

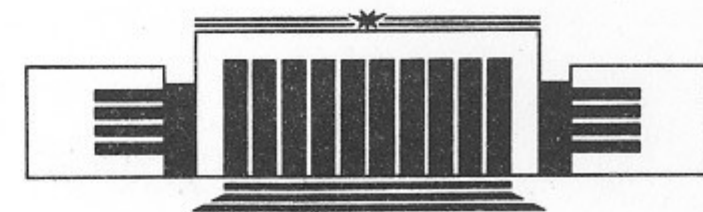


54
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

**Н.А. Винокуров, Г.Н. Кулипанов,
В.Н. Литвиненко, А.С. Соколов**

**О КОГЕРЕНТНОСТИ СПОНТАННОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ДВУХ ОНДУЛЯТОРОВ,
РАЗДЕЛЕННЫХ АХРОМАТИЧЕСКИМ
ПОВОРОТОМ**

ПРЕПРИНТ 89-84



НОВОСИБИРСК

О когерентности спонтанного излучения
из двух ондуляторов, разделенных
ахроматическим поворотом

Н.А. Винокуров, Г.Н. Кулипанов,
В.Н. Литвиненко, А.С. Соколов

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

О когерентности спонтанного излучения
из двух ондуляторов, разделенных
ахроматическим поворотом

Н.А. Винокуров, Г.Н. Кулипанов,
В.Н. Литвиненко, А.С. Соколов

АННОТАЦИЯ

Рассмотрено излучение двух ондуляторов, разделенных системой, отклоняющей электронный пучок на некоторый угол. Исследованы условия когерентности излучения двух ондуляторов. Установлена важность условия ахроматичности (бесдисперсионности) поворота и обсуждены некоторые типы таких поворотов. Описана схема установки для наблюдения когерентности.

1. Рассмотрим ультрарелятивистский электронный пучок, проходящий последовательно через первый ондулятор, магнитную систему, отклоняющую пучок на некоторый малый угол θ , и второй ондулятор (см. рис. 1). Пусть угол θ больше характерной угловой расходимости ондуляторного излучения $\sqrt{\lambda/L}$ (λ — длина волны основной гармоники излучения вперед, L — длина ондулятора). В этом случае представляет интерес вопрос о взаимной когерентнос-

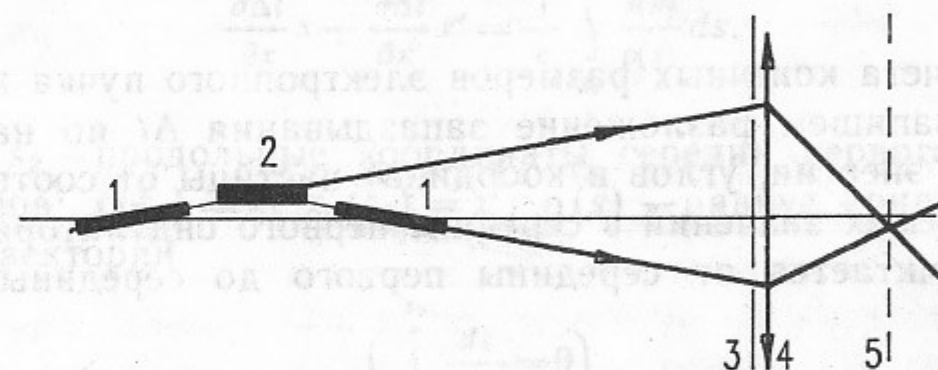


Рис. 1. Схема наблюдения когерентности излучения из двух ондуляторов:

1 — ондуляторы; 2 — отклоняющая система; 3 — экран с двумя отверстиями; 4 — объектив;
5 — плоскость изображения середины отклоняющейся системы.

ти излучения из ондуляторов, т. е. о результате проведения опыта Юнга с отверстиями в экране, помещенными на центры диаграмм направленности излучения ондуляторов.

