

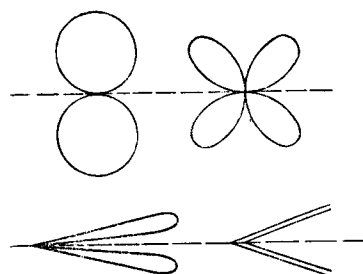
Академик С. И. ВАВИЛОВ

ПРИРОДА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ И ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

§ 1. В теории интерференции и различных ее приложениях молчаливо принимается, что различие излучателей в отношении интерференции определяется только спектром. Это верно лишь для ньютоновского случая интерференции, когда когерентные пучки получаются расщеплением первоначального пучка при отражении и преломлении. В случае интерференции Френеля, когда встречаются разные лучи, исходящие из одной и той же светящейся точки, распределение интенсивности в интерференционной картине и поляризация полос, вообще говоря, должны зависеть от природы элементарного излучателя, именно от распределения интенсивности его радиации по различным направлениям в пространстве. Распространенная идеализация изотропно светящейся точки ошибочна, так как ни один из случаев реальных элементарных излучателей ей не соответствует.

Виды излучения могут быть сведены к четырем следующим основным случаям: 1) дипольное излучение, 2) квадрупольное излучение, 3) тормозное излучение, 4) тормозное излучение электронов, движущихся в среде со скоростью больше фазовой скорости света (¹). Мы опускаем в этом перечне октополи и излучение еще более высоких порядков, как не имеющие практического значения. Элементарное излучение (с классической точки зрения) анизотропно во всех четырех случаях.

Для линейного диполя электрический вектор пропорционален $\sin \alpha$ (где α —угол между осью диполя и линией наблюдения), для линейного квадруполя пространственное распределение описывается $\sin 2\alpha$ (²), при тормозном излучении электронов со скоростями, значительно меньшими скорости света, электрический вектор, так же как и для диполя, пропорционален $\sin \alpha$, при скоростях, приближающихся к скорости света, амплитуда излучения пропорциональна $\frac{\sin \alpha}{1 - \beta \cos \alpha}$. Наконец при равномерном движении электрона в среде со скоростью, большей фазовой скорости света, излучение должно быть сосредоточенным в тонком коническом слое, причем образующая конуса составляет с направлением движения электрона угол θ , определяемый соотношением $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$ (n — показатель преломления среды). Плоские сечения диаграмм пространственного излучения даны



Фиг. 1.

для всех случаев на фиг. 1. Из этих диаграмм непосредственно ясно, что амплитуды двух когерентных лучей, исходящих под некоторым углом φ от элементарного излучателя, вообще говоря, различны, и видимость интерференционной картины будет зависеть от угла φ ; вместе с тем в случае квадрупольной фазы интерферирующих когерентных лучей будет также различной. Кроме того вследствие необходимости поворота когерентных лучей для интерференции при помощи зеркал или призм фазы горизонтальной и вертикальной компоненты встречающихся лучей будут относительно изменены⁽³⁾, и интерференция должна сопровождаться поляризационными явлениями, зависящими также от угла φ между интерферирующими лучами. Таким образом характер интерференционной картины и ее поляризация должны быть различными для различных излучателей, несмотря на то, что суммарное излучение изотропно и не поляризовано.

§ 2. Случай дипольного излучения был разобран нами⁽³⁾ с этой точки зрения несколько лет тому назад. Обозначим через I и i максимальную и минимальную яркость в поле интерференции; видимость интерференции или интерференционная способность v определяется выражением:

$$v = \frac{I - i}{I + i}. \quad (1)$$

Рассматривая источник света с размерами меньше длины волны (что необходимо для осуществления опыта Френеля при большом угле φ), состоящий из беспорядочно распределенных эллиптических диполей, мы показали, что независимо от эксцентриситета эллипсов

$$v = \frac{1 + \cos \varphi}{2} \quad (2)$$

(где φ —угол между интерферирующими лучами). Поле интерференции оказывается при этом поляризованным. Степень поляризации в максимуме ярких полос

$$P_{\max} = \frac{1 - \cos \varphi}{1 + \cos \varphi} \quad (3)$$

и в минимуме темных полос

$$P_{\min} = -1. \quad (3')$$

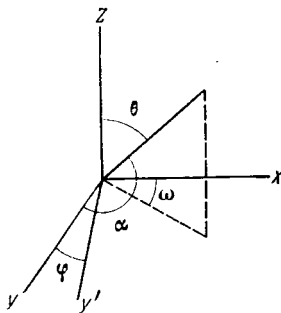
Вывод теории был подтвержден интерференционным опытом с лучами, составляющими угол, близкий к 180° . По формуле (2) в таком случае $v=0$, т. е. интерференция отсутствует, но световое поле должно быть слоисто-поляризованным [формулы (3) и (3')]. Действительно, при наблюдении через николь интерференционные полосы появляются. Таким образом прямым интерференционным опытом был доказан дипольный характер излучения.

