

9.03.98 26/15704

УДК 537.632 : 621.37

Крюк В.Г.

Зеркальная магнитная ловушка заряженных частиц в форме псевдосферы и условия ее реализации

Рассмотрены недостатки зеркальных магнитных ловушек и их причины. Предложена новая форма зеркальной магнитной ловушки. Изложены условия реализации новой формы с экспериментальной частью, подтверждающей выполнимость их. Отмечена возможность практического применения предложенной ловушки.

1. Постановка задачи. В практике широко применяются зеркальные магнитные ловушки. Например, в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу [1 стр.111, 2 стр.91]. На недостатках этих ловушек остановимся в тексте, а здесь лишь отметим, что значительных практических успехов в применении их не достигнуто.

Избавиться от недостатков известных зеркальных магнитных ловушек, описать новую форму такой ловушки и условия ее реализации с экспериментальным подтверждением, определить практические возможности применения предлагаемой ловушки - вот та задача, которая решается в статье.

2. Недостатки зеркальных магнитных ловушек и их причины. Если магнитное поле \underline{B} изменяется "медленно" в сравнении с циклотронным периодом движения заряженной частицы

$$T_0 \gg T^* \quad (1)$$

где T_0 - период изменения магнитного поля \underline{B} , T^* - циклотронный период, а также "умеренно" неоднородное, то есть

$$\rho = \frac{192a^2 B_1}{B} \ll 1 \quad (2)$$

где ρ - радиус кривизны траектории заряженной частицы, то условие отражения ее от "магнитного зеркала" имеет вид

$$\sin \alpha_0 \geq \sqrt{\frac{B_0}{B}} \sin \alpha \geq \sqrt{\frac{B_0}{B}} \quad (3)$$

где α_0 - угол между скоростью частицы в точке начала движения ее по винтовой траектории, B_0 - магнитное поле в плоскости начала движения частицы по винтовой траектории, B - магнитное поле в плоскости отражения частицы, $\alpha = 90^\circ$ - угол между скоростью частицы \underline{V} в точке ее отражения и осевым магнитным полем B_x (рис.1) [3 стр.73-77, 4 стр.393-398].

При этом, отраженная частица движется по левовинтовой траектории, если исходная была правовинтовой (либо наоборот), потому что именно право- и левовинтовые линии являются зеркальным отражением одна другой [5 стр.510].

Зависимость (3) является теоретической основой при создании зеркальных магнитных ловушек заряженных частиц и их совокупности - плазмы. Основным недостатком таких ловушек называется существование конуса потерь заряженных частиц, условие (3) для которых обратно. Это так, но причины лежат глубже.

Во-первых, вывод зависимости (3) базируется на уравнении

$$\oint_L \vec{E}_e d\vec{\ell} = \frac{dB}{dt} S = \frac{d\varphi}{dt}$$

где \vec{E}_e - проекция на элемент ларморовой окружности "медленно" изменяющегося электрического поля \vec{E} , индуктированного "медленно" изменяющимся полем \vec{B} , $d\vec{\ell}$ - элемент длины ларморовой окружности, φ - магнитный поток через площадь ларморовой окружности, S - площадь ларморовой окружности. При этом, и это следует подчеркнуть, магнитное поле \vec{B} полагается однородным ($B = const$), а площадь S - постоянной ($S = const$) [4 стр.394]¹⁾

Однако, реальность такова, что при создании зеркальных магнитных ловушек необходимо учитывать как неоднородность магнитного поля ($B \neq const$) так и изменение площади, которую охватывает траектория частицы, двигаясь по винтовой траектории, потому что радиус ее

$$\bar{r} = \frac{m v \sin \alpha_0}{|e| B} \neq const$$

где m - масса заряженной частицы, $|e|$ - абсолютная величина электрического заряда частицы; следовательно, и $S \neq const$.

Это вынуждает при доработке зависимости (3) базироваться на уравнении Максвелла в общей форме

$$\oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} dS$$

Во-вторых, если заряженная частица является одновременно и волной (электромагнитной), как это подтверждает реальность, то при построении зеркальных магнитных ловушек должен выполняться основной закон зеркального отражения электромагнитных волн (света): угол падения волны-частицы должен быть равен углу ее отражения; и основное следствие из этого закона: принцип

¹⁾Здесь и далее примечания 1)...6) вынесены отдельно. в конце статьи

обратимости движения электромагнитных волн-частиц. Для прямолинейного движения волны-частицы принципом обратимости утверждается, что волна-частица направленная двигаться по пути отражения должна после отражения двигаться по пути падения [6 стр.419], а для винтового движения выполнение этого принципа должно обеспечить возврат ее после отражения в ту же точку, из которой она начала движение. Этот основной закон нарушается зависимостью (3), ибо

$$\sin \alpha_0 \neq \sin \alpha$$

а о следствии из закона и речи не может быть. Это также вынуждает на поиск доработок зависимости (3).

3. Зеркальная магнитная ловушка в форме псевдосферы. От причин недостатков зеркальных магнитных ловушек можно избавиться, если магнитное поле будет иметь форму псевдосферы - тела вращения трактрисы. На рис.2 изображена псевдосфера с параллелями и меридианами, а на рис.3 - кривая ее вращательного отображения - трактриса. Трактриса - это геометрическое место точек, которые оставляет за собой один из концов отрезка a , если его другой конец движется по прямой $X'X$. Прямая $X'X$ является асимптотой трактрисы. $AO = a$ - высота трактрисы ($\varphi_0 = 90^\circ$). M - точка касания к трактрисе отрезка $MP = a$ ($\varphi < 90^\circ$). Площади пересечения псевдосферы по параллелям, поглощающим точки A и M , являются соответственно

$$S_0 = \pi a^2 \sin^2 \varphi_0 \quad (4)$$

$$S = \pi a^2 \sin^2 \varphi \quad (5)$$

[5 стр.822-829].

Из (4) и (5) получим

$$\sin \varphi = \sqrt{\frac{S}{S_0}} \sin \varphi_0 = \sqrt{\frac{S}{S_0}} \quad (6)$$

И если магнитное поле имеет форму псевдосферы, то на основе (3) и (6) получим

$$\frac{\sin \alpha_0}{\sin \varphi} = \sqrt{\frac{B_0 S_0}{BS}} \quad (7)$$

Учитывая, что соответствующие магнитные поля и площади начала движения и отражения частицы-волны в магнитной псевдосфере обратно пропорциональны, приходим к выводу

$$B_0 S_0 = BS = \text{const} \quad (8)$$

$$\varphi_0 = \varphi = \text{const} \quad (9)$$

На основе (8) из (7) получим

$$\sin \alpha_0 = \sin \varphi \quad (10)$$

Равенства (9) и (10) фактически исключают отмеченные выше причины недостатков известных ловушек, что детализируется нижеследующим.

Вспомним, что ортогональной проекцией винтовой линии на плоскость параллельную ее оси является синусоида [5 стр.799]. Тогда ортогональная проекция право- и левовинтовой частей траектории движения частицы-волны между точками отражения на плоскость осевого сечения магнитной псевдосферы изображается двумя противофазными синусоидами (рис.4). Это ведет к выяснению физического смысла всех углов, связанных с зависимостями (3) и (6).

В дифференциальной геометрии утверждается, что кручение право- и левовинтовой линий имеет противоположные знаки [5 стр.529-531]. Поэтому, в точках отражения, где изменяется движение с право- на левовинтовую часть траектории (или наоборот)

$$K = 0 \quad (11)$$

где K - кручение траектории частицы-волны в точке отражения. То есть, в точках отражения имеет место сплочение пространственных право- и левовинтовой частей траектории и именно эти точки площадей $S = S_1 = S_2$ являются вершинами углов $\alpha = \alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ$ между скоростью \vec{V} и полем \vec{B}_x .

Аналогично, точка пересечения право- и левовинтовой частей траектории также отвечает условию (11), поэтому она должна принадлежать площади S_0 и быть вершиной угла $\varphi_0 = 90^\circ$

В любых других точках траектории движения частицы-волны условие (11) не выполняется, поэтому, учитывая (10)

$$\alpha_0 = \varphi < 90^\circ \quad (12)$$

где φ - угол между скоростью частицы-волны \vec{V} и \vec{B}_x в точке ее возврата после отражения (или пересечения право- и левовинтовой частей траектории).

Изложенное вынуждает отличать угол отражения частицы-волны ($\alpha = 90^\circ$) от угла возврата ее после отражения ($\varphi < 90^\circ$). Кроме этого, поскольку

$$\alpha = \varphi_0 = 90^\circ$$

изложенное позволяет провести глубокую аналогию между углами α и φ_0 , ибо угол φ_0 можно рассматривать как угол двухстороннего отражения частицы-волны от площади S_0 .

Равенство (12) подчиняет процесс движения заряженной частицы в магнитной псевдосфере основному закону зеркального отражения, а его следствие - принцип обратимости - гарантирует периодическое возвращение заряженной частицы в любую точку траектории с периодом

$$T_{\Sigma}^* = \bar{n}_1 T^* + \bar{n}_2 T^* = 2\bar{n} T^* \quad (13)$$

где $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = \bar{n}$ - количество витков по право- или левовинтовой частях траектории.

