

УДК 534.321.9

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗОНДИРУЮЩЕГО ЛУЧА В ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ РЕГИСТРАЦИИ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СРЕДЕ НА КАЧЕСТВО ПРИЕМА СИГНАЛА

В.Д. РУБЦОВ, С.А. ДУБЯНСКИЙ

Рассматривается влияние ширины и искривления зондирующего луча в среде на качество приема сигнала в параметрических регистрирующих устройствах на различных лучах.

Ключевые слова: волновое возмущение, регистрирующее устройство, зондирующий луч.

В [1] рассмотрен принцип приема волновых возмущений, основанный на регистрации продуктов параметрического взаимодействия волн в среде, накопленных по длине зондирующего луча, колебания в котором имеют ту же, что и регистрируемые колебания, или отличную от них физическую природу. При анализе характеристик параметрического устройства регистрации волновых возмущений предполагалось, что ширина зондирующего луча пренебрежимо мала по сравнению с длиной волны регистрируемых колебаний.

При конечной ширине луча отдельные элементы его сечения находятся в участках волнового поля с различными фазами регистрируемого волнового процесса. При этом усреднение по сечению луча приводит к снижению девиации фазы колебаний в зондирующем луче, являющейся полезным эффектом параметрического взаимодействия в среде регистрируемых и зондирующих волн.

Принимая значение фазы регистрируемой волны в момент прохождения ее фронта через центр зондирующего луча за ноль, имеем фазу в момент прохождения фронта через элемент dS площади сегмента

$$S(\beta) = (D^2/8)(\beta - \sin \beta) \quad (1)$$

сечения луча диаметром D с центральным углом β (рис. 1), наклоненного под углом α к направлению распространения волнового возмущения

$$\varphi(\alpha, \beta) = \pi h |\sin \alpha| \cos \beta, \quad (2)$$

где $h = D/\lambda$ – относительная ширина луча; λ – длина волны регистрируемых колебаний.

Заметим, что множитель $|\sin \alpha|$ в (2) учитывает перемещение элемента dS площади луча вдоль направления волнового возмущения за счет изменения угла α отклонения луча от этого направления, а множитель $\cos \beta$ – перемещение элемента dS в том же направлении за счет изменения центрального угла β . При этом среднее по площади сечения луча

$$S_0 = \pi D^2/4 \quad (3)$$

значение девиации фазы на выходе фазового демодулятора, осуществляющего демодуляцию принятого на зондирующий луч сигнала, равно

$$\overline{\delta\psi(\rho, \alpha)} = \frac{1}{S_0} \left| \int_0^{2\pi} \frac{dS(\beta)}{d\beta} e^{j\varphi_s(\beta)} d\beta \right| \delta\psi(\rho, \alpha) = B(\alpha, h) \delta\psi(\rho, \alpha), \quad (4)$$

где $\delta\psi(\rho, \alpha)$ – вызванная относительным изменением скорости распространения волн в зондирующем луче $\mu = \delta c/c$ под воздействием возмущения среды девиация фазы колебаний в предельно узком зондирующем луче ($h \rightarrow 0$), определяемая выражением [1]

$$\delta\psi(\rho, \alpha) = \Delta\psi \left| \sin[\pi\rho(\cos \alpha - g)] / \pi\rho(\cos \alpha - g) \right|, \quad (5)$$

где $\Delta\psi = 2\pi\mu g z$ – максимум девиации фазы; $g = a/c$; $z = v/\omega$; $\rho = L/\lambda$; a и c – скорости распространения регистрируемых волн и волн в зондирующем луче; ω и v – угловые частоты этих

волн; L – длина луча;

$$B(\alpha, h) = 2 \left| J_1(\pi h \sin \alpha) / \pi h \sin \alpha \right| \quad (6)$$

коэффициент, учитывающий уменьшение девиации фазы за счет конечной ширины зондирующего луча; $J_1(x)$ – функция Бесселя первого порядка.

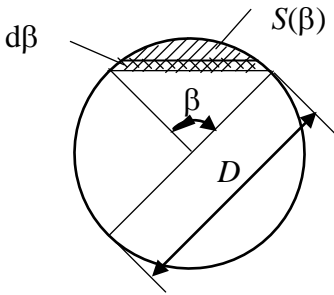


Рис. 1

При этом в случае регистрации возмущений типа упругих (в частности акустических) волн при малой величине вызываемого ими избыточного давления δP приближенная линеаризованная зависимость скорости распространения волн в зондирующем луче от δP может быть записана в виде

$$\delta c = (dc/dP) \delta P, \quad (7)$$

где dc/dP – крутизна зависимости $c(P)$ для невозмущенной среды, которая для случая приема акустических волн в стандартной атмосфере на оптический луч, как показано в [1], равна 81 м/с мбар.