2. Рассмотрим сначала случай нулевых поперечных размеров, угловых разбросов и энергетического разброса в электронном пучке. Считая времена пролета отдельных электронов через нашу систему некоррелированными, легко записать выражение для веществ-

венной части степени когерентности [1]:

$$\gamma_{21}^{(r)} = \frac{\langle u_2(t+\tau) u_1(t) \rangle}{\sqrt{\langle u_2^2 \rangle \langle u_1^2 \rangle}} = \begin{cases} \left(1 - \frac{c|\tau - \Delta t|}{q\lambda}\right) \cos \omega(\tau - \Delta t), & c|\tau - \Delta t| < q\lambda \\ 0, & c|\tau - \Delta t| > q\lambda, \end{cases} \quad (1)$$

где $\langle \rangle$ означает усреднение по времени; u_1, u_2 — поля излучения первого (по ходу пучка) и второго ондуляторов; q — число периодов в каждом ондуляторе; $\omega = 2\pi c/\lambda$; c — скорость света; Δt — запаздывание излучения из второго ондулятора (для «короткой» отклоняющей системы $\Delta t \approx q\lambda/c$). Из (1) следует, что соответствующая видность интерференционных полос равна

$$V = \begin{cases} 1 - \frac{c}{q\lambda} |\tau - \Delta t|, & c|\tau - \Delta t| < q\lambda \\ 0, & c|\tau - \Delta t| > q\lambda. \end{cases} \quad (2)$$

3. Для учета конечных размеров электронного пучка и разбросов в нем запишем разложение запаздывания Δt по начальным отклонениям энергии, углов и координат частицы от соответствующих равновесных значений в середине первого ондулятора (в этом случае Δt считается от середины первого до середины второго ондулятора):

$$\Delta t = (\Delta t)_0 + \left(\frac{\partial \Delta t}{\partial E}\right)_0 (E - E_0) + \left(\frac{\partial \Delta t}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial \Delta t}{\partial y}\right)_0 y + \left(\frac{\partial \Delta t}{\partial x'}\right)_0 x' + \left(\frac{\partial \Delta t}{\partial y'}\right)_0 y' + \dots \quad (3)$$

Теперь следует подставить (3) в (1) и усреднить Δt по распределению частиц в пучке. Усреднение по энергии проводится аналогично тому, как это делается в теории оптического клистрона [2, 3], отличающегося от нашего случая только тем, что угол отклонения θ равен нулю. В результате $\gamma_{21}^{(r)}$ и видность V домножаются на

$$\exp \left[-\frac{1}{2} \left(\omega \frac{\partial \Delta t}{\partial E} \sigma_E \right)^2 \right],$$

где σ_E — среднеквадратичный энергетический разброс. Для «короткой» отклоняющей системы

$$\frac{\partial \Delta t}{\partial E} \approx 2q \frac{\lambda}{cE}$$

и видность сохраняется при

$$\frac{\sigma_E}{E} < \frac{1}{4\pi q},$$

что совпадает с условием отсутствия уширения спектра ондуляторного излучения.

Пусть отклонение на угол θ проводится в горизонтальной плоскости, тогда известно [4], что

$$\frac{\partial \Delta t}{\partial y} = \frac{\partial \Delta t}{\partial y'} = 0,$$

а

$$\frac{\partial \Delta t}{\partial x} x + \frac{\partial \Delta t}{\partial x'} x' = \frac{1}{c} \int_{s_1}^{s_2} \frac{x(s)}{\rho(s)} ds, \quad (4)$$

где s_1 и s_2 — продольные координаты середин первого и второго ондуляторов; $x(s_1) = x$; $x'(s_1) = x'$; $\rho(s)$ — радиус кривизны равновесной траектории

$$\left(\int_{s_1}^{s_2} \frac{ds}{\rho(s)} = \theta \right).$$

Оценивая интеграл (4) как $x_m \theta / c$ (x_m — координата электрона в отклоняющей системе) и принимая во внимание условие сохранения видности $\omega \delta(\Delta t) < 1$, получим ограничение на угол отклонения θ :

$$\theta < \frac{\lambda}{2\pi \sigma_x},$$

где σ_x — горизонтальный размер электронного пучка. Итак, мы пришли к довольно очевидному результату: угол отклонения θ не должен быть больше угла пространственной когерентности источника с размером σ_x . Если мы вспомним, что интересуемся случаем

$\theta > \sqrt{\lambda/L}$, то будем иметь ограничение сверху на размер электронного пучка:

$$\sigma_x < \frac{1}{2\pi} \sqrt{\lambda L},$$

которое вместе с очевидным ограничением на угловой разброс $\langle x'^2 \rangle < \lambda/L$ приводит к известному фундаментальному условию на горизонтальный эмиттанс: $\varepsilon_x < \lambda/2\pi$.

