

УДК 535.421

<https://doi.org/10.33619/2414-2948/41/01>

## СМЕЩЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЫ ПРИ ДВИЖЕНИИ СРЕДЫ

©Глущенко А. Г., ORCID: 0000-0001-6293-3381, SPIN-код: 1779-6815,  
д-р физ.-мат. наук, Поволжский государственный университет телекоммуникаций и  
информатики, г. Самара, Россия, gag646@yandex.ru

©Глущенко Е. П., SPIN-код: 1779-6815, канд. физ.-мат. наук,  
Поволжский государственный университет  
телекоммуникаций и информатики, г. Самара, Россия

## THE DISPLACEMENT OF THE DIFFRACTION PATTERN IN THE MOTION OF THE MEDIUM

©Glushchenko A., ORCID: 0000-0001-6293-3381, SPIN-code: 1779-6815,  
Dr. habil., Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics,  
Samara, Russia, gag646@yandex.ru

©Glushchenko E., SPIN-code: 1779-6815, Ph.D.,  
Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics,  
Samara, Russia

*Аннотация.* Дифракция волн различной физической природы является одним из наиболее важных и изучаемых явлений природы в связи с ее разносторонним использованием в устройствах и измерительной технике. Влияние движения сред на дифракционную картину привлекало внимание исследователей в связи с разработкой теории электродинамики движущихся сред и продолжает привлекать внимание в связи с рядом нерешенных проблем физики. В настоящей работе рассмотрена модель дифракции волн на щели и решетке, расположенных на подвижной подложке (среде). Получены аналитические соотношения для расчета распределения интенсивности дифракционной картины. Установлено существенное влияние движения среды на дифракционную картину. Положение максимума нулевого порядка не зависит от движения среды, с одной стороны от него расстояние между дифракционными максимумами уменьшается, с другой стороны растет, вплоть до их исчезновения. Установлены условия, при которых движение среды приводит к несимметричному возникновению дифракционного распределения интенсивности, которого нет в неподвижной среде. Получены обобщенные условия формирования и подавления дифракционных минимумов движением среды. Показано влияние направления скорости движения среды на интенсивность дифракционной картины.

*Abstract.* Diffraction of waves of different physical nature is one of the most important and studied phenomena of nature in connection with its versatile use in devices and measuring techniques. The influence of media motion on the diffraction pattern attracted the attention of researchers in connection with the development of the theory of electrodynamics of moving media and continues to attract attention in connection with a number of unsolved problems of physics. In this paper we consider a model of the diffraction of waves on the slit and lattice, located on a movable substrate (medium). Analytical relations for the calculation of the diffraction pattern intensity distribution are obtained. The significant influence of the medium motion on the diffraction pattern is established. The position of the zero-order maximum does not depend on

the motion of the medium, on the one hand, the distance between the diffraction maxima decreases, on the other hand increases, until they disappear. The conditions under which the motion of the medium leads to an asymmetrical appearance of the diffraction intensity distribution, which is not observed in a stationary medium, are established. Generalized conditions of diffraction minima are obtained taking into account the motion of the medium. Shows the effect of the direction of the velocity of motion of the medium on the intensity of the diffraction pattern.

*Ключевые слова:* дифракция, движение среды, смещение дифракционной картины.

*Keywords:* diffraction, medium motion, displacement of the diffraction pattern.

Дифракция волн разной физической природы является одним из наиболее важных физических явлений, проявляется в волновых процессах в неоднородных структурах, играет определяющую роль в формировании волновых полей [1–3]. Эффект дифракции широко применяется в различных приборах и в измерительной технике [4–5]. Дифракция волн исследована для большого числа структур, представляющих интерес для практики и в математическом моделировании структур [1–3, 6–7]. Интерес к дифракции связан с возможностью использования этого физического явления в формировании требуемых для различных целей конфигураций физических полей, для исследования внутренней структуры сред, внутренней структуры материалов и конструкций путем исследования дифрагированных полей [8–14]. Вместе с тем, основная часть исследований связана с изучением статических конфигураций. Влияние движения сред на дифракционную картину рассматривалось уже давно в [11] для частных случаев поперечной и продольной ориентации плоскости дифракционной решетки по отношению к скорости движения среды для расчета скорости движения среды по отношению к измерительной установке. Полученные результаты вследствие малости эффекта вызвали продолжительные дискуссии и попытки повторных измерений. Эта проблема продолжает привлекать внимание и в настоящее время в связи с новыми ранее не реализованными возможностями подвижных структур. В настоящей работе рассматривается влияние подвижности сред на дифракционное поле на модели дифракции волн на щели в непрозрачном экране и на плоской периодической решетке, расположенных над движущейся средой. Получены аналитические соотношения для расчета распределения интенсивности поля дифракции на щели и на решетке с учетом движения среды, которые показывают сдвиг и деформацию дифракционной картины при изменении скорости движения среды в широких пределах, вплоть до качественного изменения характера дифракционной картины.

