

ФАЗНЫЕ ТОЧКИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ ДВУХ КОГЕРЕНТНЫХ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ

А.Ж. ХАЧАТРЯН^{1*}, Ж.Р. ПАНОСЯН¹, Ж.Б. ХАЧАТРЯН²

¹Государственный инженерный университет Армении, Ереван, Армения

²Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван, Армения

*e-mail: ashot.khachatrian@gmail.com

(Поступила в редакцию 25 мая 2021 г.)

В работе обсуждается вопрос о характере фазности колебаний в различных точках волнового поля системы из двух точечных и изотропно излучающих источников. Данный вопрос рассматривается для точек расположенных на поверхностях максимумов и минимумов интерференционной картины. Показано также, что на поверхностях экстремумов амплитуды синфазность или противофазность колебаний определяется кратностью суммы хода волн к длине волны. Исследовано распределение точек фазности в различных плоскостных срезах.

1. Введение

Согласно общепринятому соглашению, интерференцией называется взаимное усиление или ослабление амплитуды колебаний при наложении двух или нескольких волн, генерированных когерентными источниками. Ниже мы будем рассматривать интерференцию на примере всем хорошо знакомой задачи о наложении двух сферических волн, генерированных двумя точечными источниками. Говоря об интерференционной картине, обычно ограничиваются указанием множества с максимальным и минимальным значением амплитуды колебаний. Вместе с тем, вопрос о фазовых соотношениях между колебаниями в двух разных точках интерференционной картины в традиционном изложении как бы опускается.

Однако, следует отметить выше отмеченного вопрос достаточно важен не только в плане полноты восприятия интерференционной картины, но также имеет важное практическое значение. Так, вопрос о фазовых соотношениях лежит в основе построений всевозможных фазовых решеток [1–7].

Данная работа посвящена выявлению фазовых соотношений между колебаниями в точках различных максимумов и минимумов интерференционной картины. Далее, те точки волнового поля, в которых колебания синфазны или противофазны, мы будем называть фазными.

2. Постановка задачи

Ниже мы рассматриваем стандартную постановку интерференционной задачи, о наложении сферических волн двух точечных источников. Пусть частоты волн и их амплитуды, а также фазы на источниках совпадают. В этом случае задача описания волнового поля сводится к исследованию выражения

$$U(\mathbf{r}, t) = \frac{a_0}{r_1} \cos(\omega t - kr_1) + \frac{a_0}{r_2} \cos(\omega t - kr_2), \quad (1)$$

где вектор $\mathbf{r}$ указывает пространственное расположение точки наблюдения, а r_1 и r_2 являются расстояниями от первого и второго источников до точки наблюдения, соответственно. Согласно (1), величина a_0 есть амплитуда волн, ω – частота и k – волновое число. В случае отсутствия дисперсии отношение ω / k является постоянной величиной, равной скорости распространения волны. Если векторы $\mathbf{d}_1$ и $\mathbf{d}_2$ указывают положения источников, то тогда

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r} - \mathbf{d}_1, \quad \mathbf{r}_2 = \mathbf{r} - \mathbf{d}_2. \quad (2)$$

И, следовательно, $r_1 = |\mathbf{r}_1|$, $r_2 = |\mathbf{r}_2|$.

Обычно, записывая выражение (1) в виде (см. [1, 2])

$$U(\mathbf{r}, t) = A_1 \cos[\omega t - \varphi_1] + A_2 \cos[\omega t - \varphi_2], \quad (3)$$

где

$$A_1 = a_0 / r_1, \quad A_2 = a_0 / r_2, \quad (4)$$

и

$$\varphi_1 = kr_1, \quad \varphi_2 = kr_2. \quad (5)$$

Сложение колебаний, производится методом векторной диаграммы или методом комплексного представления гармонических колебаний. В результате такого сложения выражение (3) преобразовывается к виду:

$$U(\mathbf{r}, t) = A \cos[\omega t - \chi(t)], \quad (6)$$

где

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (7)$$

и

$$\chi(t) = \arctg \frac{A_1 \sin[\omega t - \varphi_1] + A_2 \sin[\omega t - \varphi_2]}{A_1 \cos[\omega t - \varphi_1] + A_2 \cos[\omega t - \varphi_2]}. \quad (8)$$

Согласно (6) в каждой точке пространства имеет место гармоническое колебание с частотой равной частоте источников. Заметим также, что фаза $\chi(t)$ зависит от времени, т.е. в каждой фиксированной точке колебания происходят с фазовой модуляцией.

