

**ЭЛЕКТРОНИКА
И РАДИОТЕХНИКА**

УДК 535.417.2, 53.081.7

**ПРИМЕНЕНИЕ ШУМОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
КОЭФФИЦИЕНТА ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВА В ГАЗОВОЙ ФАЗЕ И
В КОНДЕНСИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ В ДИАПАЗОНЕ 2–4 ГГц**

©2025 г. И. Е. Иванов^{а,*}

^аИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

**e-mail: iei@fpl.gpi.ru*

Поступила в редакцию 20.01.2025 г.

После доработки 01.04.2025 г.

Принята к публикации 12.05.2025 г.

Излучение с непрерывным спектром в области частот 2–4 ГГц создается плазменным релятивистским источником. Импульсное излучение заводится в прямоугольный волновод размером 72×34 мм² с исследуемым веществом. В волновод вставляется поршень, и по виду интерференционной картины определяется коэффициент преломления вещества. Вещество в волноводе может быть газом или иметь форму прямоугольного бруска или кюветы с жидкостью. Возможно использование для спектроскопии диэлектриков.

1. ВВЕДЕНИЕ

В лаборатории Плазменной электроники ИОФ РАН на протяжении последних лет разрабатывались плазменные релятивистские микроволновые источники (ПРМИ) [1], создающие мощное монохроматическое или сверхширокополосное электромагнитное излучение [2] в диапазоне свыше 1 ГГц. В настоящей работе рассматривается применение широкополосного излучения в диапазоне 2–4 ГГц, которое может быть использовано в спектроскопии диэлектриков [3, 4], а также для анализа поглощающих материалов в этой области.

Применяемое излучение не может вызывать энергетических переходов (электронных, колебательных, вращательных) в молекулах, поскольку энергия фотонов на рассматриваемых частотах пренебрежимо мала. Такое излучение вызывает изменение дипольного момента молекул. Здесь в большей степени важна интенсивность волны, которая должна вызывать смещение зарядов на расстояния, превышающие амплитуду тепловых колебаний. Таким образом, применение нашего микроволнового излучения может иметь определенный интерес.

Мощность излучения ПРМИ может достигать 150 МВт, а пиковая напряженность электрического поля – 9 кВ/см [5]. Этого достаточно для экспериментов по спектроскопии диэлектриков, а также для исследования нелинейных эффектов при изучении молекулярных связей молекул.

При прохождении излучения происходит поляризация молекул, что приводит к уменьшению скорости электромагнитной волны в веществе по сравнению со скоростью в вакууме. Для неполярных молекул поляризация связана с возникновением индуцированного дипольного момента, а у молекул, имеющих собственный дипольный момент (у полярных молекул), поляризация приводит к переориентации дипольных моментов молекул по направлению электрического поля. Изменение скорости электромагнитной волны в веществе описывается диэлектрической проницаемостью ε , действительная часть которой связана с коэффициентом преломления вещества n :

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \varepsilon' = n^2. \quad (1)$$

Скорость электромагнитной волны в веществе определяется формулой

$$c = \frac{c_0}{n}, \quad (2)$$

где c_0 – скорость света в вакууме, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, равная $1/(4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)$ Ф/м.

Различают электронную, атомную и ориентационную поляризацию. Электронная поляризация устанавливается за время 10^{-15} с, она присуща всем без исключения диэлектрикам. Остальные виды поляризаций связаны с перемещением атомов и молекул, они проявляются на гораздо более низких частотах, чем оптические. В первом приближении величину дипольного момента неполярной молекулы можно считать пропорциональной полю:

$$\mathbf{p} = \alpha \varepsilon_0 \mathbf{E},$$

где α – коэффициент молекулярной диэлектрической поляризуемости. Он определяется внутренними свойствами неполярной молекулы и не может существенно зависеть от плотности вещества, давления, температуры. Связь между диэлектрической проницаемостью и коэффициентом поляризуемости дается формулой

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \varepsilon' = 1 + \alpha N,$$

где N – число молекул в единице объема. Таким образом, α – мера дипольного момента у одной молекулы. Порядок величины электронной поляризуемости равен 10^{-29} м³, для атомной поляризуемости он составляет 10^{-30} м³, а для ориентационной поляризуемости характерны величины 10^{-28} м³. Для полярных молекул диэлектрическая поляризуемость явно зависит от температуры. При сильных полях, когда $pE \gg kT$, все дипольные моменты ориентированы

по полю, и поляризация достигает своего максимального значения, благодаря чему имеет место насыщение, т. е. зависимость от температуры пропадает. В газах коэффициент преломления с хорошей точностью равен единице, независимо от того, полярные или неполярные молекулы представляют этот газ. Однако небольшое отличие может быть зафиксировано экспериментально.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки связана с использованием интерференционных эффектов при распространении зондирующего излучения в веществе. Установка, представленная на рис. 1, состоит из трех частей: источника широкополосного излучения 1 [2, 6, 7], представляющего ПРМИ, модуля транспортировки излучения к измерительной части 2 (цилиндрическая труба диаметром 30 см для передачи излучения в соседнее помещение) и измерительного модуля 3, представляющий собой вакуумно-герметизированный медный волновод сечением $72 \times 34 \text{ мм}^2$ и длиной 2.8 м.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки (размеры указаны в мм).

Частота шумового излучения перекрывает область частот 1–5 ГГц, мощность равна 50–100 МВт, что соответствует длинам волн 6–30 см. Устройство работает в режиме разовых импульсов (интервал между импульсами составляет примерно 3 мин). Широкополосность излучения в ПРМИ достигается за счет устранения обратной связи в резонаторе излучателя (в пространстве взаимодействия) и получения однопроходового режима излучения. Осциллограммы имеют вид цугов длительностью 3–4 нс. По форме осциллограмм можно сделать вывод, что время когерентности таких импульсов равно длительности цугов излучения, т.е. примерно 3 нс. Такое же значение времени когерентности можно получить, исходя из скорости релятивистских электронов пучка, равной $0.26 \cdot 10^{-9}$ м/с, и длины пространства взаимодействия, составляющей примерно 0.8 м, считая, что излучение однопроходовое. Таким образом, излучение в импульсе является непрерывным широкополосным (шумовым) излучением. После выхода из рупора и прохождения по волноводу диаметром 30 см излучение попадает на вход прямоугольного волновода $72 \times 34 \text{ мм}^2$, площадь которого примерно в 30 раз меньше. Поэтому используется 1/30 часть мощности шумового источника. Однако напряженность электрического поля в волне волновода может оставаться прежней. Начиная с частоты отсечки 2.08 ГГц, в таком волноводе распространяется только одномодовое излучение TE_{10} вплоть до частоты 4.17 ГГц. Таким образом, в прямоугольном волноводе одновременно существуют всевозможные моды TE_{10} с частотами 2–4 ГГц.

3. ОБРАЗОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ

Рассмотрим процессы, которые могут происходить при распространении волны по такому волноводу, рис. 2.

Рис. 2. Прямоугольный волновод 72×34 мм² для создания интерференционной картины...

Он имеет герметичные окна, систему откачки и штуцера для напуска газа. В волноводе имеются две одинаковые антенны, A (входная) и B (выходная), сигналы с которых поступают через аттенюаторы 40 дБ (ослабление амплитуды в 100 раз) на вход широкополосного осциллографа Tektronix TDS 7404. Длина антенн 5 мм (выступающая часть центральной жилы кабеля), амплитуда сигнала на осциллографе примерно 1 В. Поэтому напряженность поля в волноводе составляет 200 В/см. Расстояние между антеннами фиксировано и равно $L = 1.2$ м.

