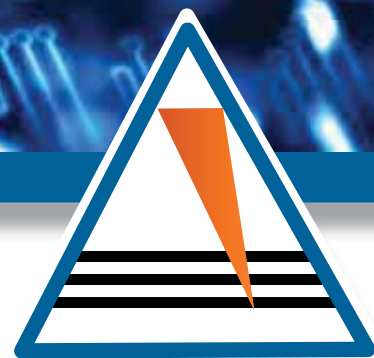
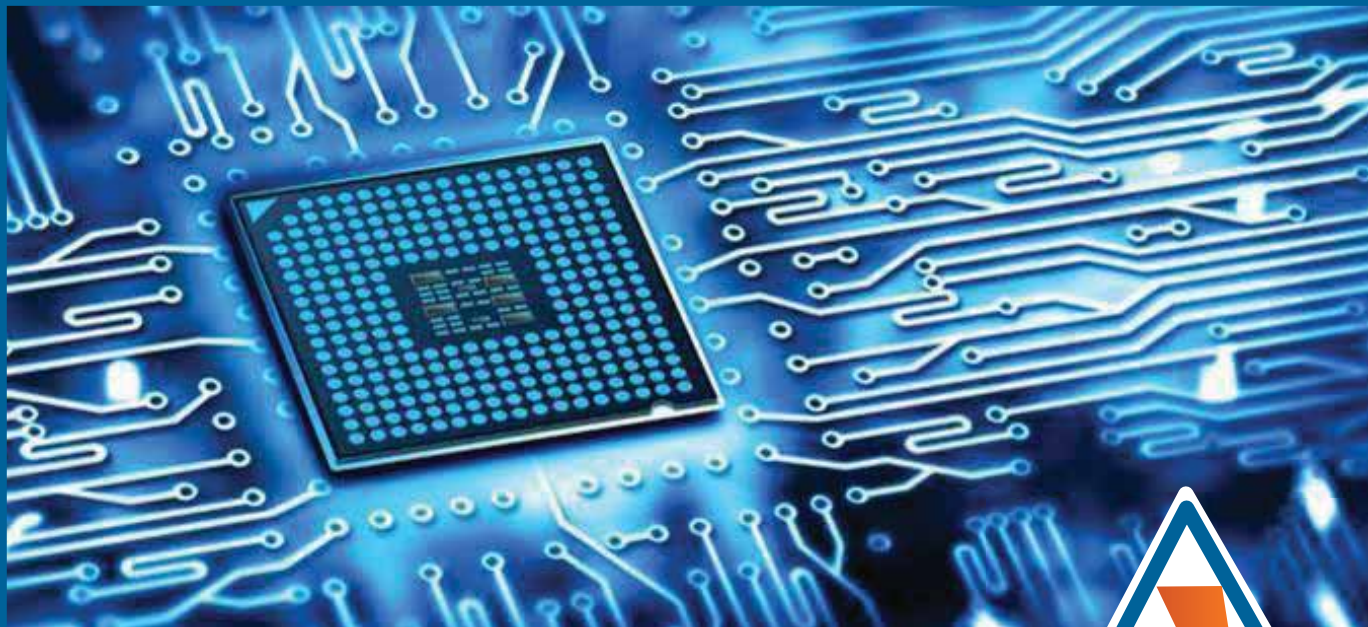


КЭЛТ-2021



Объединенная конференция
**«Электронно-лучевые технологии
и рентгеновская оптика
в микроэлектронике»**

КЭЛТ - 2021

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

г. Черноголовка, 13 – 17 сентября 2021 г.

Нанофокусировка синхротронного излучения с использованием адиабатической преломляющей линзы

В.Г. Кон^{1,2}, М.С. Фоломешкин^{1,2}

¹ НИИЦ "Курчатовский институт", 123182, Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

² ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН, 119333, Россия, Москва, Ленинский проспект, 59

Фокусировка пучков синхротронного излучения (СИ) и лазеров на свободных электронах в нанометровый поперечный размер является одним из важных направлений современной рентгеновской оптики. Составная преломляющая линза (СПЛ), первое успешное применение которой состоялось сравнительно недавно [1], является одним из перспективных решений данной проблемы. Такие линзы уже получили широкое распространение на современных источниках СИ, и технологии их изготовления продолжают активно развиваться.