Заметим, что хотя выражение для использованного при получении этого результата индекса преломления воздуха в оптическом диапазоне волн

$$N = (n - 1) \cdot 10^6 = 0,776 (P - 0,167e)/T, \quad (8)$$

где $n = c_0/c$ – коэффициент преломления воздуха; c и $c_0 = 2,997925 \cdot 10^8 \approx 3 \cdot 10^8$ м/с – скорости распространения света в воздухе и вакууме; P и e – давление и абсолютная влажность, мбар; T – температура в градусах Кельвина, и отличается от аналогичного выражения для случая использования в зондирующем луче электромагнитных (оптических или СВЧ) волн [2]

$$N = 0,776 (P + 4810 e / T) / T, \quad (9)$$

это не влияет на результат вычисления dc/dP , поскольку вторые слагаемые в скобках выражений (8) и (9) исчезают при дифференцировании.

При регистрации акустических волн с использованием ультразвукового зондирующего луча модуляция скорости распространения волн в луче происходит за счет двух механизмов: нелинейности адиабатического уравнения состояния среды для газа, записываемого в виде

$$P = P_0 (m / m_0)^\gamma, \quad (10)$$

где P_0 , m_0 и $\delta P = P - P_0$, $\delta m = m - m_0$ – равновесные и избыточные давление и плотность; $\gamma = C_P / C_V$ – отношение теплоемкостей среды при постоянных давлении и объеме для воздуха, равное 1,41; и нелинейности уравнения газодинамики, связанной с переносом точек профиля волны в зондирующем луче модулирующей волной. Величины параметрического изменения скорости распространения волн в ультразвуковом зондирующем луче, обусловленного этими механизмами, определяются выражениями [3]:

$$\delta c_1 = (\gamma - 1) \delta P / 2 m_0 c; \quad (11)$$

$$\delta c_2 = \delta P \cos \alpha / m_0 c, \quad (12)$$

где c – скорость распространения волн в зондирующем луче при равновесном состоянии среды; α , как и ранее, – угол между направлениями луча и волнового возмущения. Соответственно суммарная величина параметрического изменения скорости распространения волн в луче записывается

$$\delta c = (\gamma - 1 + 2 \cos \alpha) \delta P / 2 m_0 c. \quad (13)$$

При замене в (13) конечных приращений δc и δP дифференциалами получаем

$$dc/dP = (1 + 2 \cos \alpha) / 2 m_0 c. \quad (14)$$

Из (5) следует, что в случае приема акустических волн на электромагнитный зондирующий луч, поскольку при этом $g \approx 0$, главный максимум девиации фазы имеет место при $\alpha = \pm \pi/2$, а при приеме акустических волн на ультразвуковой луч ($g \approx 1$) главный максимум приходится на $\alpha = 0$. При этом для главного максимума из (14) имеем

$$dc/dP = (\gamma + 1) / 2 m_0 c. \quad (15)$$

Отсюда при регистрации возмущений в воздухе, полагая $\gamma = 1,41$, $m_0 = 1,3$ кг/м³, $c = 330$ м/с,

имеем $dc/dP = 2,8 \cdot 10^{-3}$ м/с мбар.

Для сравнительной оценки чувствительности устройств регистрации волновых возмущений на зондирующих лучах различной физической природы необходимо произвести анализ максимума девиации фазы, который с учетом (5) и (7) можно представить в виде

