

一种简单的平面摆线中有限发射率电子束自发辐射发射功率密度计算方法

Ganesh Tiwari* and Timur Shaftan

Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, 11973, USA

我们将平面摆线器自发辐射发射的角功率密度公式扩展,以包含有限发散度和电子束的角偏差。然后我们使用积分方法结合高斯光束分布以及宏观粒子分配覆盖粒子束相空间的方法来计算并比较功率密度。在表明两种方法趋于一致后,我们应用宏观粒子方法研究国家同步辐射光源-II 9-ID 光束线前端各种孔径吸收和传输的功率。我们的分析表明,电子束偏移可能导致在更紧的孔径处出现未预期的功率沉积,这将使得使用几何光线跟踪方法难以在孔径设计/选择过程中加以考虑。

I. 介绍

插入装置在物理/角空间中的功率密度计算对于确定光源光束线前端的孔径类型和尺寸是必要的,因为它直接关联到沉积辐射剂量、热负荷和活化。每个孔径处的功率密度估计的一种严格方法涉及从源沿波前传播到孔径并考虑其间障碍物的电场,针对每种辐射频率进行此操作。然后,可以通过将各频率范围内的功率相加来推导出孔径处的总功率密度。从经典波动光学的观点来看,这包括估算辐射电场振幅 [1] 的非涅尔和夫琅禾费衍射积分,对于几米的距离和红外到 x 射线区域(典型于基于储存环光源中的摆荡器和 wigglers)的宽能范围来说,这个问题成为一个相当复杂的数值问题。在插入装置中计算电子轨迹与波前传播的附加计算成本即使使用高性能计算资源也非常高。几种可用的同步辐射软件包,如随机游走 [2, 3], 光谱矩阵 X [4], 影子 oui [5], 奥斯卡 [6], 西雷波 [7] 和 OAYSIS [8] 允许在插入装置中计算粒子轨迹,并使用波前传播或混合方法在所需位置进行功率密度计算;然而,由于电场波前结构占用的内存以及高精度或收敛积分所需的额外时间,使用这些可用软件从电子束通过摆荡器时在光阑位置集成所有能量空间的功率密度估计计算成本较高。交替表示和使用 Wigner 函数方法 [9] 以及模式分解到 Gauss-Hermite 模式 [10, 11] 可以在同步辐射光源中减少波前追踪的计算成本,同时让用户保留必要的量,如光谱或空间通量或亮度等表达式。这些替代技术的不可用性和波前传播的计算成本通常会

导致采用几何光线跟踪方法来进行前端孔径设计过程(参见例如 [12, 13])。虽然几何光线跟踪法允许我们

* tiwariganesh30@gmail.com

推导出同步辐射扇形和孔径尺寸的限制,但它不允许我们估计电子束从横向分布的辐射功率密度。

在本文中,我们提出了一种简单的方法来估计电子束穿过平面摆荡器时自发辐射束的功率密度,以确定存储环光源前端光束线孔径处沉积的功率。这种方法解决了几何光线追踪方法的不足之处,同时没有引入波前传播的额外成本。我们将单个电子情况下的傍轴波动方程解应用于获得有限发射度电子束穿过平面摆荡器时的角度功率密度,在第 II 节中进行了说明。首先,我们应用国家同步辐射光源 II (NSLS-II) 电子束和 9-ID 前端光束线参数来比较使用高斯积分法和宏观粒子方法估计的理想无偏移电子束情况下的功率密度以及每个前端孔径处沉积的功率。在验证了高斯积分方法的有效性之后,我们在第 IV 节中采用宏观粒子方法来估算电子束偏移情况下各孔径吸收的功率。最后,我们在第 V 节总结我们的发现。

II. 平面摆荡器中的角功率密度

我们从傍轴波方程的解析解开始。单个相对论电子的总角功率密度可以写为 [14, 15]

$$\frac{dP}{d\phi} = \frac{e^2}{16\pi^2\epsilon_0 c T} \int d\zeta \frac{[\dot{\beta}(\zeta)\dot{\tau}(\zeta, \phi) - (\dot{\beta}(\zeta) - \phi)\ddot{\tau}(\zeta, \phi)]^2}{\dot{\tau}^5(\zeta, \phi)}, \quad (1a)$$

其中

$$\dot{\tau}(\zeta, \phi) = \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{1}{2}(\beta - \phi)^2, \quad \text{and} \quad \ddot{\tau}(\zeta, \phi) = \dot{\beta} \cdot (\beta - \phi). \quad (1b)$$

