

CALCULATION OF "G" AND "H" EXPERIMENT ON π^0 -MESON PHOTOPRODUCTION FROM POLARIZED PROTONS

A. L. GOLENDUKHIN, I. I. DANILENKO, H. P. KAZARYAN,
ZH. V. MANUKYAN, A. M. SIRUNYAN

The technique for measurement of G and H parameters is described and Monte-Carlo calculations of double polarization experiment on π^0 -meson photoproduction is carried out for energy region $E_\gamma = 0.9-1.5$ GeV and pion angles $\theta_{\pi^0}^* = 110^\circ-130^\circ$ in the CMS. On the basis of obtained results the π^0 photoproduction reaction yields are estimated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 11—17 (1990)

УДК 537.874.6

О ЗОНАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ИЗЛУЧАЮЩИХ РАСКРЫВОВ

Г. Г. ТРИБУНЯН

(Поступила в редакцию 20 марта 1989 г.)

Исследованы фазовые искажения n -ого порядка при определении поля излучающих систем в любой точке пространства в рамках теории дифракции Кирхгофа. Определены пространственные границы n -ой зоны поля излучения в зависимости от расстояния от излучающего раскрыва до точки наблюдения и от направления в точку наблюдения при различных максимальных фазовых искажениях. Найдены предельные положения пространственных границ n -ой зоны электромагнитного поля излучающих систем при стремлении степени фазовых искажений к бесконечности. Оценен объем пространства, занимаемого n -ой зоной.

Фазовые искажения n -ого порядка при определении поля излучающих систем в любой точке пространства исследованы мало. Подробнее исследованы линейные, квадратичные и кубические фазовые искажения в зависимости от расстояния до точки наблюдения и лишь для дальней зоны и зоны Френеля [1, 2, 3]. Очень мало исследованы фазовые ошибки в зависимости от направления в точку наблюдения [4, 5]. В настоящей работе на основании теории дифракции Кирхгофа исследованы фазовые критерии зон электромагнитного поля излучающих систем.

В теории дифракции Кирхгофа электромагнитное поле излучающих систем в пространстве определяется посредством формулы Гюйгенса—Кирхгофа [3]

$$E_Q = A \int_S E_s \frac{e^{-ikr_s}}{r_s} ds, \quad (1)$$

где $A = \frac{i \cos^2 \frac{\vartheta}{2}}{\lambda} \left\{ \begin{matrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{matrix} \right\}$ — медленно меняющаяся функция угловых координат ϑ и φ , λ — длина волны, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, r_s — расстояние от отдельных источников излучающей системы до точки наблюдения Q , E_s — распределение поля в раскрыве излучающей системы, s — раскрыв излучающей системы¹ (рис. 1).

Расстояние от отдельного источника излучающего раскрыва до точки наблюдения в сферической системе координат представляется в виде

$$r_s = \sqrt{r^2 - 2\rho_s r \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi_s) + \rho_s^2}.$$

В приближении Кирхгофа, полагая, что линейные размеры излучающего раскрыва малы по сравнению с расстоянием r от центра координат до точки наблюдения Q , т. е. $\frac{\rho_s}{r} \ll 1$, приближенно представим расстояние r_s в виде степенного ряда:

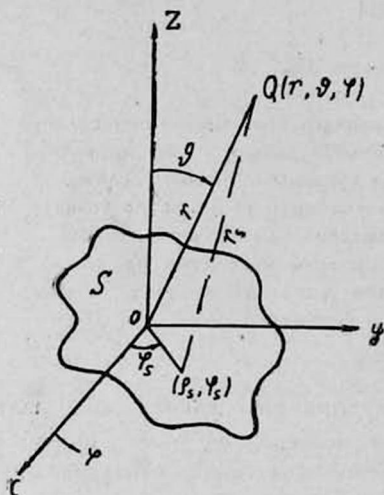


Рис. 1. О зонах электромагнитного поля излучающихся раскрывов.