Основанный на формуле (8) традиционный подход описания интерференционной картины, т.е. указания мест расположения точек максимумов и минимумов, общеизвестен. Вместе с тем, как было отмечено выше, некоторые важные детали интерференционной картины как бы выбили из рассмотрения. Сказанное относится к вопросу фазности (синфазности или противофазности) колебаний в

различных точках поля, а именно, в точках максимумов и минимумов. Очевидно, что разбор данного вопроса на основе формулы (8) проблематичен. Во всяком случае, ответ прозрачным образом не прослеживается.

Исходя из этого, в данной работе, мы предлагаем разбор интерференционной картины исходя из другой формы записи интерференционного поля. Так, выражение (3) может быть преобразовано к виду:

$$U(\mathbf{r}, t) = (A_1 + A_2) \cos \left[\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right] \cos \left[\omega t - \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \right] + (A_1 - A_2) \sin \left[\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right] \sin \left[\omega t - \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \right]. \quad (9)$$

Ясно, что выражения (9) и (6) являются различными представлениями одного и тоже волнового поля, т.е. равны друг другу. Как будет показано ниже, разбор интерференционной картины на основе (9) позволяет получить соотношения фазности колебаний в различных точках максимумов и минимумов.

3. Условия максимума и минимума амплитуды

Прежде всего, рассмотрим вывод известных соотношений для максимума и минимума интерференционной картины на основе (9). Как видно из выражения (9), если в точке наблюдения выполняется условие:

$$\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} = \pi n \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (10)$$

то в данной точке колебания волнового поля происходит с максимально возможным отклонением:

$$U_{\max}(\mathbf{r}, t) = (-1)^n (A_1 + A_2) \cos \left[\omega t - \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \right]. \quad (11)$$

Если же в (9)

$$\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} = \frac{\pi}{2} + \pi n \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (12)$$

то колебания поля в точке Р происходит с минимально возможным отклонением

$$U_{\min}(\mathbf{r}, t) = (-1)^n (A_1 - A_2) \sin \left[\omega t - \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \right]. \quad (13)$$

Ясно, что (10), (12) являются условиями максимума и минимума интерференционной картины. Используя (5), а также связь волнового числа с длиной волны $k = 2\pi / \lambda$, данные условия могут быть представлены в виде:

$$r_1 - r_2 = \frac{\lambda}{2} 2n \quad (\text{maximum}), \quad (14)$$

$$r_1 - r_2 = \frac{\lambda}{2} (2n + 1) \quad (\text{minimum}). \quad (15)$$

Согласно (14), (15) если разность хода $r_1 - r_2$ кратна четному числу длины

полуволны, то наблюдается максимум, а если же она кратна нечетному числу длины полуволны, то наблюдается минимум.

Здесь следует отметить еще одно важное обстоятельство, что интерференция, а именно выполнение условия максиму (14) возможно лишь в том случае, когда длина волны меньше расстояния между источниками d (см. Рис.1). Если же $\lambda > d$, условие максимума может быть выполнено только при $n = 0$, т.е. когда разность хода равна нулю.

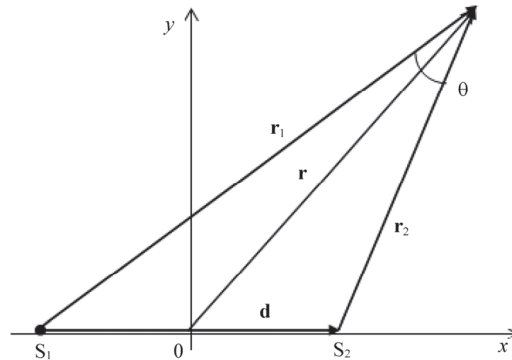


Рис.1. Схематическое представление интерференционного опыта. $\mathbf{d}$ – вектор, определяющий взаимное расположение источников, $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ – вектора, определяющие расположение точки наблюдения относительно источника.