Если в волновод не вставлен поршень, то волна проходит по волноводу мимо антенн A и B и выходит наружу. Разница между сигналами на антеннах A и B может содержать информацию о веществе в волноводе. На рис. 3 представлены спектры сигналов A и B . Спектры имеют шумовой характер и не повторяются от выстрела к выстрелу. Приблизительно повторяются положение шумовой полосы и энергия в импульсе. Далее эти спектры можно сгладить (усреднить) в полосе, равной, например 20 МГц, и разделить один на другой. Результат деления спектров $r = B/A$ представляет собой коэффициент пропускания вещества в волноводе в зависимости от частоты. Из-за того, что шумовые спектры не повторяются, предварительно можно усреднить спектры по количеству выстрелов, а потом сгладить. Во всех случаях сигналы носят шумовой характер, поскольку они никак не связаны между собой (они не когерентны).

Рис. 3. Результат обработки одного выстрела...

Если мы вставим в волновод поршень, отражающий падающую волну (рис. 2), то падающий и отраженный сигналы становятся связанными между собой, если время когерентности входного сигнала превышает время распространения волны от антенны до поршня и обратно. На антенне A будет фиксироваться интерференционная картина в виде узлов и пучностей. То же можно сказать и об антенне B . Положение узлов и пучностей в этой стоячей волне будет зависеть от расстояния D для антенны A и от расстояния d для антенны B . Таким образом, в непрерывных спектрах образуются интерференционные картины – зависимость амплитуды от частоты. Однако, если расстояние d будет меньше половины длины волны для всех частот в волноводе, то интерференционная картина для антенны B образоваться не сможет, поскольку для такого расстояния еще не сформируются узлы и пучности. Спектр на антенне B будет просто повторять с определенной точностью первоначальный спектр входного сигнала, который можно считать нормировочным спектром

(или опорным спектром). Поэтому, если мы теперь разделим опорный спектр на спектр антенны A , то получим уже совершенно другой сигнал, имеющий регулярную структуру в виде четко выраженных пиков во всем диапазоне одномодового пропускания волновода (рис.4). Будем называть такой сигнал гребенкой. Пики гребенки будут соответствовать узлам интерференционной картины на антенне A . На рис. 4 показано, что поршень стоит сразу за антенной B , и амплитуда сигнала на антенне B существенно меньше, чем на антенне A , $d = 0$. Если расстояние d от поршня до антенны B увеличивать, то амплитуда сигналов выравнивается при $d > \lambda/4$, при еще большем увеличении d на антенне B также начинает возникать интерференция. Этот эффект будет проявляться в виде модуляции пиков гребенки (рис. 5).

Рис. 4. Результат деления спектров на антенне B и A при $d = 0$ между антенной B и поршнем, $D = 1.2$ м. В волноводе воздух.

Рис. 5. Проявление модуляционных эффектов на гребенке при изменении расстояния d ...

4. ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА

Частотное положение пиков гребенки при фиксированном значении L (расстоянии между антеннами) зависит от величин D и d – расстояний от поршня до антенн A и B . Считаем, что $d \ll D$. Формулы, описывающие распространение волны по прямоугольному волноводу, имеют вид

$$\lambda_{кр} = \frac{2}{\sqrt{\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}}}, \quad \lambda_{волн} = \frac{c}{\sqrt{v^2 - v_{кр}^2}}, \quad v_{фаз} = \lambda_{волн} v = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{v_{кр}^2}{v^2}}}, \quad \lambda_{кр} v_{кр} = c. \quad (3)$$

Только первая формула не содержит скорости света c в волноводе, определяемой по формуле (2), a и b – размер широкой и узкой стенок волновода, индексы m и n определяют моды волновода. Для моды TE_{10} имеем $m = 1$, $n = 0$. Фазовая скорость волны в волноводе всегда больше скорости света c . На частоте отсечки $v = v_{кр}$ она равна бесконечности, а для частоты конца одномодового режима, равной 4.17 ГГц, составляет $1.15 \times c$. В образовании интерференции участвуют фазовые скорости. Для образования интерференционной картины для волновода (см. рис. 2) время когерентности входного сигнала должно превышать время удвоенного прохода между антеннами для минимальной фазовой скорости $2 \cdot 1.2 / 1.15 \approx 7$ нс. Если принять, что время когерентности нашего сигнала равно 3 нс, то интерференция возможна только в интервале частот 2.08–2.3 ГГц. Однако интерференция прекрасно регистрируется на всех частотах. Такое расхождение можно объяснить наличием волновода 2 в схеме установки (рис. 1). Излучение ПРМИ, выходящее из рупора 1, попадает в волновод

диаметром 30 см, в котором распространение излучения многомодовое. Групповая и фазовая скорости связаны соотношением

$$v_{\text{фаз}} \cdot v_{\text{групп}} = c^2 \quad (4)$$

и, исходя из формул (3), можно записать

$$v_{\text{групп}} = \lambda_{\text{волн}} \nu = c \sqrt{1 - \frac{v_{\text{кр}}^2}{v^2}}. \quad (5)$$

Групповая скорость меньше скорости света, и она тем меньше, чем ближе частоты в волноводе к частотам отсечки. Мы рассматриваем волны в диапазоне 2–5 ГГц. Диаметр нашего волновода 30 см, минимальная частота отсечки для такого волновода $\nu_{\text{кр}} \approx 0.6$ ГГц (мода H_{11}). Групповая скорость лежит в пределах $0.96c$ – $0.99c$ и практически совпадает со скоростью света. Но для мод, у которых $\nu_{\text{кр}}$ приближается к диапазону 2–5 ГГц, групповая скорость может быть значительно меньше c . Например, критическая длина волны для моды круглого волновода H_{21} с радиусом $R = 15$ см для имеет частоту $\nu_{\text{кр}} \approx 0.97$ ГГц, и групповая скорость $0.87c$ – $0.97c$. Исходя из сложной формы многомодового волновода 2 (два изгиба по 90°), можно ожидать, что в передаче энергии будут участвовать моды с большими индексами и низкой групповой скоростью. Это означает, что волновые пакеты коррелированных волн длительностью 3 нс превращаются в коррелированные пакеты длительностью более 7 нс. Далее это излучение попадает в волновод 3 (рис. 1) с длительностью корреляции, значительно большей, чем первоначальная.

Набег фазы между узлами интерференционной картины равен кратному числу π . Поэтому для резонансного расстояния z должно выполняться условие

$$k_z z = \pi q, \quad (6)$$

где k_z – проекция волнового вектора на ось волновода,

$$k_z = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{волн}}}, \quad (7)$$

q – целое число полуволн, укладывающихся на расстоянии z . Если принять, что $z = D$ – расстоянием между антенной A и поршнем, то можно записать

$$D = \frac{\lambda_{\text{волн}}}{2} q D = \frac{\lambda_{\text{волн}}}{2} q \quad (8)$$

и с учетом формул (3) получаем значение частот пиков гребенки

$$\nu_q^{(1)} = \frac{c_0}{n_1} \sqrt{\frac{1}{\lambda_{\text{кр}}^2} + \frac{q^2}{4D^2}}. \quad (8)$$

Здесь n_1 – показатель преломления среды №1 в волноводе. Сдвиг пиков гребенки может происходить из-за сдвига поршня (1) и изменения n_1 (2). Следует отметить, что $\lambda_{\text{кр}}$ не зависит ни от среды, ни от положения поршня, эта величина является константой для данного волновода, тогда как $\nu_{\text{кр}}$ зависит от среды. Если положение поршня не меняется, а меняется только среда, имеющая показатель преломления $n_2 > n_1$, то сдвиг гребенки будет происходить

в низкочастотную сторону, и показатель преломления, как это следует из формулы (8), будет определяться выражением

$$\frac{v_q^{(1)}}{v_q^{(2)}} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (9)$$

Заметим, что в этом выражении нет зависимости от q в явном виде, но зависимость от частоты остается по положению пиков гребенок. Если под первой гребенкой понимать гребенку с воздухом, для которой величина n_1 с большой точностью равна единице, то из формулы (9) сразу находим график показателя преломления n_2 для второй среды.

