

Рис. 1.

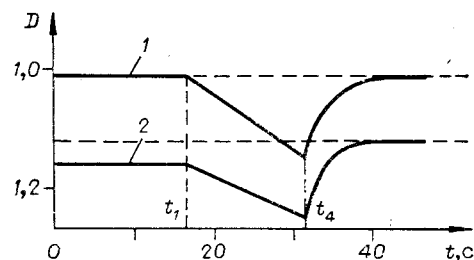


Рис. 2.

ний, запасенная в пленке, высвобождается в пределах малого температурного интервала.

При нагревании отожженных пленок ХСП на участке  $t_1 - t_2$  (см. рис. 1) возникающие механические напряжения приводят к упругим деформациям внутри пленок, так как при охлаждении до 80 К оптическая плотность возвращается в свое первоначальное значение (рис. 2, кривая 1). Нагревание пленок ХСП, предварительно засвеченных до насыщения при 80 К (фотопотемненные пленки), сопровождается изменением структуры, которое обусловлено термомеханическими напряжениями в пленке: наклон кривой 2 на рис. 2 на участке  $t_1 - t_4$  меньше, чем кривой 1. При охлаждении до 80 К происходит просветление пленок ХСП: оптическая плотность уменьшается. Об аналогичном влиянии внешнего давления на фотостимулированные процессы в пленке As — Se сообщено в работе [5].

Ранее приводились данные [3] о том, что при нагревании до комнатной температуры засвеченных до насыщения при 80 К пленок ХСП происходит их частичное просветление. Следует ожидать, что если теплофизические свойства пленок ХСП и подложек будут близки, то частичного стирания, обусловленного механическими напряжениями, не будет.

В той же работе [3] сообщалось о резком увеличении при комнатной температуре фоточувствительности процесса фотопросветления пленок ХСП, предварительно засвеченных до насыщения при более низких температурах. Одним из механизмов такого увеличения чувствительности может быть высвобождение энергии упругих механических напряжений, возникающих в системе «пленка ХСП — подложка» при нагревании.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Власов В. И., Кикинеши А. А., Семак Д. Г., Чепур Д. В. Температурная зависимость эффективности оптической записи и стирания на халькогенидном стекле AsSe.— УФЖ, 1977, т. 22, № 7.
2. Коломиец Б. Т., Любин В. М., Федоров В. А. Особенности эффекта фотопросветления в стеклообразных пленках системы As — S.— Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, с. 3.
3. Жданов В. Г., Малиновский В. К. Модель фотоструктурных изменений в пленках ХСП.— Новосибирск, 1979. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; № 106).
4. Жданов В. Г., Малиновский В. К., Соколов А. П. Фотоиндуцированные изменения структуры пленок ХСП.— Автометрия, 1981, № 5.
5. Kolobov A. V., Lyubin V. M., Taguyrdzhanov M. A. Effect of pressure on photoinduced changes in chalcogenide vitreous semiconductors.— Solid State Comm., 1982, vol. 41, p. 453.

Поступило в редакцию 13 июня 1983 г.

УДК 631.378.525.532.57

С. И. ДУКА, В. Г. ШУМИЛКИН

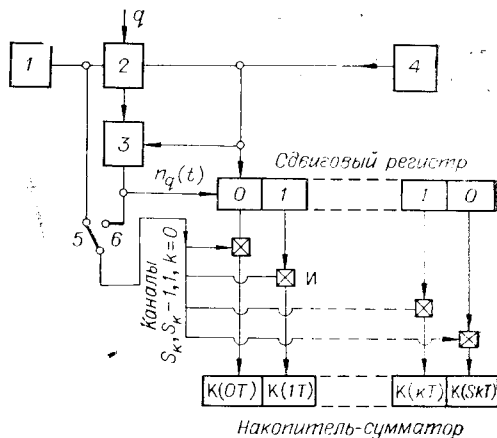
(Москва)

#### ПОГРЕШНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ЛАМИНАРНОГО ПОТОКА С ПОМОЩЬЮ ФОТОННОГО КОРРЕЛЯТОРА

Фотонный коррелятор (ФК) позволяет измерять параметры потока при малой интенсивности рассеянного света [1, 2]. В литературе практически отсутствуют данные о точности измерений по эмпирической корреляционной функции. Получение аналитического выражения для корреляционной функции и оценка по ней допле-

Рис. 1. Блок-схема цифрового автокоррелятора с ограничением сигнала:

1 — фотоприемник; 2 — счетчик-компаратор, 3 — детектор ИП (импульс превышения), 4 — генератор строб-импульсов, 5 — схема с одноканальной привязкой, 6 — схема с двухканальной привязкой.