然后, 被积函数的分子采取以下形式

$$\begin{aligned} & \dot{\beta}(\zeta)\dot{\tau}(\zeta, \phi) - (\dot{\beta}(\zeta) - \phi)\ddot{\tau}(\zeta, \phi) \\ &= \frac{\dot{\beta}_x}{2\gamma^2} \left[1 - \gamma^2 (\beta_x - \phi_x)^2 + \gamma^2 (\beta_y - \phi_y)^2 \right] \hat{x} + \dot{\beta}_x (\beta_x - \phi_x) (\beta_y - \phi_y) \hat{y}. \end{aligned} \quad (1c)$$

这里 e 是电子电荷, γ 是其相对论洛伦兹因子, T 是发射持续时间, ϵ_0 是真空介电常数, $(\beta_x, \beta_y) = (v_x/c, v_y/c)$ 是在 (x, y) 和 $\zeta = z/c$ 中的电子角速度, 对于纵向坐标 z 和光速 c 。 $\phi = (\phi_x, \phi_y)$ 是一个表示角度空间的二维横向向量。我们假设 $\dot{\beta}_y = 0$ 来得到最后一个表达式。由于功率密度是以角坐标表示的, 我们可以很容易地推断出远离源的某个横向区域内的沉积功率。这种方法的优点是, 在频率/能量域上的功率密度积分因德尔塔函数而消失, 从而避免了电子能量失谐对光谱发射的影响, 如参考文献 [16, 17] 所示。然而, 这个表达式不允许我们估计光谱功率密度, 包含衍射效应或通过物理空间中的多个光学元件或孔径来

估算功率密度。

对于具有相对论因子 γ 的电子通过一个平面摆动器时, 给定垂直磁场分布为 $B_y = B_0 \sin(k_u z)$, 假设聚焦效应可以忽略不计且峰值场强为 B_0 , 电子的角速度由 $(\beta_x, \beta_y) = (\beta_{x0} - \frac{K}{\gamma} \cos(k_u z), \beta_{y0})$ 给出, 其中 (β_{x0}, β_{y0}) 是初始角速度。这里的速度遵循自由空间传播, 并忽略了外部晶格聚焦效应。我们定义了周期为 λ_u 的摆磁场偏转参数 $K = \frac{eB_0}{mck_u}$, 它与波数 k_u 相关, 由 $k_u = 2\pi/\lambda_u$ 给出; 它也被定义为 $K = 0.9343\lambda_u[\text{cm}]B_0[\text{T}]$ [14]。将角速度代入方程 (1), 并分离极化在 $x(=\sigma)$ 和 $y(=\pi)$ 的功率密度, 我们得到

$$\frac{dP_\sigma}{d\phi} = \frac{eK^2 k_u N_u}{2\pi^2 \epsilon_0} \frac{e\gamma^4}{T} \int_0^{2\pi} d\xi \sin^2(\xi) \frac{\left(1 - \gamma^2 \left[\beta_{x0} - \frac{K}{\gamma} \cos(\xi) - \phi_x\right]^2 + \gamma^2 [\beta_{y0} - \phi_y]^2\right)^2}{\left(1 + \gamma^2 \left[\beta_{x0} - \frac{K}{\gamma} \cos(\xi) - \phi_x\right]^2 + \gamma^2 [\beta_{y0} - \phi_y]^2\right)^5}, \quad (2a)$$

$$\frac{dP_\pi}{d\phi} = \frac{eK^2 k_u N_u}{2\pi^2 \epsilon_0} \frac{e\gamma^4}{T} \int_0^{2\pi} d\xi \sin^2(\xi) \frac{4\gamma^2 \left(\beta_{x0} - \frac{K}{\gamma} \cos(\xi) - \phi_x\right)^2 (\beta_{y0} - \phi_y)^2}{\left(1 + \gamma^2 \left[\beta_{x0} - \frac{K}{\gamma} \cos(\xi) - \phi_x\right]^2 + \gamma^2 [\beta_{y0} - \phi_y]^2\right)^5}. \quad (2b)$$

N_u 是总的摆动器周期数。为了获得电子束的总功率密度, 我们将每个粒子的贡献相加。通常有 $\geq 10^6$ 个

电子进行求和计算, 使其成为一个扩展性的计算。加快这种计算的一种方法是分配类似于伪电子或宏粒子

在束相空间中的分布，显著减少粒子的数量。

对于给定的电子束分布函数 $F(\gamma, \beta_{x0}, \beta_{y0})$ ，总平均功率密度由下式给出

$$\left\langle \frac{dP}{d\phi} \right\rangle = \frac{1}{\int d\beta_{x0} \int d\beta_{y0} \int d\gamma F(\gamma, \beta_{x0}, \beta_{y0})} \int d\beta_{x0} \int d\beta_{y0} \int d\gamma \frac{dP}{d\phi} F(\gamma, \beta_{x0}, \beta_{y0}) \quad (3)$$