$$\begin{aligned} r_s = r - \rho_s \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi_s) - \frac{\rho_s^2}{2r} [\sin^2 \vartheta \cos^2(\varphi - \varphi_s) - 1] - \\ - \frac{\rho_s^3}{2r^2} \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi_s) [\sin^2 \vartheta \cos^2(\varphi - \varphi_s) - 1] - \\ - \frac{\rho_s^4}{8r^3} [5 \sin^4 \vartheta \cos^4(\varphi - \varphi_s) - 6 \sin^2 \vartheta \cos^2(\varphi - \varphi_s) + 1] - \end{aligned}$$

1) В данной работе, не ограничивая общности, принято, что раскрыв излучающей системы плоский и круглый с диаметром D . Если раскрыв излучающей системы плоский и прямоугольный, то в качестве диаметра D следует брать $D = \sqrt{D_1^2 + D_2^2}$, где D_1 и D_2 — линейные размеры плоского излучающего прямоугольного раскрыва.

$$-\frac{\rho_s^5}{8r^4} \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi_s) [7 \sin^4 \vartheta \cos^4(\varphi - \varphi_s) - 10 \sin^2 \vartheta \cos^2(\varphi - \varphi_s) + 3] - \dots \quad (2)$$

Пространственные границы n -ой зоны в зависимости от расстояния излучающего раскрыва до точки наблюдения и граничные значения углов определяем из условия, что в фазовом множителе или в показателе периодической функции e^{-ikr_s} в формуле (1) можно отбросить члены выше n -ой степени, которые должны быть малы не по сравнению с остающимися, а по сравнению с периодом 2π , т. е. необходимо выполнение неравенства

$$|kr_s - kr_{sn}| \leq \frac{2\pi}{p}, \quad (3)$$

в котором r_{sn} — приближенное расстояние от отдельных источников излучающего раскрыва до точки наблюдения, вычисленное с учетом в разложении (2) членов до n -ой степени включительно, а p — целое число, характеризующее максимальное фазовое искажение на краю излучающего раскрыва.

Полагая, что амплитуда поля является медленно меняющейся функцией координат, при разложении подынтегрального выражения (1) в предэкспоненциальном множителе можно отбросить величины малые по сравнению с r (r — расстояние от начала координат до точки наблюдения), что всегда выполняется в приближении Кирхгофа при интегрировании по раскрыву. Таким образом, r_s в знаменателе (1) можно всегда считать равным r для любых n .

Нижнюю границу первой зоны, в которой учитываются фазовые искажения только первой степени (т. е. в разложении (2) сохраняются только линейные члены) получим из условия (3)

$$|kr_s - kr_{s1}| = k|\sqrt{r^2 - 2\rho_s r \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi_s) + \rho_s^2} - r + \rho_s \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi_s)| \simeq k \frac{\rho_s^2}{2r} \leq \frac{2\pi}{p}.$$

Так как максимальное значение ρ_s равно половине диаметра излучающего раскрыва $\frac{D}{2}$, то при максимальных значениях $\sin \vartheta$ и $\cos(\varphi - \varphi_s)$, равных единице, нижняя граница первой зоны определяется соотношением²⁾

$$r_1 = \frac{pD^2}{8\lambda} = \frac{D}{4} \cdot \frac{pD}{2\lambda}. \quad (4)$$

Аналогичным способом получим нижнюю границу любой n -ой зоны электромагнитного поля излучающего раскрыва в приближении Кирхгофа, в которой учитываются фазовые искажения n -ой степени включительно:

²⁾ В теории излучающих систем выражением (4) определяется нижняя граница дальней зоны или зоны Фраунгофера.

$$r_n = \frac{D}{4} \sqrt[2n-1]{\frac{(2n-3)!! 2^{2n-2}}{(2n)!!} \cdot \frac{pD}{\lambda}} \quad (5)$$