Область волновода между антенной A и поршнем создает гребенку. Поэтому будем называть величину D резонатором. Если в это пространство вставляется брусок вещества толщиной h , то резонатор меняется, что должно отразиться на частотах гребенки. Если предположить, что брусок полностью перекрывает сечение резонатора, то можно вместо формулы (6) записать

$$k_{z1}(D - h) + k_{z2}h = \pi q, \quad (10)$$

k_{z1} – волновой вектор в пространстве волновода без бруска с показателем преломления n_1 , а k_{z2} – волновой вектор на участке волновода с бруском с показателем преломления n_2 . Из формулы (3) следует, что

$$\frac{k_{z2}}{k_{z1}} = \frac{\lambda_{\text{волн}}^{(1)}}{\lambda_{\text{волн}}^{(2)}} = \frac{n_2 \sqrt{v^2 - v_{\text{кр}2}^2}}{n_1 \sqrt{v^2 - v_{\text{кр}1}^2}}.$$

Поэтому вместо формулы (10) получаем

$$(D - h) + \frac{n_2 \sqrt{v^2 - v_{\text{кр}2}^2}}{n_1 \sqrt{v^2 - v_{\text{кр}1}^2}} h = \frac{\lambda_{\text{волн}}^{(1)}}{2} q.$$

Обозначим

$$\frac{n_2 \sqrt{v^2 - v_{\text{кр}2}^2}}{n_1 \sqrt{v^2 - v_{\text{кр}1}^2}} = \frac{N_2}{N_1}. \quad (11)$$

Тогда

$$D + \left(\frac{N_2}{N_1} - 1 \right) h = \frac{\lambda_{\text{волн}}^{(1)}}{2} q.$$

Вместо формулы (8) можно записать

$$v = \frac{c_0}{n_1} \sqrt{\frac{1}{\lambda_{\text{кр}}^2} + \frac{q^2}{4 \left[D + \left(\frac{N_2}{N_1} - 1 \right) h \right]^2}}. \quad (12)$$

Из формулы (3) следует, что $v_{\text{кр}2} < v_{\text{кр}1}$, если $n_2 > n_1$. Таким образом, $N_2 > N_1$ и вставка бруска в волновод эквивалентна увеличению длины резонатора D . Поэтому пики гребенки сместятся в сторону уменьшения частоты. По смещению пиков можно судить о величине n_2 .

Далее возведем выражение (12) в квадрат:

$$\begin{aligned} v^2 &= \frac{c_0^2}{n_1^2 \lambda_{кр}^2} + \frac{c_0^2 q^2}{4n_1^2 \left[D + \left(\frac{N_2}{N_1} - 1 \right) h \right]^2}, \\ v^2 - v_{кр1}^2 &= \frac{c_0^2 q^2}{4n_1^2 \left[D + \left(\frac{N_2}{N_1} - 1 \right) h \right]^2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Будем обозначать частоты в этой формуле через v_2 , имея в виду, что это частоты гребенки при вставленном бруске.

Запишем такую же формулу в отсутствие бруска, а частоты будем обозначать через v_1 :

$$v_1^2 - v_{кр1}^2 = \frac{c_0^2 q^2}{4n_1^2 D^2}.$$

Разделим эту формулу на формулу (13):

$$\frac{v_1^2 - v_{кр1}^2}{v_2^2 - v_{кр1}^2} = \frac{\left[D + \left(\frac{N_2}{N_1} - 1 \right) h \right]^2}{D^2}.$$

Обозначим

$$\Delta = \sqrt{\frac{v_1^2 - v_{кр1}^2}{v_2^2 - v_{кр1}^2}} \quad (15)$$

Тогда можно получить уравнение

$$\Delta = 1 + \left(\frac{N_2}{N_1} - 1 \right) \frac{h}{D}.$$

Далее преобразуем это уравнение с учетом формулы (11):

$$\begin{aligned} \frac{n_2 \sqrt{v_2^2 - v_{кр2}^2}}{n_1 \sqrt{v_2^2 - v_{кр1}^2}} &= 1 + (\Delta - 1) \frac{D}{h}, \\ n_2 \sqrt{v_2^2 - v_{кр2}^2} &= n_1 \sqrt{v_2^2 - v_{кр1}^2} \left[1 + (\Delta - 1) \frac{D}{h} \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

В этой формуле величина $v_{кр2}$ зависит от n_2 :

$$v_{кр2} = \frac{v_{кр1}}{n_2}. \quad (15)$$

После некоторых преобразований с учетом формул **Ошибка! Источник ссылки не найден.**

и (15) получаем

$$\sqrt{n_2^2 v_2^2 - v_{кр1}^2} = \sqrt{v_2^2 - v_{кр1}^2} + \left(\sqrt{v_1^2 - v_{кр1}^2} - \sqrt{v_2^2 - v_{кр1}^2} \right) \frac{D}{h}.$$

Величину в правой части равенства обозначим как

$$\sqrt{v_2^2 - v_{кр1}^2} + \left(\sqrt{v_1^2 - v_{кр1}^2} - \sqrt{v_2^2 - v_{кр1}^2} \right) \frac{D}{h} = A. \quad (16)$$

Она находится из эксперимента. Тогда можем записать

$$n_2^2 v_2^2 - v_{кр1}^2 = A^2$$

и получаем окончательный результат:

$$n_2 = \frac{\sqrt{A^2 + v_{\text{кр}1}^2}}{v_2}. \quad (17)$$

Ошибка, полученная при вычислении по этой формуле, определяется величиной A/v :

$$\Delta n = \Delta \left(\frac{A}{v} \right) = \frac{\Delta A}{v} + \frac{\Delta v}{v^2}.$$

Основной вклад дает первое слагаемое. Ошибка самой величины A определяется формулой (16), где величину D/h считаем константой:

$$\Delta A = \Delta v + 2\Delta v \frac{D}{h} = \Delta v \left(1 + 2 \frac{D}{h} \right) \approx 2\Delta v \frac{D}{h}.$$

Окончательно получаем

$$\Delta n = \frac{\Delta v}{v} 2 \frac{D}{h},$$

где $\Delta v = \pm 3$ МГц, $v \approx 3$ ГГц. Поэтому ошибка, связанная с неточностью определения частоты пиков гребенки, дает величину 0.001. Величина D/h сильно зависит от толщины бруска h . Если принять, что $D/h = 25$, то $\Delta n \approx 0.05$.

