

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
ТЕХНИКА**

УДК 535.51

**ДВУХДИАПАЗОННЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ВРАЩАТЕЛЬ  
ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

©2025 г. В. М. Котов<sup>а,\*</sup>

*<sup>а</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова*

*Российской академии наук*

*Россия, 141195, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1*

*\*e-mail: vmk6054@mail.ru*

Поступила в редакцию 29.04.2025 г.

После доработки 26.05.2025 г.

Принята к публикации 10.06.2025 г.

Разработана акустооптическая ячейка для управления углом поворота плоскости поляризации оптического излучения, меняющая направление угла поворота на противоположное в зависимости от диапазона акустических частот. Ячейка, изготовленная из кристалла парателлуриата, позволила менять угол поворота плоскости поляризации примерно на 20° в одну сторону и примерно на 25° в другую при изменении частоты звука в первом случае от 20 до 32 МГц, а во втором – от 38 до 50 МГц. Время переключения от одного положения поляризации до любого другого составляет около 1 мкс.

## 1. ВЕДЕНИЕ

Совершенствование акустооптических (АО) устройств позволяет решать все более широкий круг задач, появляющихся в разных областях науки и техники. Например, изменение базовой технологии позволило создать принципиально новые конструкции дефлекторов, существенно расширить угол их сканирования, увеличить эффективность работы [1, 2], улучшить тепловую стабильность [3] и т.д. Совершенствование других устройств привело к появлению новых идей, позволивших создать, например, АО-модуляторы поляризации оптического излучения [4], сумматоры-модуляторы как монохроматического [5], так и

двухцветного [6] излучений, устройства многолучевой дифракции [7], измерители распределения энергии лазерного излучения [8], распределения температуры микрообъектов [9] и т.д. Совершенствование АО-линий задержки позволило создать принципиально новые устройства, предназначенные для измерения характеристик внешних воздействий [10]. Совершенствование подходов к АО-управлению сильно расходящегося оптического излучения привело к появлению принципиально новых фильтров пространственных частот [11]. В настоящей работе описывается еще одно АО-устройство, которое возникло в результате совершенствования АО-ячейки для управления поворотом плоскости поляризации оптического излучения посредством изменения частоты звука [12]. Предлагаемое устройство работает в двух диапазонах акустических частот, оно предназначено для управления углом поворота плоскости поляризации линейно поляризованного излучения, работающего в двух частотных диапазонах. Такие устройства востребованы, например, в лазерной доплеровской анемометрии, где эффективность рассеяния света существенно зависит от поляризации [13–15], в различных интерферометрах для получения максимально контрастной картины интерференции [16, 17] и т.д.

## 2. ТЕОРИЯ

На рис. 1 представлена векторная диаграмма АО-дифракции в одноосном гиротропном кристалле, примером которого может служить кристалл парателлуриата ( $\text{TeO}_2$ ). Внешняя и внутренняя поверхности волновых векторов кристалла обозначены цифрами 1 и 2 соответственно.

**Рис. 1.** Векторная диаграмма АО-дифракции в одноосном гиротропном кристалле...

Полагается, что оптические волны распространяются вблизи оптической оси кристалла [001]. Поскольку кристалл является гиротропным, поляризации его собственных волн являются эллиптическими, близкими к круговым. Акустическая волна с волновым вектором  $q$  распространяется ортогонально оптической оси [001]. Падающее на грань кристалла (001) линейно поляризованное оптическое излучение с волновым вектором  $\mathbf{K}$  расщепляется в кристалле на две собственные волны с волновыми векторами  $\mathbf{K}_1$  и  $\mathbf{K}_2$ , поляризации которых эллиптические. Отметим, что их поляризации взаимно ортогональные, поэтому при сложении этих волн на выходе кристалла образуется единая волна с линейной поляризацией [18]. Ориентация поляризации суммарной волны зависит от сдвига фаз между волнами  $\mathbf{K}_1$  и  $\mathbf{K}_2$ . В