#### *Основные результаты и обсуждение*

Пусть на длинную щель, расположенную над подвижной средой, падает плоская волна (Рисунок 1). Волновая поверхность падающей волны, плоскость щели и экран параллельны друг другу. В области между щелью и экраном движется среда со скоростью  $u$ , скорость волн в неподвижной среде  $c$ . Считаем щель бесконечной, в этом случае картина распределения поля, наблюдаемая в любой плоскости  $xOy$ , перпендикулярной к щели, будет одинакова. Полученные результаты являются общими для волн любой физической природы. Для определенности без потери общности будем рассматривать дифракцию Фраунгофера для электромагнитных волн. Для расчета поля дифракции используем метод Гюйгенса–Френеля. Разобьем открытую часть волновой поверхности ( $y = 0, -a \leq x \leq a$ ) на параллельные краям щели элементарные зоны излучения ширины  $dx$ . Рассматриваются вторичные волны,

посылаемые всеми зонами излучения  $dx$  в направлении, определяемом углом  $\varphi$  ( $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ ). Пусть каждая элементарная зона волновой поверхности  $dx$  создаст в направлении угла  $\varphi$  колебание  $dE$ , амплитуда которого пропорциональна ширине зоны  $dx$ :  $dE = Cdx$ , где  $C$  – константа, коэффициент пропорциональности, не зависящий от угла  $\varphi$ , под которым рассматривается дифракционная картина. Результирующая амплитуда колебаний, создаваемая всеми зонами, ищется интегрированием  $dE$  по всей ширине щели:

$$E_0 = \int_{-a}^a dE = \int_{-a}^a Cdx = 2Ca. \text{ Отсюда } C = \frac{E_0}{2a} \text{ и, следовательно: } dE = \frac{E_0}{2a} dx.$$

Для определения фазовых соотношений между колебаниями  $dE$ , создаваемых различными элементами зон излучения  $dx$  рассмотрим фазы колебаний, создаваемых в направлении угла  $\varphi$  двумя элементарными зонами: одной — зоной излучения (край щели) с координатой  $x = -a$  и второй — зоной излучения в произвольной точке  $x$  (Рисунок 1). Тогда общее поле ищется как суммарное поле, создаваемое всеми зонами:

$$E_\varphi = \int dE_\varphi = \int_{-a}^a \frac{E_0}{2a} \exp[i(\omega t - \Delta\Phi(x))] dx = \frac{E_0}{2a} \int_{-a}^a \exp[i(\omega t - k\Delta)] dx,$$

где  $\Delta\Phi(x) = k_\varphi \Delta = k_\varphi(a+x)\sin\varphi$  — отставание по фазе колебаний, создаваемых зоной с координатой  $x$  от колебаний, создаваемых зоной с координатой  $x = -a$ ,  $k_\varphi$  — волновое число в направлении угла дифракции (область 2),  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число в первой области в неподвижной среде,  $\lambda$  — длина волны. Движение среды приводит к изменению скорости распространения волн и волнового числа по отношению к неподвижной системе. Направление движения среды определяет ось анизотропии для результирующего вектора скорости волн и их волнового числа. Рассмотрим важный для практики случай движения среды параллельно плоскости экрана (Рисунок 1,  $\alpha = 0$ ). Скорость волн и волновое число в направлении угла дифракции  $\varphi$  определяются соотношениями:

$$v = c + u \sin\varphi, \quad k_\varphi = \frac{k}{1 + \frac{u}{c} \sin\varphi}$$

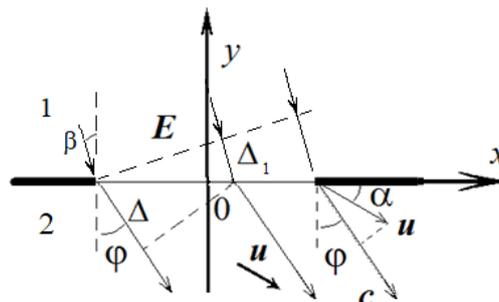


Рисунок 1. Дифракция поля в движущейся ( $u \neq 0$ ) среде.

Тогда в случае однородного распределения напряженности поля волновой поверхности в щели в направлении угла  $\varphi$  поле определяется соотношением:

$$E_{\varphi} = \frac{E_0}{2a} \int_{-a}^a \exp[i(\omega t - k_{\varphi}(a+x)\sin\varphi)] dx =$$

$$= E_0 \exp[i(\omega t - k_{\varphi}a \sin\varphi)] \cdot \frac{\sin(k_{\varphi}a \sin\varphi)}{k_{\varphi}a \sin\varphi}$$

Напряженность дифракционного поля при движении среды (при  $\alpha=0$ )

$$E_{\varphi} = E_0 \exp \left[ i \left( \omega t - \frac{ka \sin\varphi}{1 + \frac{u}{c} \sin\varphi} \right) \right] \cdot \frac{\sin \left( \frac{ka \sin\varphi}{1 + \frac{u}{c} \sin\varphi} \right)}{\frac{ka \sin\varphi}{1 + \frac{u}{c} \sin\varphi}} \quad (1)$$