Из аналитической теории фокусировки с помощью СПЛ [2, 3], которая получила развитие в недавней работе [4], следует, что для уменьшения поперечного размера сфокусированного пучка необходимо переходить на излучение с высокой энергией фотонов E и СПЛ с малой апертурой A . Увеличение E и уменьшение A приводит к тому, что, в конце концов, поглощение перестает влиять на процесс фокусировки, и размер пучка внутри СПЛ определяется ее геометрической апертурой A , так как эффективная апертура из-за поглощения становится больше A .

При этом, как было показано в [4], размер пучка в фокусе перестает зависеть как от E , так и от A и становится примерно равным предельному размеру $w_c = \lambda/(8\delta)^{1/2}$, где λ – длина волны излучения, а δ – декремент показателя преломления материала СПЛ. Этот размер впервые был введен в [5]. Он определяется только преломляющими свойствами материала СПЛ, так как $\delta \sim \lambda^2$. Например, для кремния w_c составляет 20 нм, для никеля – 10 нм.

Указанный предел может быть преодолен только с использованием более сложных фокусирующих систем, например, с помощью варианта адиабатической преломляющей линзы (АПЛ), предложенной и теоретически рассмотренной в работе [6]. В этой модели АПЛ эффективность преломления увеличивается за счет плавного изменения параметров элементов по мере сжатия пучка СИ внутри АПЛ.

Как было показано, подобные линзы теоретически способны фокусировать пучок до размеров менее 2 нм, однако такие значения достижимы только для технологически невыполнимых параметров последних элементов. Дополнительную трудность создает необходимость реализации плавного изменения параметров элементов, и на сегодняшний день не изготовлено ни одной подобной линзы. Кроме того, теория фокусировки с помощью таких линз не развита в достаточной степени.

В докладе предлагается более простая как с точки зрения технической реализации, так и с точки зрения расчетов, модель АПЛ, параметры элементов в которой скачком меняются на определенную величину по мере сжатия пучка внутри линзы. Пред-

ставлена аналитическая теория фокусировки для предлагаемой модели АПЛ и приводятся результаты расчетов минимальных значений размера пучка СИ в фокусе для АПЛ с элементами, которые уже изготавливаются в настоящее время или могут быть изготовлены.

АПЛ в предлагаемой модели представляет собой каскад из нескольких СПЛ, каждая из которых состоит из одинаковых элементов с параметрами, представленными на рисунке 1. Основными параметрами являются апертура A , радиус кривизны параболической поверхности R , толщина тонкой части (перемычки) d ; при этом длина элемента определяется как $p = d + x_a^2/R$, $x_a = A/2$.

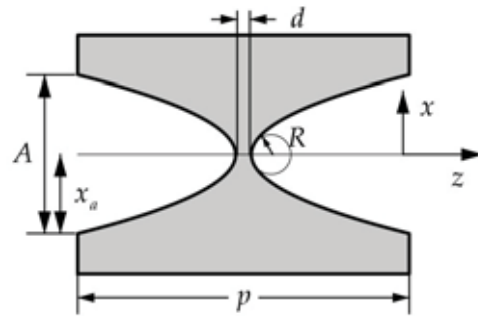


Рис. 1. Параметры одного элемента СПЛ.

Апертура A СПЛ в каскаде скачком уменьшается на заданный шаг S по мере сжатия пучка СИ при его распространении внутри АПЛ. При этом количество элементов n_i в каждой СПЛ должно быть таким, чтобы обеспечить сжатие пучка за счет преломления лучей до размера апертуры следующей СПЛ в каскаде. Чтобы элементы не становились очень короткими, кроме апертуры A имеет смысл также уменьшать радиус кривизны R по определенному закону, например, $R = x_a/4$. Перемычку элемента стараются делать максимально тонкой, поэтому значительное уменьшение параметра d на текущий момент технически невыполнимо.

