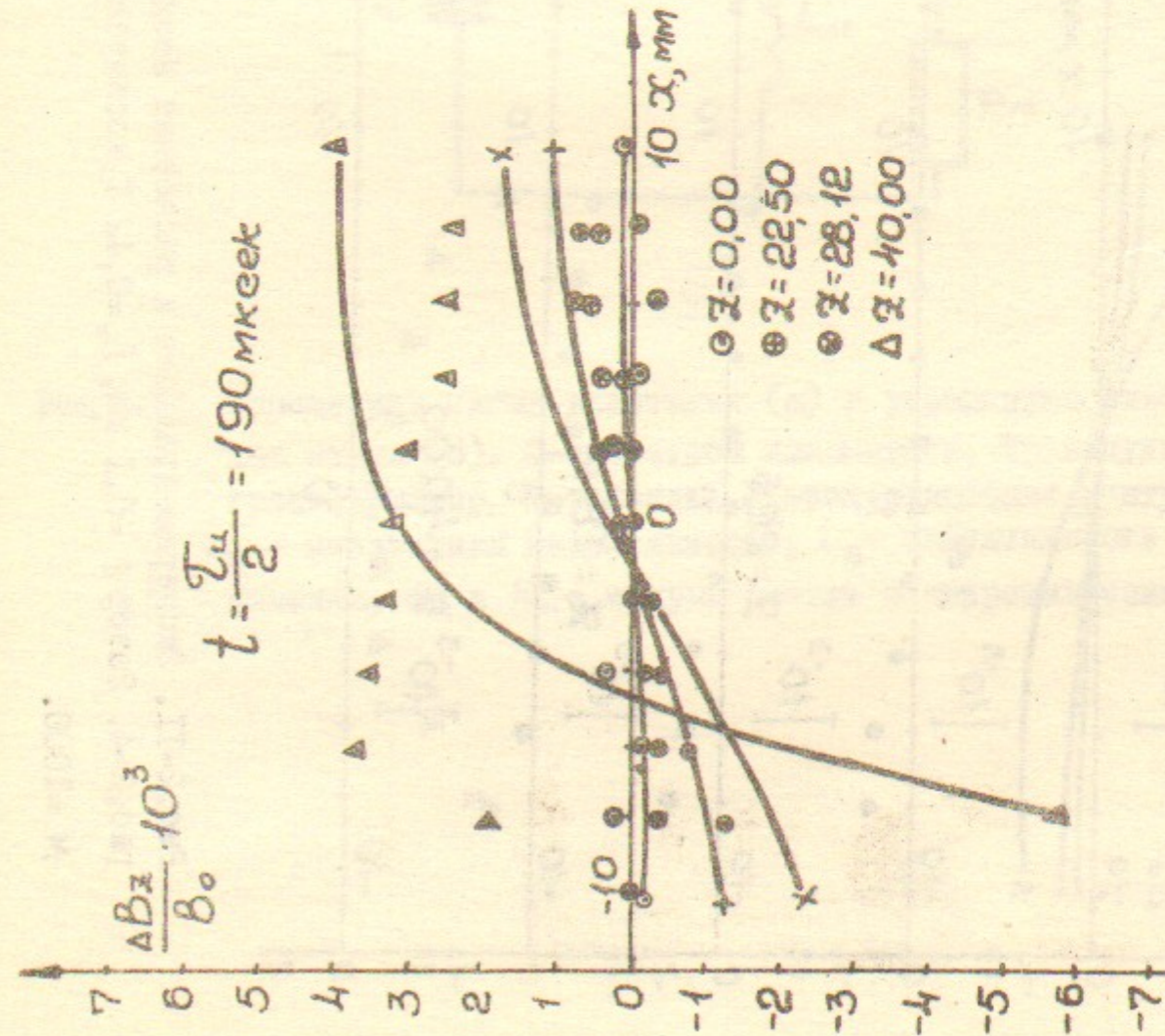


Рис. 2-10. Экспериментальная и расчётная неоднородность поля конструкции I с магнитопроводом рис. 2-4. Зазор $\epsilon = 0,1 \text{ мм}$, $B_0 = 0,42 \text{ Т}$, косинусоидальный импульс напряжения. Расчёт $\epsilon = 0$, $M = 1000$.