$$\Delta\psi = 2\pi(fL/c^2)(dc/dP) \delta P, \quad (16)$$

где f – частота волн в зондирующем луче, Гц. При этом примем следующие значения параметров зондирующих лучей: f – для ультразвукового луча 10^5 Гц, для СВЧ луча $9,4 \cdot 10^9$ Гц, что соответствует типовой для устройств СВЧ длине волны $\lambda_0 = 3,2$ см, для оптического луча $4,8 \cdot 10^{14}$ Гц, что соответствует длине волны $\lambda_0 = 0,63$ мкм колебаний, генерируемых неон-гелиевым лазером; L – для ультразвукового и оптического лучей 1 м, для СВЧ луча 100 м; c – для ультразвукового луча 330 м/с, для оптического и СВЧ лучей $3 \cdot 10^8$ м/с; dc/dP – для ультразвукового луча $2,8 \cdot 10^{-3}$ м/с мбар, для оптического и СВЧ лучей 81 м/с мбар; δP – для всех видов лучей 1 мбар. Из расчетов следует, что максимум девиации фазы на выходе демодулятора $\Delta\psi$ равен: для ультразвукового луча $1,6 \cdot 10^{-2}$ рад, для оптического луча 2,7 рад, для СВЧ луча $5,3 \cdot 10^{-3}$ рад (при в 100 раз большей длине СВЧ луча по сравнению с длиной оптического и ультразвукового лучей).

Как видим, наилучшей чувствительностью обладает устройство регистрации волновых возмущений на оптическом луче. Далее следуют устройства на ультразвуковом и СВЧ лучах. Для регистрации достаточно малых фазовых сдвигов в устройствах на ультразвуковом и СВЧ лучах целесообразно использование методов микрофазометрии [4], позволяющих регистрировать фазовые сдвиги порядка 10^{-8} рад.

Заметим, что при выборе длины ультразвукового зондирующего луча учитывался факт сильного затухания ультразвука в воздухе. Использование устройства регистрации на ультразвуковом луче наиболее перспективно в гидроакустике, поскольку коэффициент поглощения звука в воде примерно в 700 раз меньше чем в воздухе, и при частоте 10^5 Гц ультразвук распространяется на 3 км [5]. Такое регистрирующее устройство может использоваться для охраны акваторий и связи с подводными объектами.

Как следует из (6), минимальное влияние эффекта расфазировки регистрируемых колебаний по ширине зондирующего луча при приеме упругих волн на ультразвуковой зондирующий луч с максимумом девиации фазы будет при $\alpha = 0$. При этом $B(0, h) = 1$, то есть в направлении главного максимума эффект расфазировки отсутствует полностью. Этот результат вытекает из того, что в этом случае сечение зондирующего луча лежит в плоскости фронта волны регистрируемых колебаний, и, следовательно, все элементы сечения находятся в участках волнового поля с одинаковыми значениями фазы.

Максимальное же влияние эффекта расфазировки имеет место при приеме упругих волн на электромагнитный зондирующий луч с максимумом девиации фазы при $\alpha = \pm\pi/2$. Это связано с тем, что в этом случае сечение зондирующего луча перпендикулярно фронту волны регистрируемых колебаний, и, следовательно, элементы сечения луча максимально удалены от плоскости фронта волны.

Проанализируем зависимость коэффициента, учитывающего уменьшение девиации фазы за счет конечной ширины зондирующего луча, от относительной ширины луча $h = D/\lambda$. Из (6) получаем выражение для этого коэффициента в наиболее неблагоприятных с точки зрения влияния ширины луча условиях

$$B(h) = B(\alpha, h) \Big|_{\alpha = \alpha_m = \pm\pi/2} = 2 \left| J_1(\pi h) / \pi h \right|. \quad (17)$$

На рис. 2 показан характер этой зависимости. Как видим, критическое значение диаметра луча, при котором невозможен прием волновых возмущений из-за расфазировки колебаний в луче, составляет величину $D_{кр.} = 1,22 \lambda$.

При $D > D_{кр.}$ имеют место дополнительные максимумы чувствительности приема при зна-

чениях диаметра луча: $1,7 \lambda$; $2,7 \lambda$; $3,7 \lambda$ и т.д. Коэффициент, характеризующий уменьшение девиации фазы на выходе фазового демодулятора, осуществляющего демодуляцию принятого на зондирующий луч сигнала, соответственно равен: 0,13; 0,065; 0,035 и т.д.

Фактором, ограничивающим длину зондирующего луча, является его искривление в анизотропной среде, приводящее к тому, что отдельные элементы луча при распространении волнового возмущения оказываются в участках волнового поля с различными значениями фазы. При этом девиация фазы уменьшается за счет эффекта расфазировки колебаний, но не по ширине зондирующего луча, а по его длине.