Начальная область гребенки всегда имеет специфический “заваленный” вид. На частотах вблизи отсечки происходит частичное отражение волн назад, и амплитуда волны на антенне B меньше, чем на антенне A , поскольку ей требуется пройти большее расстояние. Поэтому низ гребенки вблизи частот отсечки меньше единицы, амплитуда пиков тоже небольшая, и только, начиная с частоты примерно 2.7 ГГц, восстанавливается характерный вид, а низ гребенки лежит на уровне единицы.

Переход к интерференционной картине, помимо четкого определения резонансных пиков, имеет еще одну особенность. Поскольку области пучностей находятся между пиками (узлами), при отсутствии поглощения амплитуда этих областей равна амплитуде сигнала на антенне B . Поэтому отношение B/A в этих областях равно единице. При поглощении низ гребенки должен подниматься выше уровня единицы. Дело в том, что на антенне A поглощение фиксируется при двойном проходе волны, а на антенне B – при одинарном. Поэтому изменение амплитуды на антенне A в два раза больше, чем на антенне B , и результат деления B/A становится больше единицы, низ гребенки поднимается. При очень большом поглощении низ гребенки должен стремиться к двум. Данные рассуждения справедливы только для газовой среды в волноводе. Если в волновод вставляется брусок или кювета с жидкостью, то происходит скачкообразное изменение поглощения на участке $h \ll D$, и приведенные рассуждения неприменимы. Кроме того, отражение от передней грани бруска может полностью завуалировать отражение от поршня. Поэтому формулы (12) и последующие справедливы, когда можно зафиксировать пики с частотами v_2 , связанные с поршнем.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

5.1. Газовая фаза

Получение экспериментального графика гребенки дает возможность измерения коэффициента преломления n . Наиболее простые и достоверные измерения относятся к газообразной среде в волноводе. Кроме поршня, отражающих поверхностей нет. Точность измерений связана с точностью установки поршня. Однако точность 1 мм достаточна для экспериментов. Замена воздушной среды на другой газ может осуществляться с помощью откачки и последующего наполнения через штуцер или испарением в откаченный волновод. Если чувствительность антенн одинаковая, то низ гребенки находится на уровне единицы или выше в зависимости от поглощения в газовой среде.

Рис. 6. Вид гребенки на воздухе. Расстояние от антенны B до поршня $d = 20$ мм...

На рис. 6 показана гребенка для воздуха, т.е. когда в волновод ничего, кроме поршня, не вставлялось, и в волноводе находится воздух при нормальных условиях. В этом эксперименте $D = 1.220$ м. Для использования такого же положения поршня в дальнейших экспериментах надо провести коррекцию величины D путем сравнения экспериментального значения пиков с вычисленными по формуле (8) (рис. 7).

Рис. 7. Сравнение разности между измеренным значением частоты пиков и вычисленным по формуле (8)

На рис. 7 видно, что разброс точек относительно нулевой линии минимален для $D = 1.224$ м для интервала 2.2–4.2 ГГц, т. е. не превышает ± 3 МГц. Таким образом, для последующих расчетов надо использовать значение $D = 1.224$ м. Точность измерения положения пика порядка 10^{-3} от частоты пика.

На рис. 8 показан сдвиг гребенки паров этанола относительно воздуха. Запись проводилась при неизменном положении поршня. Сначала получается гребенка для воздуха, затем волновод откачивается и заполняется насыщенными парами этанола. Записывается гребенка для паров этанола. Затем сравниваются положения пиков гребенки в том и другом случаях. На рис. 8а показаны результаты наложения гребенок, а на рис. 8б – коэффициент преломления паров этанола, вычисленный по формуле (9)

Рис. 8. а – Результат наложения гребенки для воздуха (синий график) и паров этанола (красный график), **б** – вычисленный коэффициент преломления для паров этанола

Видно, что коэффициент преломления для паров этанола определяется с большой ошибкой, но примерное значение можно определить как 1.002. Для более точного определения и хода кривой требуются дополнительные измерения.

5.2. Конденсированное состояние вещества

В твердом или жидком состоянии вещества могут вводиться в волновод в виде прямоугольных брусков, полностью перекрывающих сечение волновода. Появляются две грани, которые создают дополнительное отражение, очень сильно искажающее интерференционную картину. Экспериментально установлено, что брусок должен вставляться между антенной B и поршнем. В этом случае сохраняется интерференция в виде гребенки и возможно применение формул для расчета. Сравнение по-прежнему проводится по смещению пиков относительно гребенки с воздухом (в отсутствие бруска). Но отражение от передней грани может быть настолько сильным, что оно будет перекрывать отражение от поршня. Поэтому предварительно надо измерить сигнал на просвет без поршня, чтобы оценить отражение от бруска и поглощение в веществе.

На рис. 9 показана гребенка для бруска из плексигласа с толщиной $h = 24$ мм с установкой поршня на $d = 30$ мм.

Рис. 9. Брусок из плексигласа размером $71 \times 33 \times 24$ мм³ толщиной $h = 24$ мм...

Красная кривая на рис. 9б смещена вправо, что говорит о том, что это отражение от передней грани. Однако при наличии поршня получается хорошая гребенка с отчетливыми пиками (рис. 9а). Используя формулу (17), мы получили зависимость показателя преломления плексигласа от частоты (рис. 10а). Аналогичные измерения были проведены для деревянного бруска (рис. 10б).

Рис. 10. Зависимость коэффициента преломления плексигласа от частоты в диапазоне 2.2–4.5 ГГц

Ошибка измерения, показанная на графиках, в основном связана с точностью измерения частоты пиков гребенки, равной ± 3 МГц (рис. 7), и величины D/h в формулах (16) при вычислении n по формуле (19)

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерение коэффициента преломления основано на измерении сдвига гребенки вещества относительно гребенки воздуха.

Газовая среда наиболее удобна для исследования, поскольку она не содержит отражающих поверхностей вещества. Коэффициент преломления можно определить с точностью 10^{-3} . Коэффициент преломления воздуха практически равен единице и другие газы удобно сравнивать с воздухом в волноводе. Рабочий волновод герметизирован. Это дает возможность проводить исследования при изменении давления и температуры. Менять коэффициент преломления можно при повышении давления. Тогда эта разность может

увеличиться. Другой способ измерения коэффициента преломления – это подмешивание больших молекул к газовой среде при растворении вещества.

Твердые вещества и жидкости в кюветах имеют отражающие поверхности, возникают дополнительные отражения от граней образца. Также вещества могут сильно поглощать излучение, что ограничивает границы применения метода. Если вещество слабо поглощает излучение, то брусок или кювету следует помещать между антенной B и поршнем. Тогда гребенка будет соответствовать прохождению излучения через вещество, и коэффициент преломления может быть вычислен по формуле (19). Критерий применения такого подхода можно определить, если сравнить положение пиков гребенки при фиксированном положении поршня без вещества и с веществом. Пики гребенки с веществом должны быть смещены в низкочастотную сторону.