ровского сдвига частоты  $\omega_d$  встречаются значительные математические трудности ввиду сложности статистической природы такого сигнала.

В настоящей работе описана математическая модель ФК, предназначенная для статистического моделирования на ЭВМ сигнала лазерного доплеровского измерителя скорости (ЛДИС) на выходах фотодетектора и фотонного коррелятора (в сумматоре ФК). По накапливаемой в сумматоре ФК корреляционной функции выполняется оценка  $\omega_d$  методом наименьших квадратов.

**Постановка задачи.** Рассмотрим ЛДИС с дифференциальной оптической схемой, работающий в одночастичном режиме (т. е. вероятность нахождения в измерительном объеме ЛДИСа более одной светорассеивающей частицы пренебрежимо мала). Исследуемый поток ламинарный, безградиентный. Фотоприемное устройство ЛДИСа идеальное, на его катоде осуществляется безынерционное преобразование светового потока, приходящего от частицы, в поток фотоэлектронов, а момент вылета отдельного фотоэлектрона регистрируется без ошибки.

Блок-схема фотонного коррелятора приведена на рис. 1. Выражение для корреляционной функции, накапливаемой в сумматоре ФК, описывается дискретной случайной функцией, которая для ФК с одноканальной привязкой имеет вид

$$K_1(kT) = \sum_{S=0}^{N-k-1} n_q(t_B + ST, t_B + (S+1)T) n(t_B + (S+k)T, t_B + (S+k+1)T), \quad (1a)$$

а для ФК с двухканальной привязкой —

$$K_2(kT) = \sum_{S=0}^{N-k-1} n_q(t_B + ST, t_B + (S+1)T) n_q(t_B + (S+k)T, t_B + (S+k+1)T), \quad (1b)$$

где  $n(t_B + (S+k)T, t_B + (S+k+1)T)$  — случайное число фотоэлектронов, вылетевших из фотокатода на интервале  $[t_B + (S+k)T, t_B + (S+k+1)T]$ ;  $N$  — полное число интервалов длительностью  $T$ , уложившихся в промежутке времени между моментами включения  $t_B$  и выключения коррелятора;  $kT$  — временной интервал между квантами длительностью  $T$  ( $k = 0, 1, 2, \dots, S_R - 1$ );  $S_R$  — число ячеек регистра сдвига и сумматора коррелятора. Величина  $n_q(t_B + St, t_B + (S+1)T)$  задается соотношением

$$n_q(t_B + ST, t_B + (S+1)T) = \begin{cases} 1, & \text{если } n(t_B + St, t_B + (S+1)T) \geq q; \\ 0, & \text{если } n(t_B + St, t_B + (S+1)T) < q \end{cases} \quad (2)$$

( $q$  — уровень привязки).

Выдача корреляционной функции на регистрацию осуществляется по заполнении старшего разряда первой ячейки сумматора.

При измерениях параметров газовых потоков с естественной запыленностью концентрация светорассеивающих частиц настолько низка, что интервалы времени между их появлениями в измерительном объеме намного больше, чем время пролета через него. При этом обеспечивается отсутствие корреляции между фотоэлектронами, принадлежащими разным частицам [3]. Это обстоятельство позволяет рассматривать вклад каждой частицы в формирование корреляционной функции независимо.