在归一化高斯电子束分布的情况下，该分布呈现如下形式

$$F(\gamma, \beta_{x0}, \beta_{y0}) = \frac{\exp\left[-\frac{(\gamma - \bar{\gamma})^2}{2\sigma_\gamma^2}\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_\gamma} \frac{\exp\left[-\frac{(\beta_{x0} - \bar{\beta}_{x0})^2}{2\sigma_{\beta x}^2}\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\beta x}} \frac{\exp\left[-\frac{(\beta_{y0} - \bar{\beta}_{y0})^2}{2\sigma_{\beta y}^2}\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\beta y}}, \quad (4)$$

其中 $\bar{\gamma}$, $\bar{\beta}_{x0}$, and $\bar{\beta}_{y0}$ 是相应的束中心，而 σ_γ , $\sigma_{\beta x}$, and $\sigma_{\beta y}$ 是 rms 束发散度（角空间中的尺寸）。对于这个表达式，方程 (3) 的分母变为 1，而方程 (2) 中的 e/T 应该被束电流 $I = N_e e/T$ 替换，其中 N_e 是束中的总电子数。方程 (2) 的一维积分变为四维积分，非零束中心模仿了束偏移/未对准的场景。这种方法在束相空间中的每个积分所需的分辨率上可能比宏观粒子方法更快或更慢。例如，如果宏粒子总数小于 γ 、 β_{x0} 和 β_{y0} 的总积分步数的乘积，则积分方法将花费更多时间或反之亦然。

非零初始角速度在公式 (2) 中的重要性有两点。首先，它适用于具有有限尺寸和非零均方根发散的电子束。其次，现在考虑了电子束相对于参考轴的倾斜，这使得我们能够估计未对准电子束的功率密度。为了定量地理解这一效应，我们观察单个具有非零初始角速度的电子发射辐射的共振基本波长和均方根发散的变化 (β_{x0}, β_{y0})。参照 [14]，很容易证明

$$\lambda_1(\phi_x, \phi_y) = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} [1 + \gamma^2(\beta_{x0}^2 + \phi_x^2 + \beta_{y0}^2 + \phi_y^2) + K^2/2], \quad (5)$$

其中 λ_1 是因非零初始角速度和角度而发生偏移的基本共振波长。由于该发射光子的均方根发散为 $\sigma_{r'} \approx \sqrt{\frac{\lambda_1}{2L_u}}$ [14]，非零初始角速度的影响只有在 $\beta_{x0, y0} \geq \frac{K}{\gamma\sqrt{2}}$ 时才不可忽略；对于电子束，这一条件变为 $\sigma_{\beta x, \beta y} \geq \frac{K}{\gamma\sqrt{2}}$ 。当 $\sigma_{\beta x, \beta y} \ll \frac{K}{\gamma\sqrt{2}}$ 暗示功率密度接近零发射度情况时，方程 (2) 中的非零 $\beta_{x0, y0}$ 使我们能够纳入电子束相对于参考轴的平均偏移 ($\bar{\beta}_{x0, y0} \neq 0$)。

III. 示例

表 I. 角功率密度计算的参数。

参数	符号 (单位)	值
电子束		
Energy	$\gamma_0 mc^2$ (GeV)	3
RMS energy spread	σ_γ (MeV)	2.67
Normalized emittance in x	ε_{nx} (mm. mrad)	4.462
Normalized emittance in y	ε_{ny} (mm. mrad)	0.041
Total beam current	I (Amp)	0.5
RMS divergence in x	$\sigma_{\beta x}$ (μ rad)	20.33
RMS divergence in y	$\sigma_{\beta y}$ (μ rad)	2.45
wigglers		
Undulator period	λ_u (mm)	18
Undulator length	L_u (m)	2.214
Peak magnetic field	B_0 (T)	1.147