Не является проблемой также, чтобы от описанной модели одночастичного отражения перейти к описанию коллективного отражения пучка заряженных частиц, потому что для каждой частицы пучка будет выполняться условие (12). То есть, инжектированный под углом α_0 в магнитную псевдосферу на протяжении времени

$$\tau = 2T^*$$

пучок заряженных частиц окажется в магнитной ловушке, циркулируя между ее двумя магнитными зеркалами. За один период T^* , то есть виток, заряженные частицы пучка создадут магнитное поле \bar{B}^* за $2n$ таких периодов (витков) суммарное поле составит величину

$$2n\bar{B}^* \quad (14)$$

Кстати, известны даже эксперименты с пучком заряженных частиц, которые проводились на несовершенной, основанной только на зависимости (3) магнитной ловушке. И хотя это несовершенная ловушка не могла обеспечить циркуляцию пучка между магнитными зеркалами, несомненным успехом этих экспериментов был тот факт, что величина магнитного поля пучка заряженных частиц, которые двигались по винтовой траектории, сравнивалась и даже могла превосходить величину "медленно" изменяющегося поля ловушки. То есть, экспериментально установлена возможность

$$\bar{B}_x \leq n\bar{B}^* \quad (15)$$

[7 стр.168].

Таким образом, обе выше отмеченные причины недостатков зеркальных магнитных ловушек сводятся на нет, если "медленно" изменяющееся магнитное поле будет иметь форму псевдосферы, которая, кстати, удовлетворяет и требованиям (2). Однако, именно эта форма и является проблемной, потому что электродинамика Максвелла не допускает на "медленно" изменяющихся магнитных силовых линиях углов излома (или скачков), которые имеют место в магнитной псевдосфере. Это, во-первых. Во-вторых, в приведенном анализе почти не учитывались электромагнитные процессы, которые сопровождают движение частиц и, безусловно, влияют на продолжительность и устойчивость этого движения.

Первое замечание будет рассмотрено в следующем разделе, на втором - остановимся в этом.

Общеизвестно, что движение заряженной частицы e со скоростью \bar{V} в магнитном поле \bar{B} жестко связано с силой Лоренца \bar{F} , которая удерживает

частицу на орбите, и описывается право- (для \bar{e}^+) и левовинтовой (для \bar{e}^-) системами отсчета. Это ведет к тому, что, при заданном направлении \bar{B} условия устойчивого движения частиц в ловушке выполняется в двух случаях: либо при последовательном движении однополярных частиц на право- и левовинтовой частях траектории, либо при параллельном движении разнополярных частиц по тем же частям траектории. При этом, в каждом из этих случаев величины циклотронных частот разные.

Рассмотрим это в деталях.

Если скорость \bar{V} направлена под углом α_0 к \bar{B} , то

$$\bar{V} = \bar{V}_{||} + \bar{V}_{\perp}$$

где $\bar{V}_{||}$ - скорость вдоль поля \bar{B} , \bar{V}_{\perp} - скорость нормальная к \bar{B} .
 Поскольку с одной стороны для \bar{e}^+

$$\bar{\omega}^* = -\frac{e\bar{B}}{m} \quad (16)$$

где $\bar{\omega}^*$ - циклотронная частота, а с другой

$$\bar{\omega}^* = \frac{V_{\perp}}{r}$$

то $\bar{V}_{||}$ совсем не учитывается при определении $\bar{\omega}^*$ [4 стр.382].

Это не так важно до тех пор, пока не существует зеркального отражения, при котором изменяется качество траектории с право- на левовинтовую, а с ним и направление $\bar{V}_{||}$. То есть, при зеркальном отражении пучка частиц, общая скорость, которая описывает движение и на право- и на левовинтовой частях траектории определяется суммой

$$\bar{V}_{o1} = \pm \bar{V}_{||} + 2\bar{V}_{\perp} \quad (17)$$

где $\pm \bar{V}_{||}$ - скорость вдоль поля \bar{B} в прямом (право-) и обратном (левовинтовом) направлении, $2\bar{V}_{\perp}$ - удвоенная скорость \bar{V}_{\perp} , ибо при отражении не изменяется направление вращения частиц пучка вокруг силовых линий \bar{B} , что и приводит к удвоению \bar{V}_{\perp} . Это иллюстрируется на рис.5а.

Противоположное направление $\bar{V}_{||}$ после отражения требует при определении циклотронной частоты по (16) вращать правый винт в противоположную сторону при переходе частицы на левовинтовую часть траектории, потому что только при этом обстоятельстве его продольное перемещение дает противоположное направление (либо пользоваться левым винтом - левовинтовой системой отсчета). Двойная же противоположность (вращательная и прямолинейная) определяет циклотронную частоту частицы в ловушке кратной величине

$$\bar{\omega}^* - (-\bar{\omega}^*) = 2\bar{\omega}^* \quad (18)$$

В случае, когда рассматривается параллельное движение разнополярных частиц на право- и левовинтовой частях траектории (рис.5б), имеем

$$\bar{V}_{o2} = 2\bar{V}_{||} \pm \bar{V}_{\perp} \quad (19)$$

При этом, циклотронная частота в соответствии с (16) определяется величиной кратной

$$\pm \bar{\omega}^* \quad (20)$$

А теперь об электрических и магнитных полях.

Каждая заряженная частица несет с собой электрическое поле, которое обозначим мгновенным вектором \bar{E}^* . Этот вектор, как и общая скорость, имеет продольные $\bar{E}_{||}^*$ и перпендикулярные \bar{E}_{\perp}^* составляющие, которые идентифицируются с соответствующими составляющими скоростей (17) и (19), а также на рис.5а и 5б.

Всю информацию о скорости и электрическом поле несут в себе их составляющие $\bar{V}_{||}$, \bar{V}_{\perp} и $\bar{E}_{||}^*$, \bar{E}_{\perp}^* . Эти составляющие по разному соотносятся с инерциальными системами отсчета. Так $\pm \bar{V}_{||}$ в (17) и $2 \bar{V}_{||}$ в (19), как и соответствующие им $\pm \bar{E}_{||}^*$ и $2 \bar{E}_{||}^*$, воплощают в себе скорости и электрические поля в инерциальной (через свою продольность, прямолинейность, протяженность) системе отсчета, которая жестко связана с движением частиц по траектории. А это значит, что по отношению к неподвижной инерциальной системе отсчета, с которой связана ловушка, к названным составляющим полностью применимо известное преобразование систем отсчета специальной теории относительности, согласно которым имеет место смена качества поля

$$\bar{E}_{||}^* \rightarrow \bar{H}_{||}^* (\bar{B}_{||}^*) \quad (21)$$

[8 стр.552]. А дальше, на основе изложенного (идентификация $\bar{V} \rightarrow \bar{E}^*$ и их составляющих в (17) и (19) и на рис.5а и 5б, учитывая, что информацию о \bar{E}^* несут в себе $\bar{E}_{||}^*$ и \bar{E}_{\perp}^* , а также учитывая (21)) получим систему

$$\begin{aligned} 2 \oint_L \bar{E}_{\perp}^* d\bar{\ell} &= \mp \int_S \frac{\partial \bar{B}_{||}^*}{\partial t} dS \quad | 2 \bar{\omega}^* \\ 2 \oint_L \bar{H}_{||}^* d\bar{\ell} &= \pm \int_S \frac{\partial \bar{D}_{\perp}^*}{\partial t} dS \quad | \pm \bar{\omega}^* \end{aligned} \quad (22)$$

в которой отмечена и причастность результатов (18), (20).

Безотносительно к точке наблюдения (системе отсчета), точнее с учетом точки наблюдения за величинами рис.5а и 5б с другой стороны этих рисунков - из-за страницы, система (22) принимает вид

$$\begin{aligned} \pm 2 \oint_L \bar{E}_{\perp}^* d\bar{\ell} &= \mp \int_S \frac{\partial \bar{B}_{||}^*}{\partial t} dS \quad | 2 \bar{\omega}^* \\ \pm 2 \oint_L \bar{H}_{||}^* d\bar{\ell} &= \pm \int_S \frac{\partial \bar{D}_{\perp}^*}{\partial t} dS \quad | \pm \bar{\omega}^* \end{aligned} \quad (23)$$

Система (23) является известной системой интегральных уравнений Максвелла записанной для двух систем отсчета: право- и левовинтовой. Она описывает в

пространстве и времени стоячую электромагнитную полуволну, которая сопровождает движение пучка заряженных частиц в ловушке. На основе краевых условий в точках отражения пучка частиц, на рис.5в в обычной форме изображено мгновенное состояние электрических $\Delta \bar{D}_L^*$ и магнитных $\Delta \bar{B}_{II}^*$ составляющих этой полуволны, которая обозначена $\frac{\Delta \lambda^*}{2}$, а рис.5г - пространственное состояние поля $2n\bar{B}^*$ (14) при $n=1$, которое является воплощением $2\oint \bar{H}_{II}^* d\bar{e}$ системы (23), а также в прямолинейной интерпретации мгновенные состояния магнитных составляющих полуволны $\frac{\Delta \lambda^*}{2}$. Добавочная аргументация и подробности этих выводов из системы (23) в следующих разделах.