Предельное значение пространственной границы n -ой зоны при $n \rightarrow \infty$ равно

$$\lim_{n \rightarrow \infty} r_n = \frac{D}{2}.$$

На рис. 2 приведены графики границ семи зон электромагнитного поля излучающего круглого раскрыва для различных степеней фазо-

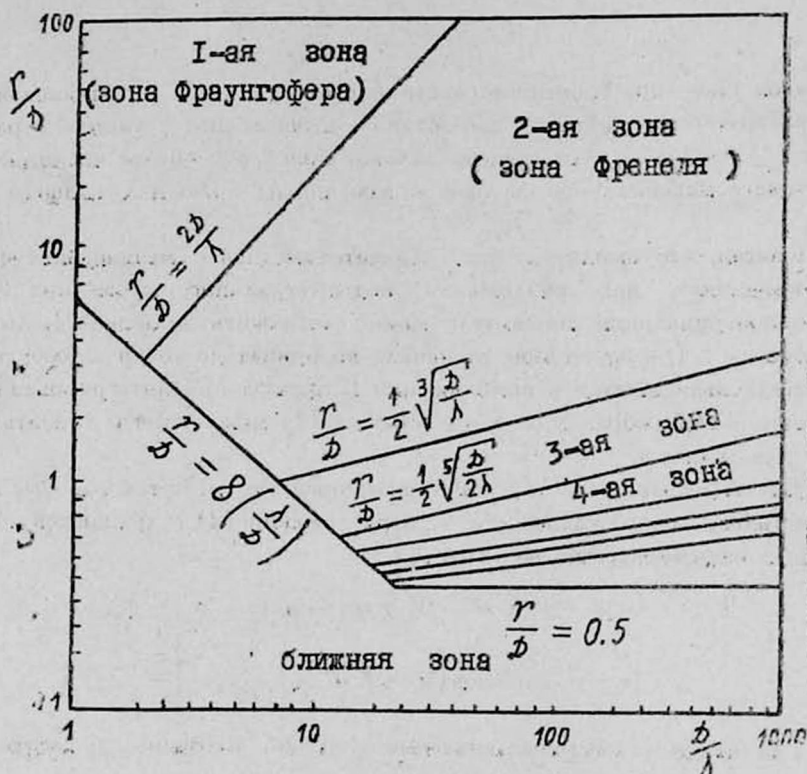


Рис. 2. О зонах электромагнитного поля излучающихся раскрывов.

вых искажений. Величина раскрыва выражается в длинах волн, а расстояние от раскрыва — через диаметр излучающей апертуры. Там же показана нижняя граница n -ой зоны излучения при $n \rightarrow \infty$. При этом принималось, что $p=16$, то есть, как видно из условия (3), допустимая максимальная фазовая ошибка не превосходит $\frac{\pi}{8}$. Граница между ближней зоной и зонами излучения, определяемая амплитудными критериями (т. е. $\frac{r}{D} = 8 \left(\frac{\lambda}{D} \right)^{3/4}$), взята из работы [1]. Как видно из

рис. 2, первые 4 зоны занимают почти все пространство, где поле имеет излучающий характер.

Анализ приведенных на рис. 2 границ зон излучения показывает, что при изменении максимальной фазовой ошибки от $\frac{\pi}{4}$ до $\frac{\pi}{32}$ нижние границы зон излучения отодвигаются от излучающего раскрыва тем медленнее, чем выше максимальная фазовая ошибка. Самое существенное изменение наблюдается для нижних границ первой и второй зон. Так, при изменении максимальной фазовой ошибки от $\frac{\pi}{4}$ до $\frac{\pi}{32}$ нижняя граница первой зоны отодвигается от излучающего раскрыва более чем в 8 раз, а нижняя граница второй зоны — только в 2 раза.