我们考虑在表 I [18] 中列出的国家同步辐射光源-II (NSLS-II) 电子束和偏振器参数。当前的 0.5 A 电子束平均能量为 3 GeV，水平和垂直方向的归一化发射率分别为 4.462 和 0.041 mm μ rad。在短直线段上，束流在 x 和 y 处的 rms 发散分别为 20.33 和 2.45 μ rad，在 wiggle 中心处。为了方便起见，我们忽略晶格聚焦效应，并认为束流在整个 wiggle 范围内以固定发散度在自由空间中传播，从而使公式 (2) 和 (3) 成立。色散段周期为 18 mm，总长度为 2.214 m，峰值磁场强度为 1.147 Tesla，从而产生有效偏转因子 $K = 1.93$ ，该参数被选用于 NSLS-II 的 9-ID[19]。根据前一节的讨论， $\frac{K}{\gamma\sqrt{2}} = 2.325 \times 10^{-4}$ 远大于表 I 中列出的电子束的均方根发散；因此，有限发射度束在没有错位的理想情况

下的估算辐射功率密度与表 I 中的零发射度束相似。

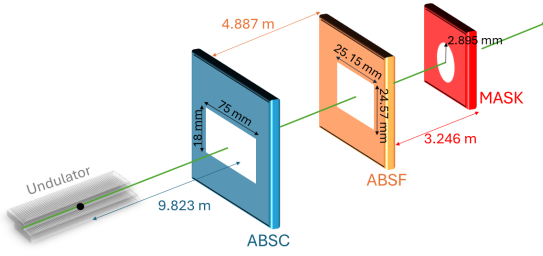


图 1. wigglers 和各自位置、形状和尺寸的光阑的示意图。此图未按比例绘制。

9-ID 前端的示意图及其相关光阑如图 1 所示。共有三个光阑：ABSC、ABSF 和 MASK；MASK 是一个圆形光阑，其余的是矩形类型。第一个光阑 ABSC 位于距源中心 9.823 m 的位置，并且其开口宽度在 x 方向上为 75 mm，在 y 方向上为 18 mm；在角空间中，ABSC 的尺寸变为 (7.635, 1.832) 毫弧度。ABSF 跟随 ABSC 以 4.887 m 的间隔开启孔径， x 中为 25.15 mm (1.71 mrad)， y 中为 24.57 mm (1.67 mrad)。第三个也是最后一个考虑的光阑，MASK 的直径为 5.790 mm (0.322 mrad)，距离源 17.956 m 远。除了这些光阑外，我们还考虑了一个假设的圆形光阑 eFWHM，其半径为 0.337 mrad，对应于我们的分析中的辐射 FWHM 足迹。

图 2a-2c 显示了使用方程 (2) 和 (3) 估计的角功率密度的密度图，对于方程 (4) 给出的高斯光束分布，并且参数列于表 I 中，零平均发散即 $(\bar{\beta}_{x0}, \bar{\beta}_{y0}) = (0, 0)$ 。峰值功率密度分别为 60.54 kW/mrad^2 （对于 σ 极化）和 4.73 kW/mrad^2 （对于 π 极化），如图 2a 和图 2b 所示。 σ 和 π 极化功率密度在 ϕ_x 中的水平范围看起来相似，并且都小于 0.5 mrad，而在 ϕ_y 中则相差几乎两倍，其中 π 极化的范围较大。对于 σ 极化的功率密度，垂直宽度是 $\sim 0.125 \text{ mrad}$ 。 π 极化的功率密度在 $\phi_y = 0$ 处显示镜像对称轮廓。我们注意到，这个双斑特征是被积函数中 $\phi_x \sim 0$ 和 $\phi_y \sim 0$ 处分子趋于零的直接结果，在方程 (2b) 的积分项中。因此， π 极化功率密度具有 $\sim 0.25 \text{ mrad}$ 的垂直宽度。然而，大部分总功率包含在 σ 偏振中，因为峰值功率密度几乎是 π 偏振的 13 倍。