Пусть  $P(A_\alpha)$  — вероятность события, состоящего в том, что число вылетевших из фотокатода электронов  $n_\alpha \geq q$  на  $\alpha$ -м интервале длительностью  $T$ . Поскольку  $n_\alpha$  подчиняется распределению Пуассона, то

$$P(A_\alpha) = \sum_{r=q}^{\infty} \frac{\tilde{n}_\alpha^r}{r!} e^{-\tilde{n}_\alpha} = 1 - \sum_{r=0}^{q-1} \frac{\tilde{n}_\alpha^r}{r!} e^{-\tilde{n}_\alpha}, \quad (3)$$

где  $\tilde{n}_\alpha$  — среднее число фотоэлектронов на  $\alpha$ -м интервале. Для среднего числа фотоэлектронов на  $\alpha$ -м интервале нетрудно получить следующее выражение:

$$\tilde{n}_\alpha = A_0 T e^{-\frac{\omega_d^2 \alpha^2 T^2}{2c^2}} \left[ 1 + \frac{(\sin \omega_d T / 2) / \omega_d T}{2} \cos \omega_d \alpha T \right]. \quad (4)$$

Здесь  $A_0$  — константа;  $c = \pi N_\pi / \cos(\theta/2)$ ;  $N_\pi$  — число интерференционных полос в

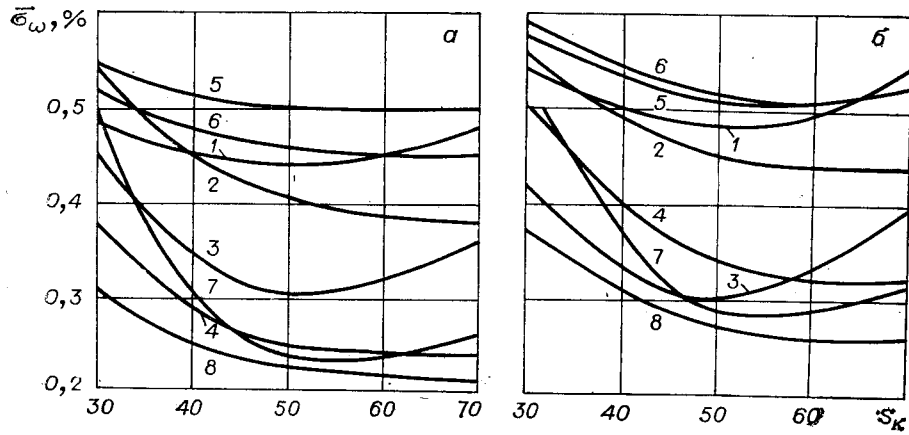


Рис. 2. Зависимость погрешности единичного измерения доплеровского сдвига частоты  $\omega_d$  от числа регистров сумматора-накопителя:

$a - q=2$ ,  $b - q=3$ ,  $P_r = 100$ ;  $1-4 - T\omega_d = 1$ ;  $5-8 - T\omega_d = 2$ ;  $1, 3, 5, 7 - \tilde{n}_e = 100$ ;  $2, 4, 6, 8 - \tilde{n}_e = 300$ ;  $1, 2, 5, 6 - c=35$ ;  $3, 4, 7, 8 - c=70$ .

измерительном объеме ЛДИСа с интенсивностью освещенности не менее  $e^{-1/2}$  от максимальной. Вероятность того, что именно на участке  $\alpha$  впервые число фотоэлектронов превысит уровень привязки  $q$ , выражается через  $P(A_\alpha)$  следующим образом:

$$P_\alpha = \prod_{i=-\infty}^{\alpha-1} \bar{P}(A_i) P(A_\alpha) = \prod_{i=-\infty}^{\alpha-1} [1 - P(A_i)] P(A_\alpha). \quad (5)$$

Выполнив осреднение уравнений (1) по  $P_\alpha$  и  $P(A_\alpha)$ , с учетом (3) и (5) получим в случае ФК с одноканальной привязкой математическое ожидание корреляционной функции (для регистров  $k \geq 1$ ):

$$\bar{K}_1(kT) = \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \sum_{S=0}^{\infty} P(A_{\alpha+S}) \tilde{n}_{\alpha+S+k} P_\alpha, \quad (6a)$$

а для ФК с двухканальной привязкой —

$$\bar{K}_2(kT) = \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \sum_{S=0}^{\infty} P(A_{\alpha+S}) P(A_{\alpha+S+k}) P_\alpha. \quad (6b)$$