Уравнения системы (23) подтверждаются экспериментом на электромагнитных моделях траектории движения заряженных частиц в ловушке. Эти модели повторяют топологию траектории и воплощаются магнитно и электрически связанными двумя катушками индуктивности с право- и левовинтовой намотками, о чем и пойдет речь ниже.

4. Условия реализации зеркальной магнитной ловушки в форме псевдосферы. На рис.6а и 6б изображены электрические схемы электромагнитных моделей, первая из которых возбуждается источником электродвижущей силы (эдс) \mathcal{E} , вторая - источником тока \mathcal{I} . На рис.7 приведены основные конструктивные показатели моделей. Катушки 1, 2 имеют по 9 секций, в каждой из которых намотано по 28 витков провода ПЭЛШО-0,15 (в общем 252 витка) и находятся на ферритовом стержне $\Phi-600$ с эффективной магнитной проницаемостью $\mu = 20$ ^{3 марки} 2).

Обследование электромагнитных моделей рис.6а и 6б магнитным зондом (виток провода $\phi 1,3$ см ($S = 1,7$ см²)) привело к резонансным кривым, изображенным на рис.8 и 9. Электрические поля в экспериментах не измерялись, однако их мгновенные направления (рис.6а и 6б) и измеренные магнитные дают основания изобразить их в виде, представленном на рис.8 и 9. Резонансы на частотах $2f_0$ и f_0 в экспериментах рис.8 и 9 обнаруживаются и обычными для цепей с сосредоточенными постоянными индикаторами - вольтметрами, подключенными параллельно одной из реактивностей - катушкам 1 либо 2 в эксперименте рис.8 или обеим реактивностям - катушкам 1 и 2 в эксперименте рис.9.

Главнейшее, что демонстрирует результаты экспериментов - это существование излома "медленно" изменяющегося магнитного поля (рис.9) (и электрического рис.8), который, как отмечалось, необходим для создания зеркальной магнитной ловушки в форме псевдосферы.

Результаты экспериментов рис.8 и 9 в основном подтверждают послесловие к системе (23) и не оставляют сомнений относительно того, что уравнения этой

системы опосредствовано описывают и процессы в электромагнитных моделях рис. 6а и 6б. Но рассмотрим эти процессы несколько с другой стороны, что прояснит и дополнит изложенное и относительно движения пучка заряженных частиц в ловушке.

Пользуясь правовинтовой зависимостью между направлением тока и направлением магнитного поля, а также левовинтовой зависимостью между направлениями электрических и магнитных полей, определим, что мгновенные собственные поля катушек 1 и 2 - \vec{B}_{11} и \vec{B}_{22} - будут всегда согласны, а взаимные - \vec{B}_{12} и \vec{B}_{21} всегда встречны (рис. 6а)³⁾.

Такое состояние магнитных полей свидетельствует о нарушении принципа взаимности в электромагнитных взаимодействиях. Теоретически, нарушение принципа взаимности ведет к преобразованиям в электрических цепях индуктивности в емкость и наоборот ($L \leftrightarrow C$), сопротивлений в проводимость и наоборот ($R \leftrightarrow Y$), параллельного соединения элементов электрической цепи в последовательное и наоборот, и т.д. [10]. Экспериментально явление невзаимности впервые было выявлено в ферритах (ферромагнитный резонанс), которые находятся под воздействием постоянного магнитного поля и поля сверхвысокочастотных (СВЧ) электромагнитных колебаний [11 стр.255].

При равенстве количества витков катушек 1 и 2 и при магнитной связи между ними близкой к единице, что обеспечивается ферритовым стержнем длиной существенно большей длины катушек 1 и 2; то есть, при полной симметрии системы относительно разреза AA, имеем

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^2 \vec{B}_1 &= \vec{B}_{11} + \vec{B}_{12} = 2\vec{B} \\ \sum_{i=1}^2 \vec{B}_2 &= -\vec{B}_{21} + \vec{B}_{22} = 0 \end{aligned} \quad (24)$$

где $\vec{B} = \frac{1}{4} B_{общ}$ одна из четырех составляющих общего магнитного поля $B_{общ}$ двух катушек. Состоянием магнитных полей (24) по сути утверждается энергетическое неравновесие между правой и левой частями модели для любого момента времени "медленно" изменяющегося магнитного поля. Именно она приводит и к резонансу на некоторой частоте, на которой энергетическое равновесие достигается обменом электромагнитной энергией между правой и левой частями модели.

На базе (24) получена формула для определения величины резонансной частоты

$$\omega_{01} = 2\omega_0 = \frac{2}{W\varphi} \quad (25)$$

где $\omega_{01} = 2\omega_0$ - резонансная частота, $W = W_1 = W_2$ - количество витков катушек, $\varphi = \beta S$ - магнитный поток через площадь сечения магнитопровода S . На основе (25), учитывая, что $1B = 10^8 \text{ ГГССМ}_u$, $1\frac{A}{M} = 10^2 \frac{A}{\text{см}}$, $1A = 10^{-6} \text{ ГГССМ}_u$ получена формула для практического расчета резонансной частоты

$$\omega_{01} = 2\omega_0 = \frac{2 \cdot 10^{11}}{W M S} \quad (26)$$

где M - эффективная (относительная) магнитная проницаемость магнитопровода

Расчеты по формуле (26) с конструктивами модели рис.7, подтверждаются результатами эксперимента рис.8.

При параллельном питании катушек 1 и 2, наоборот, уже собственные магнитные поля \vec{B}_{11} и \vec{B}_{22} являются встречными, а взаимные \vec{B}_{12} и \vec{B}_{21} - согласными (рис.6б). Резонансная частота при этом составляет половину (26)

$$\omega_{02} = \omega_0 = \frac{10^{11}}{W_{\text{м}} S} \quad (27)$$

Расчеты по (27) также подтверждаются экспериментом рис.9.

Как уже отмечено, резонансная система (модель) разработана на основе [9] Эксперименты проводились на частотах $f \approx 10^6$ Гц ($\lambda \approx 300$ м), то есть на частотах, при которых всегда выполняется условие квазистационарности

$$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = \frac{c}{f_0} \gg \ell \quad (28)$$

где λ_0 - длина резонансной волны, c - скорость света, ℓ - максимальный прямолинейный размер резонансной системы. На первый взгляд условие (28) исключает волновые процессы, свойственные цепям с распределенными постоянными. Тем временем, как установлено многими экспериментами, резонансная система, о которой идет речь, имеет явно выраженные волновые свойства. И это не случайно, ибо, исходя из наиболее общих физических соображений, следует признать, что энергетическое равовесие между правой и левой частями резонансной системы может быть установлено лишь при условии, когда существует некоторая электромагнитная волна $\Delta\lambda_0$, для которой выполняется условие нестационарности

$$\Delta\lambda_0 \leq \ell \quad (29)$$

Именно условие (29) вынуждает рассматривать резонансную систему не только как цепь с сосредоточенными в пространстве L и превращением $L \leftrightarrow C$ за счет невзаимности, но и как систему с распределенными L и C . Однако, оставляя вне внимания тонкости этого метода анализа, сосредоточимся на следующем.

В технике СВЧ широко применяются замедляющие системы. Например, в лампах бегущих (ЛБВ) и обратных (ЛОВ) волн. Принцип действия этих систем связывается с тем, что электромагнитная волна, распространяясь вдоль пространственной периодической структуры, например, спирали, уменьшает (замедляет) свою фазовую скорость, не изменяя частоты колебаний. Это ведет к известным соотношениям при определении коэффициента замедления волны.

$$\rho = \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\frac{c}{f}}{\frac{c}{v_{\text{ф}}}} = \frac{c}{v_{\text{ф}}} > 1 \quad (30)$$

где ρ - коэффициент замедления, λ - длина волны в свободном пространстве, λ_0 - длина замедленной волны, $v_{\text{ф}}$ - фазовая скорость волны [11 стр.378].

Для спиральных замедляющих систем коэффициент замедления определяется также через конструктивы спирали.

$$\rho = \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi\bar{z}}{h}\right)^2} \quad (31)$$

где \bar{z} - радиус спирали, h - шаг намотки спирали [11 стр. 370]. При этом, для них всегда выполняются два принципиально необходимых условия:

$$\lambda \geq 2\pi\bar{z}, \quad \lambda > h \quad (32)$$

Эти условия выполняются и в новой резонансной системе. Поэтому, ее можно рассматривать как замедляющую. И эта возможность подтверждается экспериментом

Действительно, в (31) ρ зависит только от $\frac{2\pi\bar{z}}{h}$ - отношения путей движения волны по витку спирали и вдоль шага спирали. Учитывая, что для новой резонансной системы условия (32) только усиливаются, отношение $\frac{2\pi\bar{z}}{h}$ сводится к абсолютному, то есть

$$\frac{2\pi\bar{z}}{h} = \frac{1 \text{ виток} \cdot 1 \text{ довжини}}{1 \text{ довжини}} = 1 \text{ виток} \quad (33)$$

Учитывая (33), на основе (31) получим, что ρ фактически равно количеству витков катушки резонансной системы. Или, с учетом замедляющего действия ферритового стержня

$$\rho \approx \mu W \quad (34)$$

Для резонансной системы с конструктивами рис.7. ρ достигает величины $5 \cdot 10^3$ раз, что превышает величину ρ в технике СВЧ в 10^3 раз. На основе (30) и (34) длина $\frac{\Delta\lambda_0^{H_0}}{2}$ вычисляется через $\frac{\lambda_0}{2}$ (рис.8).

$$\frac{\Delta\lambda_0^{H_0}}{2} = \frac{\lambda_0}{2} = \frac{\lambda_0}{\mu W} = \frac{1,9 \cdot 10^4}{20 \cdot 252} \approx 4 \text{ см} \quad (35)$$

что и демонстрируют результаты эксперимента рис.8.