В частном случае  $u=0$ , результат совпадает с известным результатом [3].  
 Интенсивность поля равна:

$$I_{\varphi} = I_0 \left( \frac{\sin\beta}{\beta} \right)^2 \quad (2)$$

где  $\beta = k_{\varphi}a \sin\varphi$ . На Рисунке 2 показан график зависимости распределения интенсивности излучения (2) от параметра  $\Phi = \sin\varphi$  для различных значений относительной скорости движения среды  $u/c$  (кривые 3–4 с большим параметром скорости среды характерны для упругих волн). Из графика следует, что движение среды приводит к «сносу» дифракционной картины: к неравномерному сдвигу максимумов высших порядков, с увеличением индекса максимума сдвиг максимума растет в сторону движения среды. С другой стороны от центрального максимума наоборот, максимумы высокого порядка смещаются к максимуму нулевого порядка (сжатие интерференционной картины). Степень сжатия растет с увеличением скорости движения среды (Рисунок 2). Положение максимума нулевого порядка не зависит от скорости движения среды. Полученная дифракционная картина показывает принципиальную возможность использования эффекта смещения дифракционной картины для измерения скорости движения среды, в которой поддерживается волновой процесс, путем измерения сдвига дифракционных максимумов. При этом более информативным является использование дифракционных максимумов высокого порядка за счет большей зависимости их положения от скорости движения среды. Стабильность положения максимума нулевого порядка при движении среды целесообразно использовать в других задачах, например, для систем связи, поскольку его положение не зависит ни от длины волны, ни от подвижности сред.

Из условия

$$\frac{ka \sin\varphi}{1 + \frac{u}{c} \sin\varphi} = m\pi, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

после подстановки  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  имеем обобщенное условие дифракционных минимумов  $m$ -ого порядка:

$$\left(2a - \frac{u}{c}m\lambda\right) \sin \varphi = m\lambda \quad (3)$$

В отсутствие движения сред ( $u = 0$ ) (3) переходит в известное соотношение дифракционного минимума для одиночной щели:

$$2a \sin \varphi = m\lambda ,$$

где  $2a$  — ширина щели [2]. Таким образом, соотношение (3) показывает, что положение дифракционных минимумов зависит от скорости движения среды. Параметр  $\frac{u}{c}m\lambda$ , зависящий от относительной скорости среды, длины волны  $\lambda$  и порядкового номера  $m$ , определяет величину смещения углов дифракции, на которых наблюдаются дифракционные минимумы.

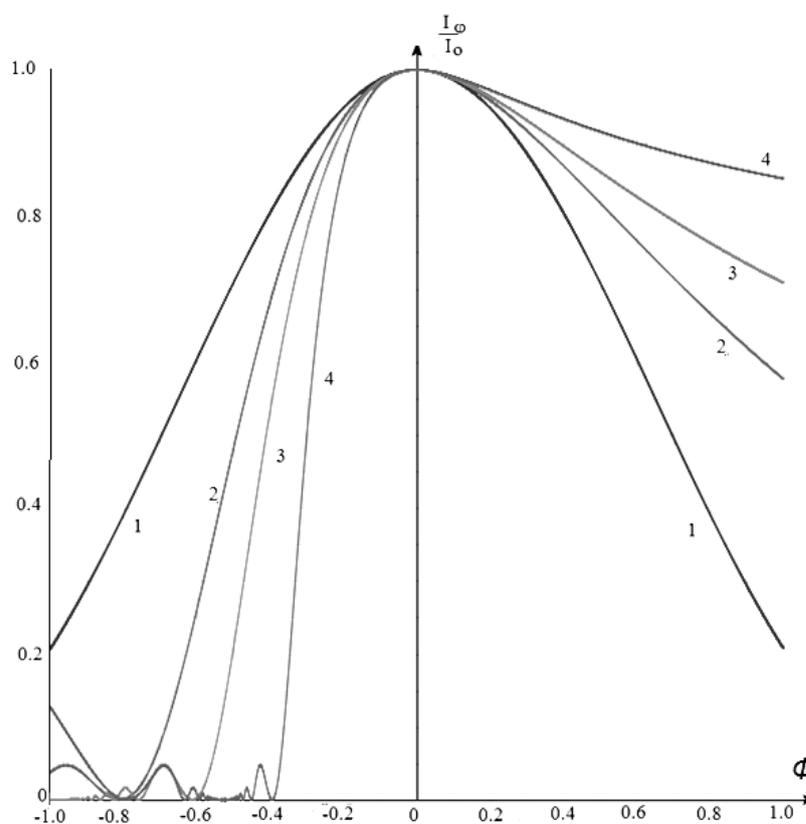


Рисунок 2. Распределение интенсивности излучения от параметра  $\Phi = \sin \varphi$  при различных значениях относительной скорости движения среды ( $ka = 2$ ,  $1 - \frac{u}{c} = 0$ ,  $2 - \frac{u}{c} = 0,6$ ,  $3 - \frac{u}{c} = 1$ ,  $4 - \frac{u}{c} = 1,9$ ).