Вышеотмеченное утверждение может быть доказано на основе рассмотрения следующих двух равенств:

$$r_1 - r_2 = n\lambda, \quad \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 = \mathbf{d}. \quad (16)$$

Возведя оба этих равенства в квадрат и вычитая одно от другого получим:

$$2r_1r_2(\cos\theta - 1) = n^2\lambda^2 - d^2, \quad (17)$$

где θ – угол между направлениями векторов $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ и $|\mathbf{d}| = d$ (см. Рис.1). Так как $|\cos\theta| \leq 1$, то значение левой части **Error! Reference source not found.** должно удовлетворять условию:

$$2r_1r_2(\cos\theta - 1) \leq 0. \quad (18)$$

Для правой части (17) аналогичное неравенство ($n^2\lambda^2 - d^2 \leq 0$) может иметь место лишь в том случае, когда

$$d \geq |n|\lambda. \quad (19)$$

Ясно, что при условии $\lambda < d$ данное неравенство определяет количество максимумов интерференции ($2n + 1$):

$$|n| \leq d / \lambda. \quad (20)$$

Если же $\lambda \geq d$, то (19) может быть выполнено, только если $n = 0$. Согласно (16) в этом случае $r_1 = r_2$. Из полученного следует, что когда длина волны больше расстояния между источниками, то интерференционная картина содержит один максимум, причем точки максимума расположены на плоскости проходящей перпендикулярно по центру отрезка соединяющего источники.

4. Фазовые соотношения колебаний точек интерференционной картины

Для дальнейшего изложения целесообразно сделать следующие обозначения. Обозначим посредством R_1^n , R_2^n и Ψ_1^n , Ψ_2^n расстояния r_1 , r_2 и фазы φ_1 , φ_2 в точках максимума, для различных значений n . В этом случае, согласно (10), (14), условие максимума будет выглядеть следующим образом:

$$R_1^n - R_2^n = \lambda n \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) - (\text{maximum}), \quad (21)$$

или $\Psi_1^n - \Psi_2^n = 2\pi n$. Аналогичные обозначения введем также для условия минимума, только вместо заглавных букв мы будем использовать строчные:

$$r_1^n - r_2^n = \lambda n + \lambda / 2 \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) - (\text{minimum}), \quad (22)$$

или $\varphi_1^n - \varphi_2^n = 2\pi n + \pi$. Введем также пространственные вектора:

$$\mathbf{R}^n, \mathbf{r}^n, \quad (23)$$

указывающих месторасположения точек максимумов и минимумов для различных значений n , т.е. если в (1) $\mathbf{r} = \mathbf{R}^n$, то в данной точке имеется максимум n -ого порядка и если $\mathbf{r} = \mathbf{r}^n$, то точка будет минимумом $n + 1$ порядка.

Воспользовавшись (21)–(23), а также (4) для обсуждения вопроса о фазовых соотношениях между колебаниями в различных точках максимумов и минимумов, запишем (11) и (13) в следующем виде:

$$U(\mathbf{R}^n, t) = a_0 \left(\frac{R_1^n + R_2^n}{R_1^n R_2^n} \right) \cos \left[\omega t - \frac{R_1^n + R_2^n}{\lambda} \pi + \pi n \right], \quad (24)$$

$$U(\mathbf{r}^n, t) = a_0 \left(\frac{r_2^n - r_1^n}{r_1^n r_2^n} \right) \sin \left[\omega t - \frac{r_2^n + r_1^n}{\lambda} \pi + \pi n \right]. \quad (25)$$

Как непосредственным образом следует из (24), (25) если условия максимума и минимума амплитуды колебаний определяются разностью хода волн (см. (21) и (22)), то условия синфазности и противофазности колебаний в этих точках определяется суммой хода; $R_1^n + R_2^n$ и $r_2^n + r_1^n$, соответственно. Далее, мы будем называть объединение множеств синфазно и противофазно колеблющихся точек множеством фазных точек.