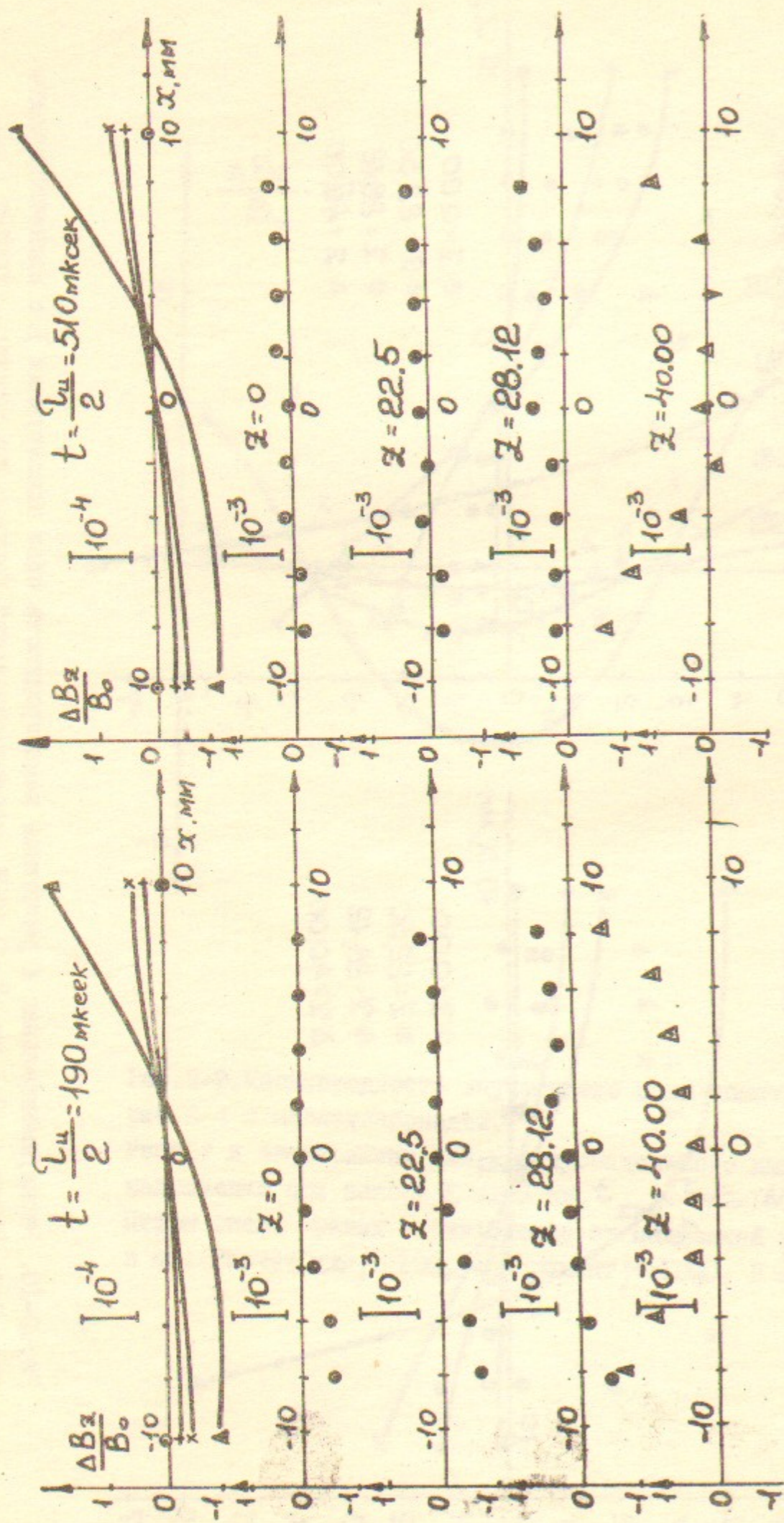


Рис. 2-11. Экспериментальная и расчётная неоднородность поля конструкции II с магнитопроводом
 рис. 2-4. Зазор $\varepsilon = 0,1$ мм, $B_0 = 0,42$ Т, косинусоидальный импульс напряжения. Расчёт $\varepsilon = 0$,
 $M = 1000$.