Данную методику можно применять для исследования отражения и поглощения материалов, используемых в СВЧ-технике для данного диапазона частот.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. *Стрелков П.С.* // УФН. 2019. Т. 189. С.494. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.09.038443>
2. *Стрелков П.С., Тараканов В. П., Диас Михайлова Д. Е., Иванов И. Е., Шумейко Д. В.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 335. <https://doi.org/10.1134/S0367292135030093h>
3. *Ахадов Я.Ю.* Диэлектрические параметры чистых жидкостей. Справочник. Москва: Изд-во МАИ, 1999.
4. Broadband Dielectric Spectroscopy / Ed. by F. Kremer, A. Schonhals. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag. 2003.
5. *Иванов И.Е.* // Прикладная физика. 2022. № 2. С.5. DOI: 10.51368/1996-0948-2022-2-5-15
6. *Иванов И.Е.* // Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. № 3. С.175
7. *Алексеев И.С., Иванов И.Е., Стрелков П.С., Тараканов В.П., Ульянов Д.К.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 277. <https://doi.org/10.7868/S0367292117030039>

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Схема экспериментальной установки (размеры указаны в мм): 1 – излучающий рупор ПРМИ; 2 – цилиндрическая труба из оцинкованного железа диаметром 30 см, 3 – фрагмент медного волновода прямоугольного сечения $72 \times 34 \text{ мм}^2$ длиной 280 см.
- Рис. 2.** Прямоугольный волновод сечением $72 \times 34 \text{ мм}^2$ для создания интерференционной картины.
- Рис. 3.** Результат обработки одного выстрела: **а** – спектр сигналов на антенне *A*; **б** – спектр сигналов на антенне *B* (красные линии на графиках усредненные в полосе 20 МГц); **в** – результат деления $r = B/A$ усредненных спектров.
- Рис. 4.** Результат деления спектров на антенне *B* и *A* при $d = 0$ между антенной *B* и поршнем при $D = 1.2 \text{ м}$ в воздушной среде волновода.
- Рис. 5.** Проявление модуляционных эффектов на гребенке при $d = 40 \text{ мм}$ (**а**), $d = 60 \text{ мм}$ (**б**) и $d = 20 \text{ мм}$ (синие кривые) в воздушной среде волновода.
- Рис. 6.** Вид гребенки на воздухе. Расстояние от антенны *B* до поршня $d = 20 \text{ мм}$. Расстояние между антеннами $L = 1200 \text{ мм}$. Точками показаны пики, частоты которых определялись экспериментально.
- Рис. 7.** Сравнение разности между измеренным значением частоты пиков и вычисленным по формуле (8) для различных значений величины D [м]: 1.220 (1), 1.222 (2), 1.224 (3).
- Рис. 8.** **а** – Результат наложения гребенки для воздуха (синий график) и паров этанола (красный график), **б** – вычисленный коэффициент преломления для паров этанола.
- Рис. 9.** Брусек из плексигласа размером $71 \times 33 \times 24 \text{ мм}^3$ толщиной $h = 24 \text{ мм}$: **а** – гребенка с установленным поршнем (красные точки – измеренные значения пиков), **б** – график гребенки без поршня при отражении от передней грани бруска (красная линия), синяя линия – сравнение с воздухом при установленном поршне.
- Рис. 10.** Зависимость коэффициента преломления плексигласа и деревянного бруска от частоты в диапазоне 2.2–4.5 ГГц: **а** – для плексигласа при $D = 1.23 \text{ м}$ и $h = 24 \text{ мм}$, **б** – для дерева при $D = 1.252 \text{ м}$ и $h = 0.05 \text{ м}$.

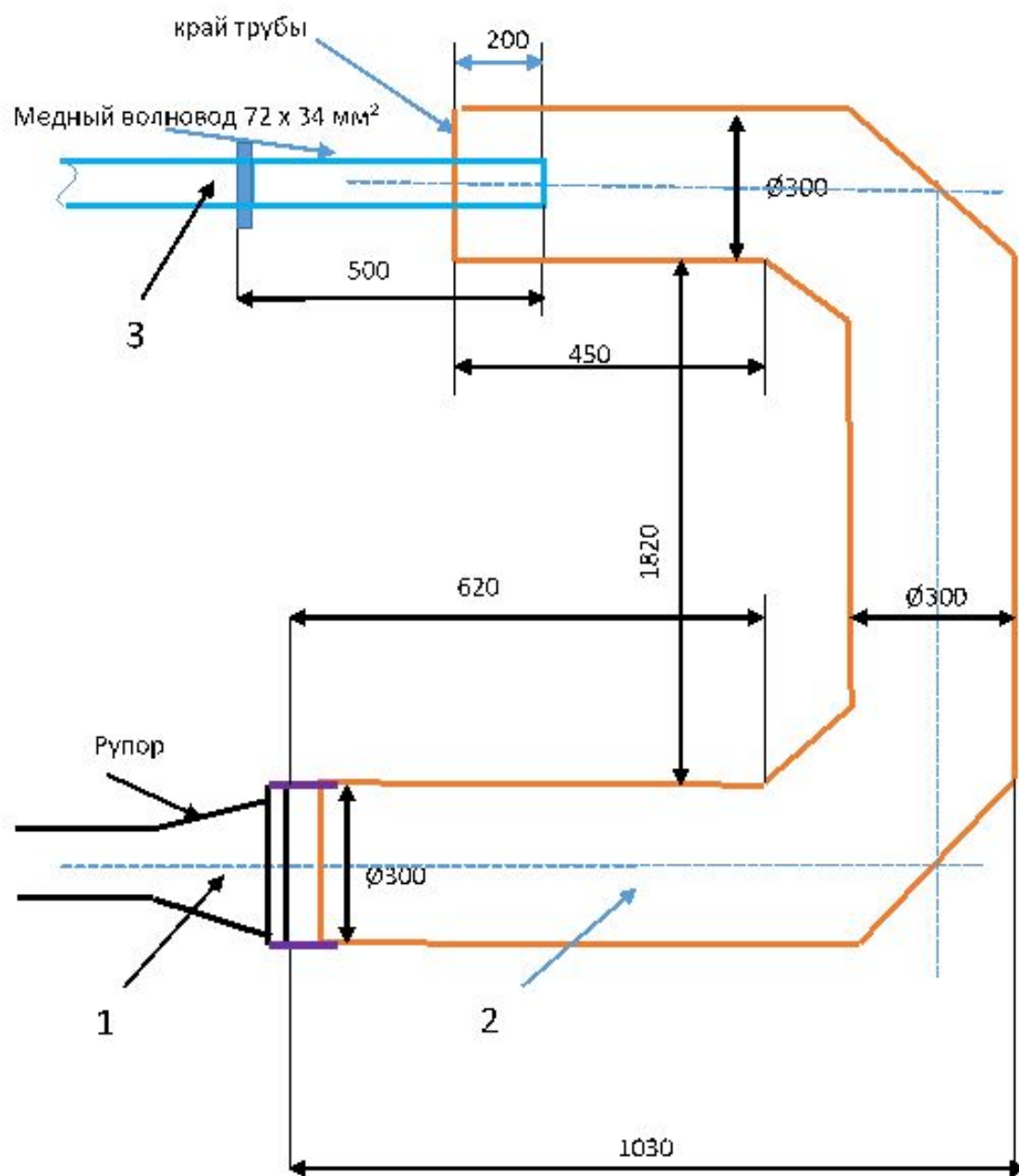


Рис. 1.

