

Новые результаты в теории когерентной рентгеновской оптики

Кон Виктор Германович

д. ф.-м. н., г. н. с. ОТКС, ОФТТРМ, КЯФК, НИЦ КИ

web site: <http://kohnvict.ucoz.ru/main.htm>

18.12.2018

**Synchrotron radiation, ESRF, APS, SPring-8, EXFEL,
Coherence, Phase contrast imaging, Compound refractive lens,
Microscopy, Micro-tomography, Microtubes in SiC,
Photonic crystals, Dentine, Diffractometry**

The Role of Lattice Vibrations in Dynamical Theory of X-rays

BY A. M. AFANAS'EV AND YU. KAGAN

Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow, USSR

(Received 18 July 1967)

A consistent dynamical theory of X-rays is developed which takes into account in explicit form the processes of Thomson scattering, photoelectric absorption, and Compton scattering as well as inelastic scattering of X-rays by phonons. Special attention is paid to analysis of the role played by lattice vibrations and by temperature. Owing to inelastic scattering by phonons, the temperature dependence of the coefficients of dynamical equations is not determined by Debye-Waller factors but has a more complicated behaviour. A detailed analysis is given of the influence of lattice vibrations on the effect of anomalous transmission.

1. Introduction

In recent papers by the present authors (Afanas'ev & Kagan, 1965; Kagan & Afanas'ev, 1965, 1966) a dynamical theory has been developed which describes the motion of γ -quanta and neutrons in a regular crystal when the interaction of the particles with individual nuclei has primarily resonance character. In those papers it turned out to be possible consistently to include the vibrations of nuclei in the dynamical theory. In this aspect a considerable simplification of the problem had been achieved under an assumption that the inelastic part of the scattering cross-section by an individual nucleus was large as compared with the elastic one – as is the case in most of the situations. A complete solution of the dynamical problem in a vibrating crystal, free from this assumption, has been given in a more recent paper (Afanas'ev & Kagan, 1967).

As has been noted in the papers quoted, all the aspects of the dynamical theory of X-rays, connected with vibrations of the atoms, are identical with those of the resonance problem if the width of the resonance

level is large compared with the characteristic energy of the phonons. This circumstance made it possible to give, in the last paper (Afanas'ev & Kagan, 1967), final results for the coefficients of the dynamical theory of X-rays.

Keeping in mind the great interest attached to this problem in the physics of X-rays, we give in the present paper a detailed analysis of the influence of lattice vibrations, and thus of temperature, on the dynamical theory of X-rays and particularly on the effect of anomalous transmission (Borrmann, 1941, 1950).

2. Derivation of general equations

To describe the electromagnetic field inside the crystal we use the usual set of Maxwell equations, as in the first paper mentioned (Afanas'ev & Kagan, 1965). Converting to space and time Fourier components, we get:

$$(k^2 - \omega^2/c^2)\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) - \mathbf{k}[\mathbf{k}\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)] = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega). \quad (2.1)$$

Взаимодействие рентгеновского излучения с веществом

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} N, \quad n = \varepsilon^{1/2} = 1 - \frac{\lambda^2 r_0}{2\pi} N, \quad r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$$

$\varepsilon(\omega)$ – диэлектрическая функция электронного газа,

ω_p – плазменная частота, e , m – заряд и масса электрона,

λ - длина волны, r_0 – классический радиус электрона,

N – плотность электронов в заданной точке пространства

Важно, что $n < 1$

В веществе фаза набирается медленнее, чем в вакууме

В общем случае $n = 1 - \delta + i\beta$ причем $\beta \ll \delta$

Поглощение есть всюду, даже в воздухе и для всех энергий. Главный механизм – фотоэффект, выбивание электронов. Дополнительно есть комптоновское неупругое рассеяние. Это квантовые эффекты. Есть проблемы с расчетом, до сих пор используют экспериментальные значения. Есть таблицы Хенке и других авторов. Вклад в δ вычисляется через дисперсионные соотношения. Есть онлайн программы Степанов, Кон. Своя программа нужна для автоматического учета δ и β в программах моделирования экспериментов.

Пример:

PMMA, $C_5H_8O_2$, $\lambda = 0.1$ нм $\Rightarrow \delta = 1.61 \times 10^{-6}$, $\beta = 1.10 \times 10^{-9}$

Клин с углом 45° отклоняет луч в поперечном направлении на расстояние 1.6 мкм при продольном расстоянии 1 м.

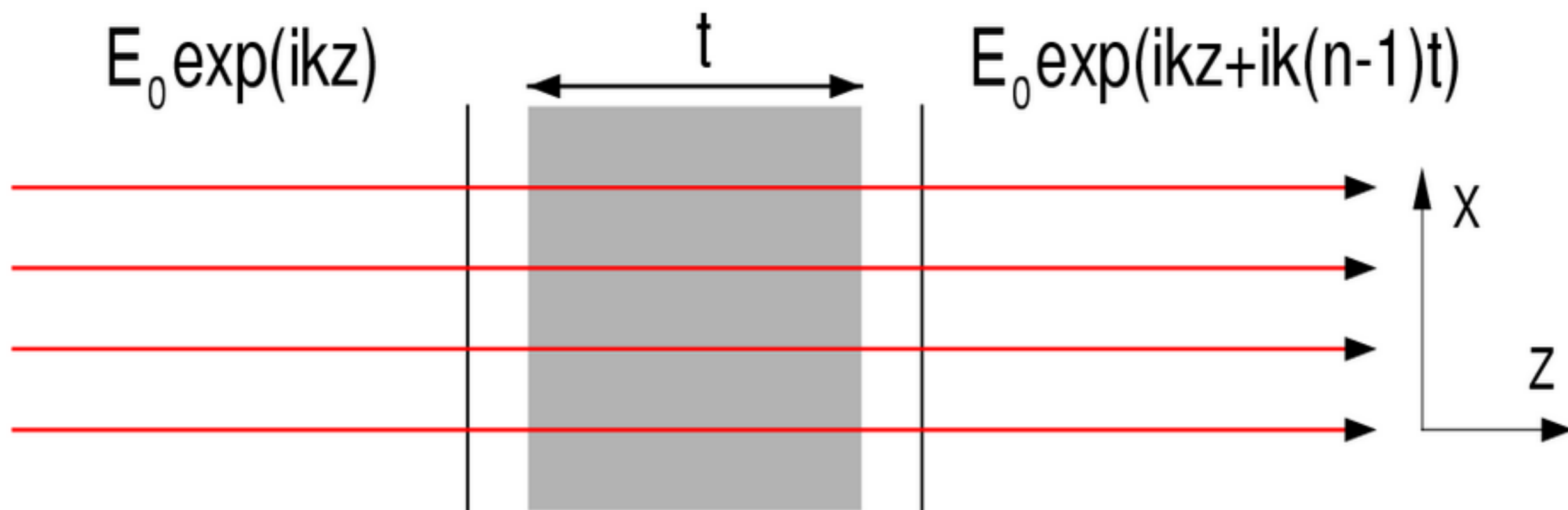
Преломляющей оптики не было
100 лет после открытия РЛ.

Что изменилось?

1. Кристаллы стали видеть
угловые отклонения
порядка **1 мкрад**
2. Появились новые источники
РЛ в виде Синхротронного
Излучения 3-го поколения
ESRF (Grenoble, France)
APS (Argonne Chicago, USA)
SPring-8 (RIKEN/JASRI, Japan)



plane wave, constant thickness



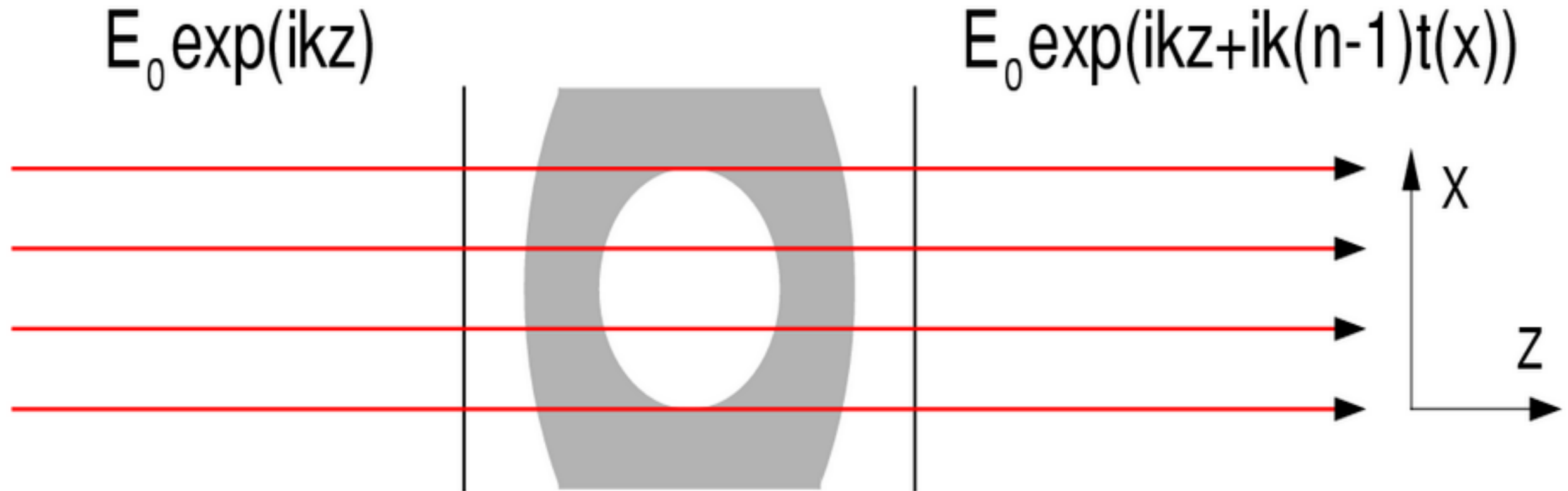
$k = 2\pi/\lambda$ is a wave number, λ is a wavelength,

$n = \varepsilon^{1/2} = 1 - \delta + i\beta$ is a refraction index,

For hard x rays $\delta \approx 10^{-6}$, $\gamma = \beta/\delta < 10^{-2}$

A radiation wave field amplitude has an additional complex phase, $k(n-1)t$, but it is independent of x . A contrast is absent.