Теоретический расчет переноса излучения через АПЛ выполняется в соответствие с аналитической теорией [2-4], из которой следует, что если волновая функция излучения перед СПЛ может быть представлена в виде

$$\psi_0(x) = C_0 \exp(-i\pi x^2/\lambda f_0 c) \quad (1)$$

$$1/f_0 c = 1/f_0 - i\lambda C_w^2/w_0^2 \quad (2)$$

где $C_w = (2\ln 2/\pi)^{1/2} = 0.6643$, w_0 – полуширина (полная ширина на половине высоты) гауссовой функции $|\psi_0(x)|^2$, то после СПЛ она имеет такой же вид, но с заменой параметров C_0 , $f_0 c$ на C и f_c . Значения новых параметров вычисляются последовательно

для каждой СПЛ каскада с помощью рекуррентных соотношений

$$f_c = a_L/b_L, \quad C = C_0(f_{0c}/a_L)^{1/2} \quad (3)$$

$$a_L = f_{0c}C_L - z_c S_L, \quad b_L = C_L + S_L f_{0c}/z_c \quad (4)$$

$$C_L = \cos(L/z_c), \quad S_L = \sin(L/z_c), \quad z_c = (\rho R/2\eta)^{1/2} \quad (5)$$

где $L = \rho n_l$ – длина СПЛ, n_l – число элементов в СПЛ, $\eta = 1 - n = \delta - i\beta$, β – индекс поглощения (мнимая часть коэффициента преломления n).

Расчет числа элементов n_b , необходимого для сжатия пучка на шаг изменения апертуры S , выполняется исходя из траектории луча с поперечной координатой $x = x_a$, то есть соответствующего краю апертуры данной СПЛ; обоснование справедливости такого подхода дано в работе [4]. В соответствии с [4], координата траектории луча x и ее угол θ с оптической осью Z на конце СПЛ с длиной $L = \rho n_l$ описывается следующими выражениями

$$x(L) = x_a C_L + \theta_a L_c S_L \quad (6)$$

$$\theta(L) = \theta_a C_L - x_a S_L/L_c \quad (7)$$

$$C_L = \cos(L/L_c), \quad S_L = \sin(L/L_c), \quad L_c = (\rho R/2\delta)^{1/2} \quad (8)$$

где θ_a – угол наклона луча на краю апертуры относительно оптической оси Z на входе в СПЛ. Расчет n_l для каждой СПЛ каскада может быть относительно просто выполнен перебором в соответствии с формулами (6)-(8). Расчет для последней СПЛ выполняется таким же образом исходя из предварительно заданного значения минимального сжатия пучка на конце АПЛ.

Соответственно, расчет сжатия пучка внутри АПЛ осуществляется следующим образом: сначала определяются длины всех СПЛ и далее по формулам (3)-(5) производится итерационный расчет изменения волновой функции излучения после прохождения всех СПЛ в каскаде. При этом можно учесть, что на современных источниках СИ расстояние от источника излучения до экспериментальной станции достаточно велико, и стартовать расчет с плоской падающей волны, то есть при значениях $f_{0c}^{-1} = 0$, $C_0 = 1$, $\theta_a = 0$. В результате такой расчет позволяет получить фокусное расстояние f и полуширину w_e гауссового пучка на конце АПЛ

$$f = (\text{Re}(f_c^{-1}))^{-1}, \quad w_e = C_w[-\lambda/\text{Im}(f_c^{-1})]^{1/2} \quad (9)$$

Вместе с тем нужно иметь в виду, что аналитическая теория СПЛ справедлива только для случая сильного поглощения, когда полуширина гауссовой кривой интенсивности на конце АПЛ меньше ее апертуры. При слабом же поглощении апертура начинает влиять на результат фокусировки и кривая интенсивности оказывается ограниченной геометрическим размером пучка A_e на конце АПЛ, который вычисляется из геометрической оптики (формулы (6)-(8)). Подробный анализ данной проблемы представлен в работе [4], где было показано, что распределение интенсивности пучка СИ в фокусе определяется функцией $[F(u_0)]^2$, где

$$F(u_0) = \frac{1}{u_0} \int_0^{u_0} du \cos(u) \exp(-gu^2/u_0^2) \quad (10)$$

$$u_0 = (\pi A_e/\lambda f) x, \quad g = (\ln 2/2)(A_e/w_e)^2 \quad (11)$$

Размер (полуширина) w_f пучка в фокусе определяется через полуширину функции $[F(u_0)]^2$, обозначенную далее как $w_u(g)$, следующим образом