Значения математического ожидания корреляционной функции при  $k=0$  вычисляются с учетом статистической зависимости перемножаемых чисел и описываются выражениями

$$\begin{aligned} \bar{K}_1(0T) &= \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \sum_{S=0}^{\infty} \left( \tilde{n}_{\alpha+S} - \sum_{r=0}^{q-1} r \frac{\tilde{n}_{\alpha+S}^r}{r!} e^{-\tilde{n}_{\alpha+S}} \right) P_\alpha, \\ \bar{K}_2(0T) &= \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \sum_{S=0}^{\infty} P(A_{\alpha+S}) P_\alpha. \end{aligned} \quad (7)$$

Численные оценки корреляционной функции по соотношениям (6) и (7) показали, что бесконечные пределы по параметрам  $\alpha$  и  $S$  могут быть заменены на  $\alpha_{\min} = -2c/\omega_d T$ ,  $\alpha_{\max} = 2c/\omega_d T$ ;  $S=0$ ;  $S_{\max} = \alpha_{\max} - k - \alpha$ .

Однако, несмотря на возможность ограничения пределов суммирования в соотношениях (6) и (7), необходимый объем вычислений остается достаточно большим и делает применение соотношений (6) и (7) неэффективным при использовании их в методе наименьших квадратов для оценки  $\omega_d$  по эмпирической  $K(kT)$ . В случае, когда привязка сигнала отсутствует, в работе [2] получено следующее выражение для математического ожидания корреляционной функции:

$$\bar{K}(kT) = \frac{\tilde{n}_e^2 \omega_d T}{2 \sqrt{\pi} c} e^{-\omega_d^2 k^2 T^2 / 4c^2} \left( 1 + \frac{1}{2} \cos \omega_d kT \right), \quad (8)$$

$\tilde{n}_e$  — среднее число фотоэлектронов от одной частицы.

Результаты параметрических расчетов показали, что оценка  $\omega_d$ , найденная методом наименьших квадратов как параметр соотношения (8), применяемого в качестве аппроксимирующего выражения математического ожидания (6), (7), отличается меньше чем на 0,5% от  $\omega_d$ , при котором методом наименьших квадратов (МНК) вычисляются  $\bar{K}_1(kT)$  и  $\bar{K}_2(kT)$ . Это и послужило основанием использовать (8) в качестве

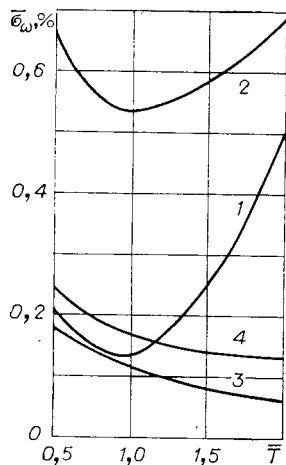


Рис. 3. Зависимость погрешности измерения доплеровского сдвига частоты от длительности интервала квантования  $T = T\omega_d$ :

$S_k = 50$ ;  $P_r = 100$ ;  $q = 2$ ;  
 1, 3 -  $\tilde{n}_e = 10$ ; 2, 4 -  $\tilde{n}_e = 30$ ;  
 1, 2 -  $c = 35$ ; 3, 4 -  $c = 70$ .

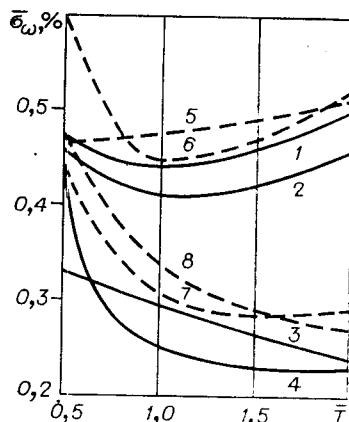


Рис. 4. Зависимость погрешности измерения доплеровского сдвига частоты от длительности интервала квантования  $T = T\omega_d$ :

$P_r = 100$ ;  $S_k = 50$ ;  $1-4 - q = 2$ ;  $5 - q = 3$ ;  
 1, 3, 5, 7 -  $\tilde{n}_e = 100$ ; 2, 4, 6, 8 -  $\tilde{n}_e = 300$ ;  
 1, 2, 5, 6 -  $c = 35$ ;  
 3, 4, 7, 8 -  $c = 70$ .