Для преодоления вышеназванных ограничений следует занулить интеграл (4), т.е. исключить линейную зависимость длины траектории от горизонтальных углов и координат. Известно [4], что условие зануления интеграла (4) для произвольной траектории совпадает с условием бездисперсионности (т.е. ахроматичности) магнитной отклоняющей системы.

4. В ускорительной технике известно много вариантов бездисперсионных систем. Напомним, что бездисперсионность поворота означает, что частицы с отклонением от равновесной энергии, входящие в него без отклонения по координате и углу, выходят из него, также не имея соответствующих отклонений от равновесной траектории. Простейшим примером ахроматического поворота является пара коротких магнитов, поворачивающих пучок на угол $\theta/2$ каждый, посередине между которыми расположена фокусирующая линза с фокусным расстоянием, равным четверти расстояния между магнитами. Так как желательно иметь длину отклоняющей системы не слишком большой (например, не более длины ондулятора L), то вышеназванная система оказывается очень жесткофокусирующей, что затрудняет оптимизацию огибающих пучка в ондуляторах. Положение может быть улучшено применением системы из четырех коротких магнитов и фокусирующей линзы (см. рис. 2). Считая, что второй магнит, линза и третий магнит

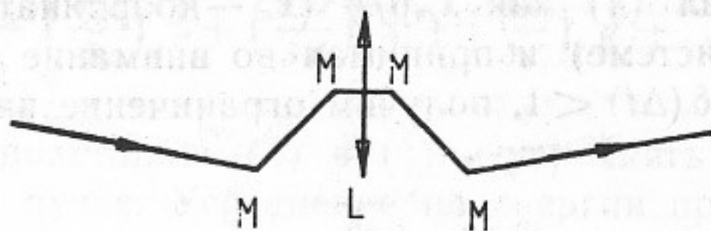


Рис. 2. Схема ахроматического поворота. М — отклоняющие магниты, L — линзы.

расположены вплотную друг к другу посередине между первым и четвертым магнитами, причем первый и четвертый магниты отклоняют пучок на угол $\alpha + \theta/2$ (каждый), а второй и третий на α

(каждый), получим что для бездисперсионности следует выбрать фокусное расстояние линзы равным:

$$F = \frac{l}{4} \left(1 + \frac{2\alpha}{\theta} \right), \quad (5)$$

где l — полная длина поворота. При увеличении α растет продольная дисперсия системы

$$cE \frac{\partial \Delta l}{\partial E} \sim l\alpha \left(\alpha + \frac{\theta}{2} \right), \quad (6)$$

что, ограничивает увеличение фокусного расстояния (5). Естественным масштабом продольной дисперсии является в данном случае продольная дисперсия ондулятора $2q\lambda$. Приравнявая выражение (6) этой величине, получим оценку для максимального фокусного расстояния (при $\alpha \gg \theta$):

$$F_{\max} \approx \frac{1}{\theta} \sqrt{\frac{q\lambda L}{2}} \quad (7)$$

либо для максимального угла разведения

$$\theta_{\max} \approx \frac{1}{F} \sqrt{\frac{q\lambda L}{2}} = \sqrt{\frac{q}{2}} \frac{L}{F} \sqrt{\frac{\lambda}{L}}. \quad (8)$$

Условие $\theta_{\max} > \sqrt{\frac{\lambda}{L}}$ переходит в $\sqrt{\frac{q}{2}} \frac{L}{F} > 1$, что легко выполнимо.