Рассмотрим случай электромагнитного зондирующего луча. Как отмечалось, в этом случае максимум приема имеет место при расположении зондирующего луча в плоскости фронта регистрируемой волны, то есть при угле между направлениями волнового возмущения и луча $\alpha = \pm \pi / 2$. Угол отклонения электромагнитного луча длиной L от его оси в вертикальной плоскости в первом приближении может быть определен из выражения [2]

$$\beta = k L, \quad (18)$$

где $k = dh/dy$ – скорость изменения коэффициента преломления среды в направлении, перпендикулярном оси луча, который в условиях нормальной тропосферной рефракции равен $4 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}$, а при температурной инверсии в приземном слое $5 \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-1}$.

Предельную длину зондирующего луча L_m можно определить как длину, при которой его элементы попадают в участки регистрируемого волнового поля с фазой, сдвинутой на π относительно фазы поля в начале луча, поскольку такая расфазировка препятствует эффективному накоплению девиации фазы колебаний в луче, обусловленной воздействием волнового возмущения. Величина приращения фазы регистрируемого волнового процесса на удалении L , обусловленная воздействием волнового возмущения, может быть определена из соотношения

$$\varphi = 2\pi r/\lambda, \quad (19)$$

где λ – длина волны регистрируемых колебаний; r – отклонение луча от оси луча на удалении L от его начала.

Поскольку производная траектории искривленного луча $y(x)$ на удалении x от начала равна $dy(x)/dx = \text{tg } \beta$, где β – текущий угол отклонения луча от его оси в начале траектории, то, полагая его достаточно малым, с учетом (18) можем записать $dy(x)/dx \approx \beta = k x$, откуда получаем выражение для функции, описывающей траекторию луча, и выражение для r :

$$y(x) = \int_0^x k x dx = k x^2 / 2; \quad (20)$$

$$r = y(x) \Big|_{x=L} = k L^2 / 2. \quad (21)$$

Подставляя (21) в (19), получаем величину приращения фазы

$$\varphi = k \pi L^2 / 2. \quad (22)$$

Приравнявая его определенному выше предельному значению π , получаем выражение для предельной длины луча

$$L_m = \sqrt{\lambda / k}. \quad (23)$$

Отсюда, например, при регистрации акустического сигнала с частотой $f = 1 \text{ кГц}$, имеющего длину волны $\lambda = a / f = 330 / 10^3 = 0,33 \text{ м} = 3,3 \cdot 10^{-4} \text{ км}$, для случая нормальной тропосферной рефракции ($k = 4 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}$) получаем $L_m = \sqrt{3,3 \cdot 10^{-4} / 4 \cdot 10^{-5}} = 2,9 \text{ км}$.

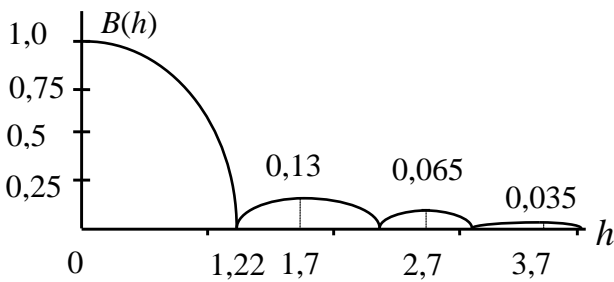


Рис. 2

Фактором, ограничивающим длину электромагнитного зондирующего луча, являются также конечные размеры апертуры антенны, осуществляющей прием колебаний в зондирующем луче. В первую очередь это относится к регистрирующему устройству на оптическом зондирующем луче в связи с малыми размерами апертуры фотоприемника. Полагая ее согласованной с углом расхождения луча, можно считать, что величина предельного угла отклонения луча за счет рефракции $\beta_m = k L_m$, обеспечивающего его попадание на вход фотоприемника, не должна превышать угла расхождения луча ε .

Принимая для оптического луча $\varepsilon \cong 1'$, при нормальной тропосферной рефракции ($k = 4 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}$) получаем $L_m = \beta_m / k = \varepsilon / k \cong 7 \text{ км}$. Как видим, это ограничение менее жесткое, чем ограничение, связанное с расфазировкой колебаний по длине зондирующего луча.

При использовании ультразвукового зондирующего луча также имеет место его искривление при распространении волн в анизотропной среде, например в воде. Траектория распространения акустических волн в анизотропной среде описывается законом Снеллиуса [6]

$$\cos \alpha / c = \cos \alpha_0 / c_0, \quad (24)$$

где c_0 и c – скорости распространения волн на уровне источника и в произвольном участке среды; α_0 и α – начальный и текущий углы наклона луча в вертикальной плоскости.