На Рисунке 3 показана зависимость углов дифракционных минимумов 1–3 порядка от скорости движения среды. Из графика следует, что положение минимумов высших порядков более чувствительно к движению среды.

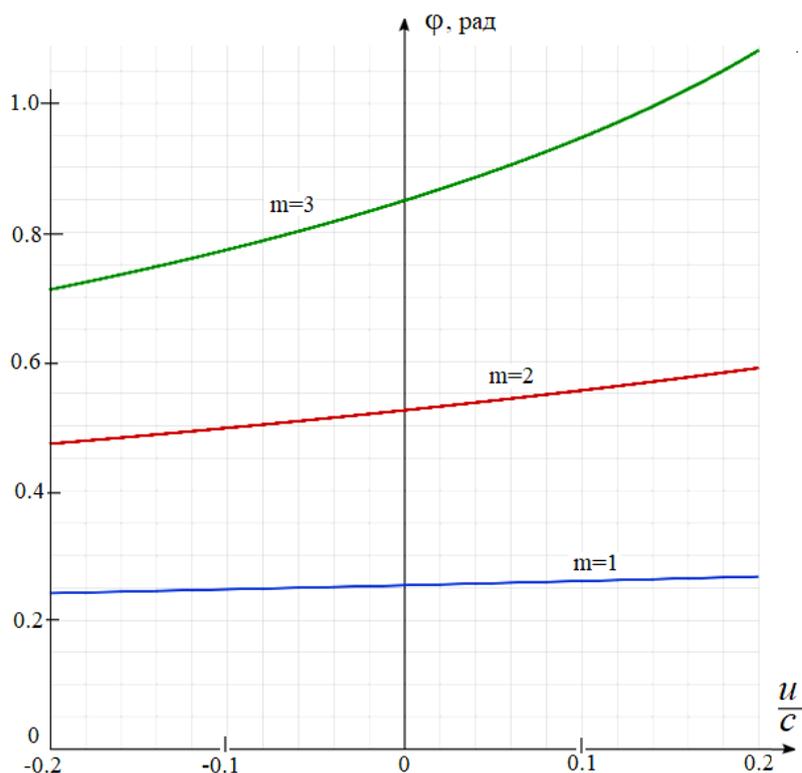


Рисунок 3. Зависимость углов дифракционных минимумов 1, 2, 3 порядков от скорости движения среды ( $2a/\lambda = 4$ ).

Для формирования дифракционной картины (образования максимумов и минимумов) необходимо обеспечить определенные условия для отношения ширины щели и длины волны. Так как  $\sin \phi \leq 1$ , необходимым условием наблюдения дифракционных минимумов  $m$ -ого порядка после прохождения волны через щель является выполнение соотношения:

$$\lambda < \lambda_{cr0} = \frac{2a}{m} .$$

Таким образом, волны с длиной волны большей  $\lambda > \lambda_{cr}$  (критической длины волны) в обычных условиях (неподвижной среды) не дают дифракционной картины. Ситуация меняется при движении среды. В этом случае условие образования дифракционной картины иначе:

$$\lambda < \lambda_{cr} = \frac{2a}{m \left( 1 + \frac{u}{c} \right)}$$

где  $u/c$  в зависимости от направления движения может принимать положительные и отрицательные значения. При  $u/c < 0$  критическое значение длины волны возрастает и условие наблюдения дифракционных минимумов выполняется для больших длин волн. Таким образом, движение среды приводит к возможности возникновения дифракционной картины с одной стороны от максимума нулевого порядка (возникновению дифракционных минимумов и максимумов). С другой стороны от максимума нулевого порядка, наоборот, критическая длина волны уменьшается, и дифракционная картина сглаживается (Рисунок 2).

Движение среды приводит к асимметрии дифракционной картины. При определенной скорости движения среды можно обеспечить условие, когда дифракция наблюдается на экране только в одной из половин области дифракции. В частности, критические длины волн для формирования дифракционной картины в правой и в левой сторонах экрана имеют вид:

$$\lambda_{cr+} < \frac{2a}{m \left(1 + \frac{u}{c}\right)} \quad \lambda_{cr-} < \frac{2a}{m \left(1 - \frac{u}{c}\right)}$$

Отсюда видно, что отношение критических длин волн

$$\frac{\lambda_{cr+}}{\lambda_{cr-}} = \frac{c-u}{c+u}$$

зависит от относительной скорости движения среды. При  $u = 0$  картина дифракции становится симметричной  $\lambda_{cr+} = \lambda_{cr-}$