В теории излучающих систем важно определить какую часть пространства от излучающего раскрыва до нижней границы первой (дальной) зоны занимает n -я зона. В таблице даны значения этих частей (в процентах) которые занимают первые 3 зоны (от 2-ой до 4-ой), а также суммарная доля всех остальных зон до $n \rightarrow \infty$ для $\frac{D}{\lambda} = 1000, 100$ и 10 при максимальных фазовых искажениях равных $\frac{\pi}{8}$ ($p = 16$). Из таблицы видно, что наибольшая доля (более чем 94%) приходится на 2-ю зону, где преобладают фазовые искажения только второй и третьей степени. Все остальные зоны, вместе взятые, занимают не более 5,5%.

Границы n -ой зоны поля излучающего раскрыва в зависимости от направления в точку наблюдения (т. е. угловые границы n -ой зоны) найдем из условия (3), учитывая в разложении (2) только линейные и квадратичные члены $\sin \vartheta$ и $\sin^2 \vartheta$ при максимальном значении $\cos(\varphi - \varphi_s)$.

Согласно условию (3), в котором учитываются только линейные и квадратичные меридиональные фазовые искажения, угловые границы первой зоны определяются соотношениями:

$$k \frac{\rho_s^3}{2 r_1^2} \sin \vartheta_1^{(1)} \leq \frac{2\pi}{p}, \quad k \frac{\rho_s^2}{2 r_1} \sin^2 \vartheta_2^{(1)} \leq \frac{2\pi}{p}.$$

Так как максимальное значение $\rho_s = \frac{D}{2}$, то угловые границы первой зоны излучающего раскрыва определяются соответственно выражениями³

$$\sin \vartheta_1^{(1)} = \frac{2^{\frac{1}{2}} \lambda r_1^2}{p D^3} \quad (6a) \quad \sin \vartheta_2^{(1)} = \frac{2}{D} \sqrt{\frac{2 \lambda r_1}{p}}. \quad (66)$$

3) Выражение (6a) при $p = 32$ и $D = \sqrt{D_1^2 + D_2^2}$ впервые получено А. Р. Вольпертом в работе [4] для прямоугольного излучающего раскрыва, а выражение (66) для круглого излучающего раскрыва приведено в работе [5] с учётом радиальных фазовых искажений.

Аналогичным образом получим угловые границы любой n -ой зоны электромагнитного поля излучающего раскрыва в приближении дифракционной теории Кирхгофа, учитывающий только линейные или квадратичные меридиональные фазовые искажения n -ой степени включительно:

$$\sin \vartheta_1^{(n)} = \frac{(2n)!! 2^{2n-1} r_n^{2n} \lambda}{(2n-1)!! D^{2n+1} p},$$

$$\sin \vartheta_2^{(n)} = \left(\frac{2r_n}{D}\right)^n \sqrt{\frac{(2n+2)!! (n-1)!}{(2n-1)!! (n+1)!} \cdot \frac{\lambda}{2p r_n}}.$$

Предельные значения угловых границ n -ой зоны при $n \rightarrow \infty$ равны

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sin \vartheta_1^{(n)} = \lim_{n \rightarrow \infty} \sin \vartheta_2^{(n)} = 0.$$

При вычислении пределов для $\sin \vartheta_1^{(n)}$ и $\sin \vartheta_2^{(n)}$ было использовано выражение (5) для r_n .

Нижние угловые границы зон электромагнитного поля в зависимости от расстояния до излучающего раскрыва в долях его диаметра при $\frac{D}{\lambda} = 1000, 100$ и 10 для квадратичных меридиональных фазовых искажений, соответствующих $p = 8, 16, 32$ и 64 , изображены на рис. 3.