§ 3. Рассмотрим источник света, состоящий из беспорядочно распределенных линейных квадруполь. Как уже указывалось, линейные квадруполь характеризуются тем, что электрический вектор излучения пропорционален $\sin 2\alpha$ (α —угол между осью квадруполь и линией наблюдения). Пусть некоторый квадруполь, направление оси которого характеризуется широтой θ и долготой ω , находится в начале прямолинейной системы координат (X, Y, Z) , ось Y пусть совпадает с направлением наблюдения (фиг. 2). Значение электрического вектора излучения для наблюдателя

$$E = \sin 2\alpha = 2\sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \omega} \cdot \sin \theta \sin \omega.$$

Вследствие поперечности световых колебаний этот вектор лежит в плоскости X, Z , его слагающие X и Z выразятся так:

$$X = 2 \sin^2 \theta \sin \omega \cos \omega; \quad Z = 2 \sin \theta \cos \theta \sin \omega. \quad (4)$$



Фиг. 2.

Возьмем другое направление линии наблюдения Y' , образующее с первоначальным углом φ (фиг. 2). Найдем соответственно

$$X' = 2 \sin^2 \theta \sin(\omega - \varphi) \cos(\omega - \varphi); \quad Z' = 2 \sin \theta \cos \theta \sin(\omega - \varphi). \quad (5)$$

Для видимости интерференции всей совокупности беспорядочно распределенных линейных квадрупольей найдем, интегрируя по сфере,

$$v = \frac{\int_0^{2\pi} d\omega \int_0^{\frac{\pi}{2}} [2(XX' + ZZ')] \sin \theta d\theta}{\int_0^{2\pi} d\omega \int_0^{\frac{\pi}{2}} [X^2 + X'^2 + Z^2 + Z'^2] \sin \theta d\theta}. \quad (6)$$

Выполняя интегрирование, находим

$$v = \frac{\cos 2\varphi + \cos \varphi}{2} = \frac{1 + \cos \varphi}{2} - \sin^2 \varphi \quad (7)$$

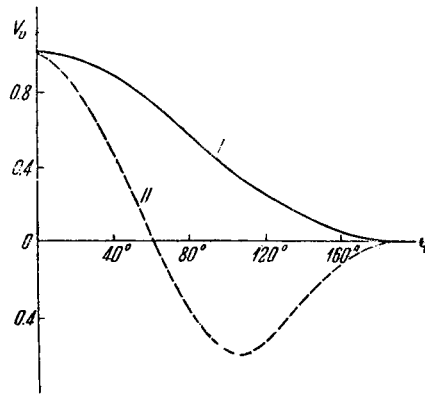
На фиг. 3 кривая *I* показывает ход видимости интерференционной картины для диполя по формуле (2), кривая *II* видимости интерференции для квадрупольей по формуле (7). Парадоксальный вид этой кривой качественно вполне объясняется диаграммой излучения линейного квадрупольей (фиг. 1), если принять во внимание фазу, меняющую знак в соседних потоках плоской диаграммы. Отрицательная видимость соответствует замене светлой полосы темной. Значения компонент X, X', Z, Z' позволяют вычислить степень поляризации в максимуме «светлой» полосы и в минимуме «темной» так же, как это сделано для диполя:

$$P_{\max} = \frac{\cos \varphi - \cos 2\varphi}{2 + \cos \varphi + \cos 2\varphi}, \quad (8)$$

$$P_{\min} = -\frac{\cos \varphi - \cos 2\varphi}{2 - \cos \varphi - \cos 2\varphi}. \quad (8')$$

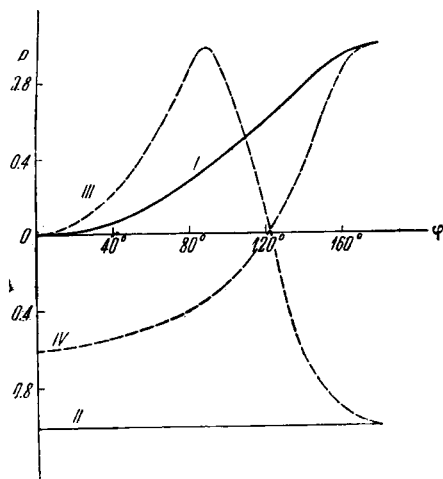
На фиг. 4 сплошные кривые *I* и *II* соответствуют P_{\max} и P_{\min} для диполя по формулам (3) и (3'), пунктирные кривые *III* и *IV* графически изображают формулы (8) и (8') для квадрупольей.