При произвольном направлении скорости  $u$  (Рисунок 1) дифракционное поле определяется соотношением:

$$E_{\varphi} = E_0 \exp \left[ i \left( \omega t - \frac{ka \sin \varphi}{1 + \frac{u}{c} \sin(\alpha + \varphi)} \right) \right] \cdot \frac{\sin \left( \frac{ka \sin \varphi}{1 + \frac{u}{c} \sin(\alpha + \varphi)} \right)}{\frac{ka \sin \varphi}{1 + \frac{u}{c} \sin(\alpha + \varphi)}}$$

Зависимость интенсивности излучения от направления движения среды, характеризуемой углом  $\alpha$  (между плоскостью экрана и направлением вектора скорости среды) показана на Рисунке 4. При относительно малой скорости движения среды изменение направления движения среды в малой степени сказывается на интенсивности излучения (кривая 1). При высоких скоростях характер зависимости интенсивности излучения от направления скорости становится более сложным (кривые 2, 3).

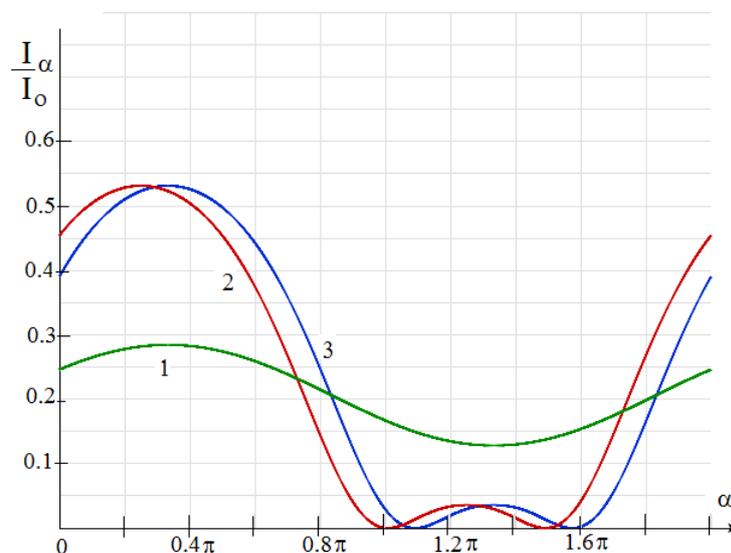


Рисунок 4. Влияние направления движения среды на интенсивность излучения ( $ka = 4$ , 1 —  $u/c = 0.1$ ,  $\varphi = \pi/6$ , 2 —  $u/c = 0.5$ ,  $\varphi = \pi/4$ , 3 —  $u/c = 0.5$ ,  $\varphi = \pi/6$ ).

Прохождение сигнала через совокупность щелей  $N$  при радиусе когерентности много больше длин волн, определяющих спектр сигнала, может быть описано соотношением для интенсивности колебаний в направлении угла  $\varphi$  в виде [2]:

$$\frac{I_{\varphi}}{I_0} = \left( \frac{\sin q}{q} \right)^2 \cdot \left( \frac{\sin N\gamma q}{\gamma q} \right)^2$$

$$q = k_{\varphi} a \sin \varphi, \gamma = d/2a.$$

Первый множитель описывает распределение интенсивности, формируемой излучением отдельного отверстия шириной  $2a$ , второй — совокупностью когерентных излучателей, расположенных в плоскости экрана с периодом  $d$ . На Рисунке 5 показано влияние движения среды на распределение интенсивности излучения в зависимости от угла дифракции (заложенном в параметре  $\Phi = \sin \varphi$ ) для решетки с числом щелей  $N = 8$ . Из рисунка видно, что движение среды приводит как и для одиночной щели к сдвигу положения дифракционных максимумов, формируемых решеткой. При этом максимум нулевого порядка не меняет своего положения, максимум первого порядка сдвигается при выбранном соотношении параметров незначительно, а максимум второго порядка сдвигается уже на столько, что оказывается на месте дифракционного минимума третьего порядка для неподвижной среды. Величина изменения дифракционной картины от скорости движения среды растёт с увеличением числа периодов решетки  $N$ .

Рассмотрим еще один способ смещения дифракционной картины, формируемой решеткой — при наклонном падении излучения на щель (решетку). Волновая поверхность падающего излучения не совпадает с плоскостью щели (решетки) (Рисунок 1).

В этом случае отставание по фазе колебаний, создаваемых зоной с координатой  $x$  от колебаний, создаваемых зоной с координатой  $x = -a$ , определяется соотношением:

$$\Delta\Phi(x) = k_{\varphi} \Delta - k\Delta_1 = k_{\varphi}(a+x)\sin\varphi - k(a+x)\sin\beta$$

Тогда в случае однородного распределения напряженности поля волновой поверхности в щели в направлении угла  $\varphi$  поле определяется соотношением:

$$E_{\varphi} = E_0 \exp[i(\omega t - k_{\varphi} a \sin \varphi + k a \sin \beta)] \cdot \frac{\sin(k_{\varphi} a \sin \varphi - k a \sin \beta)}{k_{\varphi} a \sin \varphi - k a \sin \beta}$$

Наклон волновой поверхности падающего излучения приводит к равномерному смещению дифракционной картины в зависимости от направления скорости движения среды вправо или влево (Рисунок 6).