дифракции участвует только волна  $\mathbf{K}_1$ , принадлежащая внешней волновой поверхности 1. Полагаем, что происходит анизотропная дифракция света на звуке, сопровождающаяся сменой волновых поверхностей кристалла. Этим обеспечивается высокая эффективность дифракции в кристалле  $\text{TeO}_2$  [19, 20]. Волна  $\mathbf{K}_1$  дифрагирует в направлении волны  $\mathbf{K}_d$ , принадлежащей внутренней волновой поверхности 2. В общем случае дифракция происходит с расстройкой брэгговского синхронизма. Вектор фазовой расстройки обозначен через  $\Delta\mathbf{k}$ . Геометрия АО-взаимодействия выбрана таким образом, что вектор акустической волны  $\mathbf{q}$  направлен почти по “касательной” к внутренней поверхности волновых векторов 2. Это существенно увеличивает полосу АО-взаимодействия [21]. При изменении частоты звука, т.е. величины вектора  $\mathbf{q}$ , направление падающего излучения  $\mathbf{K}_1$  не меняется, но меняется направление вектора дифрагировавшего излучения  $\mathbf{K}_d$ . При этом меняется и величина вектора расстройки  $\Delta\mathbf{k}$ . Изменение  $\Delta\mathbf{k}$ , как будет ясно из дальнейшего, приводит к изменению фазы волны  $\mathbf{K}_1$ . Таким образом, волны  $\mathbf{K}_1$  и  $\mathbf{K}_2$ , складываясь между собой на выходе кристалла, образуют линейно поляризованную волну, поворот плоскости поляризации которой зависит от  $\Delta\mathbf{k}$ . Для определения фазы волны  $\mathbf{K}_1$ , меняющейся в процессе АО-дифракции, необходимо решать систему уравнений, связывающих амплитуды волн  $\mathbf{K}_1$  и  $\mathbf{K}_d$  между собой [21]:

$$2 \frac{dE_1}{dz} = A_1 f_{01} E_0 \exp(i\Delta\mathbf{k}z), \quad 2 \frac{dE_0}{dz} = -A_1 f_{01} E_1 \exp(i\Delta\mathbf{k}z), \quad (1)$$

где  $E_0$  и  $E_1$  – амплитуды нулевого  $\mathbf{K}_1$  и первого  $\mathbf{K}_d$  брэгговских порядков соответственно;  $A_1$  – константа связи, определяемая формулой

$$A_1 = \frac{2\pi}{\lambda L} \sqrt{\frac{M_2 L}{2H}} P_a.$$

Здесь  $\lambda$  – длина волны света,  $L$  и  $H$  – соответственно длина АО-взаимодействия и высота акустического столба,  $M_2$  – коэффициент АО-качества материала,  $P_a$  – акустическая мощность,  $z$  – координата, вдоль которой развивается АО-взаимодействие,  $\Delta\mathbf{k}$  – величина вектора расстройки. Коэффициент  $f_{01}$  определяет влияние эллиптичности на связь между волнами [22]. Он равен

$$f_{01} = \frac{1 + \rho_0 \rho_1}{\sqrt{1 + \rho_0^2} \sqrt{1 + \rho_1^2}},$$

где  $\rho_0$  и  $\rho_1$  – эллиптичности волн  $E_0$  и  $E_1$ . Решая систему (1) с граничными условиями  $E_0 = 1$ ,  $E_1 = 0$  при  $z = 0$ , получим

$$E_0 = \left[ \cos \left( \sqrt{\Delta\mathbf{k}^2 + (A_1 f_{01})^2} \frac{z}{2} \right) + i \frac{\Delta\mathbf{k}}{\sqrt{\Delta\mathbf{k}^2 + (A_1 f_{01})^2}} \sin \left( \sqrt{\Delta\mathbf{k}^2 + (A_1 f_{01})^2} \frac{z}{2} \right) \right] \exp \left( -\frac{i\Delta\mathbf{k}z}{2} \right), \quad (2)$$

$$E_1 = -\frac{A_1 f_{01}}{\sqrt{\Delta k^2 + (A_1 f_{01})^2}} \sin\left(\sqrt{\Delta k^2 + (A_1 f_{01})^2} \frac{z}{2}\right) \exp\left(\frac{i \Delta k z}{2}\right). \quad (3)$$

Из выражений (2) и (3) следует, что амплитуды  $E_0$  и  $E_1$  – комплексные. Фазы  $\theta_0$  и  $\theta_1$  амплитуд определяются соотношениями

$$\operatorname{tg} \theta_0 = \frac{\operatorname{Im}(E_0)}{\operatorname{Re}(E_0)}, \quad \operatorname{tg} \theta_1 = \frac{\operatorname{Im}(E_1)}{\operatorname{Re}(E_1)}, \quad (4)$$