Итак, ахроматический поворот описанной конструкции обеспечивает когерентность излучения из двух ондуляторов. Очевидно, что при конструировании реальных отклоняющих систем могут быть полезны более сложные системы, например MDMFMDM (М — магнит, D и F — дефокусирующая и фокусирующая квадруполь).

5. Выше мы не обсуждали ограничений на размеры отверстий дифрактометра, считая их достаточно малыми. В этом пункте мы рассмотрим схему дифрактометра более детально. Пусть расстояние от отклоняющей системы до экрана с отверстиями равно D , диаметр отверстий d , фокусное расстояние объектива, установленного около экрана f . Будем наблюдать интерференционную картину в плоскости изображения середины отклоняющей системы (см. рис. 1). В этом случае центр интерференционной картины смещен с оптической оси (проходящей через середины ондуляторов и центр

объектива) на расстояние $\frac{l\theta}{4} \frac{f}{D}$, где l — расстояние между серединами ондуляторов. Пространственный период интерференционной картины равен $\frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{f}{D}$.

Если диаметр отверстий меньше размера области пространственной когерентности:

$$d < \frac{D\lambda}{\pi\sigma_{xy}},$$

то диаметр освещенного пятна в плоскости изображения равен $\frac{\lambda}{d} f$, а полное число полос, соответственно $D\theta/d$. Максимальная видность будет наблюдаться при $\tau = \Delta t$, т.е. на расстоянии $\frac{c\Delta t}{\theta} \cdot \frac{f}{D}$ от центра интерференционной картины, что возможно только при

$$\frac{c\Delta t}{\theta} \frac{f}{D} < \frac{\lambda}{d} f,$$

т.е.

$$d < \frac{\theta D \lambda}{c \Delta t}. \quad (9)$$

Величину $c\Delta t$ в (9) можно увеличить, наблюдая картину через фильтр со спектральной шириной, меньше ширины линии ондуляторного излучения. Другим способом преодоления ограничения (9) является компенсация задержки Δt . Это можно сделать, например, установив перед отверстиями две одинаковые плоскопараллельные стеклянные пластинки и наклоняя пластинку, через которую проходит излучение первого ондулятора.

Применив компенсацию задержки и имея электронный пучок достаточно малых поперечных размеров:

$$\sigma_x < \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}},$$

мы можем убрать экран с отверстиями. При этом диаметр дифракционного пятна становится порядка:

$$\sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}} \frac{f}{D},$$

а полное число интерференционных полос $\theta \sqrt{L/2\pi\lambda}$. Отметим, что

число интерференционных полос по порядку величины равно отношению угла отклонения θ к угловой расходимости ондуляторного излучения $\sqrt{\lambda/L}$, т.е. оно характеризует степень разведения.

6. Описанный в данной работе эксперимент был проведен в апреле 1989 года на накопителе ВЭПП-3 ИЯФ СО АН СССР. Интерференция визуально наблюдалась на длине волны 0,6 мкм при помощи телескопа. Необходимыми условиями наблюдения интерференции были ахроматичность поворота и компенсация задержки излучения плоскопараллельными стеклянными пластинками, либо удлинение цугов излучения при помощи интерференционного фильтра. Описание эксперимента выходит за рамки данной работы и будет сделано позднее.

Авторы благодарят академика А.Н. Скринского за ценные обсуждения и Е.С. Глускина за указание на важность обсуждаемого вопроса для рентгеновской голографии и полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.; Наука, 1973.
2. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. Генераторный клистрон оптического диапазона на ультрарелятивистских электронах. Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 77 — 59. Новосибирск, 1977.
3. Elleaume P. Journal de Physique, № 44, Colloque C1, p.333, 1983.
4. Штеффен К. Оптика пучков высокой энергии. — М.; Мир, 1969.

*Н.А. Винокуров, Г.Н. Кулипанов,
В.Н. Литвиненко, А.С. Соколов*

**О когерентности спонтанного излучения
из двух ондуляторов, разделенных
ахроматическим поворотом**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 7.06.1989 г.
Подписано в печать 8.06.1989 г. МН 10259
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,8 печ.л., 0,7 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 84

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*