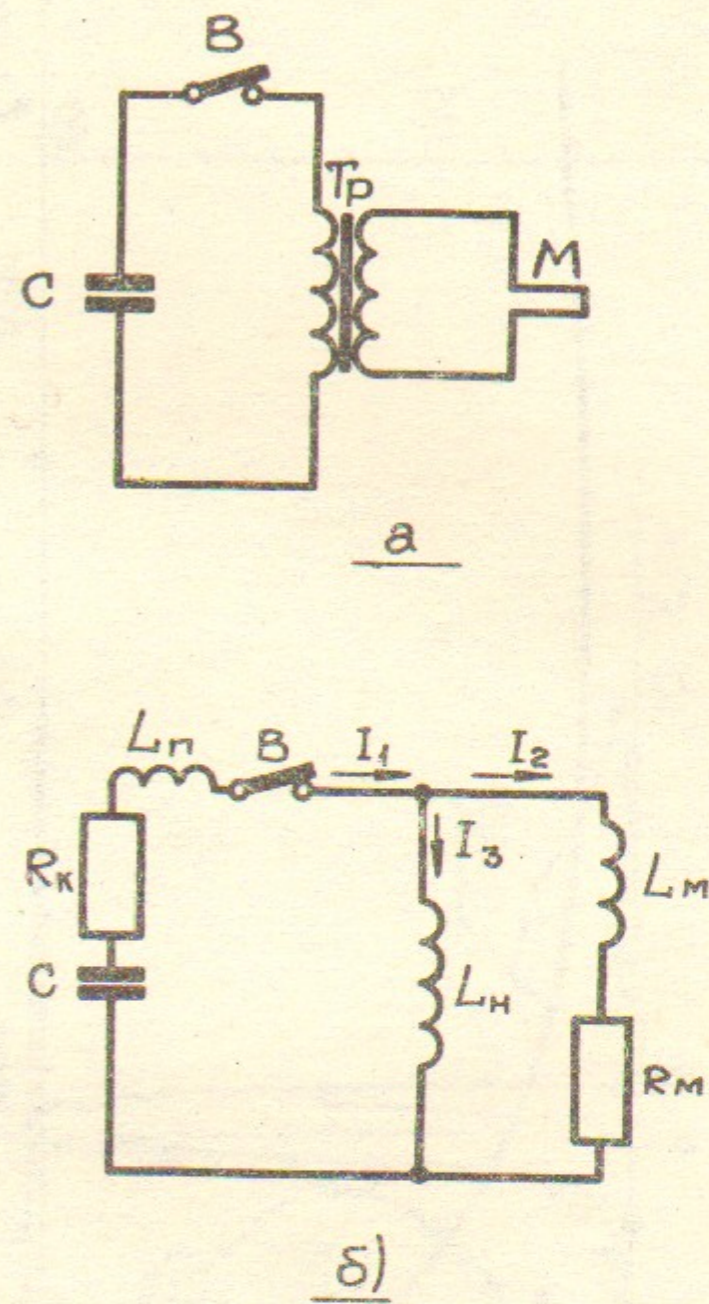


Рис. 2-12. Упрощенная схема включения (а) и упрощенная эквивалентная схема (б). С-емкостной накопитель, Тр-импульсный трансформатор, В-вентиль, R_k -сопротивление контура, L_n - паразитная индуктивность, L_n - индуктивность намагничивания, L_m и R_m - индуктивность и сопротивление магнита.