plane wave, variable thickness

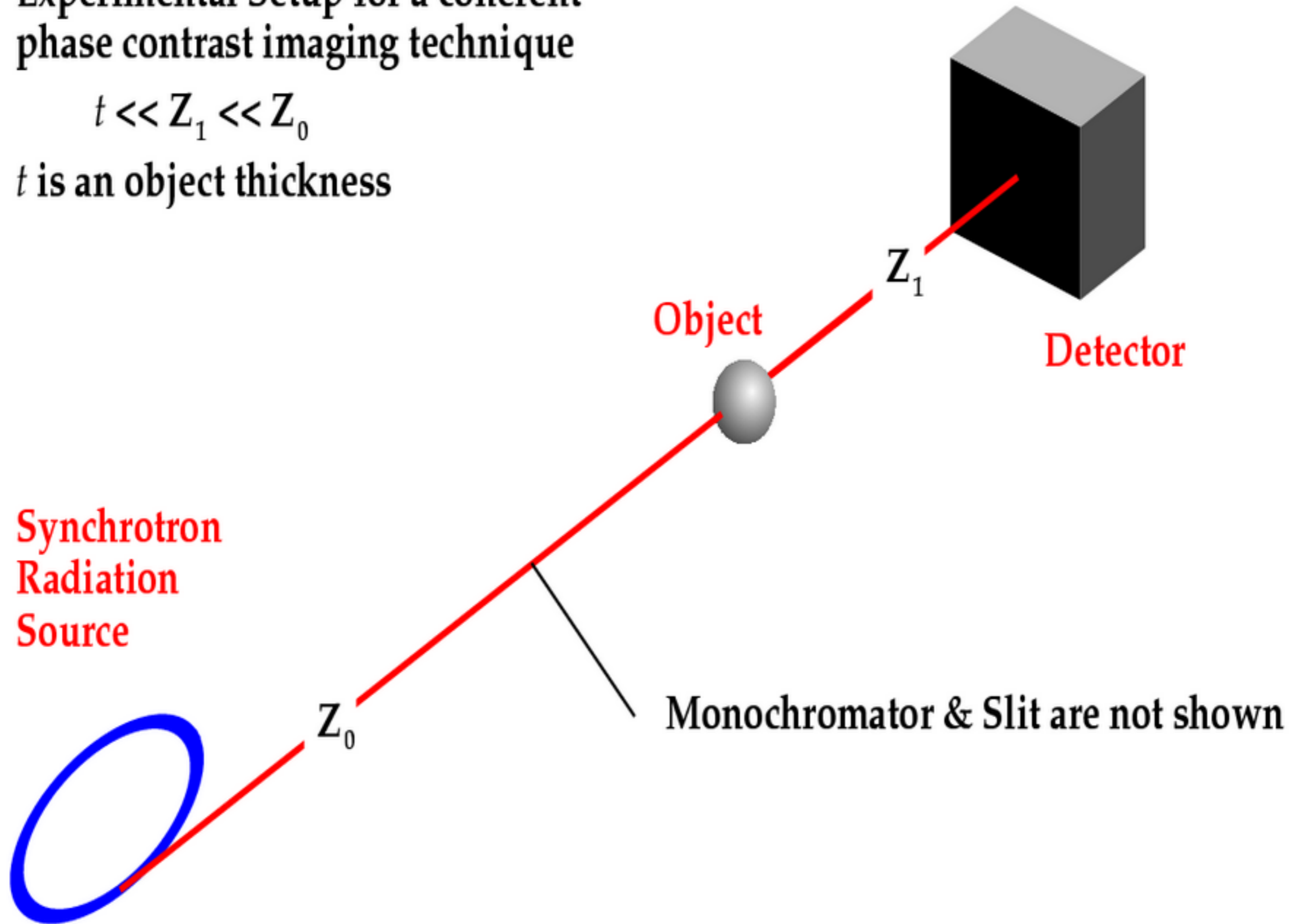


Now an additional complex phase $k(n-1)t(x)$ depends on x because object has a variable thickness. We can neglect a deviation of ray trajectories inside the object because a refraction is very small, but we need to take into account a variable phase shift. It is the basics of phase contrast.

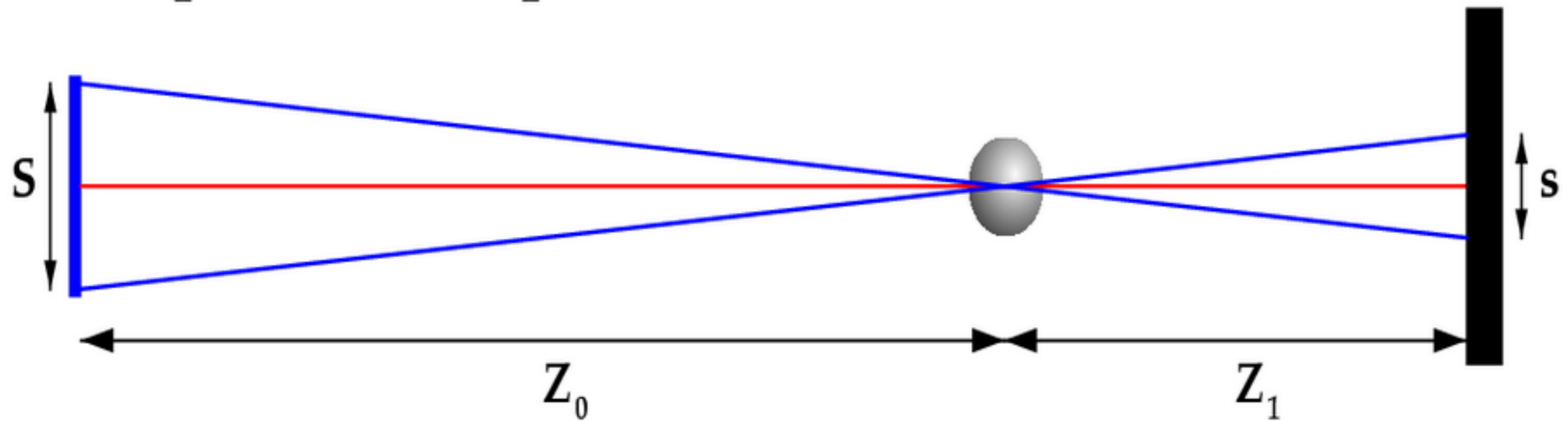
Experimental Setup for a coherent phase contrast imaging technique

$$t \ll Z_1 \ll Z_0$$

t is an object thickness



The problem of spatial coherence due to the source size

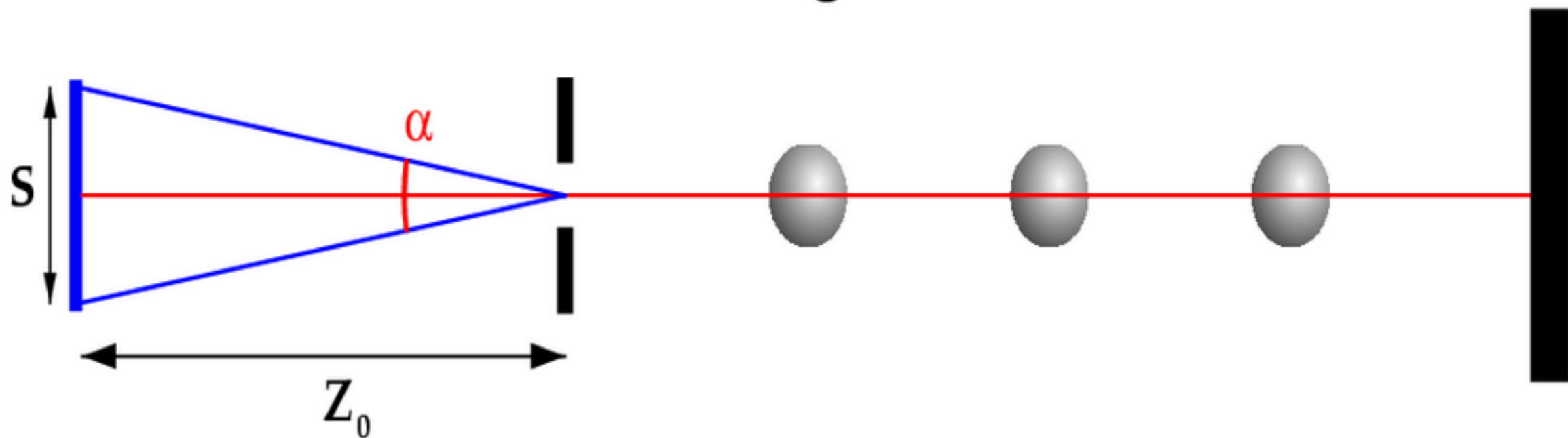


S is the source transverse size, s is the source projection.

$s = S Z_1 / Z_0$ – this relation follows from geometry

Each point source has an own optical axis. Each point source creates the same image of the object which is shifted from the main optical axis. A convolution of image over a source projection can kill the contrast because a mean intensity is not changed.

Transverse Coherence Length



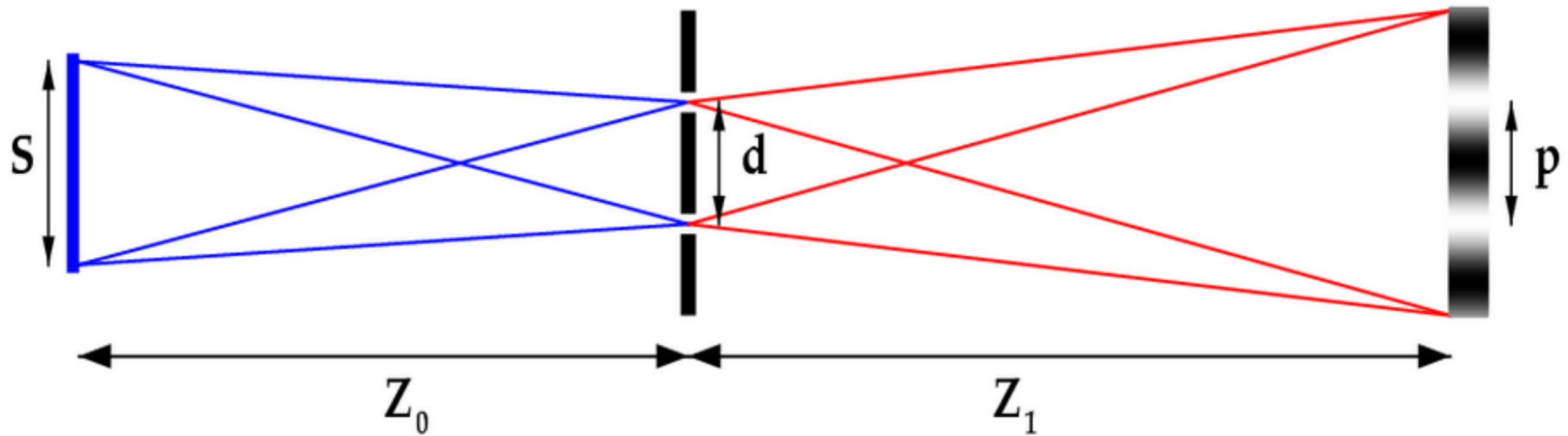
A very useful parameter is a transverse coherent length

$L_{tc} = \lambda/\alpha$, where λ is a wave length, $\alpha = S/Z_0$ is an angle of source.