Отличие длин $\frac{\Delta\lambda_0^{H_0}}{2}$ и $\frac{\Delta\lambda_0^{E_1}}{2}$ в эксперименте рис.8 обуславливается отличием линейных размеров катушек 1,2, с которыми связана $\frac{\Delta\lambda_0^{H_0}}{2}$, и линейными размерами резонансной системы в целом, с которыми связана $\frac{\Delta\lambda_0^{E_1}}{2}$. Коэффициент пропорциональности \bar{q} между этими волнами определяется отношением этих размеров

$$\bar{q} = \frac{\bar{l}}{\frac{1}{2}(2l_R)} = \frac{200}{36} \approx 5 \quad (36)$$

где l_R - длина катушки, \bar{l} - длина ферритового стержня. Однако, в вычислениях

(35) коэффициент (36) не учитывается, поскольку $\bar{\rho}$ охватывает и \bar{q} . Поэтому, в зависимости (35) полуволна $\frac{\lambda_0}{2}$ может быть заменена на полуволну электрическую $\frac{\lambda_0^{E_1}}{2}$. А уже с этой заменой, зависимость (35) и аналогичная ей, записанная на основе эксперимента рис.9, составят систему

$$\frac{\Delta \lambda_0^{H_{II}}}{2} = \frac{\lambda_0^{E_I}}{2\rho} \quad | 2\omega_0$$

$$\frac{\Delta \lambda_0^{E_I}}{2} = \frac{\lambda_0^{H_{II}}}{2\rho} \quad | \omega_0$$

(37)

Изложенное свидетельствует, что при анализе процессов в новой резонансной системе может быть задействован весь арсенал понятий и методов замедляющих систем: пространственные гармоники (волны) и бесконечное количество их; прямые и обратные пространственные гармоники и групповая и фазовая скорости их; разное направление групповой и фазовой скоростей для обратных гармоник и движение энергии против фазовой в направлении групповой скорости для них и т.д.

[11 стр.385]. Однако, оставляя вне изложения сам анализ, сформулируем вывод из него: в новой резонансной системе существуют резонансные амплитудно-фазовые электромагнитные превращения между прямыми и отраженными бегущими волнами и прямыми и обратными пространственными, которые ведут к смешанному режиму стояче-бегущих обычных плоских, прямолинейных, существующих в пространстве и времени волн $\Delta \lambda_0$, и стоячих, непрямолинейных, групповых, существующих лишь в пространстве (одновременно) волн λ_0 .

Таким образом, желаемый излом "медленно" изменяющегося электрического (рис.8) и магнитного (рис.9) полей является следствием резонансных амплитудно-фазовых электромагнитных превращений, которые имеют место в электромагнитных моделях - резонансных системах рис.6а и 6б. Именно эти резонансные системы и должны быть положены в основу создания зеркальной магнитной ловушки в форме псевдосферы. Для этого необходимо только показать, что эти резонансные превращения будут существовать и при изготовлении катушек 1 и 2 в форме полупсевдосфер и без ферритового заполнения, потому что последнее исключает движение заряженных частиц в объеме псевдосферы - в ловушке.

В связи с этим отметим, что форма катушек никак не повлияет на обстоятельства работы резонансной системы, ибо в псевдосфере, как и в цилиндрических катушках с ферритовым стержнем $\varphi = const$ (9). Относительно же исключения ферритового заполнения существуют сложности, так как именно ферритовый стержень, как уже отмечалось, обеспечивает близкой к единице магнитную связь между катушками резонансной системы. Однако, и эти сложности сводятся на нет пространственными свойствами псевдосферы.

Среди многих, довольно таки удивительных, свойств псевдосферы, нас будет интересовать лишь конечность площади поверхности и конечность объема тела псевдосферы (хотя тело псевдосферы и бесконечно). То есть

$$S_n = 4\pi a^2 \quad (38)$$

$$V_n = \frac{2}{3}\pi a^3 \quad (39)$$

где S_n и V_n - площадь поверхности и объем псевдосферы [5 стр.827]. Сравнивая величины (38) и (39) с соответствующими величинами для сферы при

$$a = r$$

где r - радиус сферы, получим

$$S_n = S_c = 4\pi r^2 \quad (40)$$

$$2V_n = V_c = \frac{4}{3}\pi r^3 \quad (41)$$

Поражающее отличие объемов при равенстве площадей поверхностей псевдосферы и сферы вынуждает обратить внимание на общеизвестную теорему Гаусса для электрических и магнитных величин, результаты доказательств которой приводят еще к двум уравнениям теории поля Максвелла:

$$\oint_S \bar{D} d\bar{S} = \int_V \text{div } \bar{D} dV \neq 0 \quad (42)$$

$$\oint_S \bar{B} d\bar{S} = \int_V \text{div } \bar{B} dV = 0 \quad (43)$$

Первая пара из них (42) базируется на факте существования электрических зарядов, а в основу доказательства теоремы положен постулат: существует некоторая замкнутая поверхность с площадью S , охватывающая объем V ; вторая (43) - уже на базе доказательств теоремы для электрических величин с учетом добавочного постулата об отсутствии источников магнитного поля и замкнутости или ходиз бесконечности в бесконечность магнитных силовых линий, который опытом не отрицается [4 стр.28-48, 229-231].4)

Однако, незамкнутость поверхности псевдосферы и соседство равенств (40) и (41) противопоставляются основному постулату теоремы Гаусса и вынуждают равенство (43), справедливое фактически только для сферы - тела с наименьшим отношением объема к площади поверхности среди традиционных тел, записать в форме неравенств для псевдосферы

$$\oint_{S_n} \bar{B} d\bar{S}_n = \int_{V_n} \text{div } \bar{B} dV_n \neq 0 \quad (44)$$

Неравенствами (44) утверждается, что при изготовлении катушек 1 и 2 в форме псевдосфер с ограничением намотки до

$$\pm \chi_0 \approx 5a \ll \lambda_0 \quad (45)$$

(рис.10а), магнитное поле волны λ_0 будет выходить за пределы $\pm \chi_0$, повторяя форму псевдосферы и пойдет или из бесконечности в бесконечность, или замкнется в пределах пространства с объемом V_n , дополняя внутренний V_n до объема

сферы в соответствии с (41) и с учетом (40). Такое поведение магнитного поля эквивалентно или бесконечному соленоиду, или тору [4 стр.237]. Но, в обоих случаях гарантируется магнитная связь между катушками 1 и 2 близкой к единице, а ней и описанные выше резонансные амплитудно-фазовые превращения, которые обеспечивают существование желаемого излома магнитного поля по окружности касания катушек 1 и 2 - обеспечивают условия для реализации зеркальной магнитной ловушки в форме псевдосферы.

5. Синхронизация движения заряженных частиц в ловушке с электромагнитным полем управления. На рис. 10а схематически изображена магнитная ловушка в форме псевдосферы. Вакуумную камеру образуют катушки 1 и 2, выполненные в форме ограниченных полупсевдосфер с длиной обмоток, удовлетворяющей условию (45); питаются катушки источником тока \mathcal{I}

Под действием тока \mathcal{I} , в соответствии с рис.9 и изложенным в разделе 4, имеем резонанс на частоте $\omega_{02} = \omega_0$ и необходимое в форме псевдосферы. магнитное поле. Выделим и обозначим пунктиром только собственные магнитные поля \bar{B}'_1 и \bar{B}'_2 от действия токов \bar{i}'_1 и \bar{i}'_2 , которые создает источник тока \mathcal{I} . Инжектированный под углом α_0 пучок заряженных частиц окажется, в соответствии с изложенным в разделе 3, в магнитной ловушке и создаст собственное магнитное поле (14), которое разлагается на две составляющие

Магнитные поля $n_1 \bar{B}^*$ и $n_2 \bar{B}^*$ непременно создадут в катушках 1 и 2 эдс \bar{E}_1^* и \bar{E}_2^* встречные по отношению к источнику тока \mathcal{I} (и поэтому будут компенсироваться), но согласные для последовательного протекания тока \bar{i} по катушкам 1 и 2. Ток \bar{i} создаст согласные собственные магнитные поля \bar{B}_1 и \bar{B}_2 , то есть

$$2\bar{B} = \bar{B}_1 + \bar{B}_2$$

А теперь просуммируем: с одной стороны для встречных собственных полей \bar{B}'_1 и \bar{B}'_2 согласные $n_1 \bar{B}^*$ и $n_2 \bar{B}^*$ являются взаимными, что, при выполнении равенства (15), характерно для резонанса на частоте $\omega_{02} = \omega_0$, с другой - для согласных полей \bar{B}_1 и \bar{B}_2 поля \bar{B}'_1 и \bar{B}'_2 являются уже взаимными, что свойственно для резонанса на частоте $\omega_{01} = 2\omega_0$.