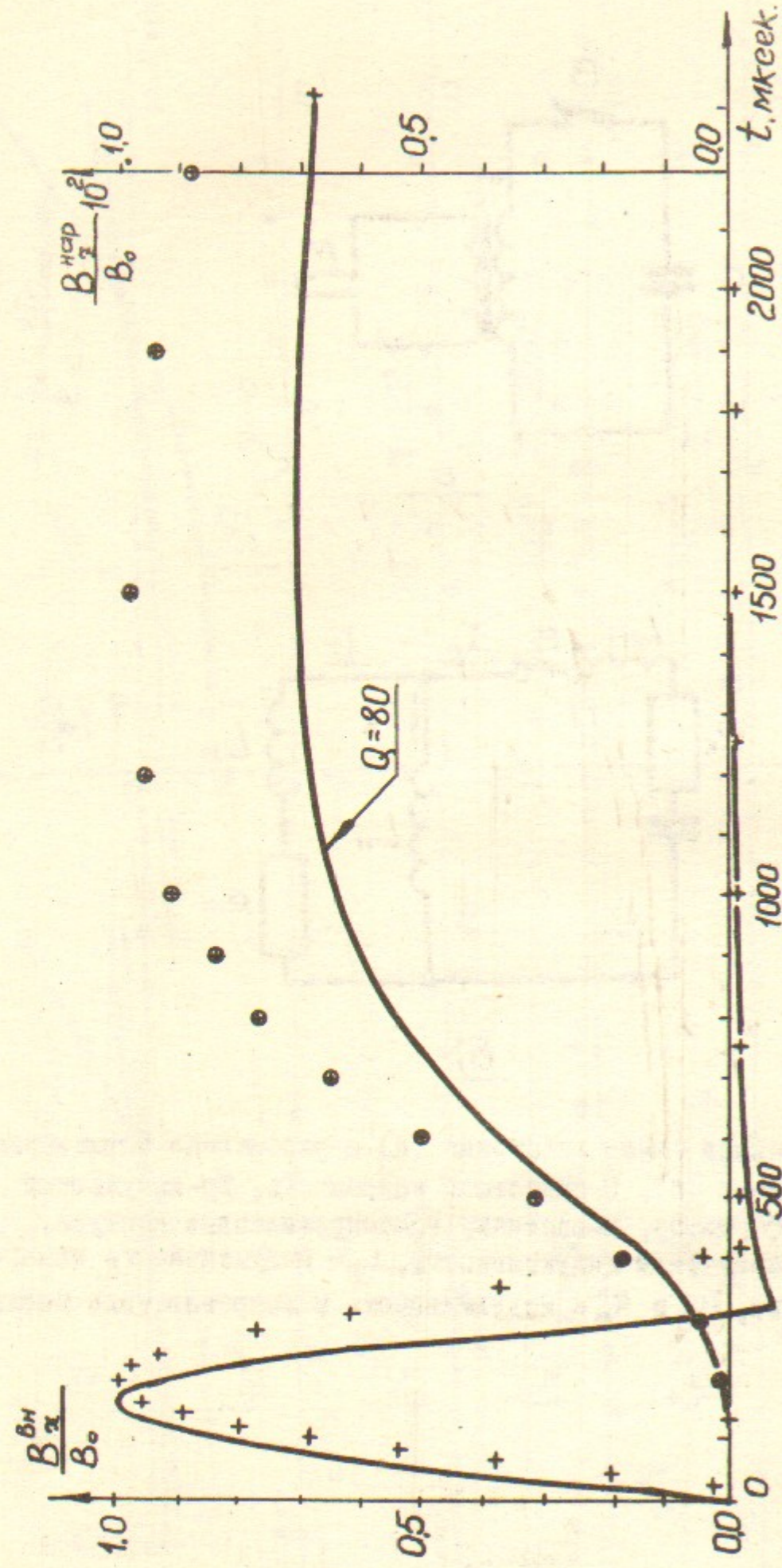


Рис. 2-13. Распределение внутреннего и наружного поля во времени для конструкции II с магнитопроводом. Расчётная добротность разрядного контура $Q=80$, в момент времени $t = \tau$ и магнит закорачивается. Экспериментальные кривые показаны крестиками, схема включения приведена на рис. 2-12.