If a transverse size of object $d < L_{tc}$, then a radiation diffracted by object is coherent.

If the object is a slit then it plays a role of secondary coherent source for all subsequent objects. The 2D slit or a pinhole is a standard way to obtain a coherent source.

How to understand Coherence



A simple example with a two slits interference (Young's experiment). It is followed from Fresnel propagator that period of fringes $p = \lambda Z_1/d$. The source projection is $s = SZ_1/Z_0$. A convolution of fringes over the distance s does not kill the contrast if $s < p$ or $d < L_{tc} = \lambda Z_0/S$.

Coherence is a condition to observe interference.

It is necessary for the phase contrast because a phase does not change the integral intensity.

On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation

A. Snigirev and I. Snigireva
ESRF, B.P. 220, 38043 Grenoble Cedex, France

12.12.18 is cited 1428 (GA) 1053 (WoS) 1080 (RG)

V. Kohn
Russian Research Centre, "Kurchatov Institute," 123182 Moscow, Russia

S. Kuznetsov and I. Schelokov
Institute of Microelectronics Technology RAS, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russia

(Received 26 April 1995; accepted for publication 5 September 1995)

Coherent properties of the x-ray beam delivered at the ESRF allow the observation of very weak perturbations of the wave front, resulting in the phase contrast. A straightforward experimental setup for phase contrast imaging is proposed and used to record holographic images from organic samples of 10–100 μm at energy 10–50 keV with the contrast up to 50%–100%. The theory of phase contrast imaging is considered and some theoretical estimations are made to reveal the performance of the proposed technique in terms of resolution, sensitivity, geometrical requirements, and energy range applicability. It is found that for carbon-based fibers a detectable size with 2% contrast is 0.1 μm for 10 keV and $\sim 1 \mu\text{m}$ for 100 keV. It is demonstrated that the fine interference structure of the image is very sensitive to the shape, density variation, and internal structure of the sample. Some prospects for the practical use and future development of the new coherent techniques such as phase contrast microscopy, microtomography, holography, and interferometry at high energies are also discussed. © 1995 American Institute of Physics.

Direct Measurement of Transverse Coherence Length of Hard X Rays from Interference Fringes

V. Kohn,¹ I. Snigireva,² and A. Snigirev^{2,*}

¹Russian Research Centre "Kurchatov Institute," 123182 Moscow, Russia

²European Synchrotron Radiation Facility, B.P. 220, F-38043, Grenoble Cedex, France

(Received 17 November 1999)

We propose a simple interferometric technique for hard x-ray spatial coherence characterization, recording a Fresnel interference pattern produced by a round fiber or a slit. We have derived analytical formulas that give a direct relation between a visibility of interference fringes and either the source size or the transverse coherence length. The technique is well suited to third-generation synchrotron radiation sources and was experimentally applied to determine the spatial coherence length and the source size at the European Synchrotron Radiation Facility.

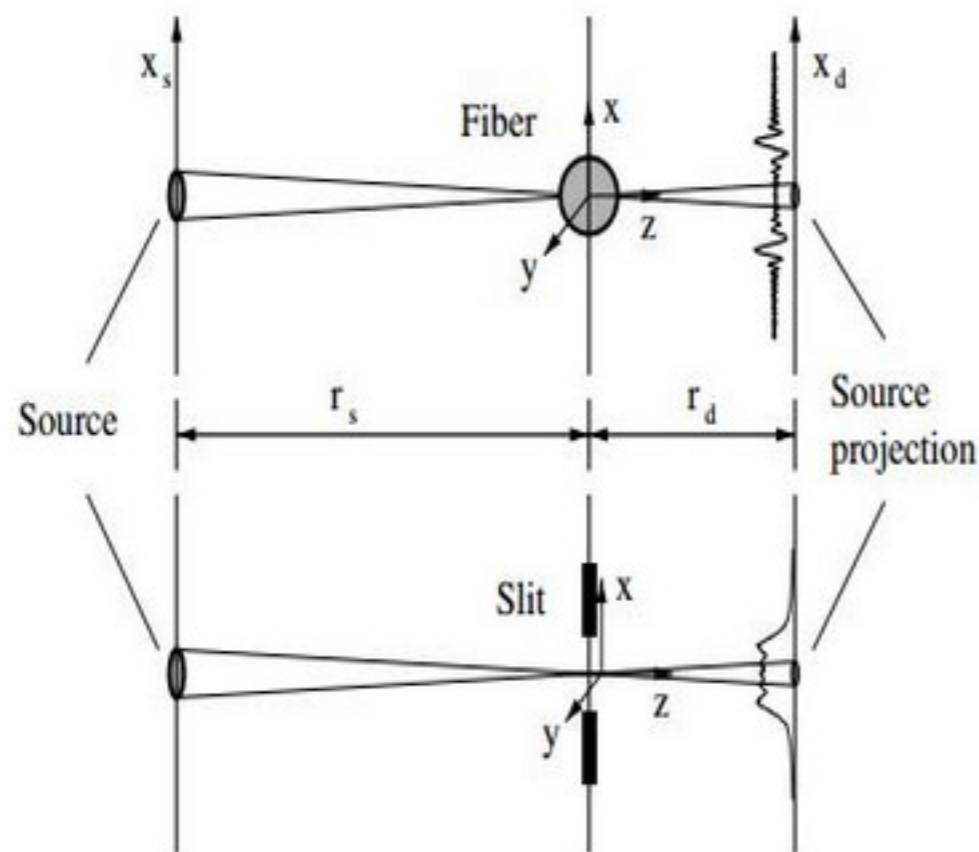


FIG. 1. Schematic drawing of the experimental setup, where r_s is the distance from the source to fiber or slit and r_d is the distance from the fiber or slit to the high resolution detector.

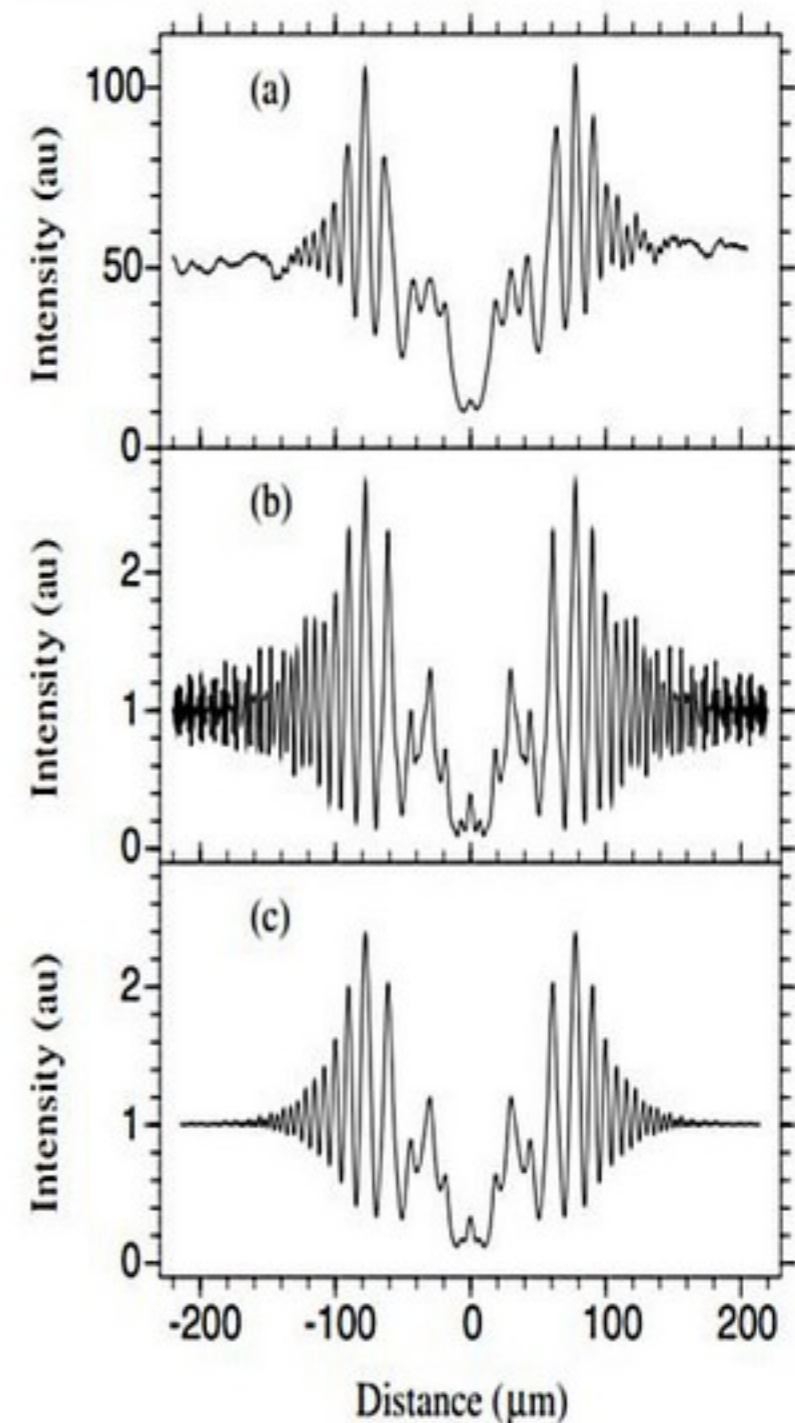


FIG. 2. Diffraction fringes produced by the boron fiber of 100 μm diameter with a 15 μm tungsten core. Fiber is placed at 41 m from the source; the distance fiber-to-detector is 5 m; the x-ray energy is 17 keV. (a) The experimental data, (b) theoretical calculation for a point source, and (c) theoretical calculation for a 33 μm source size.