Из (24) непосредственным образом следует, что если ($m = 1, 2, 3, \dots$)

$$\frac{R_1^n + R_2^n}{\lambda} \pi + \pi n = 2\pi m \quad (\text{cophase}), \quad (26)$$

то точка максимума колеблется синфазно с источниками. Если же

$$\frac{R_1^n + R_2^n}{\lambda} \pi + \pi n = \pi + 2\pi m \quad (\text{antiphase}), \quad (27)$$

то точка максимума колеблется в противофазе с источниками. Представим эти условия в виде:

$$R_1^n + R_2^n = (2m - n)\lambda \quad (\text{cophase}), \quad (28)$$

$$R_1^n + R_2^n = (2m + 1 - n)\lambda \quad (\text{antiphase}). \quad (29)$$

Как следует из данных формул, точки максимумов могут колебаться как

синфазно, так и противофазно источникам. Так, для точек максимума с четным номером ($n = 0, 2, 4 \dots$), если сумма хода равна четному числу длин волн, то их колебания синфазны с источника. Если же сумма хода равна четному числу длин волн, то их колебания противофазны источникам. Для нечетных максимумов ($n = 1, 3, 5 \dots$) ситуация обратная. Если сумма хода равна четному числу длин волн, то колебания противофазны колебаниям источника. Если же сумма хода равна нечетному числу длин волн, то они синфазны.

Далее расстояний до точек синфазных с источника, мы в обозначениях на верху букв будем добавлять соответствующий знак, а именно

$$R_1^n \equiv \tilde{R}_1^n \text{ и } R_2^n \equiv \tilde{R}_2^n, \quad (30)$$

где знак $\sim$ призван обозначать полное колебание. В обозначениях расстояний противофазных с источниками точек, мы будем пользоваться знаком $\cap$, призванным обозначать половину колебания:

$$R_1^n \equiv \hat{R}_1^n \text{ и } R_2^n \equiv \hat{R}_2^n. \quad (31)$$

Рассматривая (28), совместно с условием максимума (21) легко получить расстояния $\tilde{R}_1^n$ и $\tilde{R}_2^n$ точек (см. (30)), синфазных с колебаниями источников имеем:

$$\tilde{R}_1^n = m\lambda \text{ и } \tilde{R}_2^n = (m - n)\lambda. \quad (32)$$

Рассматривая теперь (29) и (21), для расстояний R_1^n и R_2^n точек максимума, колеблющихся в противофазе с источниками, получим:

$$\hat{R}_1^n = m\lambda + \lambda / 2 \text{ и } \hat{R}_2^n = (m - n)\lambda + \lambda / 2. \quad (33)$$

Полученный результат, по сути является алгебраическим воспроизведением известного геометрического подхода построения пространственного вида интерференционной картины, когда рассматриваются пересечения шаровых поверхностей с центрами в точках источников и радиусами кратными длине волны. Заметим также, что аналогичные с формулами (32), (33) соотношения могут быть получены для точек минимума интерференционной картины:

$$\hat{r}_1^n = m\lambda + \lambda / 2 \text{ и } \hat{r}_2^n = (m - n)\lambda, \quad (34)$$

$$\tilde{r}_1^n = m\lambda + \lambda \text{ и } \tilde{r}_2^n = (m - n)\lambda + \lambda / 2. \quad (35)$$

Далее мы будем рассматривать распределения точек максимумов колеблющихся синфазно и колеблющихся противофазно с источниками для различных срезов интерференционной картины.

5. Распределение фазных точек интерференционной картины в центральном перпендикулярном срезе

С практической и с теоретической точек зрения представляет интерес рассмотрение интерференционной картинки в определенном срезе. Так, интерференционная картина рассматривается в плоскостях перпендикулярных прямой

проходящей через источники (ось источников) или же параллельных данной прямой. В плане распределения интенсивности все эти картины являются хорошо известными и давно изученными. Вместе с тем нас будет интересовать другой вопрос, а именно распределение точек синфазных и противофазных колебаний в данных картинах. Так как данное распределение, как же, как и распределение интенсивности является пространственным, то его также удобно рассматривать в различных плоскостных срезах.