Описанное состояние "медленно" изменяющихся полей поддерживается за счет действия "быстро" изменяющихся полей волны $\frac{\Delta \lambda^*}{2}$ (рис.5г). Действительно, учитывая, что условие (1) усиливается до вида

$$T_0 \gg T^* \gg \Delta T^*$$

где $\Delta T^* = \frac{\Delta \lambda^*}{c}$ - период прямолинейной волны $\Delta \lambda^*$, все процессы, связанные с действием магнитных полей волны $\Delta \lambda^*$, относятся к "быстро" изменяющимся.

При этом, в содержании выше описанного состояния магнитных полей ничего не изменится, если вместо \bar{B}'_1 и \bar{B}'_2 будут действовать $\Delta \bar{B}^*_{11}$ и $\Delta \bar{B}^*_{12}$ волны $\frac{\Delta \lambda^*}{2}$ (рис. 5г). При действии же $\Delta \bar{B}^*_{11}$ и $\Delta \bar{B}^*_{12}$ уже магнитные поля \bar{B}_1 и \bar{B}_2 являются взаимными (частота ω_0). То есть, в этом случае, в сравнении с описанным, качество $n_1 \bar{B}^*$ и $n_2 \bar{B}^*$ изменяется с взаимных на собственные, а качество \bar{B}_1 и \bar{B}_2 с собственных на взаимные.

Переход качеств собственности и взаимности для одних и тех же величин является условием прямых и обратных электромагнитных связей между полями пучка заряженных частиц и резонансной системы, что свидетельствует о синхронизме между ними. Эти прямые и обратные связи и связанные с ними процессы проходят практически с "быстрым" полупериодом $\frac{\Delta T^*}{2}$ волны $\frac{\Delta \lambda^*}{2}$. Поэтому каждая составляющая "медленно" изменяющихся полей, изображенных на рис. 10а включая \bar{B}'_1 и \bar{B}'_2 , будут иметь составляющие волны $\Delta \lambda^*$ (волна $\Delta \lambda^*$ является несущей "медленно" изменяющихся полей). Благодаря этому, как уже отмечалось, изменяется только качество медленно изменяющихся полей $2n_1 \bar{B}^*$ и $2\bar{B}_1$ с собственных на взаимные и наоборот, но никогда не изменяется, даже при смене полярности \mathcal{Y} , их направление. Это также является одним из необходимых условий долговременной, устойчивой работы ловушки.

Изложенное дополняется следующим.

На основе (37), поскольку в соответствии с (34) и с учетом $\rho = w$, *отсутствия феррита* имеем систему

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \lambda_0}{2} H_{11} &= \frac{\Delta_0}{2w} E_L \quad | 2\omega_0 \\ \frac{\Delta \lambda_0}{2} E_L &= \frac{\Delta_0}{2w} H_{11} \quad | \omega_0 \end{aligned} \quad (46)$$

В свою очередь, для n-виткового локализованого в пространстве движущегося пучка заряженных частиц (тока) система (23) принимает вид

$$\begin{aligned} \pm \bar{E}^* &= \pm 2n \oint_L \bar{E}_L^* d\bar{l} = \mp n \int_S \frac{\partial \bar{B}^*}{\partial t} d\bar{S} \quad | 2\bar{\omega}^* \\ \pm \bar{J}^* &= \pm 2n \oint_L \bar{H}_{11}^* d\bar{l} = \pm n \int_S \frac{\partial \bar{D}^*}{\partial t} d\bar{S} \quad | \pm \bar{\omega}^* \end{aligned} \quad (47)$$

где $\pm \bar{E}^*$ и $\pm \bar{J}^*$ - эдс и ампервитки. Система (47) в форме

$$\pm \frac{\bar{E}_L^*}{2n} = \mp \frac{1}{2} \int_S \frac{\partial \bar{B}_{11}^*}{\partial t} d\bar{S} = \mp \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{\Phi}_{11}^*}{\partial t} \quad | 2\bar{\omega}^* \quad (48)$$

$$\pm \frac{\bar{J}_{11}^*}{2n} = \pm \frac{1}{2} \int_S \frac{\partial \bar{D}_{11}^*}{\partial t} d\bar{S} = \pm \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{\Phi}_{11}^*}{\partial t} \quad | \pm \bar{\omega}^*$$

где $\bar{\Phi}_{11}^*$ и $\bar{\Phi}_L^*$ - потоки магнитной и электрической индукции, максимально

приближается к виду системы, которая описывает волны в двухпроводной линии [4 стр.642]. Это позволяет на основе (48) записать систему, аналогичную (46)

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \lambda^{*H_{II}}}{2} &= \frac{\lambda^{*E_{\perp}}}{2\bar{n}} |2\bar{\omega}^{*} \\ \frac{\Delta \lambda^{*E_{\perp}}}{2} &= \frac{\lambda^{*H_{II}}}{2\bar{n}} |1 \pm \bar{\omega}^{*} \end{aligned} \quad (49)$$

где λ^{*} - криволинейная, групповая, циклотронная волна. Величина \bar{n} в (49) как и \bar{W} в (46) является коэффициентом замедления и определяется зависимостью

$$\bar{n} = \frac{\lambda^{*}}{\Delta \lambda^{*}} = \frac{vT^{*}}{v_{II}T^{*}} = \frac{1}{\cos \alpha_0}$$

где $\alpha_0 = 85 - 89^{\circ}$ и достигает величины 100 - 500⁶.

Имея возможность целенаправленно ⁴³ применять величины \bar{n} и \bar{W} не является проблемой достичь равенства между (46) и (49)

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \lambda^{*H_{II}}}{2} = \frac{\lambda^{*E_{\perp}}}{2\bar{n}} |2\bar{\omega}^{*} &= // \frac{\Delta \lambda_0^{H_{II}}}{2} = \frac{\lambda_0^{E_{\perp}}}{2\bar{W}} |2\omega_0 \\ \frac{\Delta \lambda^{*E_{\perp}}}{2} = \frac{\lambda^{*H_{II}}}{2\bar{n}} |1 \pm \bar{\omega}^{*} &= // \frac{\Delta \lambda_0^{E_{\perp}}}{2} = \frac{\lambda_0^{H_{II}}}{2\bar{W}} | \omega_0 \end{aligned}$$

которым утверждается безусловная синхронизация электромагнитных процессов в ловушке.

Как и в любой резонансной системе, в ловушке может существовать два режима:

1. вынужденные непрерывные колебания, при которых внутренние потери энергии восстанавливаются внешним источником тока \mathcal{Y} .

2. свободные затухающие колебания, при которых энергия пучка частиц в форме электрической расходуется как на внутренних средствах потерь, так и на внешнем сопротивлении R_{H1} . Последнее демонстрирует рис. 106.

Всегда встречные магнитные поля полуволны $\Delta \lambda^{*}$ (показаны на рис. 106 пунктиром) индуктируют в катушках 1 и 2 эдс \bar{E}_1^{*} и \bar{E}_2^{*2} . Последовательное действие эдс \bar{E}_1^{*} и \bar{E}_2^{*} в контуре из катушек 1 и 2 исключается из-за их встречности, параллельное - вызывает токи $\Delta \bar{I}_{H1}$ и $\Delta \bar{I}_{H2}$ через R_{H1} и магнитные поля $\Delta \bar{B}_{H1}$ и $\Delta \bar{B}_{H2}$. А дальше процесс описывается также, как и от действия источника тока, но он будет существовать до тех пор, пока электромагнитная энергия пучка не израсходуется на сопротивлении R_{H1} .

И наконец еще об одном, присущем только описанной ловушке, режиме

Суть в том, что токи $\Delta \bar{I}_{H1}$ и $\Delta \bar{I}_{H2}$ непременно сопровождаются встречными электрическими полями $\Delta \bar{E}_{H1}$ и $\Delta \bar{E}_{H2}$, одно из которых будет ускорять движение

частиц на траектории, другое - тормозить. Это ведет к селекции заряженных частиц по скорости и как следствие, к колебаниям энергии частиц относительно начальной, не изменяя полной энергии их, то есть

$$W^* \pm \Delta W^* = \text{const} \quad (50)$$

где W^* - начальная энергия частиц, $\pm \Delta W^* = 2\Delta W^*$ - амплитуда колебаний энергии частиц относительно начальной. В зависимости (50) начальную энергию частиц можно рассматривать как состояние условного покоя их, то есть

$$W^* = 0 \quad (51)$$

Тогда правая часть (50) замещается известной константой

$$\pm \Delta W^* = 2\Delta W^* = \frac{3}{2} K T_i \quad (52)$$

где K - постоянная Больцмана, T_i - температура ионов.

Из (52) получим

$$T_i = \frac{2(2\Delta W^*)}{3K}$$

И достаточно, например

$$2\Delta W^* \geq 10^4 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-15} \text{ Дж}$$

что достигается выбором величины R_H и может составлять всего 1 % от начальной энергии $W^* = 10^6 \text{ эВ}$, чтобы достичь необходимой температуры для осуществления реакции термоядерного синтеза

$$T_i = \frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-15}}{3 \cdot 1,4 \cdot 10^{-27}} = 0,76 \cdot 10^8 \text{ К}$$

При чем, с прямым преобразованием энергии синтеза в электрическую. Теоретические наработки и расчеты показывают, что это так и только так, но для рамок поставленной задачи изложенного достаточно.