Study of micropipe structure in SiC by x-ray phase contrast imaging

V. G. Kohn

Russian Research Center, "Kurchatov Institute", 123182 Moscow, Russia

T. S. Argunova

Ioffe Physico-Technical Institute, RAS, Polytekhnicheskaya St. 26, 194021 St. Petersburg, Russia and X-ray Imaging Center, Department of Materials Science and Engineering, Pohang University of Science and Technology, San 31 Hyoja-dong, Namku, Pohang 790-784, Republic of Korea

Jung Ho Je^{a)}

X-ray Imaging Center, Department of Materials Science and Engineering, Pohang University of Science and Technology, San 31 Hyoja-dong, Namku, Pohang 790-784, Republic of Korea

(Received 10 July 2007; accepted 2 October 2007; published online 22 October 2007)

Phase contrast images of dislocation micropipe in SiC crystal are experimentally studied at various distances from the sample using synchrotron white beam. Computer simulation of these images enabled us to understand the peculiarities of image formation and measure the diameter of the micropipe. The phase contrast imaging of micropipes without monochromator is explained by the absorption of x rays in a thick ($490\ \mu\text{m}$) SiC crystal, effectively forming a high brilliance radiation spectrum with a pronounced maximum at 16 keV. © 2007 American Institute of Physics.

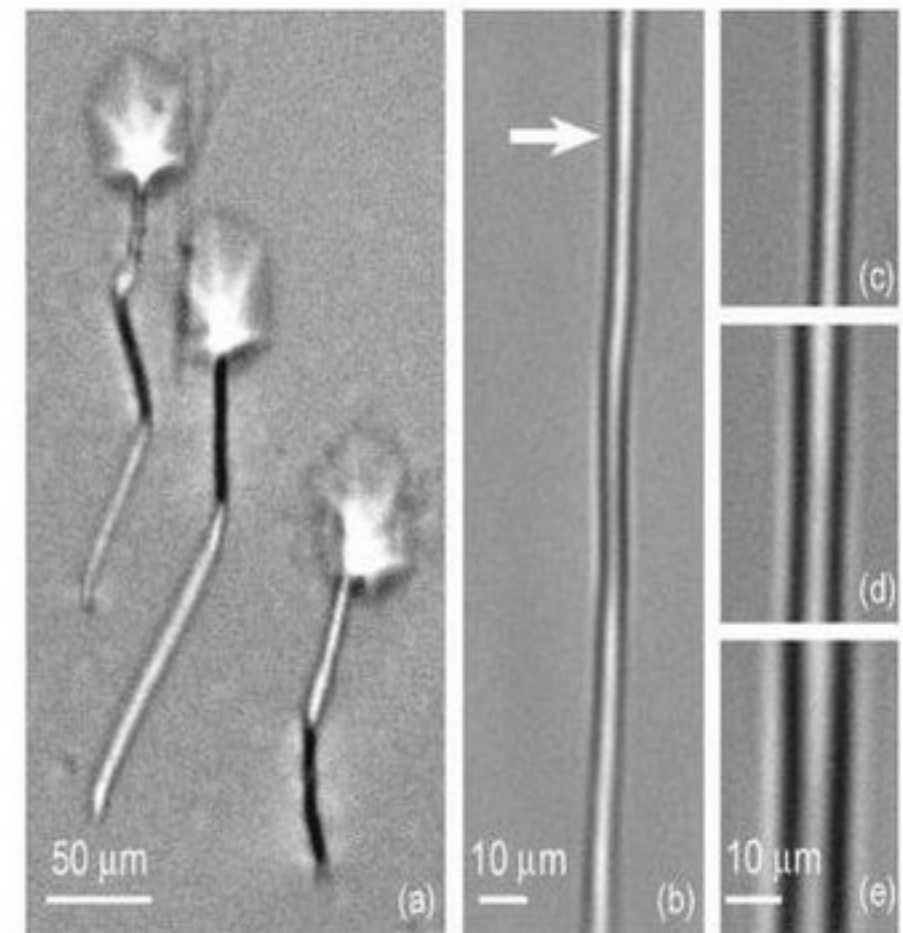
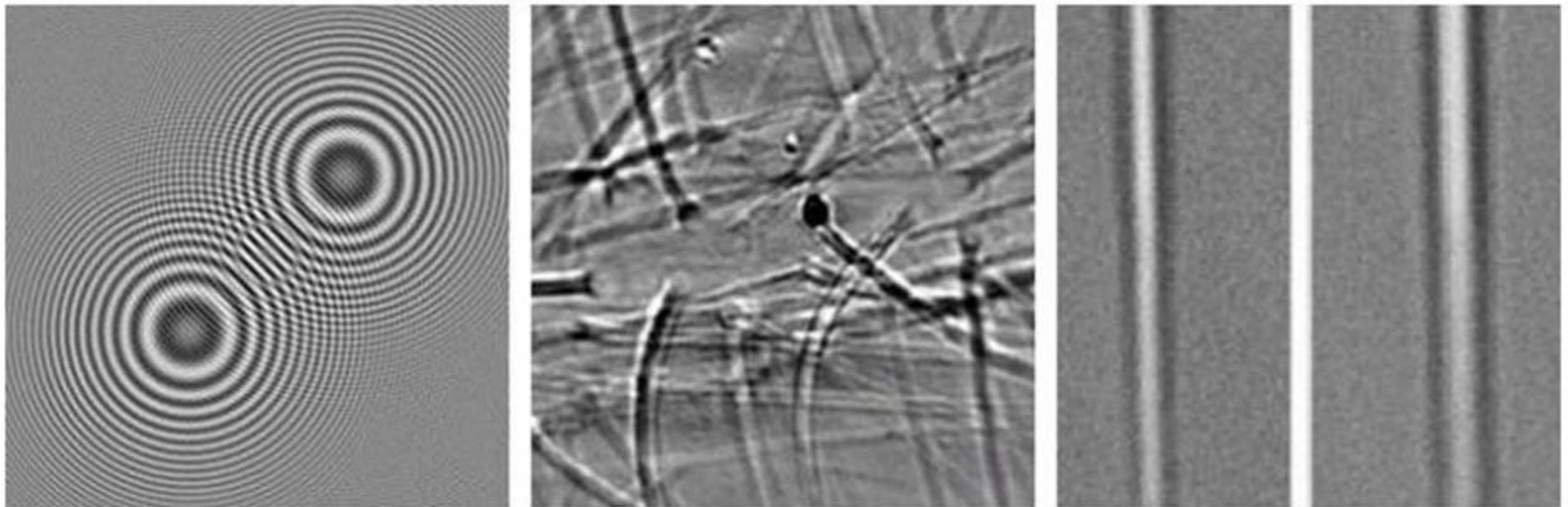


FIG. 1. Typical images of micropipes in SiC wafers cut perpendicular to the $[0001]$ growth direction (a) and along the growth direction (b). The arrow in (b) indicates the fragment shown in (c)–(e) at various sample-to-detector distances: 10, 30, and 50 cm, respectively. Halos in (a) correspond to etch pits on the wafer surface.

Примеры двумерных картинок фазового контраста

<http://xray-optics.uscoz.ru/main.htm>



Слева:

Два точечных сдвига фазы на π , видны размеры зон Френеля

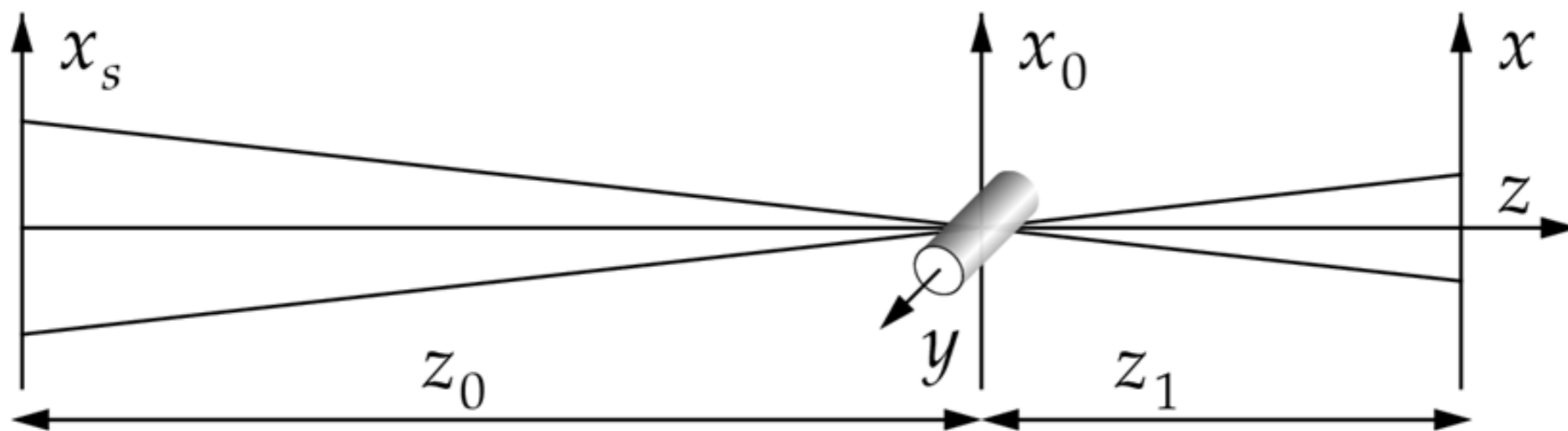
В середине:

Волосы на теле насекомого, размер порядка нескольких микрон

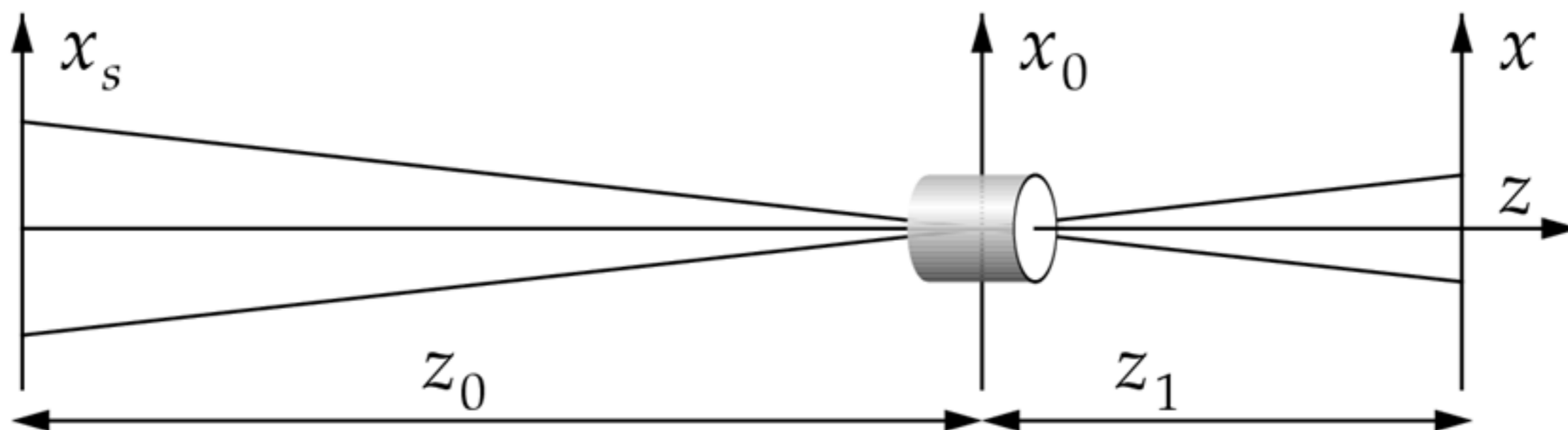
Справа:

Изображение микротрубки в SiC на разных расстояниях

Для простоты записи формул рассмотрим 2D случай
Он справедлив в двух случаях:
(1) Однородного объекта вдоль оси Y



(2) Объекта к аксиальной симметрией



$$E(x, z, \omega) = \exp(iKz - i\omega t) A(x, z, \omega), \quad K = 2\pi/\lambda = \omega/c,$$

$$dA/dz = -iK\eta(x, z, \omega)A + (i/2K)(d^2A/dx^2), \quad \eta = \delta - i\beta = \delta(1 - i\gamma)$$

В пустом пространстве ($\eta = 0$) уравнение имеет точное решение

$$A(x, z) = \int dx_0 P(x - x_0, z - z_0) A(x_0, z_0), \quad P(x, z) = (i\lambda z)^{-1/2} \exp(i\pi x^2/\lambda z)$$

$P(x, z)$ есть известный в оптике пропагатор Френеля, его Фурье-образ имеет аналитический вид, и эта формула является основной в теории

$$P(q, z) = \int dx \exp(-iqx) P(x, z) = \exp(-i(\lambda z/4\pi)q^2)$$

Внутри объекта используется приближение фазового контраста

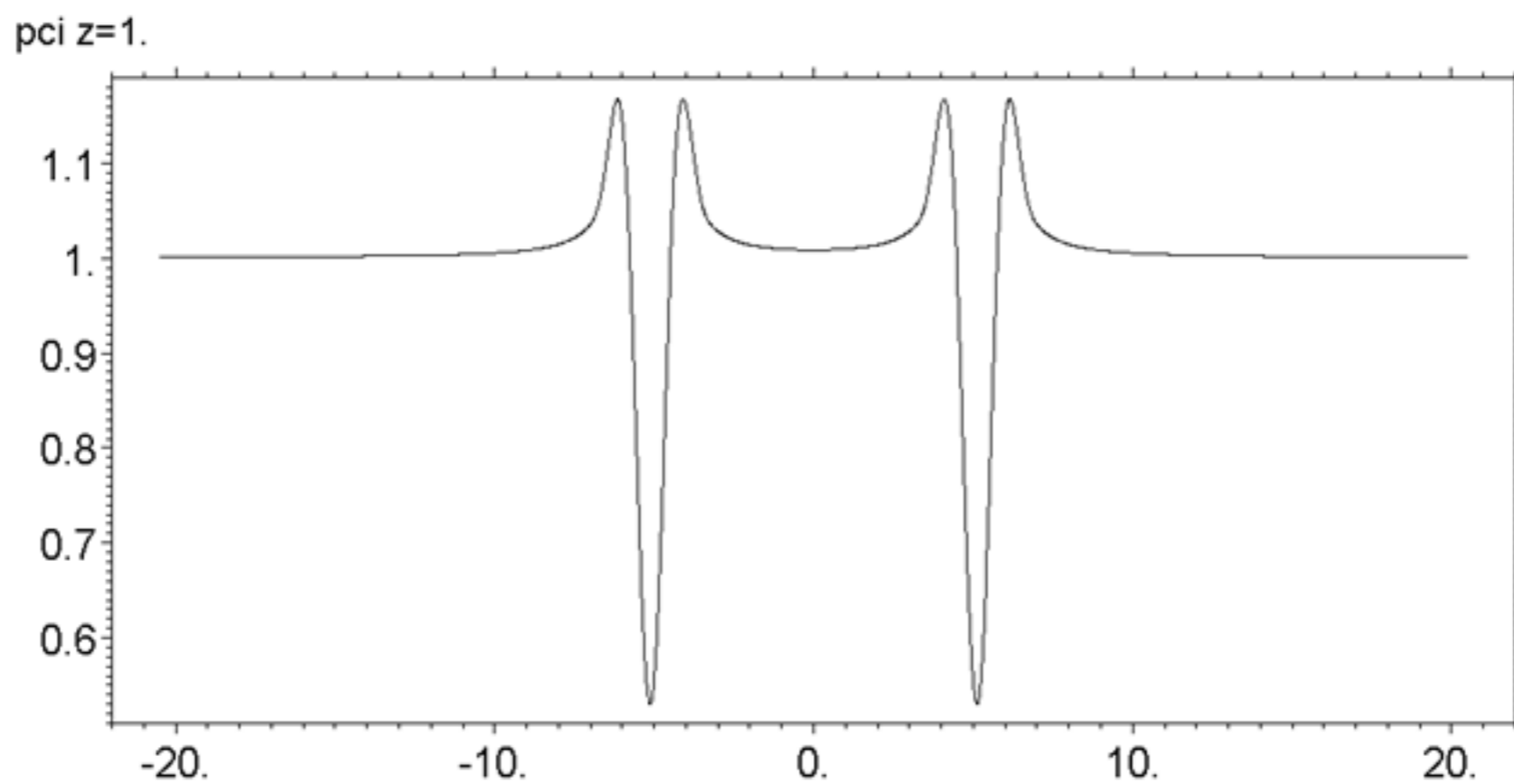
$$A(x, z) = T(x)A(x, z_0), \quad T(x) = \exp(-iK \int dz_1 \eta(x, z_1))$$

Интеграл вычисляется в пределах от z_0 до z_1 .

$T(x)$ называется трансмиссионной функцией объекта.

Если объект не поглощает, то на нулевом расстоянии его не видно. На конечном расстоянии, фазовый множитель начнет интегрироваться, причем в пределах диаметра первой зоны Френеля $d_1 = 2(\lambda z)^{1/2}$ с почти постоянным весом, что приведет к изменению интенсивности.

Пример: Объект имеет прямоугольное сечение и поперечный размер 10 мкм. Он не поглощает, но сдвигает фазу на π . Расстояние 1 см от объекта. График сделан в предположении, что разрешение детектора равно 1 мкм, поэтому мелкие осцилляции не разрешаются.



В случае простой схемы: Точечный источник (x_s) – Объект (x_0) – Детектор (x) интеграл имеет вид

$$A(x, x_s, z_1) = \int dx_0 P(x - x_0, z_1) T(x_0) P(x_0 - x_s, z_0).$$

Важно, что формулу можно преобразовать к более универсальному виду

$$A(x, x_s, z_1) = P(x - x_s, z_t) \int dx_0 P(x_r - x_0, z_r) T(x_0),$$

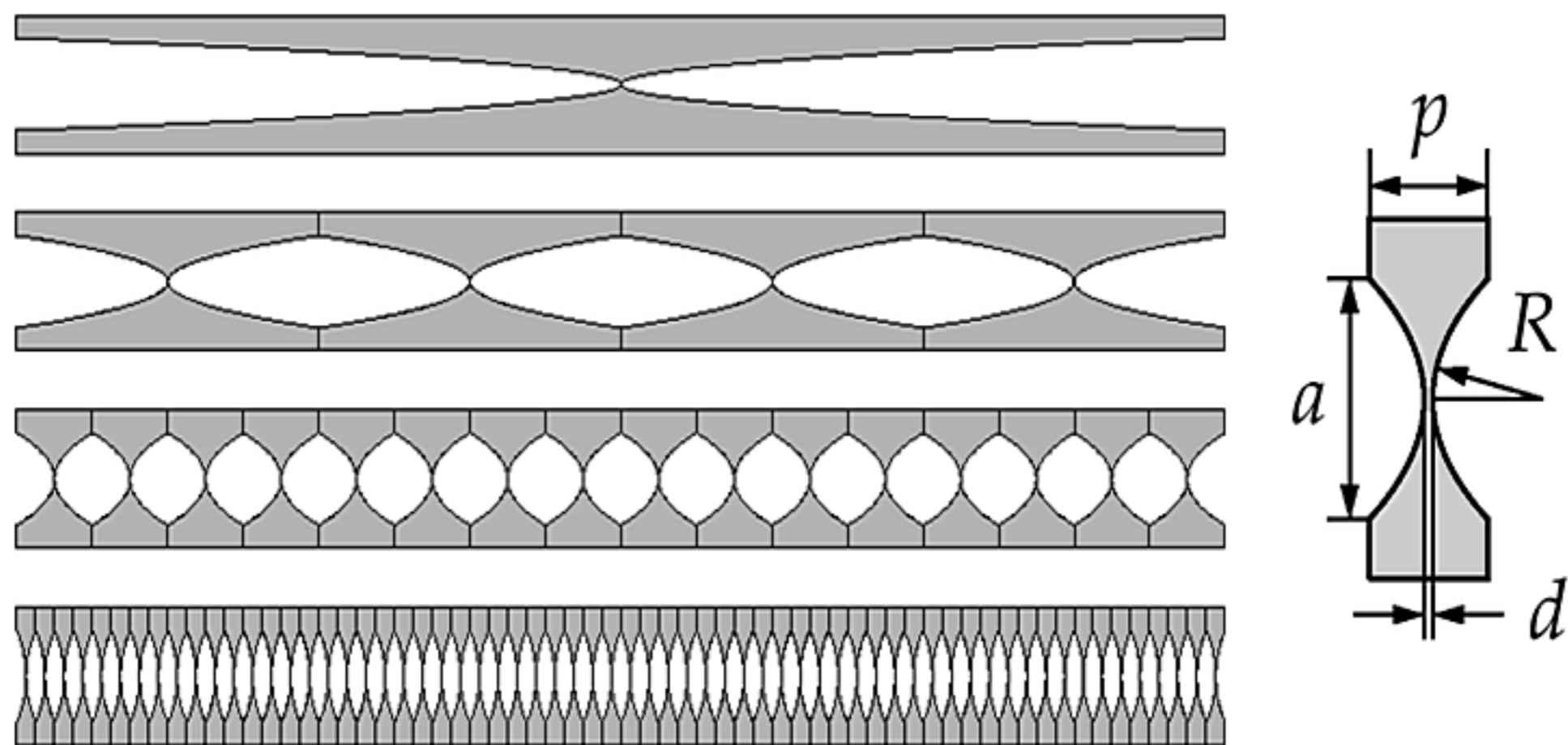
где

$$z_t = z_0 + z_1, \quad z_r = z_0 z_1 / z_t, \quad x_r = (z_0 / z_t)(x + x_s z_1 / z_0)$$

Вывод: Расстояние z_0 не меняет картинки по существу. Картинка увеличивается при умножении на множитель z_t/z_0 и сдвигается на расстояние $-x_s z_1/z_0$. Сдвиг можно сразу получить поворотом оси z . Поэтому часто можно делать расчет для плоской волны. Множитель перед интегралом не влияет на интенсивность, но если вместо детектора стоит второй объект, то он становится существенным.