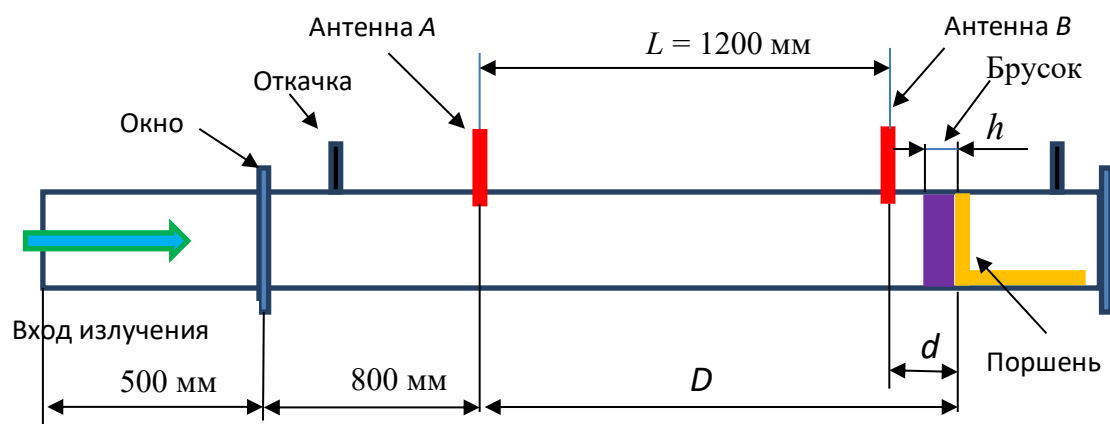
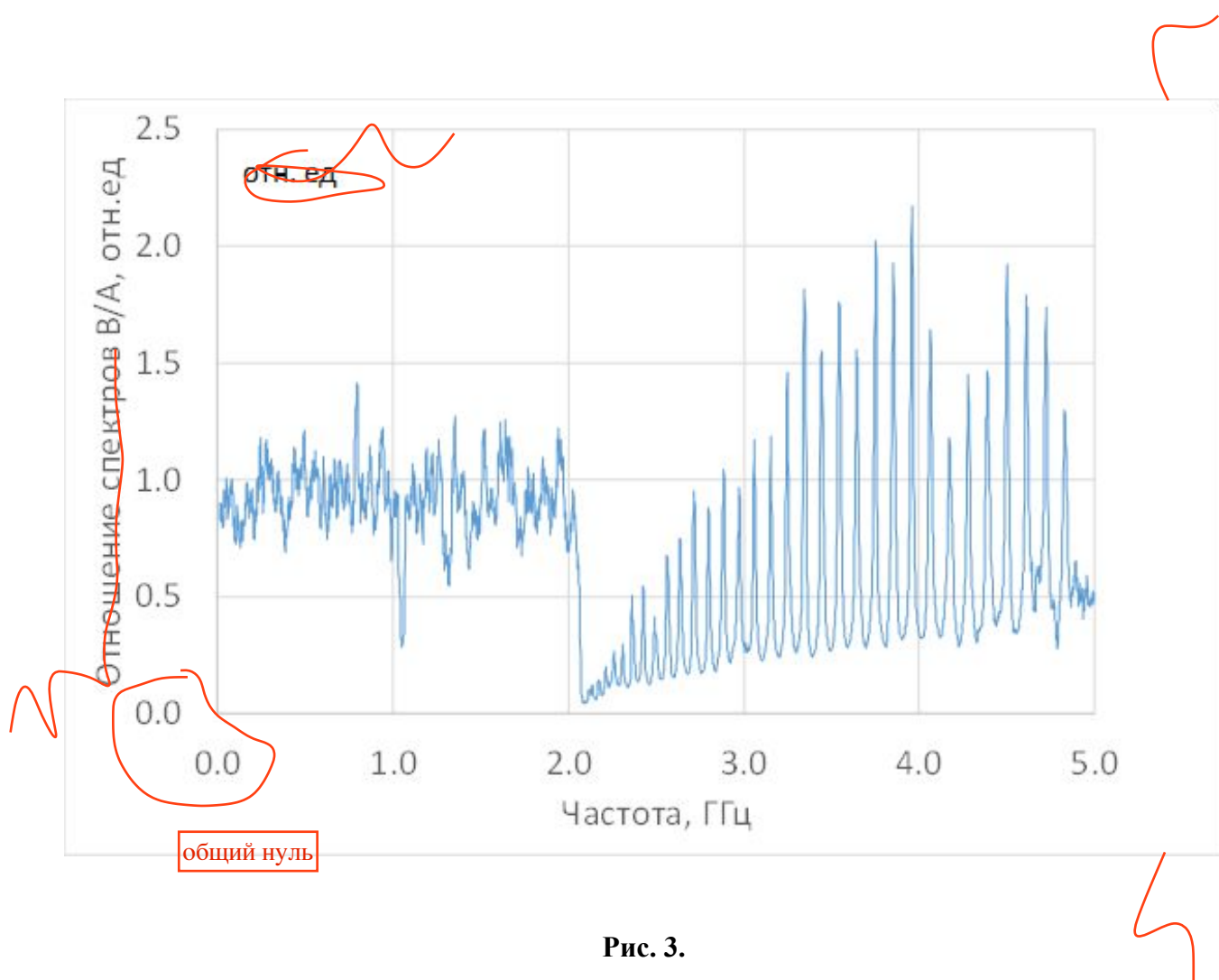


Рис. 2.



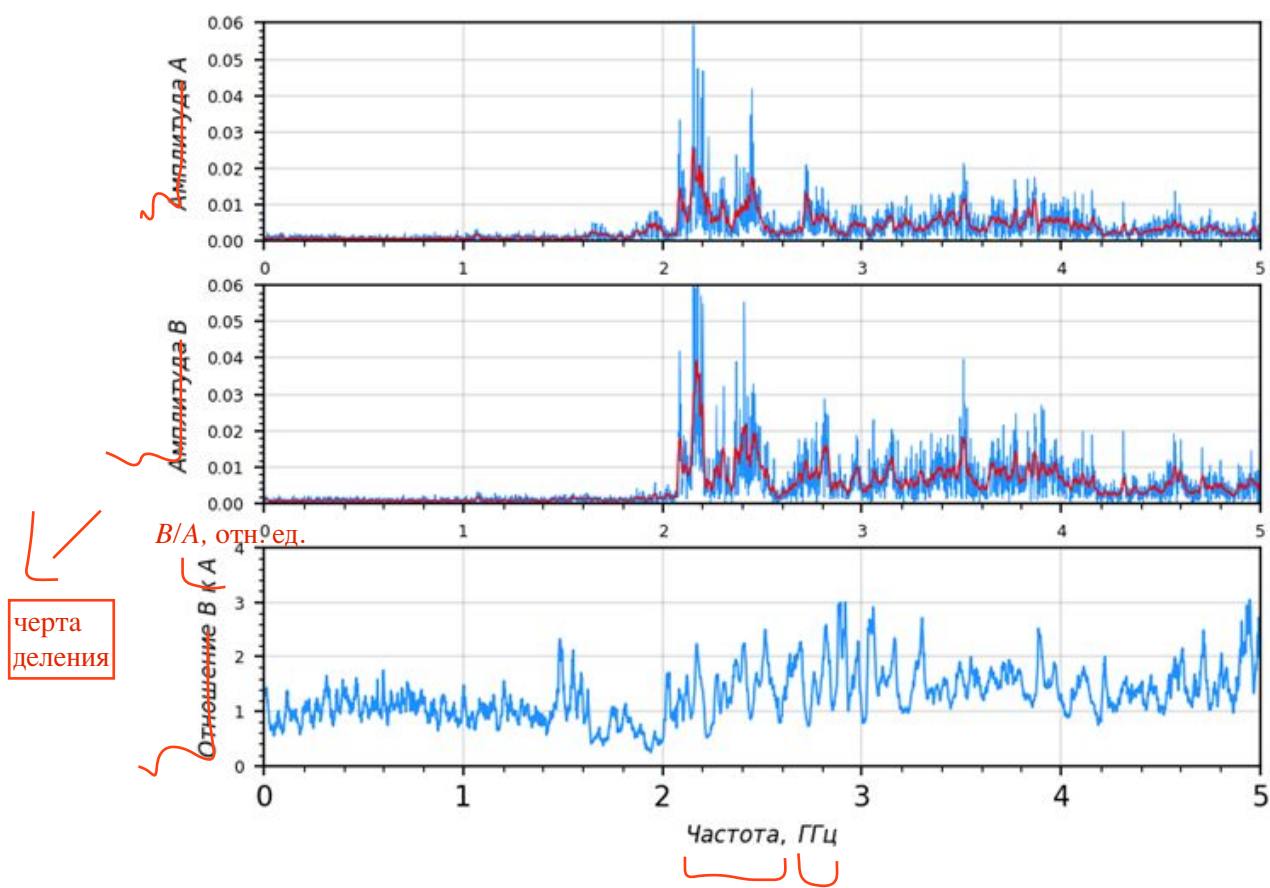


Рис. 4.