где  $\operatorname{Im}(E_0)$ ,  $\operatorname{Im}(E_1)$  и  $\operatorname{Re}(E_0)$ ,  $\operatorname{Re}(E_1)$  – мнимые и действительные части амплитуд  $E_0$  и  $E_1$ . Из формул (2) и (3) следует, что амплитуды  $E_0$  и  $E_1$  достаточно сильно зависят от величины расстройки  $\Delta \mathbf{k}$ . Величину  $\Delta \mathbf{k}$  будем вычислять на основе модели, в рамках которой поверхности волновых векторов 1 и 2 описываются соотношениями  $2\pi n_1/\lambda$  и  $2\pi n_2/\lambda$ , соответственно, где  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления кристалла, определяемые формулой [22]

$$n_{1,2}^2 = \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}{\frac{1}{n_0^2} + \frac{\operatorname{tg}^2 \delta}{2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2}\right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\operatorname{tg}^4 \delta \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2}\right) + 4 G_{33}^2}}, \quad (5)$$

где  $n_0$ ,  $n_e$  – главные показатели преломления кристалла,  $\delta$  – угол между волновым вектором света и оптической осью кристалла,  $G_{33}$  – компонента псевдотензора гирации. Эллиптичность  $\rho$  волны, распространяющейся под углом  $\delta$  к направлению [001], равна

$$\rho = \frac{1}{2 G_{33}} \left[ \sqrt{\operatorname{tg}^4 \delta \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2}\right)^2 + 4 G_{33}^2} - \operatorname{tg}^2 \delta \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2}\right) \right]. \quad (6)$$

На рис. 2 приведено изменение фазы  $\theta_0$  амплитуды  $E_0$  в зависимости от изменения частоты звука  $f$ . Расчеты выполнялись при следующих параметрах, входящих в выражения (1)–(6):  $\lambda = 0.63$  мкм,  $n_0 = 2.26$ ,  $n_e = 2.41$ ,  $G_{33} = 2.62 \cdot 10^{-5}$ ,  $M_2 = 1200 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/Г. Амплитуда  $C_0$  и сдвиг фазы  $\theta_0$  вычислялись при  $L = 0.3$  см и  $H = 0.6$  см (условие эксперимента), мощность звука  $P_a = 50$  мВт. Частота звука  $f$  определялась из соотношения  $q = 2\pi f/V$ , где  $q$  – величина волнового вектора звука,  $V$  – скорость звука, которая в  $\text{TeO}_2$  равняется 617 м/с. Угол падения волны  $\mathbf{K}_1$  внутри кристалла, был взят равным  $\delta = 0.9^\circ$ . На том же рисунке приведена зависимость угла  $\varphi_0$  поворота плоскости поляризации выходного излучения, сформированного в результате сложения волн  $\mathbf{K}_1$  и  $\mathbf{K}_2$ . Угол  $\varphi_0$  связан с  $\theta_0$  соотношением  $\varphi_0 = \theta_0/2$  [18]. Кружками на зависимости  $\varphi_0$  показаны результаты эксперимента. Видно, что величина  $\varphi_0$  растет практически линейно при изменении частоты от 10 до 32 МГц, увеличиваясь примерно на  $20^\circ$ , а также линейно падает в диапазоне частот 38–50 МГц на величину около  $25^\circ$ . Таким образом, подтверждается существование двух диапазонов АО-

дифракции, в одном из которых угол поворота растет, а в другом падает с увеличением частоты звука.

**Рис. 2.** Зависимости сдвига фазы  $\theta_0$  нулевого брэгговского порядка  $E_0$  и поворота плоскости поляризации  $\varphi_0$  суммарного излучения от частоты звуковой волны  $f$ .

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для проверки полученного результата был выполнен эксперимент. Согласно расчетам, была изготовлена АО-ячейка из парателлурита, размеры которой составили  $1.0 \times 0.8 \times 0.8$  см<sup>3</sup> вдоль направлений  $[110]$ ,  $[1\bar{1}0]$  и  $[001]$  соответственно. К грани  $(110)$  приваривался пьезопреобразователь из  $\text{LiNbO}_3$  методом “холодной” сварки [23], генерировавший поперечную акустическую волну в диапазоне частот 15–55 МГц. На рис. 3 приведена фотография АО-ячейки. Экспериментальная установка достаточно подробно описана в работе [12].