ве аппроксимирующей функции в МНК при исследовании на ЭВМ математической модели коррелятора.

2. Численное моделирование в рассматриваемой задаче сводится к следующей процедуре. Вычисляются  $m$  случайных моментов  $\tau_i$  ( $i = 1, 2, \dots, m$ ) вылета электронов из катода фотоприемника с помощью преобразования Смирнова [4]. При этом учитывается, что плотность вероятности вылета электрона пропорциональна интенсивности светового потока, падающего на фотоприемник. Для нахождения целочисленного случайного для каждой частицы числа фотоэлектронов  $m$ , распределенного по закону Пуассона с параметром  $\tilde{n}_e$ , применяется метод Кана [4]. По значениям  $\tau_i$  определяются  $n(t_b + (S+k)T)$ ,  $t_b + (S+k+1)T$  и  $n_q(t_b + (S+k)T)$ ,  $t_b + (S+k+1)T$  согласно (2) и  $K_{1,2}(kT)$  согласно (1). При нахождении оценки  $\omega_d$  методом наименьших квадратов по моделируемой  $K_{1,2}(kT)$  в качестве математического ожидания  $R(kT)$  служит зависимость (8).

Оценки математического ожидания  $\omega_d$  и ее дисперсии  $\sigma_{\omega}^2$  находятся соответственно как среднее выборочное и выборочная дисперсия, вычисляемые после  $M$ -кратного повторения процедуры моделирования.

3. Численные результаты были получены при значениях параметров системы ЛДИС, выбранных с учетом физической возможности их реализации. В частности, считалось, что ЛДИС предназначен для измерения скорости потока, эквивалентной доплеровскому сдвигу частоты  $\nu_d = 10^5 \div 10^7$  Гц, а интервал квантования по времени в корреляторе может быть равен  $T = 50$  нс  $\div$  50 мкс,  $N_{\pi} = 10-20$ ,  $P_r = 20-200$ ,  $\tilde{n}_e = 10-300$ ,  $M = 100$ .

На рис. 2 представлена относительная погрешность единичного измерения доплеровской частоты  $\sigma_{\omega} = \sigma_{\omega}/\omega_{cp}$  в зависимости от числа регистров накопителя-сумматора коррелятора  $S_k$ . Из приведенных данных следует, что из всех вариантов ФК с различными  $S_k$ ,  $T$ ,  $q$ , с незначительным (но однозначным) преимуществом по точности измерения  $\omega_d$  обладает ФК с числом регистров накопителя-сумматора  $S_k = 50$ . Увеличение порога привязки (в одноканальной схеме ФК) от  $q = 2$  до  $q = 3$  увеличивает погрешности измерения (при всех вариантах параметров  $c$ ,  $\tilde{n}_e$ ,  $S_k$ ) на 20-40%.

На рис. 3, 4 изображена зависимость погрешности измерения ФК  $\sigma_{\omega}$  от безразмерного интервала квантования  $T$ . Анализ результатов, представленных на рис. 3, 4, показывает, что во всех рассмотренных режимах работы фотонного коррелятора преимуществом по точности измерения  $\omega_d$  обладают режимы с временем квантования  $T = 1$  при  $c = 35$  и временем  $T = 2$  при  $c = 70$ .

Из численных расчетов следует, что характер зависимостей погрешности измерения ФК от его параметров является одинаковым для ФК как с одноканальной, так и с двухканальной привязкой. Однако ФК с двухканальной привязкой имеет на 20-30% большую погрешность измерения.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что ФК для аэродинамических измерений должен быть одноканальным с уровнем «привязки» сигнала  $q = 2$ , числом регистров накопителя-сумматора  $S_k = 50$ , переменной длительностью кванта времени (в зависимости от величины измеряемой скорости), причем опти-

мальная длительность квантования  $T = 1/\omega_d$  при  $c = 35$  и  $T = 2/\omega_d$  при  $c = 70$ .  
 Схема фотонного коррелятора, обладающая перечисленными выше параметрами,  
 обеспечивает погрешность единичного измерения скорости на уровне  $\sim 0,25-0,5\%$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов/Под ред. Г. З. Камминса и Е. Р. Пайка.— М.: Мир, 1978.
2. Дюррани Г., Грейтид К. Лазерные системы в гидродинамических измерениях.— М.: Энергия, 1980.
3. Гродзовский Г. Л. Анализ точности лазерного доплеровского измерителя скорости газового потока.— Труды ЦАГИ, 1976, вып. 1750.
4. Ермаков С. М. Метод Монте-Карло и смежные вопросы.— М.: Наука, 1971.