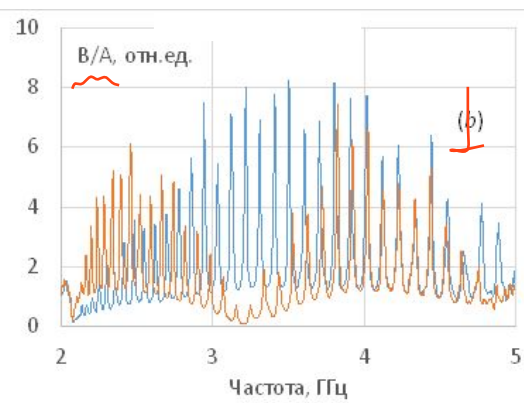
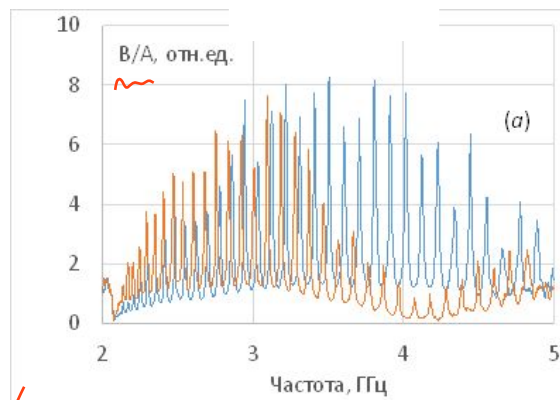


Рис. 5.

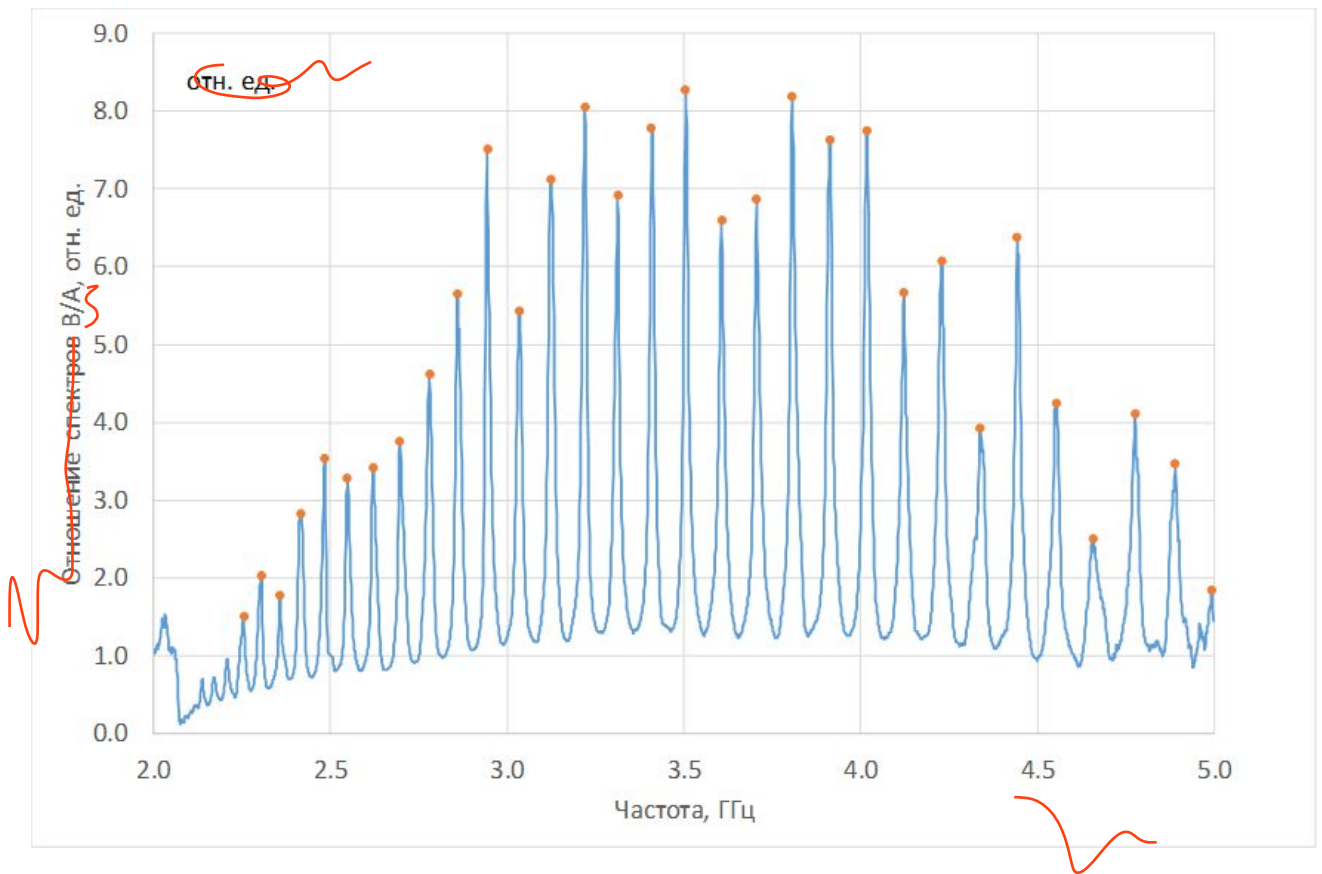


Рис. 6.