Прежде всего, рассмотрим фазный аспект интерференционной картины в плоскости, проходящей перпендикулярно и посередине отрезка соединяющего источники, т.е. на центральном перпендикулярном срезе. Т.к. произвольная точка данной плоскости равноудалена от источников, то ясно, что на этой плоскости будут располагаться точки максимума с номером $n = 0$. Согласно (32) и (33), в этом случае

$$\tilde{R}^0[m] = \tilde{R}_1^0 = \tilde{R}_2^0 = m\lambda \quad (36)$$

и

$$\hat{R}_1^0[m] = \hat{R}_1^0 = \hat{R}_2^0 = m\lambda + \lambda / 2. \quad (37)$$

Очевидно, что интерференционная картина центрального перпендикулярного среза обладает аксиальной симметрией по оси, проходящей сквозь источники. Поэтому достаточно ограничиться выявлением распределения фазных точек только для одной прямой, проходящей через центр отрезка источников. Ясно, что при повороте этой линейной картины по оси симметрии, будет вырисовываться вся плоскостная картина. Пусть ось X проходит через источники, тогда для координат точек источника (X, Y, Z) имеем $(-d/2, 0, 0)$ и $(d/2, 0, 0)$. Направим ось Z по центру отрезка источника, которая будет центрально перпендикулярной прямой. Так как точка наблюдения находится на оси Z , то расстояние от нее до точки источника будет равно:

$$R^0 = \sqrt{L^2 + d^2 / 4}. \quad (38)$$

Введя с соответствие с формулой (38) обозначения

$$\tilde{R}^0[m] = \sqrt{\tilde{L}_m^2 + d^2 / 4}, \quad \hat{R}^0[m] = \sqrt{\hat{L}_m^2 + d^2 / 4} \quad (39)$$

и используя равенства (36), (37) легко найти координаты $\tilde{L}_m$ и $\hat{L}_m$ точек фазности

$$\tilde{L}_m = \sqrt{m^2\lambda^2 - d^2 / 4} \quad \text{и} \quad \hat{L}_m = \sqrt{m^2\lambda^2 + m\lambda + (\lambda^2 - d^2) / 4}. \quad (40)$$

Как видно из (40), для каждого фиксированного значения m имеет место соотношение $\tilde{L}_m \leq \hat{L}_m$. Заметим также, что значения m ограничены снизу

$$m \geq d / 2\lambda. \quad (41)$$

Если расстояние между источниками $d = 2\lambda$, то $m = 1$ и как легко увидеть из (40)

$$\tilde{L}_m = 0 \quad \text{и} \quad \hat{L}_m = \sqrt{\lambda^2 / 4 + \lambda}.$$

Отметим также, что в зависимости от дискретной переменной m функции $\tilde{\rho}_m$, $\hat{\rho}_m$ являются монотонно возрастающими функциями и при $m \gg 1$ достигают следующих предельных значений:

$$\tilde{L}_m = m\lambda, \quad \hat{L}_m = m\lambda + \lambda / 2. \quad (42)$$

Согласно (42) при больших значениях m радиусы фазности перестают зависеть от расстояния между источниками d . Это означает не что иное, как то, что суммарное поле системы двух излучателей при больших расстояниях проявляет себя как поле одного излучателя. Действительно, результат (42) может быть получен из (40) также подстановкой $d = 0$.

6. Распределение фазных точек интерференционной картины в параллельном срезе

Далее мы будем рассматривать распределение точек фазности в параллельном срезе интерференционной картины, т.е. в плоскости параллельной отрезку источников и отстоящей от него на некотором расстоянии L . Выберем оси (X, Y) в плоскости параллельного среза. Кроме того, выберем ось X параллельно отрезку соединяющего источники, а ось Z направим по центру этого отрезка.

Если Z координата центра отрезка источников отрицательна, то в выбранной системе координат она будет иметь координату $(0, 0, -L)$, а координаты точек плоскости наблюдения будут иметь вид: $(x, y, 0)$. Координаты точек источников будут соответственно выглядеть следующим образом: $(-d/2, 0, -L)$, $(d/2, 0, -L)$. Из вышеизложенного следует, что расстояния от точки наблюдения до источников имеют вид:

$$R_{1,2} = \sqrt{(x \pm d/2)^2 + L^2 + y^2}. \quad (43)$$

Согласно (43) для расстояний точек фазности до источников можем написать (см. (32), (33)):

$$\tilde{R}_1^n = \sqrt{L^2 + \tilde{x}_m^2 + \tilde{y}_m^2 + d^2/4 + \tilde{x}_m d} = m\lambda, \quad (44)$$

$$\tilde{R}_2^n = \sqrt{L^2 + \tilde{x}_m^2 + \tilde{y}_m^2 + d^2/4 - \tilde{x}_m d} = (m-n)\lambda \quad (45)$$