$$w_f = (\lambda f/\pi A_e) w_u(g) \quad (12)$$

Аналитическое решение для функции $w_u(g)$ может быть получено только для предельных случаев. Так для случая нулевого поглощения $w_u(0) = 2.783$, а при $g \gg 1$ функция $[F(u_0)]^2$ приобретает вид функции Гаусса с полушириной $w_u(g) = 2.355g^{1/2}$. С другой стороны, универсальное решение для любого значения параметра g может быть получено численно. Расчеты показали, что в интервале $0 \leq g \leq 6$ функция $w_u(g)$ очень слабо отличается от линейной зависимости вида $w_u(g) = w_u(0) + 0.498g$, а для $g > 6$ значение $w_u(g)$ совпадает с аналитической оценкой для случая $g \gg 1$. Таким образом, вычислив параметры w_e , f и A_e на выходе из АПЛ, по формуле (12) можно рассчитать поперечный размер пучка СИ в фокусе с учетом влияния апертуры на результат фокусировки.

Для расчетов размеров пучка СИ в фокусе при использовании АПЛ целесообразно исходить из параметров уже существующих в настоящее время СПЛ. Для реализации нанофокусировки наиболее перспективными являются планарные СПЛ, изготавливаемые с применением технологий микроstructuring поверхности. Так в работах [7, 8] представлены результаты экспериментов с использованием планарных СПЛ из кремния с апертурами 30 и 50 мкм; также уже изготовлены СПЛ из кремния с апертурой 10 мкм, однако экспериментальные данные для таких линз еще не опубликованы. Существующая на сегодняшний день технология для кремния теоретически позволяет с достаточной точностью изготавливать элементы с апертурой и менее 10 мкм. Как было показано в [4], для достижения предельных значений нанофокусировки перспективными могут оказаться также СПЛ из более тяжелых элементов, например, из никеля. СПЛ из никеля с апертурой порядка 10 мкм еще не изготовлены, однако это представляется принципиально возможным: например, существуют киноформные линзы из никеля с размером минимального сегмента менее 3 мкм [9].

Отметим, что в указанных планарных СПЛ из кремния [7, 8] используются следующие соотношения между параметрами элементов: $R = A/8$, $\rho = d + 2A$, $d = 2$ мкм. В представленных ниже расчетах использовалось такое же соотношение между R и A , при этом толщина перемычки d задавалась равной 2 мкм для элементов с апертурой до 10 мкм и 1 мкм для элементов с меньшей апертурой. Как уже отмечалось выше, значительное уменьшение параметра d в настоящее время технологически невозможно. Минимальное сжатие пучка СИ, в соответствии с которым рассчитывалось число элементов последней СПЛ в каскаде, было задано равным 0.5

мкм. Расчеты выполнены в программе, написанной на языке программирования ACL [10], интерпретатор которого написан на языке Java.

На рисунке 2 представлены результаты расчета траектории луча с начальной координатой, соответствующей краю апертуры первой СПЛ в каскаде, для АПЛ с разным числом ступеней $n_s = 1, 3, 7$ и 25 . Расчет выполнен для АПЛ из кремния с начальной апертурой $A_1 = 50$ мкм и энергии излучения $E = 50$ кэВ. При этом шаг изменения апертуры задан равным $S = 0, 20, 8$ и 2 мкм, соответственно апертура последней СПЛ каскада равна $A_n = 50, 10, 2$ и 2 мкм.

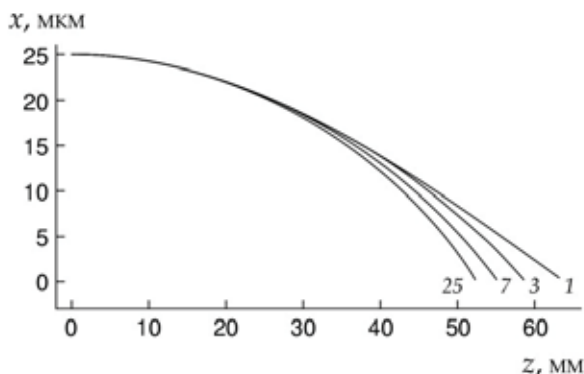


Рис. 1. Траектории лучей, соответствующих краю начальной апертуры АПЛ с разным числом ступеней: 1, 3, 7, 25.