Библиографический список

1. Капица П.Л. "Эксперимент, теория, практика" - М.: "Наука", 1986 г. - 494 с.
2. Чен Ф.Ф. "Проблемы утечки плазмы в термоядерных реакторах" // Физика атомного ядра и плазмы - 1974 г. М.: "Наука" - С.88 - 107.
3. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. "Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях", М.: "Наука", 1973 г. - 687 с.
4. Сивухин Д.В. "Общий курс физики", том III, М.: "Наука", 1973 г. - 687 с.
5. Выгодский М.Я. "Справочник по высшей математике" М.: "Наука", 1963 г. - 870 с.
6. Кузьмичев В.Е. "Законы и формулы физики", Киев, "Наукова думка", 1989 г. - 861 с.

7. Кииф Д. "Ускорители на коллективном эффекте" // Физика атомного ядра и плазмы - 1974 г. М.: "Наука" - С. 165 - 183.
8. Тамм И.Е. "Основы теории электричества" - М.: "Наука", 1976 г. - 616 с.
9. Крюк В.Г. "Антенное устройство" А.С. N248796 // Б.И. N24, 1969 г. - С.50.
10. Милях А.Н., Шидловский А.К. "Принцип взаимности и обратимость в электротехнике" Киев, "Наукова думка", 1967 г. - 316 с.
11. Лебедев И.В. "Техника и приборы СВЧ" том I М.: "Высшая школа", 1970 г. - 438 с.

Примечания

1) Известен также вывод зависимости (3) на основе

$$\bar{p}_m = iS = const$$

где \bar{p}_m - магнитный момент, i - элементарный ток, который создает частица, двигаясь по ларморовой окружности [3]. Но и это основополагающее равенство не вызывает сомнений лишь при $S = const$, что реально в зеркальной ловушке не выполняется.

2) Такой ферритовый стержень с одной катушкой применяется в бытовых радиоприемниках в качестве антенны диапазона длинных волн. Кроме этого, здесь следует отметить, что эти модели были разработаны на основе [9] и лишь потом, учитывая их свойства, приспособлены для решения поставленной задачи.

3) Здесь следует отметить общеизвестное: если катушки 1 и 2 являются только правовинтовыми либо только левовинтовыми, то при согласных собственных магнитных полях всегда согласны и взаимные, при встречных собственных - всегда встречны и взаимные.

4) Следует отметить только, что функция

$$\text{перв.} \quad \text{div } \vec{B} = f(x, y, z)$$

при решении двух уравнений теории поля Максвелла остается неопределенной [8 стр.417].

5) В форме равенства (44) имеет вид

$$\oint_{S_n} \vec{B} d\vec{S}_n = 2 \int_{V_n} \text{div } \vec{B} dV_n = \pm \int_{V_n} \rho_m dV_n$$

где обозначение конечных результатов раскрывается в [8 стр.329-331]. Кстати, для постоянного стержневого магнита предыдущее равенство принимает вид

$$\int_{V_c} \text{div } \vec{B} dV_c = \pm \frac{1}{2} \int_{V_c} \rho_m dV_c$$

а физический смысл становится прозрачным с учетом [8 стр.253].

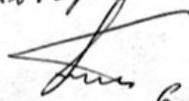
б) С другой стороны, при записи равенств (46) и (49) в форме

$$\bar{W} \frac{\Delta \lambda_0}{2} = -\frac{\lambda_0}{2}, \quad \text{и} \quad \frac{\Delta \lambda^*}{2} = \frac{\lambda^*}{2},$$

величины \bar{W} и \bar{W}^* можно рассматривать как коэффициенты преобразования прямолинейных полуволн в криволинейные, групповые, спиральные полуволны - частицы с одновременным превращением $H_{||} \rightarrow E_{\perp}$ либо $E_{\perp} \rightarrow H_{||}$

Приложения:

1. Рисунки 1-10 на 4 листах
2. Сведения об авторе


6.03.98г.