§ 4. В § 1 мы говорили уже, что тормозное излучение в случае медленных электронов соответствует случаю диполя и следовательно не может быть отличено по интерференционным явлениям от других видов дипольного излучения. Однако при скоростях электрона, приближающихся к скорости света, пространственное распределение излучения становится совершенно иным (фиг. 1), похожим на коническое излучение электрона, движущегося в среде со скоростью, большей фазовой скорости света. Последний случай особенно интересен, так как он доступен экспериментальному изучению. Строго направленное излучение такого типа можно было бы реализовать при пропускании через среду параллельного пучка электронов с одинаковыми скоростями. В действительных условиях опыта (особенно при возбуждении свечения лучами γ) имеются электроны разнообразных направлений и скоростей, и анизотропия излучения обнаруживается в менее резкой форме. Если источник радиоактивного излучения находится внутри среды, то направленности вообще не будет, излучение должно быть вполне изотропным и не поляризованным. Однако исследование его интерференционных свойств в этом случае должно позволить особенно резко обнаружить анизотропию элементарного излучателя.



Фиг. 3.

Рассмотрим объем с размерами меньше длины световой волны, свечение которого вызывается электронами, беспорядочно движущимися в нем с одинаковыми скоростями, большими фазовой скорости света. Вследствие односторонности элементарного излучения и сосредоточенности его в пределах тонкого конического слоя очевидно, что не может существо-



Фиг. 4.

вать когерентных между собой лучей, составляющих угол больше 2θ (где θ определяется формулой $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$) т. е. несомненно, что при $\varphi > 2\theta$ интерференция полностью должна отсутствовать. Если конический слой, в котором сосредоточено элементарное излучение, очень тонкий, то и при меньших углах интерференционная способность должна практически отсутствовать, и только при угле $\varphi = 2\theta$ может обнаружиться интерференция, чрезвычайно ослабляемая наличием некогерентных лучей от других электронов. При наличии электронов с разными скоростями явление будет осложняться, и слабая интерференция должна иметь место в большом угловом интервале. Таким образом свече-

ние, открытое П. А. Черенковым, должно обладать замечательным свойством ослабления интерференционной способности, если только конический слой элементарного излучения является очень тонким.

Рассмотренные случаи, практически исчерпывающие все виды излучателей, показывают, что исследование интерференционной способности является своеобразным методом, позволяющим различить по крайней мере три типа излучения. Метод экспериментально проверен для случая диполей⁽³⁾, повидимому возможно также исследование квадрупольного излучения; свечение, открытое П. А. Черенковым, в настоящее время с этой точки зрения изучается.

Примечание. После окончания настоящей статьи мы познакомились с работой Гальперна и Дорфмана⁽⁴⁾, появившейся в ноябре 1937 г. и разбирающей тот же вопрос. Авторам очевидно остались неизвестными наши работы 1932 г.⁽³⁾, анализирующие дипольное излучение с теоретической и экспериментальной стороны. За исключением рассмотрения случая квадрупольного и октопольного излучения работа Гальперна и Дорфмана повторяет теоретическую часть указанной нашей статьи. Выводы настоящей статьи относительно квадрупольного излучения частично совпадают с выводами Гальперна и Дорфмана, но получены другим способом. Вопросы тормозного излучения у Гальперна и Дорфмана не разбираются.

Государственный оптический институт.
Ленинград.

Поступило
8 XII 1937.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ П. А. Черенков, ДАН, VIII, 451 (1934); XII (3), 413 (1936); XIV, 102 (1937); XIV, 105 (1937); Phys. Rev., 52, 378 (1937); С. И. Вавилов, ДАН, VIII, 455 (1934); И. М. Франк и И. Е. Тамм, ДАН, XIV, 109 (1937). ² A. Rabinowicz u. J. Blaton, Erg. der exakten Naturwissenschaften, 11 (1932). ³ S. I. Wawilow u. E. M. Brumberg, Phys. ZS. d. Sov. Union, 3, 103 (1932); С. И. Вавилов, ИМЕН, 1451 (1932). ⁴ О. Н. Halpern a. F. W. Dorfmann, Phys. Rev; 52, 937 (1937).