и

$$\hat{R}_1^n = \sqrt{L^2 + \hat{x}_m^2 + \hat{y}_m^2 + d^2/4 + \hat{x}_m d} = m\lambda + \lambda/2, \quad (46)$$

$$\hat{R}_2^n = \sqrt{L^2 + \hat{x}_m^2 + \hat{y}_m^2 + d^2/4 - \hat{x}_m d} = (m-n)\lambda + \lambda/2. \quad (47)$$

Полученные соотношения (44), (45) и (46), (47) являются не чем иным, как системами уравнений для нахождения $\tilde{x}_m, \tilde{y}_m$ и $\hat{x}_m, \hat{y}_m$, соответственно. Для того, чтобы центральная точка фазовой плоскости ($\tilde{x}_m = 0, \tilde{y}_m = 0$) колебалась с источниками синфазно (см. (40)), то как ясно следует из (44), (45) это возможно, только если $n = 0$ и плоскость отстоит от источников на расстоянии $L = \sqrt{\tilde{m}^2 \lambda^2 - d^2/4}$ ($\tilde{m}$ – некоторое целое число). Если же центр плоскости наблюдения находится в противофазе с источниками $\hat{x}_m = 0, \hat{y}_m = 0$, то согласно

(46), (47) это возможно также если $n = 0$ и $L = \sqrt{\hat{m}^2 \lambda^2 + \hat{m} \lambda + (\lambda^2 - d^2) / 4}$ ($\hat{m}$ – некоторое целое число). Из соотношений (44)–(47) также следует, что

$$\tilde{x}_m = \frac{2nm - n^2}{2d} \lambda \text{ и } \hat{x}_m = \frac{2nm - n^2 + 1}{2d} \lambda. \quad (48)$$

Как видно из данных формул, при удалении точки от центра плоскости наблюдения распределение фазных точек принимает равномерный характер.

7. Заключение

Таким образом, мы рассмотрели известную интерференционную картину поля излучения двух когерентных точечных источников на предмет фазности колебаний в точках максимумов и минимумов. Как мы показали выше для полноты описания интерференционного поля помимо знания разности хода волн, важно также знание суммы их хода.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.A. Carvalho, L.E.E. de Araujo. Phys. Rev. A, **84**, 043850 (2011).
2. B. Xie, X. Cai, Z.-H. Xiao. Opt. Commun., **285**, 133 (2012).
3. В.А. Бушуев, А.И. Франк, Г.В. Кулин. ЖЭТФ, **149**, 41 (2016).
4. Y. Yang, C.-S. Kim, R. G. Hobbs, P. Kruit, K.K. Berggren. Phys. Rev. A, **98**, 043621 (2018).
5. C.W. Clark, R. Barankov, M.G. Huber, M. Arif, D.G. Cory, D.A. Pushin. Nature, **525**, 504 (2015).
6. D. Hussey, C. Brocker, J. Cook, D. Jacobson, T. Gentile, W. Chen, E. Baltic, D. Baxter, J. Doskow, M. Arif. Physics Procedia, **69**, 48 (2015).
7. С.Б. Одинокоев, М.В. Шишова, А.Ю. Жердев, М.С. Ковалев, М.Л. Галкин, В.Ю. Венедиктов. Оптика и спектроскопия, **127**, 469 (2019).
8. М.А. Исакович. Общая акустика, Москва: Наука, 1973.
9. Г.С. Горелик. Колебания и волны, Москва: Физматлит, 2007.

PHASE POINTS OF THE INTERFERENCE PICTURE OF THE WAVE FIELD OF TWO COHERENT POINT SOURCES

A.Zh. KHACHATRIAN, Zh.R. PANOSYAN, Zh.B. KHACHATRYAN

The paper the question of the character of the oscillation phase at different points of the wave field of a system of two point and isotopically emitting sources is discussed. This issue is considered for the points located on the surfaces of the maxima and minima of the interference picture. It is also shown that on the surfaces of the amplitude extrema, the in-phase or antiphase oscillations are determined by the multiplicity of the sum of the wave path to the wavelength. The distribution of phase points in various plane cuts is investigated.