Вид траектории, описываемой формулой (24), показан на рис. 3.

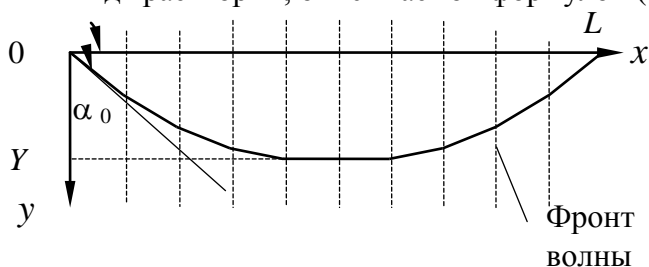


Рис. 3

При известных значениях α_0 и c_0 и известной зависимости $c(y)$ из (24) может быть определена зависимость

$$\alpha(y) = \arccos \left[\frac{\cos \alpha_0}{c_0} c(y) \right]. \quad (25)$$

При этом могут быть определены параметры траектории: глубина точки перегиба Y и длина проекции L траектории на ось x .

ЛИТЕРАТУРА

1. Рубцов В.Д. Прием волновых возмущений при помощи узконаправленных колебаний // *Радиотехника и электроника*. 1997. № 6. Т. 42.
2. Долуханов М.П. *Распространение радиоволн*. М.: Связь, 1972.
3. Зверев В.А., Калачев А.И. Модуляция звука звуком при пересечении акустических волн // *Акустический журнал*. 1970. № 2. Т. 16.
4. Бернштейн И.Л. Опыт Саньяка на радиоволнах // *Доклады АН СССР*. 1950. № 4. Т. 36.
5. Зисман Г.А., Тодес О.М. *Курс общей физики*. М.: Наука, 1967. Т. 1.
6. Андреева Б.Б. *Физические основы распространения звука в океане*. М.: Гидрометеиздат, 1975.

INFLUENCE OF BORING BEAMS PARAMETERS IN PARAMETRIC REGISTER ARRANGEMENTS OF WAVE INDIGNATIONS IN ENVIRONMENT ON QUALITY OF SIGNAL RECEPTION

Roubtsov V.D., Dubyanskiy S.A.

Influence of width and distortion of boring beam in environment on quality of signal reception in parametric register arrangements on different beams is considered.

Keywords: wave indignation, register arrangement, boring beam.

REFERENCES

1. Roubtsov V.D. Priyom volnovih vozmuscheniy pri pomoschi uzkonapravlennih kolebaniy. *Radiotekhnika i elektronika*. 1997. № 6. Т. 42. (In Russian).
2. Doluhanov M.P. *Rasprostranenie radiovoln*. М.: Svyaz. 1972. (In Russian).

3. **Zverev V.A., Kalachov A.I.** Modulyatsiya zvuka zvukom pri peresechenii akusticheskikh voln. *Akusticheskiy zhurnal*. 1970. № 2. Т. 16. (In Russian).
4. **Bernscheyn I.L.** Oпит Sanyaka na radiovolnah. *Dokladi AN SSSR*. 1950. № 4. Т. 36. (In Russian).
5. **Zisman G.A, Todes O.M.** *Kurs obschey fiziki*. М.: Nauka. 1967. Т. 1. (In Russian).
6. **Andreeva B.B.** *Fizicheskie osnovi rasprostraneniya zvuka v okeane*. М.: Gidrometeoizdat. 1975. (In Russian).

Сведения об авторах

Рубцов Виталий Дмитриевич, 1938 г.р., окончил МАИ им. С. Орджоникидзе (1961), профессор, доктор технических наук, почетный работник науки и техники РФ, профессор кафедры технической эксплуатации радиоэлектронного оборудования воздушного транспорта МГТУ ГА, автор более 200 научных работ, область научных интересов – радиотехника, радионавигация, акустика, навигация и управление воздушным движением, эксплуатация воздушного транспорта.

Дубянский Сергей Александрович, 1986 г.р., окончил МГУ им. М.В. Ломоносова (2009), соискатель МГТУ ГА, эксперт ООО «Альфа-серт», автор 12 научных работ, область научных интересов – радиофизика, радиотехника, эксплуатация воздушного транспорта.