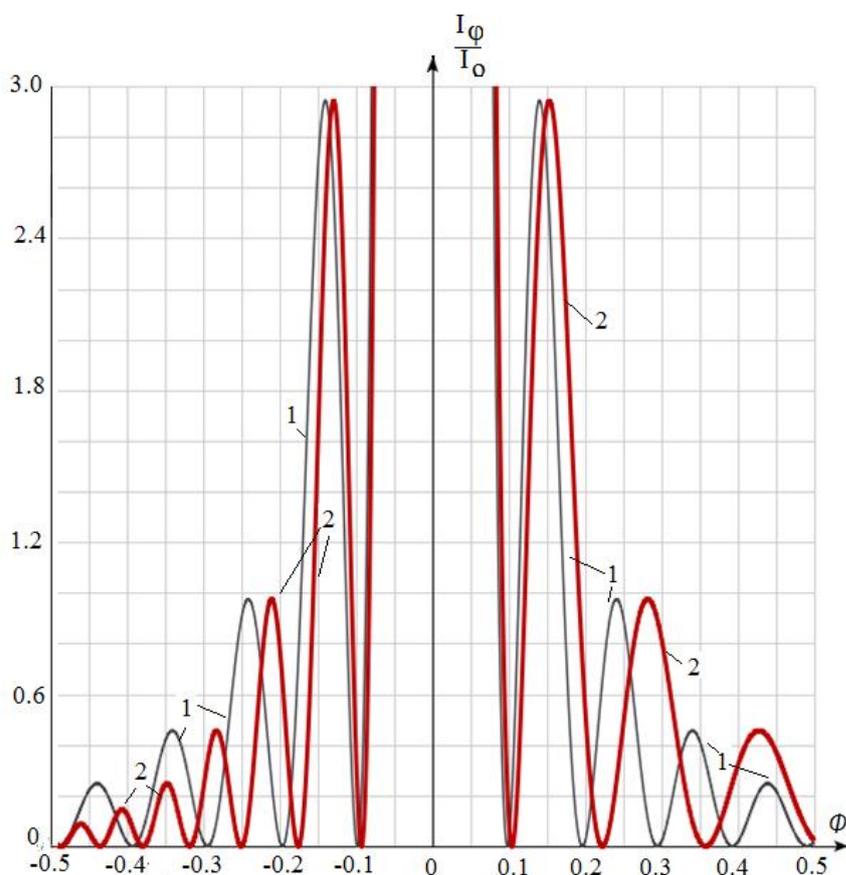


Рисунок 5. Распределение интенсивности излучения от параметра  $\Phi$  при различных значениях скорости движения среды ( $ka=2$ , 1 —  $u/c=0$ , 2 —  $u/c=0,6$ ,  $\gamma=d/2a$ ,  $N=8$ )

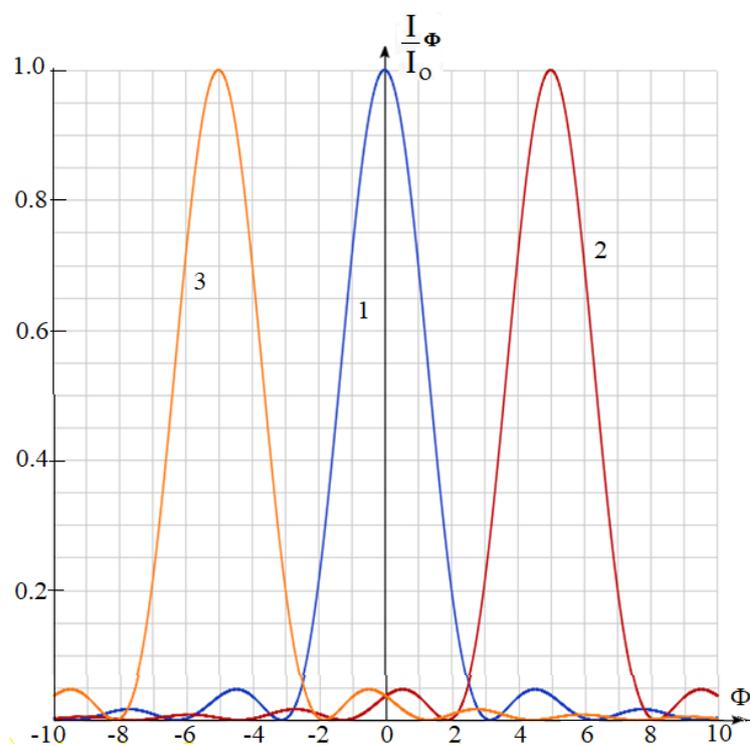


Рисунок 6. Сдвиг дифракционной картины при изменении угла падения излучения ( $ka=10$ , 1 —  $\beta=\pi/6$ , 2 —  $\beta=-\pi/6$ ).