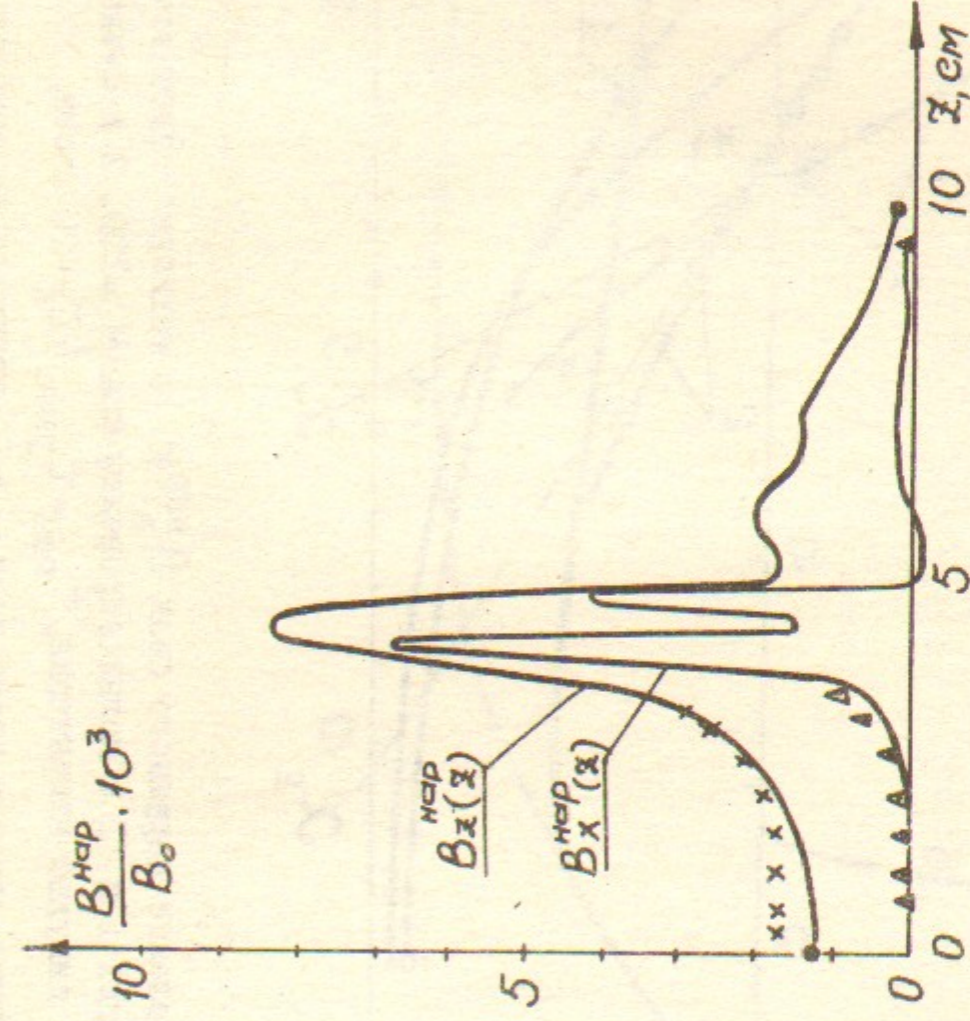


Рис. 2-14. Экспериментальное и расчётное распределение наружного поля по поверхности септума. Конструкция II с магнитопроводом, косинусоидальный импульс напряжения, $t_{изм} = t_{расч} = \tau = 400$ мксек., $M_{расч} = 100$, $M_{эксп} = 1000$.