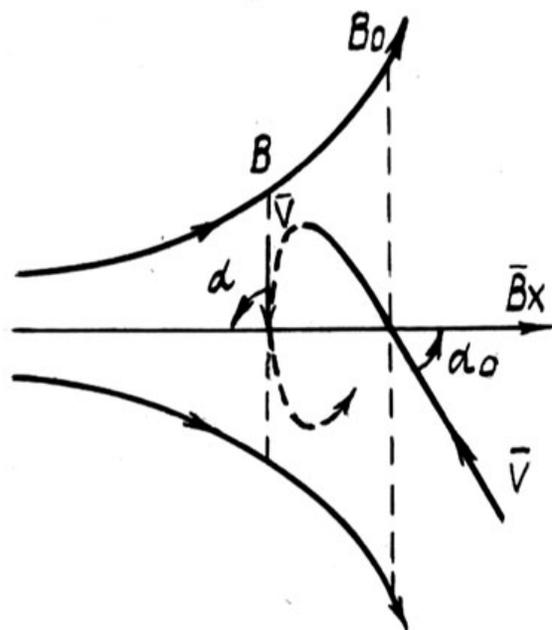


Рис. 1

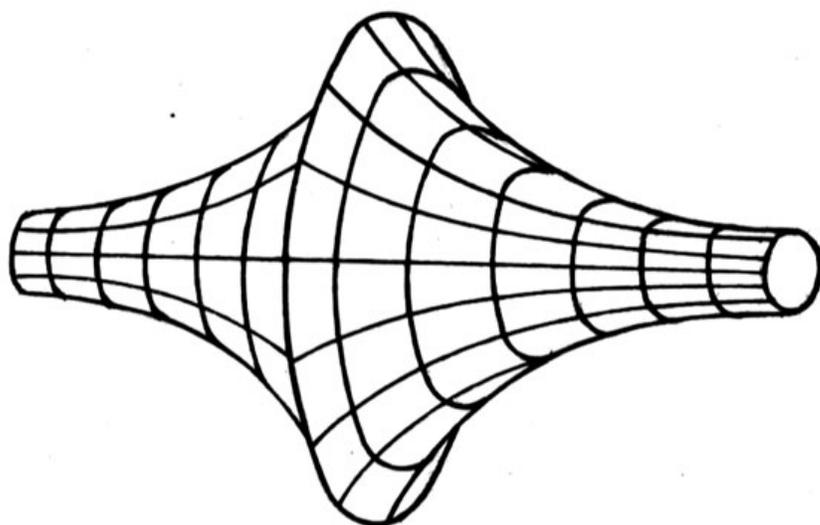


Рис. 2

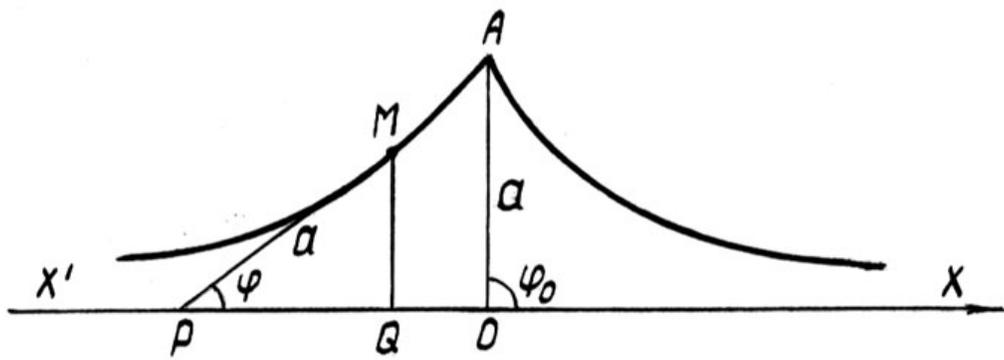


Рис. 3

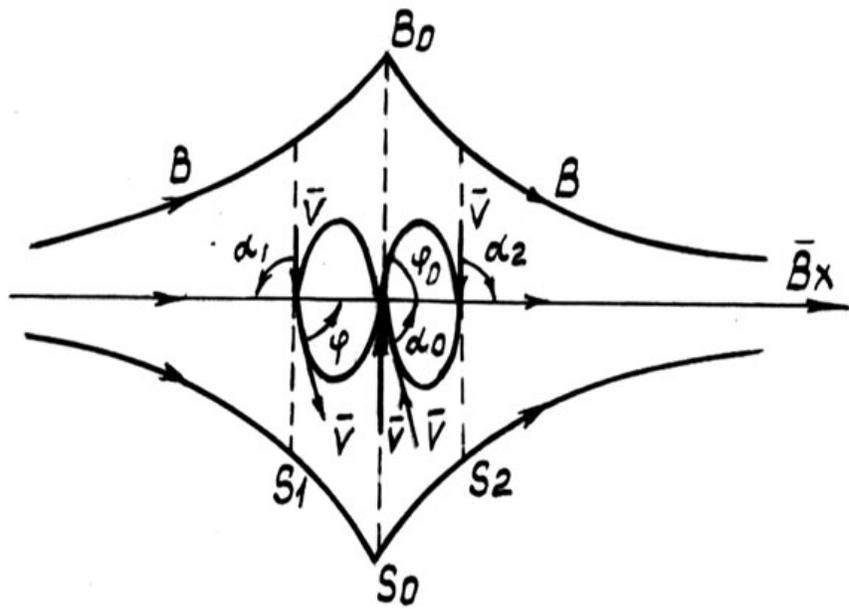
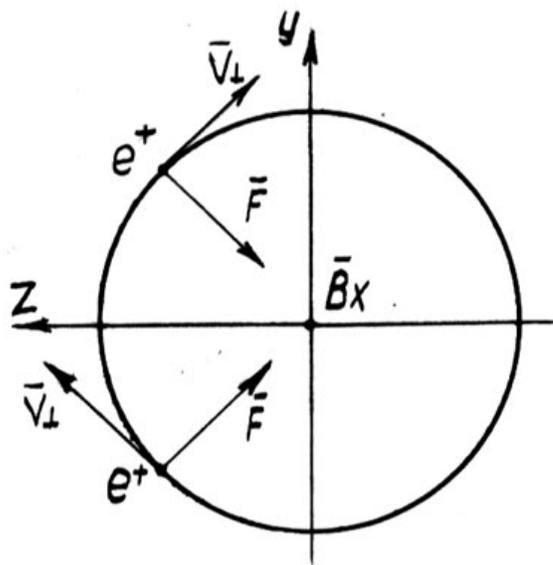
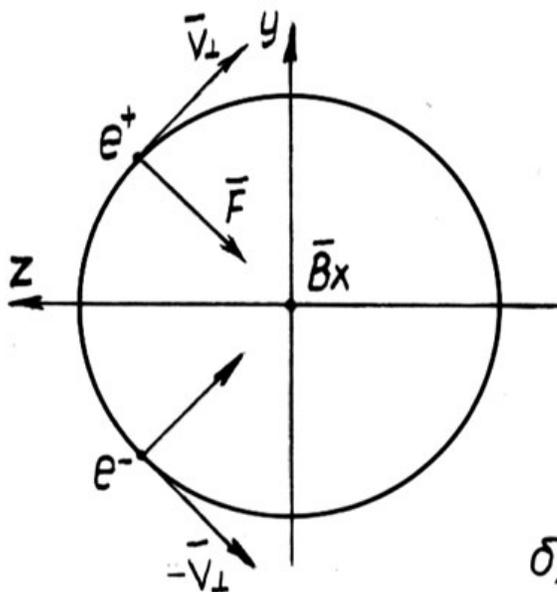
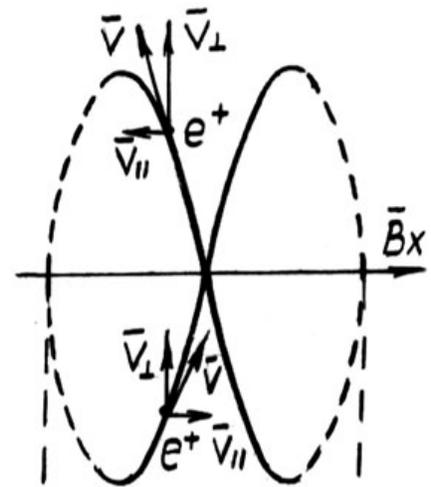


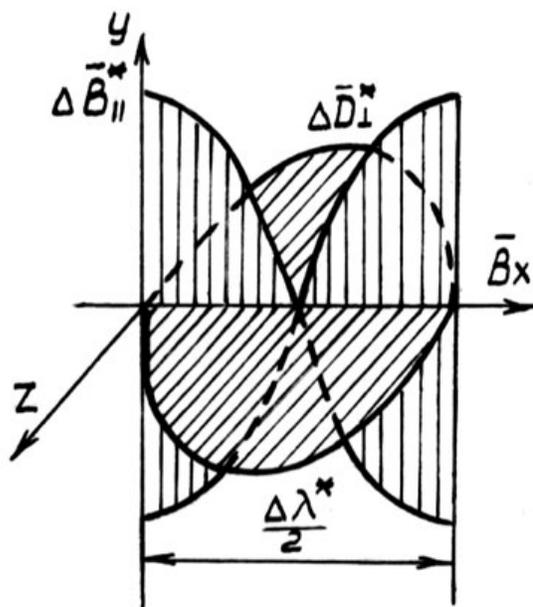
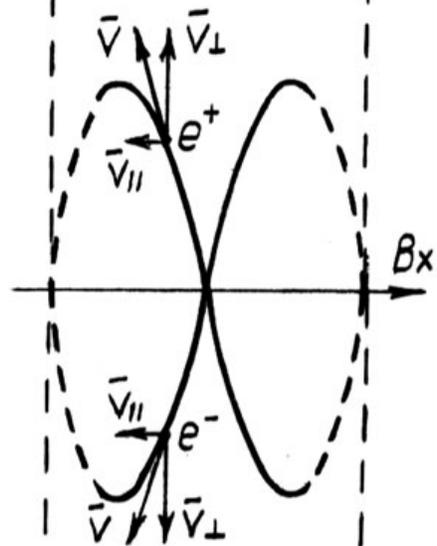
Рис. 4



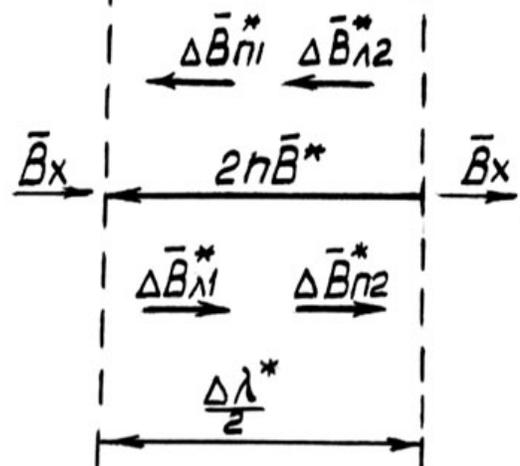
а)



б)



в)



г)

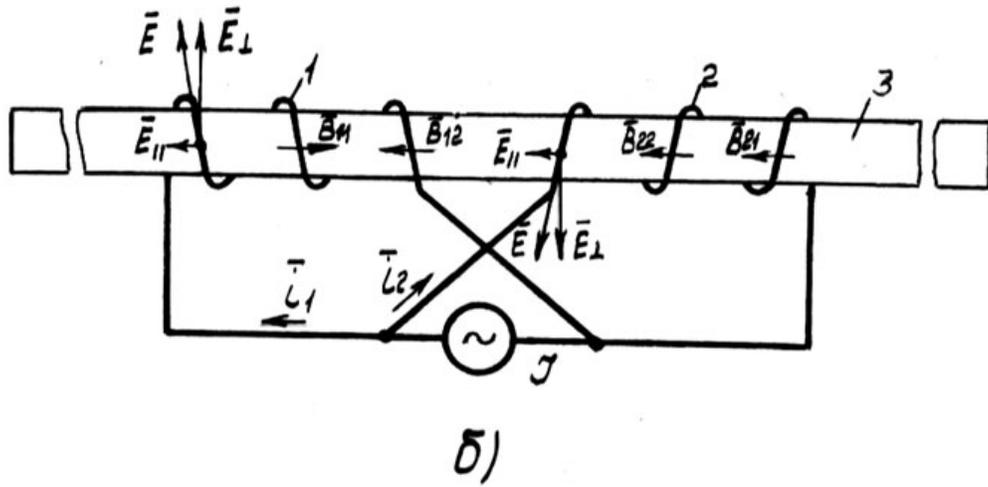
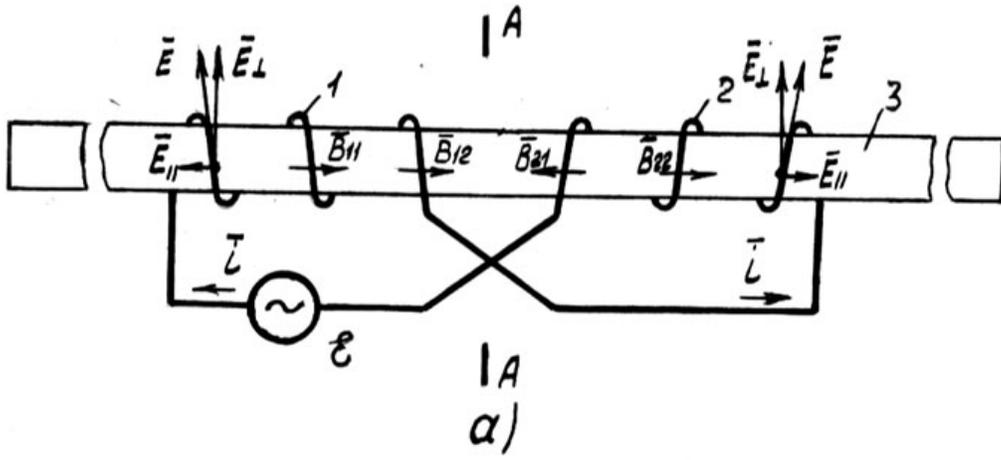