Поступило в редакцию 22 декабря 1980 г.;  
 окончательный вариант — 17 июля 1983 г.

УДК 53.082.5

С. В. ЗАЙЦЕВ, А. В. ЧЕКАН, А. О. ШИРКОВСКАЯ

(Москва)

### ВОЛНОВОДНО-ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛАВНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ТОЛЩИНЫ ТОНКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НЕВОЛНОВОДНЫХ СЛОЕВ

В устройствах планарной волноводной оптики наряду с волноводными слоями используются промежуточные слои с малыми показателями преломления. Практически у промежуточных слоев, кроме систем с защитными покрытиями, должны быть изменения параметров (обычно толщины) в плоскости волноводной системы. Такие промежуточные слои применялись в устройствах ввода и вывода излучения через промежуточные слои, в многослойных системах со связью планарных волноводов и в некоторых других устройствах. В нашей работе [1] был рассмотрен волноводно-интерференционный метод измерений плавных изменений толщины диэлектрических слоев, основанный на явлении интерференции рассеянных волноводных волн с разной поляризацией, распространяющихся в слое. Этот метод не может быть применен непосредственно для исследований неволноводных слоев, нанесенных на подложки с большими показателями преломления. Однако можно рассмотреть возможность таких измерений, если на исследуемый слой нанесена дополнительная волноводная пленка.

Рассмотрим волноводную систему, состоящую из исследуемого слоя толщиной  $h_3$  с показателем преломления  $n_3$  на подложке  $n_4$ , дополнительной волноводной пленки  $h_2$ ,  $n_2$  и верхней среды  $n_1$  при условии  $n_1 < n_3 < n_4 < n_2$ . Диэлектрический слой и пленка могут быть двулучепреломляющими с показателями преломления необыкновенных волн  $n_{2e}$ ,  $n_{3e}$ . В такой системе возможно распространение  $TE_m$ - и  $TM_m$ -волноводных волн с коэффициентами замедления фазовой скорости  $\gamma_m$  и  $\gamma_m^*$ , которые при  $\gamma_m$ ,  $\gamma_m^* > n_4$  связаны с параметрами системы дисперсионными уравнениями для  $TE$ -волн —

$$k_0 k_2 h_2 = \arctg(k_1/k_2) + \arctg[(k_3/k_2) \operatorname{th} \beta_3] + m\pi, \quad (1)$$

для  $TM$ -волн —

$$\frac{n_2}{n_{2e}} k_0 k_2^* h_2 = \arctg\left[\frac{n_2 n_{2e}}{n_1^2} \frac{k_1^*}{k_2^*}\right] + \arctg\left[\frac{n_2 n_{2e}}{n_3 n_{3e}} \frac{k_3^*}{k_2^*} \operatorname{th} \beta_3^*\right] + m\pi, \quad (2)$$

где

$$\beta_3 = k_0 k_3 h_3 + \operatorname{arth}(k_4/k_3), \quad \beta_3^* = \frac{n_3}{n_{3e}} k_0 k_3^* h_3 + \operatorname{arth}\left[\frac{n_3 n_{3e}}{n_4^2} \frac{k_4^*}{k_3^*}\right]; \quad k_i = \sqrt{\gamma_m^2 - n_i^2},$$

$$i=1, 3, 4; k_j^* = \sqrt{\gamma_m^{*2} - n_j^2}, \quad j=1, 4; \quad k_3^* = \sqrt{\gamma_m^{*2} - n_{3e}^2}; \quad k_2 = \sqrt{n_2^2 - \gamma_m^2};$$

$$k_2^* = \sqrt{n_{2e}^2 - \gamma_m^{*2}};$$

$k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $m = 0, 1, \dots$  — индекс волны.