**Рис. 3.** Внешний вид изготовленной АО-ячейки

Суть эксперимента состояла в следующем: линейно поляризованное излучение с длиной волны 0.63 мкм, генерируемое He–Ne-лазером, пропускалось через пластинку  $\lambda/4$  и направлялось в АО-ячейку. На ячейку подавался СВЧ-сигнал синусоидальной формы в диапазоне частот 20–50 МГц. Выходящее из ячейки излучение пропускалось через вращающийся поляризатор, после чего направлялось на фотоприемник. Сигнал с фотоприемника поступал на осциллограф. Частота вращения поляризатора составляла около 36 Гц. На экране осциллографа наблюдался синусоидальный сигнал с частотой, равной удвоенной частоте вращения поляризатора. Посредством угловой подстройки АО-ячейки и выбора мощности, подаваемой на ячейку, мы находили ситуацию, при которой синусоидальный сигнал, наблюдаемый на осциллографе, сдвигался, причем был найден режим, при котором с увеличением частоты от 20 до 35 МГц сигнал сдвигался в одну сторону, а с увеличением от 38 до 50 МГц – в другую. Сдвиг сигнала соответствует повороту плоскости поляризации излучения, выходящего из АО-ячейки. На рис. 2 кружки на кривой  $\varphi_0$  соответствуют результатам эксперимента. Шаг изменения частоты при выполнении измерений составлял 1 МГц. Отметим, что при приближении частоты к области значений, лежащих в диапазоне 34–38 МГц, синусоидальный сигнал вырождался практически в прямую линию. В этом диапазоне частот происходила эффективная дифракция во второй брэгговский порядок, что сильно уменьшало интенсивность нулевого порядка. В этом случае амплитуда волны  $K_1$  была существенно меньше амплитуды  $K_2$ , нарушались условия

формирования линейной поляризации, наблюдалась практически только эллиптическая волна  $K_2$ . Вдали от области дифракции во второй брэгговский порядок обеспечивалось равенство амплитуд волн  $K_1$  и  $K_2$  посредством использования пластинки  $\lambda/4$ , располагавшейся перед АО-ячейкой. Действительно, как показано в работе [24], юстировка пластинки  $\lambda/4$  позволяет менять соотношение между амплитудами собственных волн, распространяющихся в гиротропном кристалле, в любой пропорции. После всех необходимых юстировок поляризация суммарной волны на выходе кристалла была практически линейной в диапазонах частот 20–30 МГц и 42–50 МГц. При увеличении частоты от 30 до 35 МГц и уменьшении от 42 до 38 МГц постепенно увеличивалась эллиптичность поляризации выходного луча примерно до 5%. При этом интенсивность выходного излучения в диапазонах частот, обеспечивающих линейную поляризацию, была не ниже 80% от интенсивности падающего на кристалл излучения, в диапазонах с эллиптичностью 5% она была не ниже 70%. На рис. 2 видно, что экспериментальные зависимости  $\varphi_0$  от частоты звука практически линейные. Неполное соответствие теоретической кривой и результатов эксперимента может быть вызвано несколькими факторами: недостаточной точностью использованной нами модели АО-взаимодействия, неточностью ориентации граней кристалла в процессе его изготовления, неоднородностью световых и звуковых волн и т.п. Тем не менее существует хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными результатами. Важной характеристикой устройства является время переключения поляризации из одного положения в другое. В предположении, что частота звука меняется мгновенно, скорость переключения будет определяться временем  $t$ , за которое звуковая волна пересекает апертуру  $A$  света:  $t = A/V$ , где  $V$  – скорость звука. Полагая, что апертура лазерного луча на уровне  $1/e$  равна  $A \approx 0.6$  мм, получим  $t \approx 1$  мкс. Время  $t$  можно существенно уменьшить, например, сфокусировав оптический луч или выбрав режим дифракции на звуковой волне, распространяющейся с большей скоростью. Однако получение минимального времени переключения поляризации не входило в задачу настоящего исследования.

#### 4. ВЫВОДЫ

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Предложен и исследован метод поворота плоскости поляризации линейно поляризованного излучения посредством пропускания его через АО-ячейку из гиротропного кристалла. Поворот осуществляется в двух различных частотных диапазонах, причем если в одном диапазоне поворот поляризации осуществляется в одну сторону, то в другом – в

противоположную. Метод основан на сложении двух циркулярно поляризованных взаимно ортогональных волн и на управляемом сдвиге фазы одной из волн, обусловленном особенностями АО-взаимодействия.