Теория короткой параболической преломлящей линзы.

Короткая линза – это линза, которую можно описать трансмиссионной функцией. Такая линза может быть как простой, так и составной. Поперечный размер линзы обычно более, чем в 100 раз меньше продольного размера. Поэтому реально изготовить только составную линзу



Трансмиссионная функция линзы имеет вид

$$T(x) = \exp(-i\pi x^2/\lambda f_c) \theta(x_a - |x|), \quad f_c = f/(1 - i\gamma), \quad f = R/2\delta$$

где $x_a = a/2$, a есть апертура линзы, R есть радиус кривизны у вершины параболы.

Если линза поглощает на концах апертуры, то интеграл для простой схемы эксперимента вычисляется аналитически и может быть записан в симметричном виде

$$A(x, x_s) = T_0(x, z_b/a_0) P(x - x_s, z_b) T_0(x_s, z_b/a_1)$$

где

$$T_0(x, z) = \exp(-i\pi x^2/\lambda z), \quad z_b = z_1 + z_0 - z_1 z_0 / f_c, \quad a_0 = z_0 / f_c, \quad a_1 = z_1 / f_c$$

Аналитическое решение можно записывать разными способами. Данный вид ясно иллюстрирует принцип взаимности: замена точки источника и детектора ничего не меняет.

Выводы из решения:

фокусное расстояние равно $z_{1f} = f / (1 - f/z_0)$.

Полуширина гауссовой кривой интенсивности излучения при $z_1 = 0$ (сразу после линзы) равна $w_0 = e_1(\lambda f/\gamma)^{1/2}$, $e_1 = (2\ln 2/\pi)^{1/2} = 0.6643$

Максимум интенсивности при $z_1 = 0$ равен $I_m = 1$, если не учитывать поглощения на перемычках.

Интегральная интенсивность не зависит от z_1 и равна

$$S = e_3 I_m w, \quad e_3 = 1/(2^{1/2} e_1) = (4\ln 2/\pi)^{-1/2} = 1.0645$$

Максимум интенсивности в фокусе ($z_1 = z_{1f}$) равен $I_m = \gamma^{-1}$.

Полуширина гауссовой кривой интенсивности в фокусе ($z_1 = z_{1f}$) (сразу после линзы) равна $w_f = w_0 \gamma = e_1(\lambda f \gamma)^{1/2}$,

Вопрос: до какого размера можно сжать пучок СИ ?

C. Bergemann, H. Keumeulen, J.F. van der Veen, Phys. Rev. Lett., 2003, **91**, 204801

Авторы теоретически вычисляли процесс фокусировки пучка СИ конусообразным капилляром и установили предел на размер пучка

$$w_c = \lambda(8\delta)^{-1/2} = 0.354 \lambda(\delta)^{-1/2}$$

Они заявили, что этот предел действует для всех видов фокусировки. Как это работает для тонкой линзы ?

Длина линзы определяется формулой $t_m = a^2/4R$. Апертура $a = 2w_0$. Пусть $f = t_m = w_0^2/R$. Это условие можно выполнить при $R = e_1^2 \lambda/\gamma$, где $e_1^2 = 0.44$.

Такой маленький радиус кривизны в принципе можно реализовать на практике используя многоэлементную линзу с большим числом элементов. Вычисляем фокусное расстояние и получаем оценку на размер пучка в фокусе в виде

$$w_{fc} = e_1^2 \lambda(2\delta)^{-1/2} = 0.312 \lambda(\delta)^{-1/2}$$

Теория длинной непрерывно преломляющей линзы

Пусть линза состоит из большого числа тонких элементов в большом R и элементы плотно упакованы. Усредним плотность материала вдоль пучка в пределах одного элемента. Это приближение, которое упрощает задачу. Уравнение для такой линзы

$$dA/dz = -iK\eta(x^2/pR)A + (i/2K) (d^2A/dx^2)$$

Здесь $\eta = \delta(1 - i\gamma)$, $p = a^2/4R$ Это уравнение с граничным условием

$$A(x, x_0, 0) = \delta(x - x_0)$$

имеет решение, которое играет роль пропагатора линзы

$$P_0(x, x_0, z) = T_0(x, r/a_0) P(x - x_0, r) T_0(x_0, r/a_0)$$

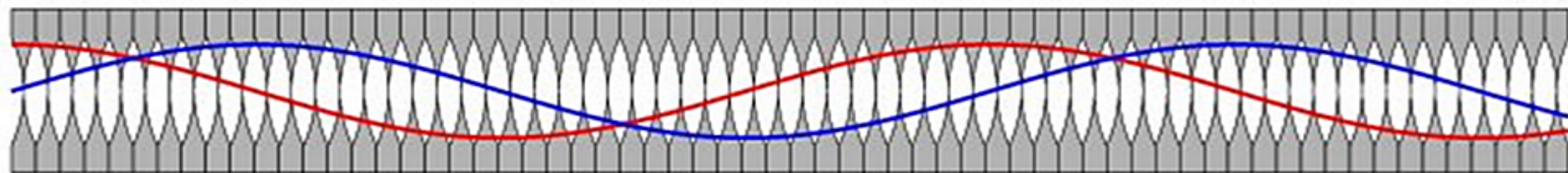
где параметры r и a_0 являются функциями координаты z

$$r(z) = z_c \sin(z/z_c), \quad a_0(z) = 1 - \cos(z/z_c), \quad z_c = (pR/2\eta)^{1/2}$$

Соответственно, полное решение можно получить в виде интеграла

$$A(x, z) = \int dx_0 P_0(x, x_0, z) A(x_0, 0).$$

Ray Tracing - PCR lens (the rays trajectories)



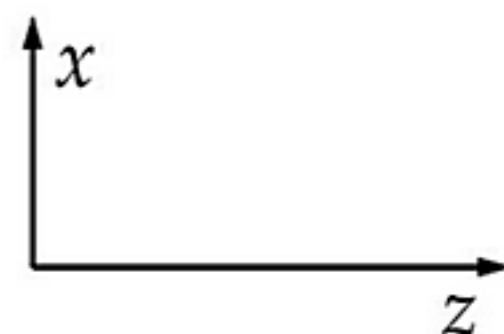
The ray trajectory in a paraxial approximation is described by a simple equation:

$$x = x_t(z), \quad \frac{d^2 x_t}{dz^2} = -\frac{x_t}{L_c^2}$$

The lens looks like a wave guide. It can focus x rays many time inside itself.

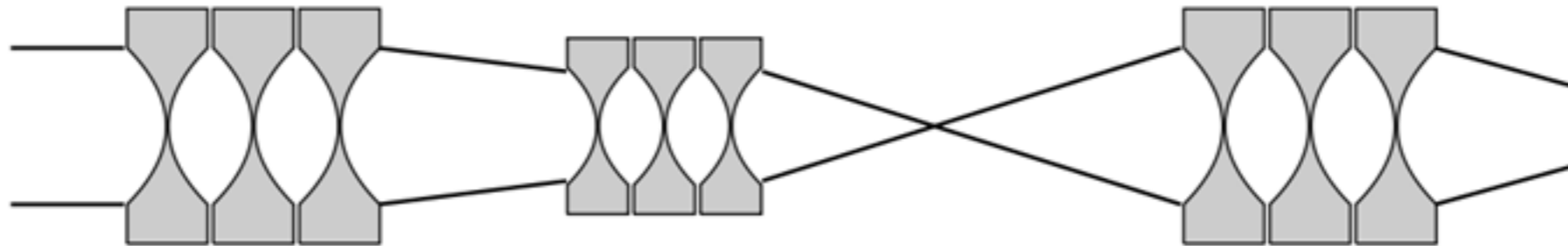
The solution is simply obtained

$$x_t(z) = x_0 \cos(u_z) + \theta_0 L_c \sin(u_z), \quad u_z = \frac{z}{L_c}, \quad L_c = \left(\frac{\rho R}{2\delta} \right)^{1/2}$$



Рекуррентные формулы для системы линз любой длины

Полуаналитическое решение для системы линз любой конфигурации.



Теорема. Если после прохождения n элементов ВФ имеет вид

$$A_n(x, x_s) = T_0(x, a_n) P(x - x_s, b_n) T_0(x_s, c_n)$$

то после прохождения $(n+1)$ -го элемента вид ВФ сохраняется, а новые параметры a_{n+1} , b_{n+1} и c_{n+1} вычисляются по формулам

$$(a_{n+1})^{-1} = b_n h, \quad b_{n+1} = z + b_n(1 - zg), \quad (c_{n+1})^{-1} = (c_n)^{-1} + zh$$

$$h = g(b_{n+1})^{-1}, \quad g = (a_n)^{-1} + (f_c)^{-1}$$

где f_c есть фокусное расстояние новой линзы, а z расстояние после нее. Стартовые значения параметров a_0 , b_0 и c_0 равны

$$(a_0)^{-1} = (c_0)^{-1} = 0, \quad b_0 = z_0(1 + ie_1^2 \lambda / \alpha_0^2 z_0)^{-1}$$

где α_0 есть угловая расходимость падающего пучка.