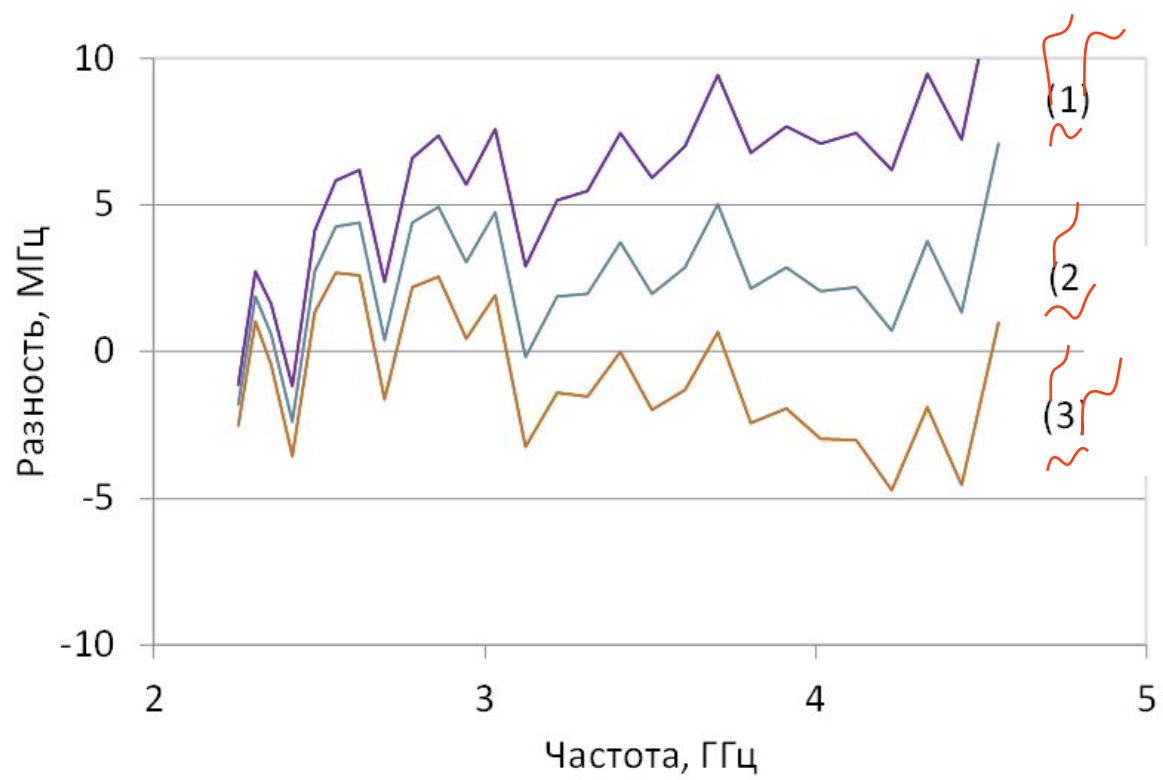


Рис. 7.

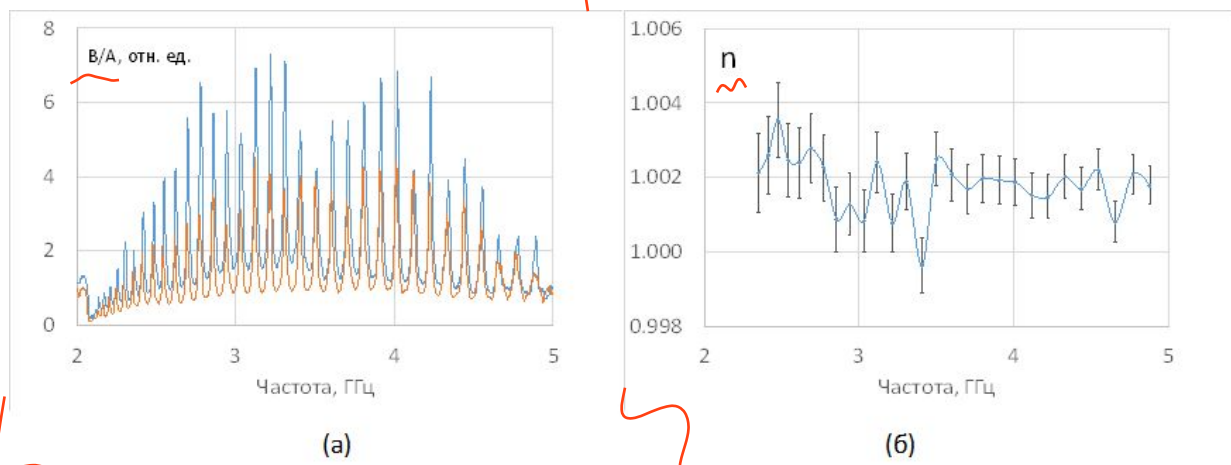
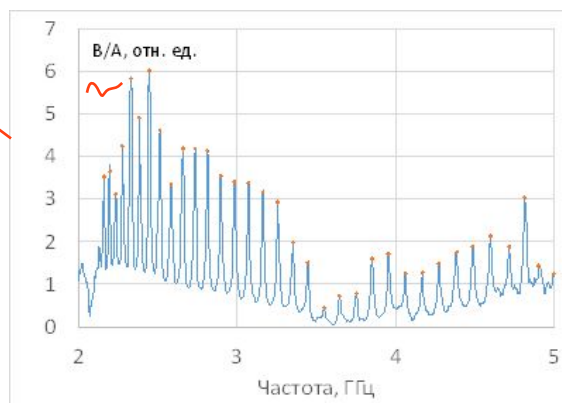
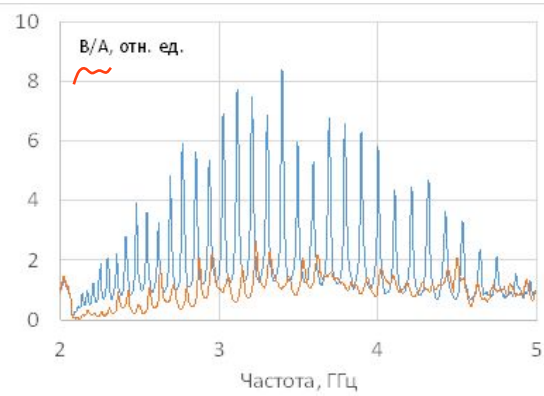


Рис. 8.



(a)



(б)

Рис. 9.

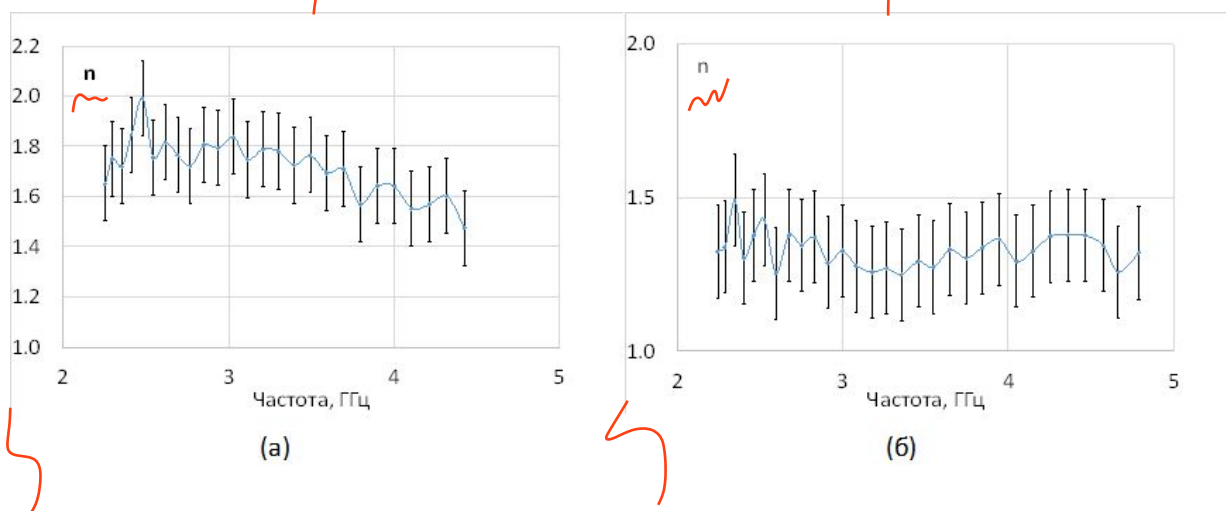


Рис. 10.