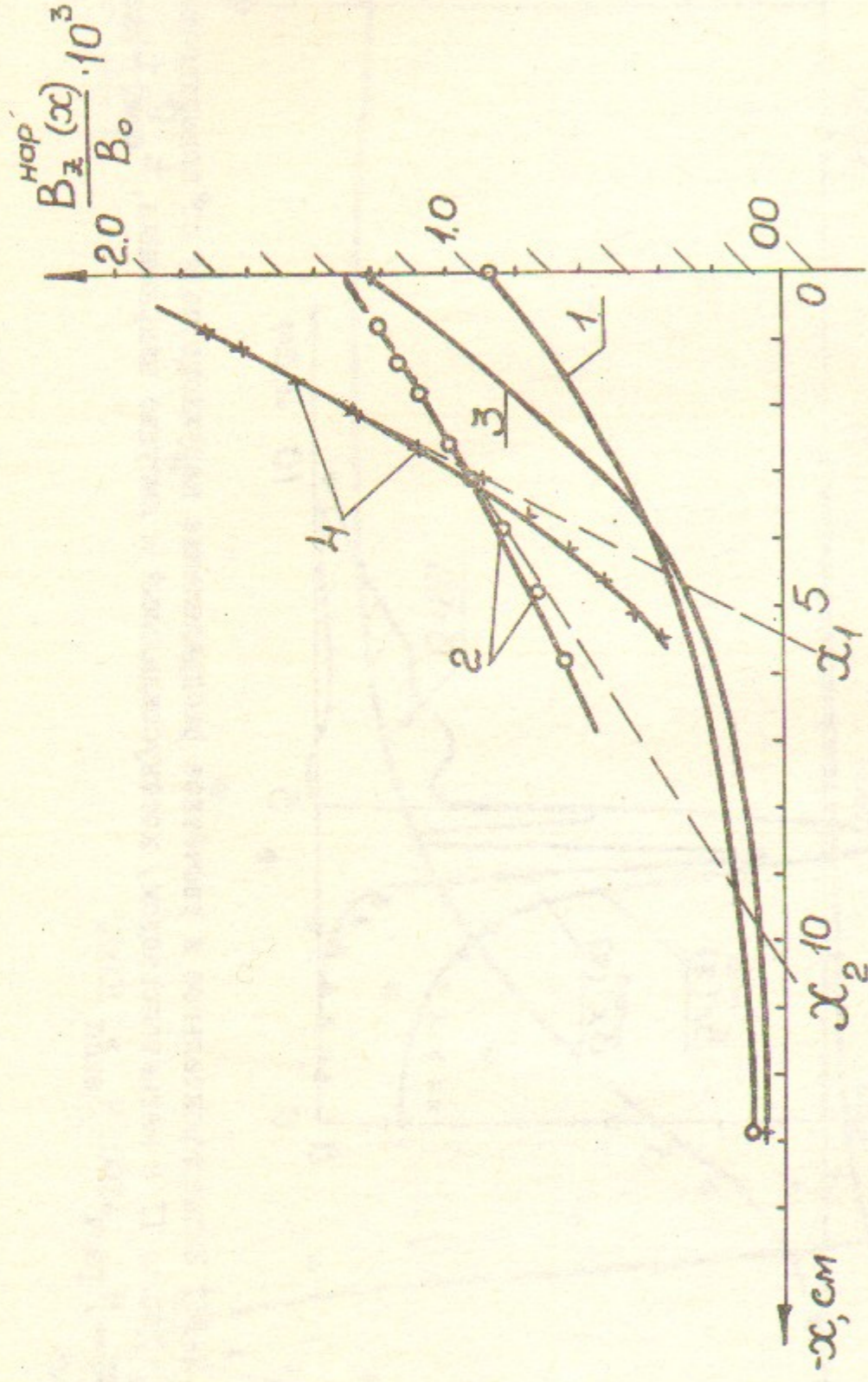


Рис. 2-15. Распределение наружного поля $B_z^{\text{нар}}$ в медианной плоскости магнита $Z=0$. I и 3-расчёт для конструкций I и II с магнитопроводом при $M=100$. 2 и 4-эксперимент при $M>1000$. Косинусоидальный импульс напряжения, $t_{\text{изм}}=t_{\text{расч}}=T_{\text{и}}=400$ мксек.

X_1 и X_2 - характерные размеры спада поля, $x=0$ - наружная поверхность септума.