2. Разработана АО-ячейка из одноосного гиротропного кристалла парателлурита, обеспечивающего минимальное потребление акустической мощности по сравнению с мощностями, используемыми в других АО-материалах.

3. Ячейка, изготовленная из кристалла парателлурита, позволила менять угол поворота плоскости поляризации оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм примерно на 20° в одну сторону и примерно на 25° в другую при изменении частоты звуковой волны в первом случае от 20 до 32 МГц, а во втором от 38 до 50 МГц. Метод позволяет обеспечить переключение поляризации из одного положения в другое за время около 1 мкс. При этом время переключения не зависит от выбранного угла поворота, лежащего в рабочем диапазоне углов.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 075-00395-25-00 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Антонов С.Н. // ПТЭ. 2019. № 3. С.89. <https://doi.org/10.1134/s0032816219020174>
2. Антонов С.Н. // ПТЭ. 2019. № 6. С. 82. <https://doi.org/10.1134/S0032816219060016>
3. Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. // ПТЭ. 2021. № 5. С. 100. <https://doi.org/10.31857/S0032816221040017>
4. Чижииков А.И., Науменко Н.Ф., Юшков К.Б., Молчанов В.Я., Павлюк А.А.// Квантовая электроника. 2021. Т.51. № 4. С. 343. <https://doi.org/10.1070/QEL17516>
5. Антонов С.Н. // ПТЭ. 2021. № 4. С.51. <https://doi.org/10.31857/S0032816221030162>
6. Котов В.М. // ПТЭ. 2023. № 3. С. 61. <https://doi.org/10.31857/S0032816223020222>
7. Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. // ПТЭ. 2020. № 6. С. 46. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050262>
8. Гасанов А.Р., Гасанов Р.А., Ахмедов Р.А., Агаев Э.А. // ПТЭ. 2020. № 2. С. 109. <https://doi.org/10.31857/S0032816220020111>
9. Мачихин А.С., Батиев В.И. Зинин П.В. и др. // ПТЭ. 2017. № 3. С.100. <https://doi.org/10.7868/S0032816217020100>

10. *Гасанов А.Р., Гасанов Р.А.* // ПТЭ. 2018. № 3. С.54.  
<https://doi.org/10.7868/S0032816218030114>
11. *Котов В.М., Воронко А.И.* // ПТЭ. 2021. № 4. С.54.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040212>
12. *Котов В.М.* // Квантовая электроника. 2024. Т. 54. № 3. С.146.  
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=80375240>
13. *Антонов С.Н., Резвов Ю.Г.* // ПТЭ. 2021. № 5. С.105.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816221050025>
14. *Клочков В.П., Козлов Л.Ф., Потыкевич И.В., Соскин М.С.* Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия. Справочник. Киев: Наукова думка, 1985.
15. *Albrecht H.-E., Borys M., Damasche N., Tropea C.* Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques. Berlin: Springer, 2003. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-05165-8>
16. *Коронкевич В.П., Ханов В.А.* Современные лазерные интерферометры. Новосибирск: Наука, 1985.
17. *Коронкевич В.П., Полещук А.Г., Седухин А.Г., Ленкова Г.А.* // Компьютерная оптика. 2010. Т. 34. № 1. С. 4.
18. *Най Дж.* Физические свойства кристаллов. Москва: Мир, 1967.
19. *Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.* Акустооптические устройства и их применение. Москва: Сов. Радио, 1978.
20. *Xu J., Stroud R.* Acousto-optic Devices: Principles, Design and Applications. N.Y.: J. Willey and Sons, Inc., 1992.
21. *Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. Москва: Радио и связь, 1985.
22. *Котов В.М.* Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. Москва: Янус-К, 2016.
23. *Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розентейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г.* Теория и практика современной акустооптики. Москва: Изд. МИСИС, 2015.
24. *Федоров Ф.И.* Оптика анизотропных сред. Москва: УРСС, 2004.

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

**Рис. 1.** Векторная диаграмма АО-дифракции в одноосном гиротропном кристалле:  $[001]$  – оптическая ось кристалла;  $[110]$  – направление распространения звуковой волны с волновым вектором  $\mathbf{q}$ ; 1, 2 – поверхности волновых векторов;  $\mathbf{K}$  – волновой вектор падающего излучения;  $\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2$  – волновые векторы преломленных в кристалле лучей;  $\mathbf{K}_d$  – волновой вектор дифрагировавшего луча;  $\Delta\mathbf{k}$  – вектор расстройки брэгговского синхронизма.