Численно вычислили a, b, c . Интенсивность имеет гауссовый профиль

$$I_{ps}(x, x_s) = (z_t/|b|) \exp(-x_s^2/2\sigma_0^2) \exp(-(x + M x_s)^2/2\sigma^2)$$

Здесь z_t есть расстояния от источника до конца последней линзы,

$$\sigma = (2K(A - B))^{-1/2}, \quad \sigma_0 = (2K(C - AM))^{-1/2}, \quad M = B/(A - B)$$

Параметры A, B, C вычисляются из параметров a, b, c по формуле $X = -\text{Im}(1/x)$. Обычно интенсивность $B(x_s)$ разных точек источника имеет гауссовый вид

$$B(x_s) = \sigma_s^{-1} (2\pi)^{-1/2} \exp(-x_s^2/2\sigma_s^2)$$

где $\sigma_s = w_s/e_2$, w_s есть размер источника, вычисляя свертку получаем то, что видно в эксперименте (x_s теперь есть сдвиг центра источника)

$$I_{rs}(x, x_s) = S(x_s) \sigma_1^{-1} (2\pi)^{-1/2} \exp(-(x + M x_s C_s)^2/2\sigma_1^2)$$

$$C_s = \sigma_0^2/(\sigma_0^2 + \sigma_s^2), \quad \sigma_1 = (\sigma^2 + M^2 C_s \sigma_s^2)^{1/2},$$

$$S(x_s) = (2\pi C_s)^{1/2} (z_t/|b|) \sigma \exp(-x_s^2 C_s/2\sigma_0^2)$$

Здесь $S(x_s)$ есть интегральная по координате x интенсивность.

Как определить фокусное расстояние и другие характеристики?

Пусть параметры a_0, b_0, c_0 соответствуют концу последней линзы и пусть z_1 есть расстояние от нее до точки наблюдения. Тогда из рекуррентных формул следует, что

$$b = b_0 + z_1 D, \quad D = 1 - b_0 a_0^{-1}.$$

Фокусное расстояние соответствует минимуму величины $|b|$. То есть фокус находится на расстоянии

$$z_1 = z_{1f} = -\operatorname{Re}(b_0 D^*) / |D|.$$

Не надо пересчета. Получаем сразу.

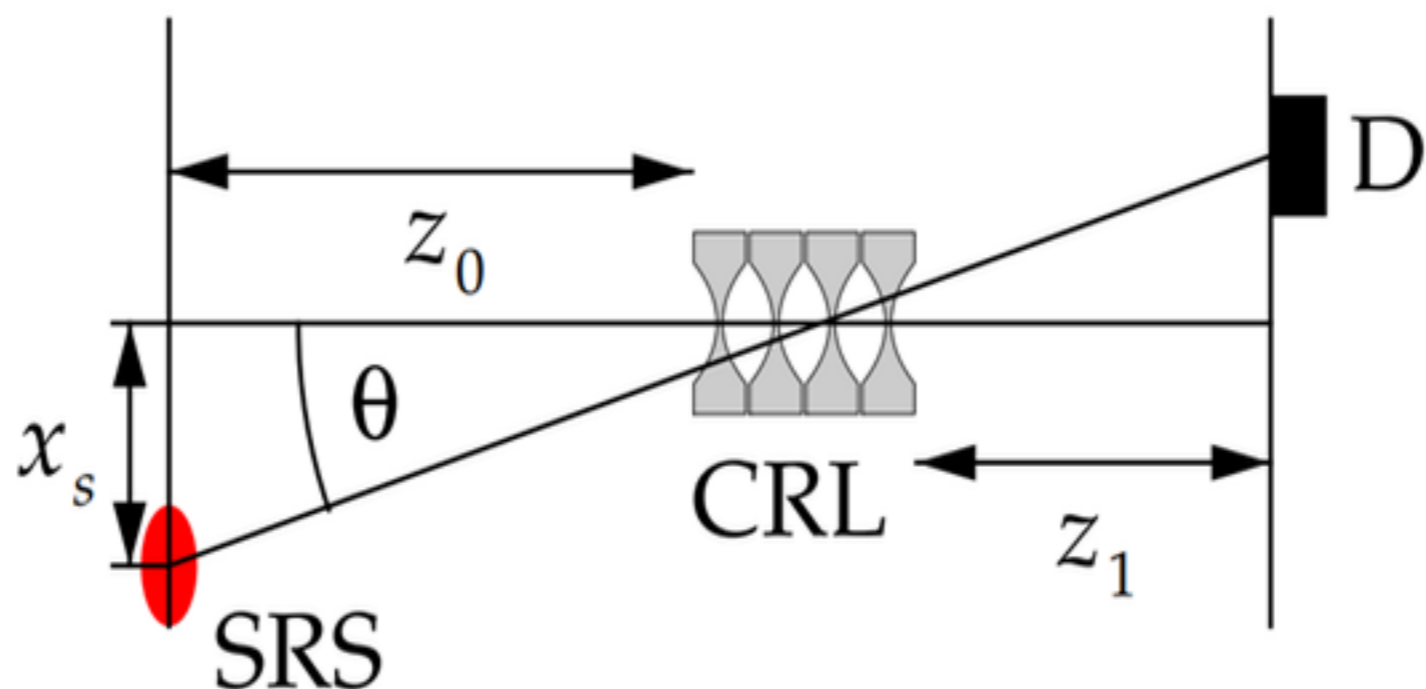
Интегральная интенсивность не может зависеть от расстояния z_1 . Следовательно величина $G = |b|^2(A - B)$ не зависит от z_1 . Из этого условия сразу получаем, что параметр

$$M = \operatorname{Im}(b) / G = (z_1 + Z_1) / (z_0 + Z_0)$$

линейно зависит от z_1 , отличие от тонкой линзы в том, что есть два новых параметра Z_0 и Z_1 , которые равны нулю для тонкой линзы. Очень просто написать компьютерную программу, которая все считает. Программа написана и работает онлайн.

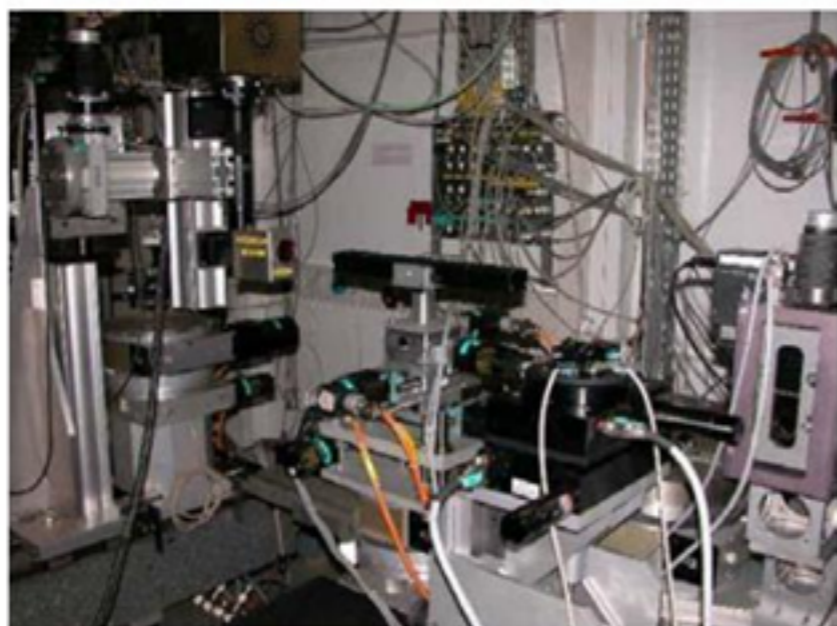
Кривая качания длинной системы преломляющих линз

Формула для интегральной интенсивности сразу дает ответ на вопрос о том какую форму имеет кривая качания длинной линзы



На рисунке искажение размеров. На самом деле угол $\theta = x_s/z_0$ очень мал (микрорадианы). В реальном эксперименте источник никуда не смещается, а систему линз можно повернуть. Из формулы следует, что кривая качания имеет гауссову форму и можно без труда вычислить ее полуширину по формуле $w_\theta = e_2 \sigma_0 / (z_0 C_s^{1/2})$.

Формула получена недавно [1], а эксперимент был выполнен давно [2]. В эксперименте была собрана линза, имеющая 407 элементов



Каждый элемент линзы сделан из алюминия и имел радиус кривизны 200 мкм и длину 1 мм. Общая длина линзы была 40.7 см. Эксперимент выполнен для $E = 25$ кэВ на станции ВМ5 источника ESRF (Гренобль, Франция).

В эксперименте кривая качания имела гауссову форму в обеих плоскостях XZ (вертикальной) и YZ (горизонтальной) и полуширина кривой равнялась 0.4 мрад независимо от размера источника. В теории была получена точно такая же полуширина. **Полное совпадение.**

[1] V. G. Kohn, J. Synchrotron Rad., 2018, **25**, 1634.