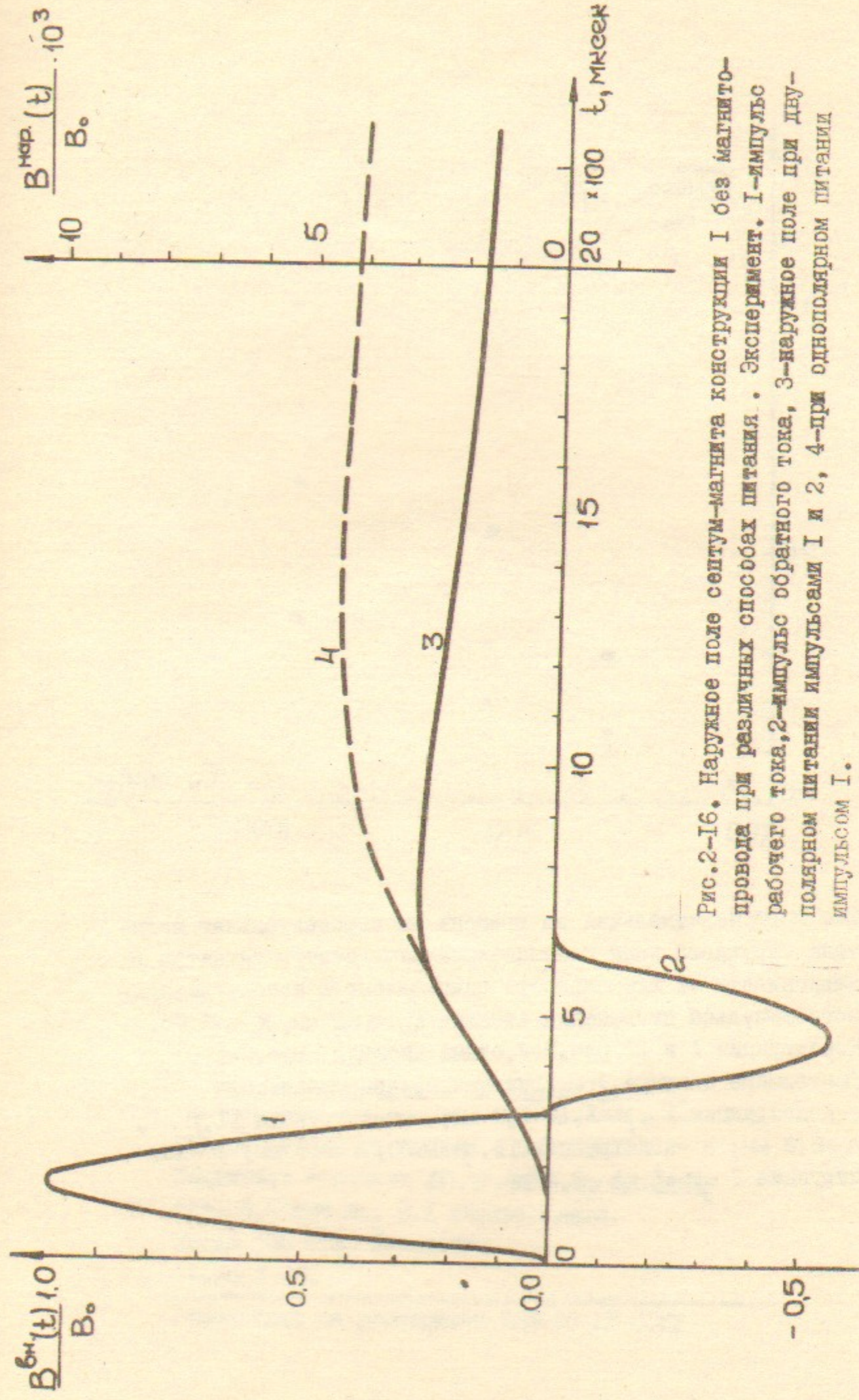


Рис. 2-16. Наружное поле септум-магнита конструкции I без магнитопровода при различных способах питания. Эксперимент. I-импульс рабочего тока, 2-импульс обратного тока, 3-наружное поле при двухполярном питании импульсами I и 2, 4-при однополярном питании импульсом I.