Видно, что в случае обычной СПЛ ($n_s = 1$) угол между траекторией луча и оптической осью Z становится почти постоянным приблизительно с середины длины. То есть предельно длинная СПЛ фокусирует излучение неэффективно, так как в пустом пространстве имеет место такая же линейная сходимость лучей. В результате, при малых значениях длины волны излучения и апертуры линзы достигается предел фокусировки с помощью обычной СПЛ, и в данном случае размер пучка в фокусе составляет 22.5 нм. Увеличение числа ступеней в АПЛ приводит к тому, что кривая траектории заметно загибается, и угол луча с оптической осью на выходе из АПЛ увеличивается. Увеличение ширины углового спектра СИ в фокусе приводит к уменьшению поперечного размера сфокусированного пучка в соответствии с общим законом оптики, аналогом соотношения неопределенности в квантовой механике.

Расчеты показали, что минимальный достижимый размер пучка в фокусе при выполнении условия слабого поглощения ($g < 6$) определяется, в большей степени, апертурой последних элементов АПЛ.

Например, для АПЛ из кремния с начальной апертурой $A_1 = 50$ мкм, числом ступеней $n_s = 50$ и шагом $S = A_1/n_s$ при $E = 50$ кэВ размер пучка в фокусе составляет 9.7 нм. Для большего сжатия пучка необходимо добавлять СПЛ с еще меньшей апертурой, но создание элементов с апертурой менее 1 мкм на сегодняшний день представляется невыполнимой задачей. Снижение же поглощения за счет уменьшения начальной апертуры A_1 и увеличения энергии фотонов E в данном случае не приводит к значительному результату. Так, при $A_1 = 30$ мкм, $n_s = 30$ и $E = 80$ кэВ размер пучка в фокусе незначительно уменьшается до значения 9.1 нм.

Для АПЛ из никеля минимальные значения достигаются только при большей энергии фотонов E и меньшей стартовой апертуре A_1 . Так для параметров $A_1 = 30$ мкм, $n_s = 30$, $E = 80$ кэВ роль поглощения все еще велика, и размер пучка в фокусе составляет 8.9 нм, что лишь немного меньше по сравнению с АПЛ из кремния. При уменьшении стартовой апертуры до значения $A_1 = 10$ мкм и числе ступеней $n_s = 10$ размер пучка уменьшается уже до 6.9 нм. Дальнейшее увеличение энергии не приводит к значительному увеличению эффективности фокусировки.

Таким образом, расчеты показывают, что при современном уровне развития технологии теоретически возможно создание АПЛ, способных фокусировать пучок СИ до размера менее 10 нм в случае кремния и менее 7 нм для линз из никеля. Отметим также, что такие АПЛ являются практически идеально адиабатическими и фокусируют пучок на очень близком расстоянии от своего конца. Поэтому при осуществлении двумерной фокусировки с использованием двух планарных АПЛ, фокусирующих в перпендикулярных плоскостях, минимальный размер пучка может обеспечить только вторая АПЛ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 19-29-12043 мк.

1. A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler. Nature, 1996, 384, 49-51.
2. В.Г. Кон. Письма в ЖЭТФ, 2002, 76, 701-704.
3. В.Г. Кон. ЖЭТФ, 2003, 124, 224-236.
4. V.G. Kohn, M.S. Folomeshkin, J. Synchrotron Rad., 2021, 28, 419-428.
5. C. Bergemann, H. Keymeulen, J. F. van-der-Veen, Phys. Rev. Lett., 2003, 91, 204801, 1-4.
6. C.G. Schroer, B. Lengeler Phys. Rev. Lett., 2005, 94, 054802, 1-4.
7. A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn et al. Phys. Rev. Lett., 2009, 103, 064801, 1-4.
8. A. Snigirev, I. Snigireva, M. Lyubomirskiy et al. Optics Express, 2014, 22, 21, 25842-25852.
9. V. Nazmov, E. Reznikova, A. Snigirev et al. Microsystem Technologies, 2005, 11, 292-297.
10. В.Г. Кон. <http://kohnvict.ucoz.ru/acl/acl.htm>