**Рис. 2.** Зависимости сдвига фазы  $\theta_0$  нулевого брэгговского порядка  $E_0$  и поворота плоскости поляризации  $\varphi_0$  суммарного излучения от частоты звуковой волны  $f$ . Кружками показаны результаты эксперимента.

**Рис. 3.** Внешний вид изготовленной АО-ячейки: 1 – вход электрического сигнала, 2 – цепь согласования, 3 – АО-кристалл.

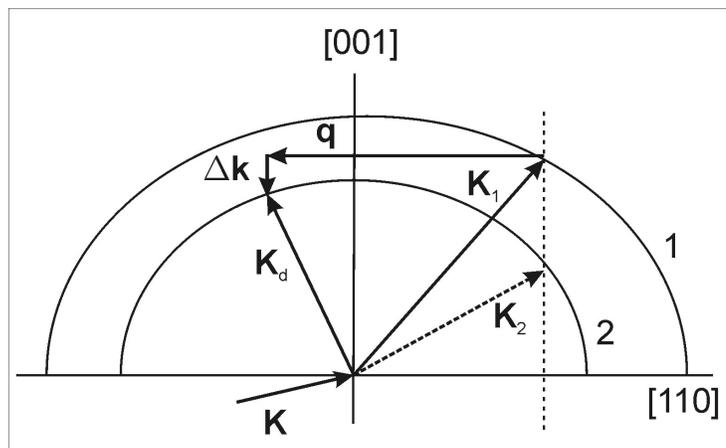


Рис.1.

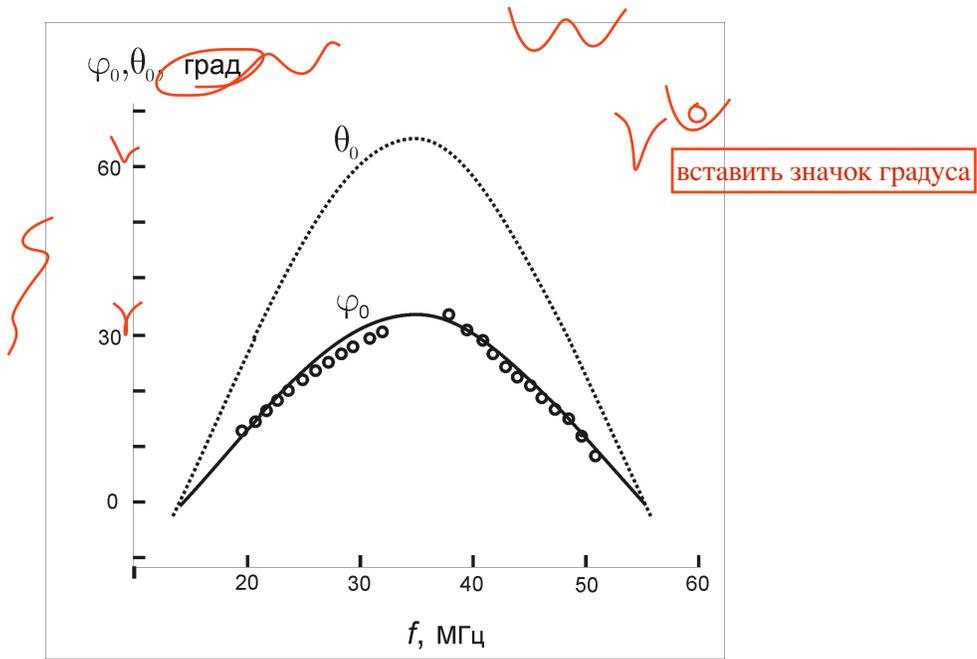
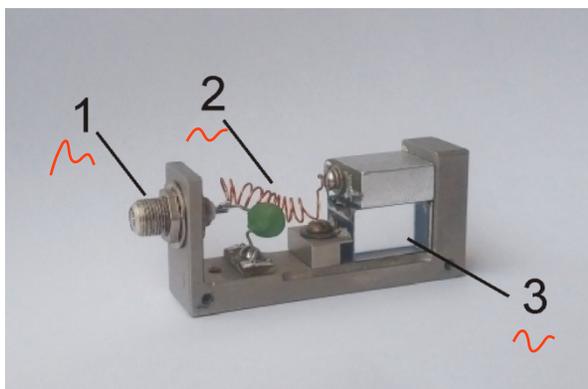


Рис.2.



**Рис.3**