Условие дифракционных минимумов принимает вид:

$$\frac{ka \sin \varphi}{1 + \frac{u}{c} \sin \varphi} - ka \sin \beta = m\pi, \quad m = 1, 2, 3 \dots$$

Отсюда следует, что углы дифракционных минимумов определяются соотношением:

$$\varphi_m = \arcsin \frac{\sin \beta + m \frac{\lambda}{2a}}{1 - \frac{u}{c} \left( \sin \beta + m \frac{\lambda}{2a} \right)}$$

и зависят от угла падения, скорости среды, отношения длины волны излучения к ширине щели, индекса минимума. Расположение минимумов несимметрично относительно центра дифракционной картины при движении среды. При «нормальном» падении ( $\beta=0$ )

$$\varphi_m = \arcsin \frac{m \frac{\lambda}{2a}}{1 - \frac{u}{c} m \frac{\lambda}{2a}}$$

с ростом скорости среды наблюдается смещение дифракционных минимумов (Рисунок 7).

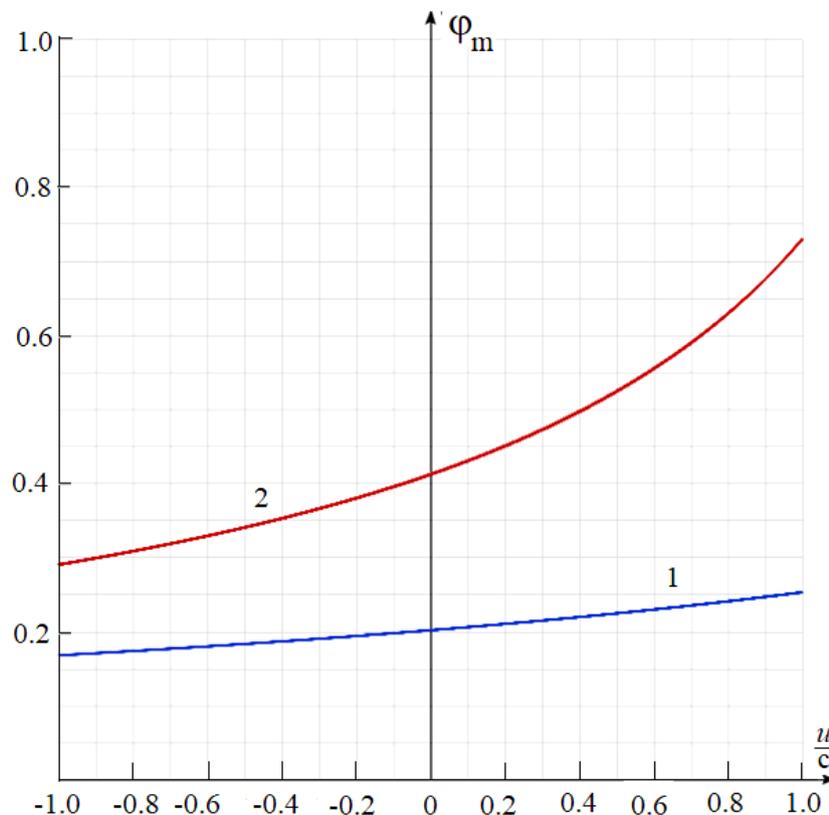


Рисунок 7. Зависимость углов дифракционных минимумов от скорости движения среды ( $ka=0,2$ , 1 —  $m=1$ , 2 —  $m=2$ ).

При неподвижной среде ( $u=0$ ) имеем условие минимумов в виде:

$$\varphi_m = \arcsin\left(\sin\beta + m\frac{\lambda}{2a}\right),$$

которое показывает сдвиг дифракционной картины при изменении угла падения излучения на плоскость щели. Таким образом, сдвиг дифракционной картины происходит как за счет движения среды («увлечение средой»), так и при изменении угла падения излучения на поверхность экрана со щелью (решеткой). В ограниченных диапазонах углов или длин волн можно добиться компенсации этих процессов, что может использоваться на практике.

#### *Заключение*

Получены аналитические соотношения позволяющие рассчитать изменение распределения интенсивности поля дифракции при движении среды. Это изменение сводится к смещению дифракционной картины в сторону движения среды вплоть до ее исчезновения с одной из сторон и сжатия с другой. Получены аналитические соотношения для расчета распределения поля при дифракции на щели и плоской дифракционной решетке, расположенных на подвижной среде. Показано, что движение среды может формировать или подавлять дифракционную картину, что может быть использовано в измерительной технике.