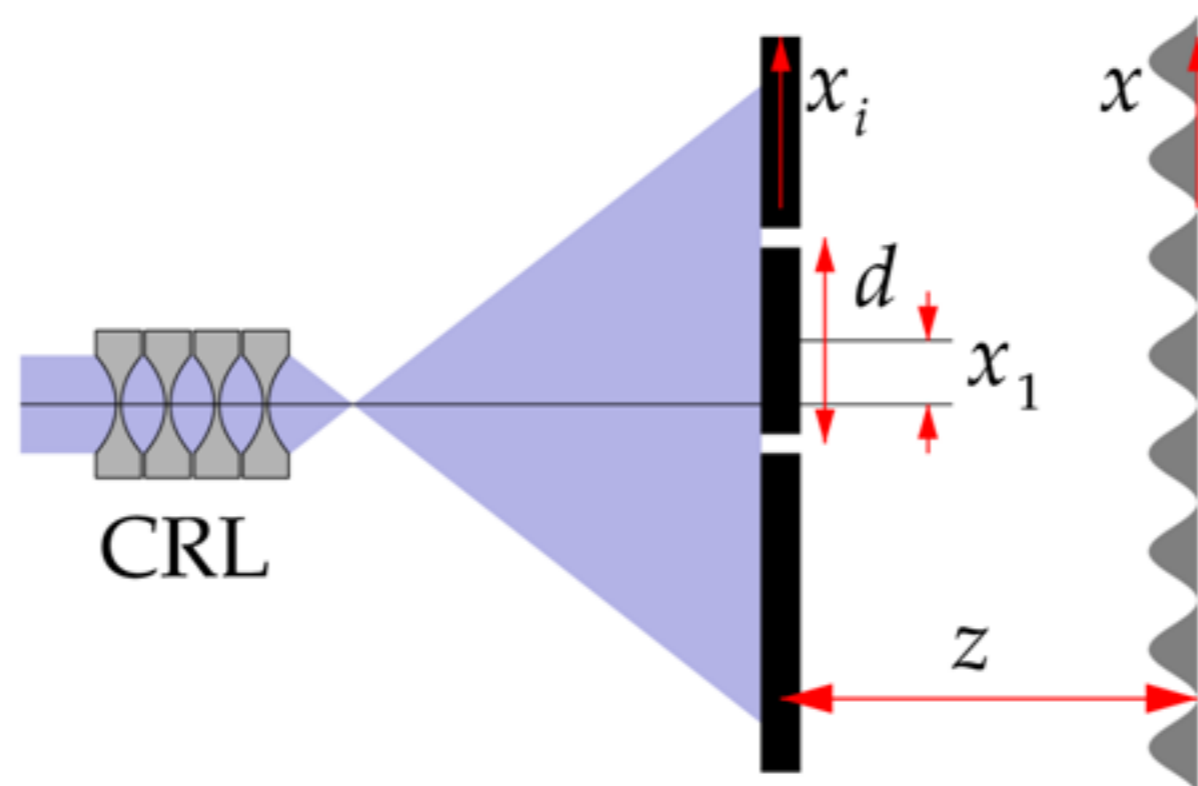
[2] I. I. Snigireva, V. G. Kohn, A. A. Snigirev, SPIE, 2004, **5539**, 218.

Поперечная когерентность после фокусировки системой линз

Общая аналитическая формула для волновой функции излучения

$$A_0(x, x_s) = T_0(x, a)P(x - x_s, b)T_0(x_s, c)$$

позволяет определить свойства пространственной (поперечной) когерентности пучка после прохождения системы линз, связанные с конечным размером источника. Для этого рассмотрим симуляцию эксперимента Юнга с двумя щелями



Необходимо вычислить еще один интеграл

$$A(x, x_s) = \int dx_i P(x - x_i, z) T_i(x_i) A_0(x_i, x_s)$$

Опуская детали расчета, интенсивность излучения на детекторе

$$I_{rs}(x) = I_0(s, x_1) (1 + F(s, x_1) \cos((2\pi d/\lambda z)(x - x_1')))$$

Период осцилляций равен $\lambda z/d$, это стандартно. Точка с нулевой фазой имеет координату

$$x_1' = x_1(1 - z/z_a + (z/z_b)(1 - MC_s\sigma_s^2/\sigma_1^2))$$

Здесь новые параметры z_a и z_b определяются из комплексных параметров a и b по формуле $z_x^{-1} = \text{Re}(x^{-1})$. Для пустого пространства и точечного источника отсюда имеем $x_1' = x_1(1 + z/z_0)$, это стандартно. Средняя интенсивность равна

$$I_0(s, x_1) = (2z_t C_s^{1/2} \sigma / (\lambda z |b| \sigma_1)) \exp(-(x_1^2 + s^2)/2\sigma_1^2) \cosh(dx_1/2\sigma_1^2)$$

Когерентность определяется функцией

$$F(s, x_1) = \exp(-s^2 C_1^2/2\sigma_1^2) (\cosh(dx_1/2\sigma_1^2))^{-1}, \quad C_1 = 4\pi C_s^{1/2} \sigma \sigma_s / \lambda |b|$$

Можно ввести параметр длины поперечной когерентности $L_{tc}(x_1)$ как полуширины кривой зависимости $F(s, x_1)$ от 1-го аргумента. В общем случае эту длину можно определить лишь численно.

- [1] А. М. Афанасьев, В. Г. Кон, Кристаллография, 1977, **22**, 3, 622-623 ; Sov. Phys. Crystallogr., 1977, 22, 355 ; <http://kohnvict.narod.ru/articles/011r.pdf>
- [2] V. G. Kohn, J. Synchrotron Rad., 2018, **25**, 6, 1634-1641 ; <http://kohnvict.ucoz.ru/art/227.pdf>
- [3] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, I. Schelokov, Rev. Sci. Instrum. 1995, **66**, N.12, 5486-5492 ; <http://kohnvict.narod.ru/articles/091.pdf>
- [4] В. Г. Кон, ЖЭТФ, 2003, **124**, 1, 224-236 ; ЖЭТФ, 2003, **97**, 1, 204-215 ; <http://kohnvict.narod.ru/articles/133r.pdf>
- [5] <http://xray-optics.ucoz.ru/main.htm>
- [6] V. G. Kohn, T. S. Argunova, J. H. Je, J. Phys. D: Appl. Phys., 2010, **43**, 442002 (3) ; <http://kohnvict.narod.ru/articles/185.pdf>
- [7] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler, Nature, 1996, **384**, N.6604, 49-51 ; <http://kohnvict.narod.ru/articles/096.pdf>
- [8] B. Lengeler, C. Schroer, J. Tummler, B. Benner, M. Richwin, A. Snigirev, I. Snigireva, M. Drakopoulos, J. Synchrotron Rad., 1999, **6**, 1153-1167
- [9] В. Г. Кон, Известия Академии Наук, Сер. Физическая, 2004, 68, 4, 468-476 ; <http://kohnvict.narod.ru/articles/137.pdf>
- [10] C. Bergemann, H. Keumeulen, J.F. van der Veen, Phys. Rev. Lett., 2003, **91**, 204801
- [11] В. Г. Кон, Письма в ЖЭТФ, 2002, **76**, 10, 701-704 ; ЖЭТФ Letters, 2002, **76**, 10, 600-603 ; <http://kohnvict.narod.ru/articles/126r.pdf>
- [12] В. Г. Кон, И. СНИГИРЕВА, А. СНИГИРЕВ, Поверхность, 2003, N.1, 33-41 ; <http://kohnvict.narod.ru/articles/129.pdf>
- [13] В. Г. Кон, Поверхность, 2009, N.5, 32-39 ; J. Surface Investigation, 2009, **3**, N.3, 358-364 ; <http://kohnvict.narod.ru/articles/172r.pdf>
- [14] V. G. Kohn, J. Synchrotron Rad. 2012, **19**, 1, 84-92 ; <http://kohnvict.narod.ru/articles/194.pdf>
- [15] I. I. Snigireva, V. G. Kohn, A. A. Snigirev, Proc. SPIE, 2004, **5539**, 218-225 ; <http://kohnvict.narod.ru/articles/144.pdf>
- [16] V. G. Kohn, J. Synchrotron Rad., 2017, **24**, N.3, 609-614 ; <http://kohnvict.ucoz.ru/art/221.pdf>
- [17] <http://kohnvict.ucoz.ru/jsp/2-irpar.htm>
- [18] <http://kohnvict.ucoz.ru/jsp/1-crlpar.htm>
- [19] <http://xray-optics.ucoz.ru/js-pro/crl-pro.htm>

24119 Web site Proza Programs Photo shows Yand photos Goog photos Instagram Slide shows



X-ray Optics. Online programs (javascript)

Victor Kohn, last modified 07-10-2018, kohnvict@yandex.ru



Refraction and Absorption indices (1-n = Delta-iBeta)

Program calculates Energy dependence data for Index of refraction Delta and Index of absorption Beta in case of a homogeneous material with arbitrary chemical formula and density. The Data table similar to Henke table is used for a calculation.



X-ray long CRL parameters

Parameters of X-ray beam focused by a set of X-ray Compound Refractive Lenses with many closely packed elements in each CRL and arbitrary distances between them. Program takes into account source properties and calculates in addition coherence length and rocking curve.



Intensity profile for a beam focused by thin CRL

Convolution of thin lens transmission function of Compound Refractive Lens and the Fresnel propagator is calculated numerically as a curve by mean of FFT procedure, and it is compared with the Gaussian analytical approximation.



Intensity profile for a Fiber (phase contrast image)

Program calculates Convolution of fiber transmission function and the Fresnel propagator numerically as an intensity profile (phase contrast) by mean of FFT procedure. Any two materials for inner and outer parts of the fiber may be considered.



Intensity profile for a beam focused by FZP

Program calculates Convolution of Fresnel Zone Plate transmission function and the Fresnel propagator numerically as an intensity profile of the beam by mean of FFT procedure. Details can be seen by clicking the Help button.



Multi-crystal Monochromator

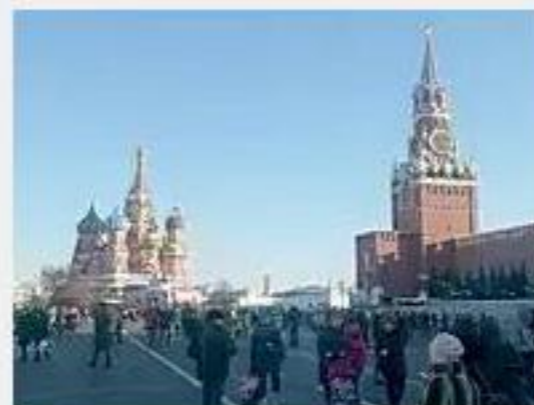
Program calculates two-dimensional transmissivity of plane monochromatic waves as a function of angle of incidence (deviation from the beam direction) in urad and energy (deviation from a predefined value) in mev. Integral curves are shown as well.



+ **Моя жизнь** в фотографиях от рождения до окончания университета.



+ **Варна 2018**, Все фотографии мои из летнего отпуска в Болгарии.



+ **Москва**, все то, что я видел и мне понравилось.



+ **Я и мои**. Фотографии меня, моих мест и близких мне людей.



+ **Андорра-2017, Горы**. Все фотографии мои, из горнолыжной Андорры.



+ **ЛезАрк-2016, Горы**. Все фотографии мои, из горнолыжной Франции.



+ **Нью-Йорк**. Все фотографии чужие, но обработаны и не совпадают с оригиналами.



+ **Культура**. Фотографии мои, сняты на концертах и спектаклях.



+ **Горы, Шамони-2014**. Все фотографии мои, из горнолыжной Франции.



+ **Земля и Небо**. Все фотографии мои и сделаны из окна самолетов.



+ **Екатеринбург**. Все фотографии чужие, но это мой родной город.



+ **Каган 90**. Фотографии с юбилея Ю. М. Кагана в 2018 году.

БЛАГОДАРЮ

ЗА

ВНИМАНИЕ