Рис. 6

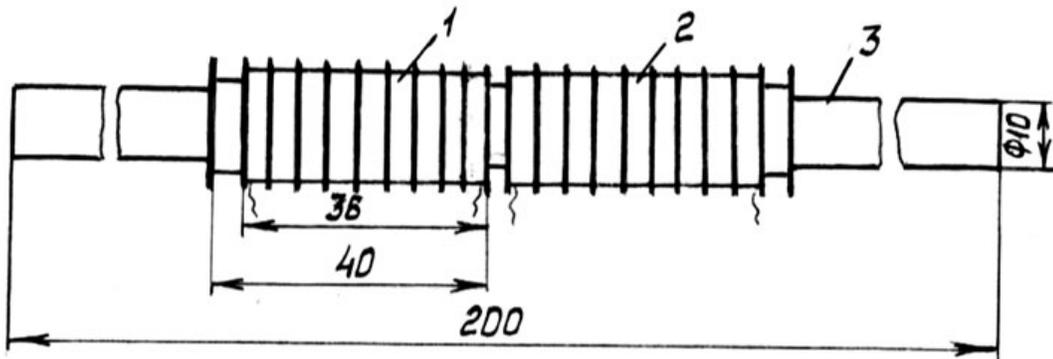
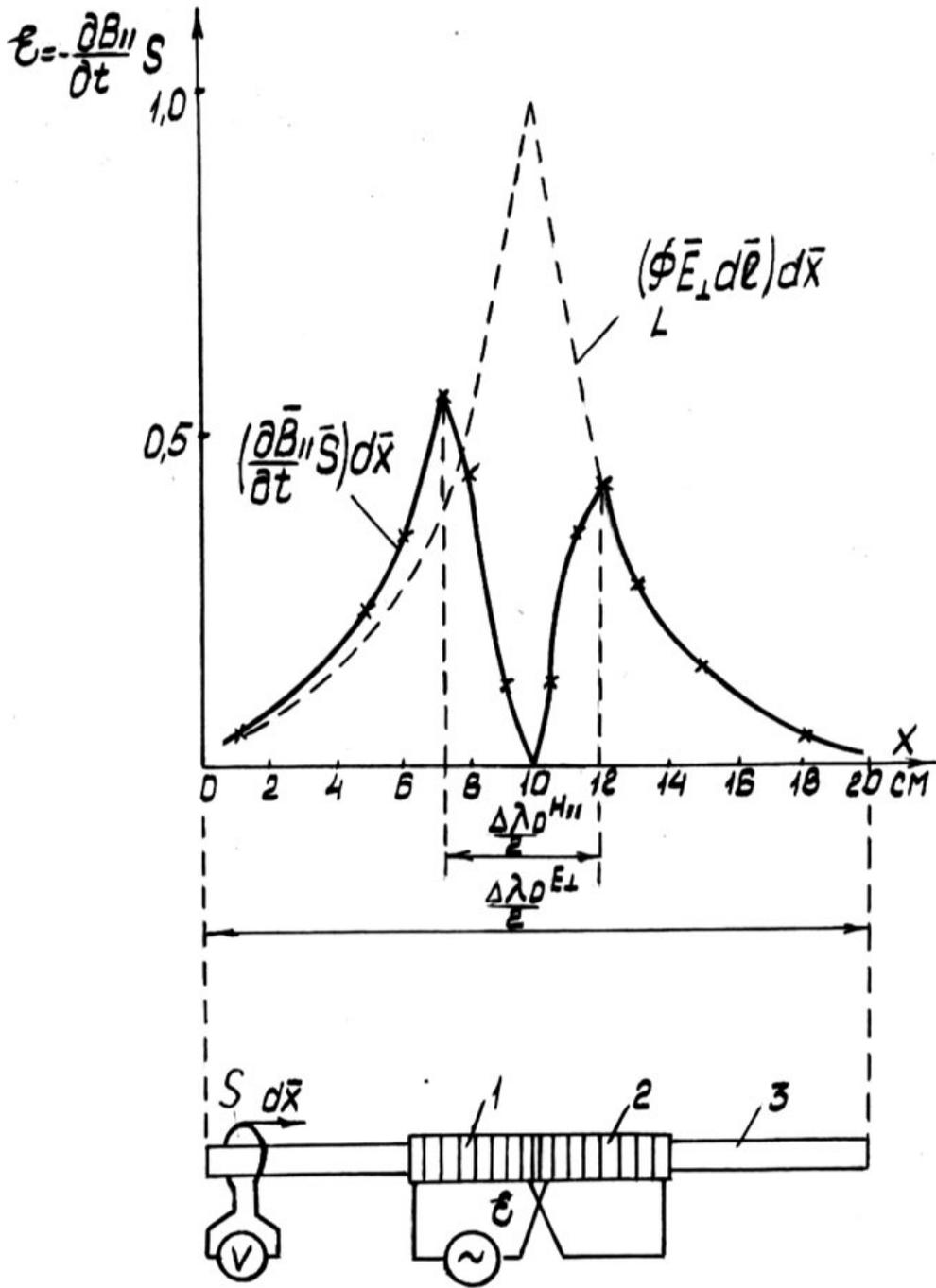


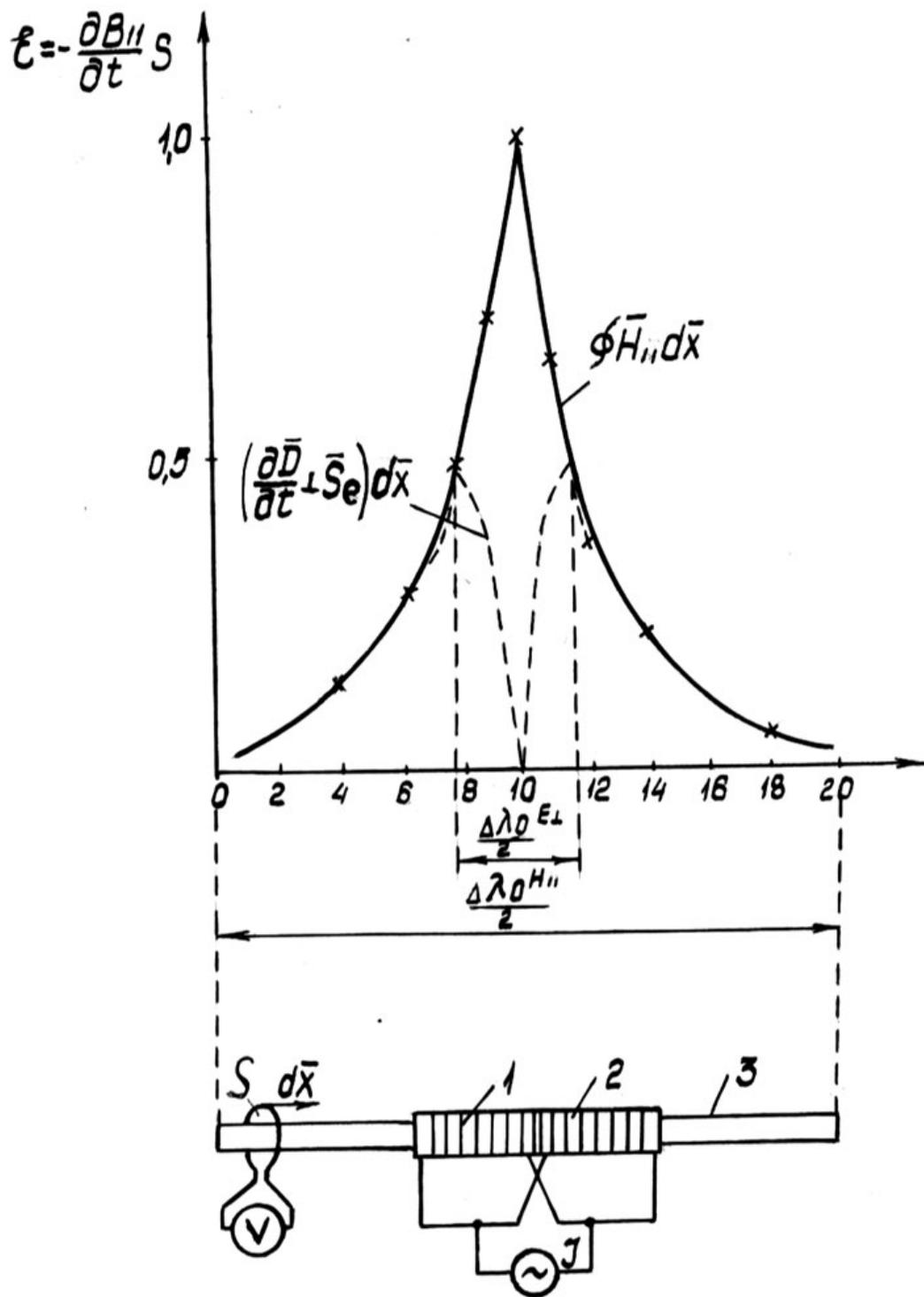
Рис. 7



$$\langle \rho_{01} \rangle = \langle 2\rho_0 \rangle \approx 1,6 \cdot 10^8 \Gamma \mu$$

$$\langle \lambda_{01} \rangle = \langle \frac{\lambda_0}{2} \rangle \approx 1,9 \cdot 10^4 \text{ CM}$$

Рис. 8



$$\langle f_{02} \rangle = \langle f_0 \rangle \approx 0,8 \cdot 10^6 \text{ Гц}$$

$$\langle \lambda_{02} \rangle = \langle \lambda_0 \rangle \approx 3,8 \cdot 10^4 \text{ см}$$

Рис. 9