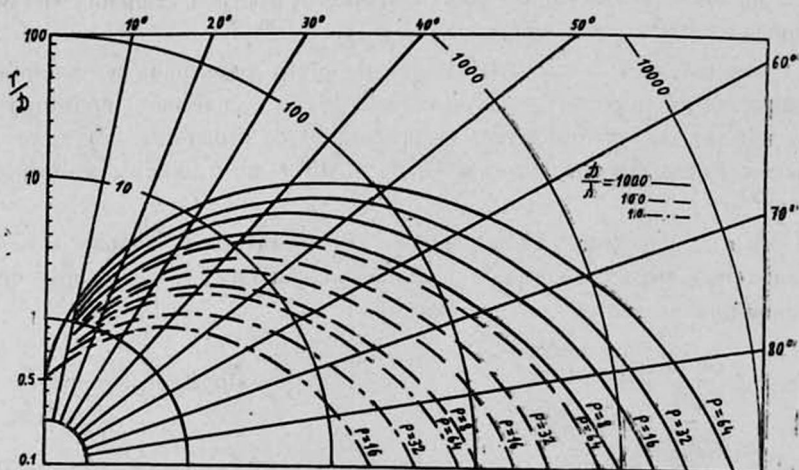


Рис. 3. О зонах электромагнитного поля излучающихся раскрывов.

Полученные результаты позволяют определить разумно необходимую степень учитываемых фазовых искажений для конкретных задач (в том числе при исследовании задач фокусирования излучающих систем на конечном расстоянии), а в экспериментальных исследованиях позволяют учесть степень фазовых искажений в той области пространства, где проводятся измерения параметров излучающих систем.

1. Справочник по радиолокации. Пер. с англ. под ред. Дудника П. И. Том 2. Изд. Советское радио. М., 1977.
2. Сканирующие антенные системы СВЧ. Пер. с англ. под ред. Маркова Г. Т., Чаплина А. Ф. Том 1. Изд. Советское радио. М. 1966.
3. Фрадин А. Э. Антенны сверхвысоких частот. Изд. Советское радио. М. 1957.
4. Вольперт А. Р. Антенны. Изд. Связь. Вып. 6, 79 (1969).
5. Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне. Отв. ред. Бахрах Л. Д. Изд. Наука. Л. 1985.

Таблица

$\frac{D}{\lambda}$ \ номер зон (n)	2	3	4	$\sum_{n=5}^{\infty} n$
1000	99,75	0,16	0,03	0,06
100	98,85	0,6	0,14	0,41
10	94,5	2,05	0,5	2,95

ՀԱՌԱԳԱՅԹՈՂ ԲԱՅՎԱԾՔՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ՋՈՆԱՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Գ. Գ. ՏՐԻԲՈՒՆՅԱՆ

Հետազոտված են տարածության ցանկացած կետում ճառագայթող բացվածքների դաշտի և աստիճանի ֆազային աղավաղումները Կիրխոֆի դիֆրակցիոն տեսության սահմաններում։ Որոշված են ճառագայթող դաշտի ընդ զրոյի տարածական եզրերները կախված ճառագայթող բացվածքից մինչև դիտակետը եղած հեռավորությունից և ուղիվածությունից՝ ղանազան մաքսիմալ ֆազային աղավաղումների դեպքում։ Գտնված է ճառագայթող սիստեմների էլեկտրամագնիսական դաշտի ընդ զրոյի տարածական եզրերի սահմանը, երբ ֆազային աղավաղումները աստիճանը ձգտում է անսահմանության։ Գնահատված է ընդ զրոյի զբաղեցրած տարածության ծավալը։

ON THE REGIONS OF ELECTROMAGNETIC FIELD OF RADIATIVE APERTURES

G. G. TRIBUNYAN

Phase distortions of the n -th order are investigated at the determination of the field of radiative system at any point of space in the framework of Kirchhoff's theory of diffraction. Space boundaries of the n -th region of radiation field are determined in terms of the distance from the radiative aperture to the observation point and of the direction to the observation point at different maximum phase distortions. Positions of space boundaries of the n -th electromagnetic field region of the radiating systems are found when the phase distortion degree tends to infinity. The volume of space occupied by the n -th region is evaluated.