#### *Список литературы:*

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
2. Савельев И. В. Курс физики. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. СПб.: Лань, 2008. 480 с.
3. Кондратьев И. Г., Малюжинец Г. Д. Дифракция волн // Физическая энциклопедия. М., 1988-1999.
4. Глущенко А. Г., Глущенко Е. П. Влияние движения среды на интерференционную картину, формируемую двумя когерентными источниками // Научный вестник. 2015. №3 (5). С. 108-112. DOI: 10.17117/nv.2015.03.108.
5. Андриянчик А. А., Апанасевич А. П., Афанасенко В. П., Барышевский В. Г., Бесман Д. А., Зуевский Р. Ф., Каминский А. Н., Лившиц М. Г., Ярмолкевич В. А. Дифракция электромагнитных волн на объемной дифракционной решетке // Письма в Журнал технической физики. 1992. Т. 18. №17. С. 13.
6. Васильев Ю. В., Козарь А. В., Матюнин А. В. Вторичная дифракция излучения дифрагированного гауссова пучка // Письма в журнал технической физики. 2011. №20. С. 60.
7. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428 с.
8. Каули Дж. Физика дифракции. М.: Мир, 1979.
9. Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. М.: Мир, 1989. 664 с.
10. Шварц А., Кумар М., Адамс Б., Филд Д. Метод дифракции отраженных электронов в материаловедении. М.: 2014. 560 с.
11. Michelson A. A., Morley E. W. On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether // The American Journal of Science. III series. 1887. V. 34. №203. P. 333-345. DOI: 10.2475/ajs.s3-34.203.333.
12. Ufimtsev P. Y. Fundamentals of the physical theory of diffraction. New Jersey: John-Wiley & Sons. Inc. Hoboken, 2007.
13. Nefyodov E. I., Smolskiy S. Electromagnetic Fields and Waves. Springer, 2019. DOI: 10.1007/978-3-319-90847-2.

*References:*

1. Born, M., & Wolf, E. (1973). Principles of Optics. Moscow, Nauka, 720. (in Russian).
2. Savelyev, I. V. (2008). Physics (2). Electricity and Magnetism. Waves. Optics. St. Petersburg, 480. (in Russian).
3. Kondratieva, G., & Maluzhinets, D. (1988-1999). Wave Diffraction. Physical encyclopedia. Moscow. (in Russian).
4. Glushchenko, A. G., & Glushchenko, E. P. (2015). Influence of the medium motion on the interference car-tin formed by two coherent sources. *Nauchnyi Vestnik*, 3(5), 108-112. doi:10.17117/nv.2015.03.108. (in Russian).
5. Andriyanchik, A. A., Apanasevich, A. P., Afanasenko, V. P., Baryshevskii, V. G., Besman, D. A., Zuevskii, R. F., Kaminskii, A. N., Livshits, M. G., & Yarmolkevich, V. A. (1992). Diffraction of electromagnetic waves on a bulk diffraction grating. *Pis'ma v Zhurnal tekhnicheskoi fiziki*, 18(17), 13. (in Russian).
6. Vasiliev, Y. V., Kozar, A. V., & Matyunin, V. A. (2011). Secondary diffraction radiation defrage-systems Gaussian Beam. *Pis'ma v Zhurnal tekhnicheskoi fiziki*, (20), 60. (in Russian).
7. Khenl, Kh., Maue, A., & Vestpfal, K. (1964). Theory of Diffraction. Moscow, Mir, 428. (in Russian).
8. Kauli, D. (1979). Diffraction Physics. Moscow, Mir. (in Russian).
9. Solimeno, S., Krozin'yani, B., Di Porto, P. (1989). Diffraction and waveguide propagation of optical radiation. Moscow, Mir, 664. (in Russian).
10. Shvarts, A., Kumar, M., Adams, B., & Fild, D. (2014). Method of diffraction of reflected electrons in materials science. 560. (in Russian).
11. Michelson, A. A., & Morley, E. W. (1887). On the relative motion of the Earth and the luminiferous ether. *American Journal of Science*, s3-34(203), 333-345. doi:10.2475/ajs.s3-34.203.333.
12. Ufimtsev, P. Y. (2007). Fundamentals of the physical theory of diffraction. John-Wiley&Sons. Inc. Hoboken, New Jersey.
13. Nefyodov, E. I., & Smolskiy, S. (2019). Electromagnetic Fields and Waves. Springer, doi:10.1007/978-3-319-90847-2.

*Работа поступила  
в редакцию 20.03.2019 г.*

*Принята к публикации  
25.03.2019 г.*

*Ссылка для цитирования:*

Глущенко А. Г., Глущенко Е. П. Смещение дифракционной картины при движении среды // Бюллетень науки и практики. 2019. Т. 5. №4. С. 12-23. <https://doi.org/10.33619/2414-2948/41/01>.

*Cite as (APA):*

Glushchenko, A., & Glushchenko, E. (2019). The Displacement of the Diffraction Pattern in the Motion of the Medium. *Bulletin of Science and Practice*, 5(4), 12-23. <https://doi.org/10.33619/2414-2948/41/01>. (in Russian).