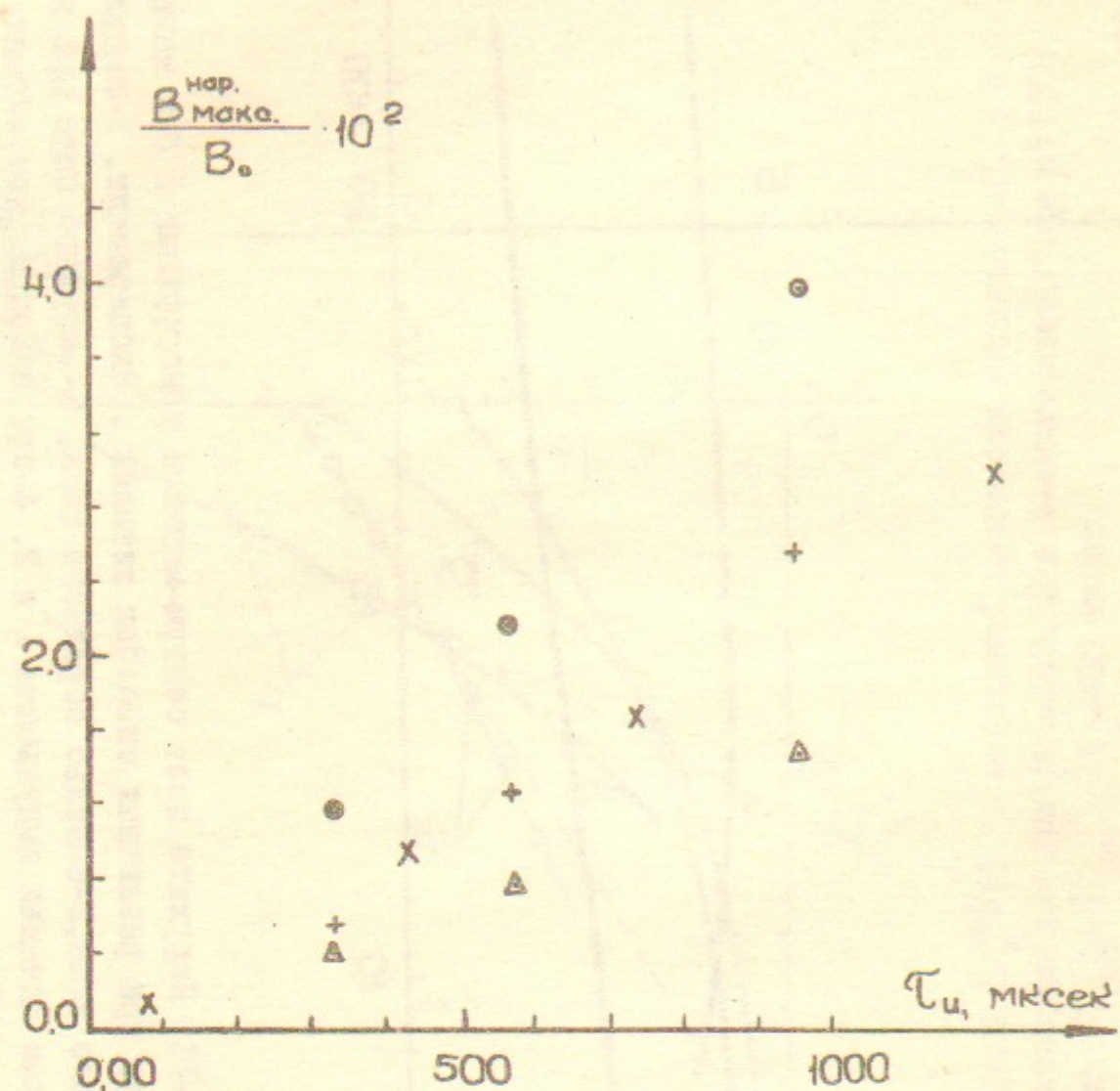


Рис.2-17. Максимальная во времени экспериментальная величина наружного поля квазикоаксиальных септум-магнитов в зависимости от длительности однополярного косинусоидального импульса напряжения питания $\tau_{и}$, $z=0$ мм, $x=-5$ мм. Конструкции I и II рис.2-4, схема питания рис.2-12. Δ - толщина септума, μ - магнитная проницаемость. Δ - конструкция I, $\mu=1$, $\Delta=6,8$ мм; + - конструкция II, $\mu=1$, $\Delta=6,8$ мм; x - конструкция II, $\mu > 1000$, $\Delta=6,8$ мм; o - конструкция I, $\mu=1$, $\Delta=2,2$ мм.

Работа поступила - 12 апреля 1978 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
 Подписано к печати 20.IV-1978 г. МН 02817
 Усл. 2,5 печ.л., 2,1 учетно-изд.л.
 Тираж 150 экз. Бесплатно
 Заказ № 38.

Отпечатано на ротапринтере ИЯФ СО АН СССР