图 2c 显示了总功率密度 $\sigma + \pi$ 在 ϕ 空间中的密度

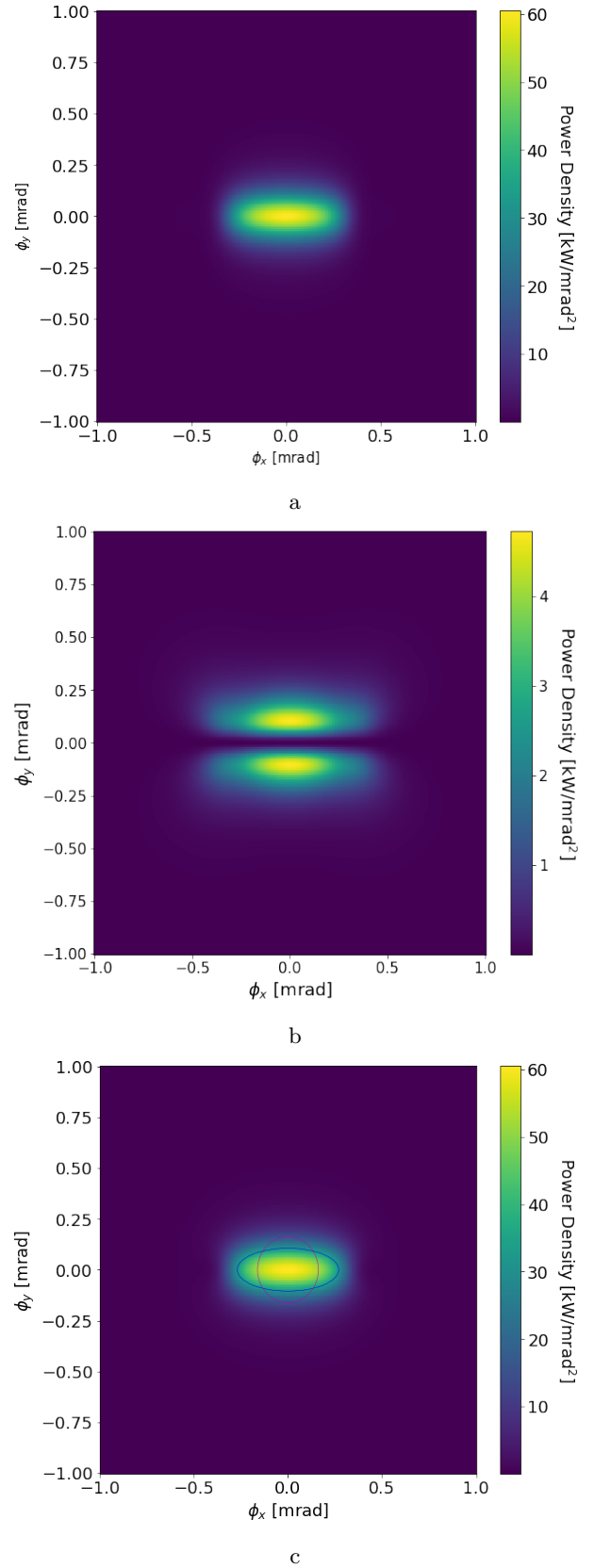


图 2. (a) σ 极化的密度图，(b) π 极化的密度图和 (c) 使用方程 (2)、(3) 和 (4) 计算的 ϕ 空间的总角功率密度。蓝色椭圆代表了由 0.54 mrad 和 0.211 mrad 的 FWHM 值所占据的空间，而洋红色圆圈在图 c 中的半径为 0.162 mrad。

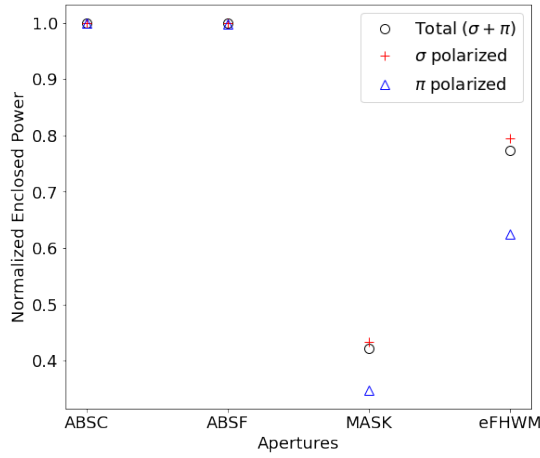


图 3. 归一化封闭功率计算用于 σ 偏振 (红色 +)、 π 偏振 (蓝色 Δ) 和总 (黑色 $\circ$) 功率密度, 适用于图 1 中的各种孔径。ABSC 和 ABSF 是以原点为中心的矩形光阑, 其各自的内尺寸为 (7.635, 1.823) 毫弧度和 (1.71, 1.67) 毫弧度。MASK 表示半径为 0.1612 mrad 的圆形光阑, 而 eFWHM 具有有效半径 0.3372 mrad。

图。峰值功率密度为 60.56 kW/mm^2 , 大致与 σ 偏振情况相同。我们对整个角度空间中各网格区域乘以相应的功率密度进行求和, 从而找到总功率。 σ 偏振光的总功率为 7.21 kW, 而 π 偏振光的总功率为 1.028 kW, 从而得到总功率为 8.238 kW。使用类似弯曲磁铁的简化处理方法来计算摆动器, 我们估计总辐射功率为 $P \approx 0.63(\gamma mc^2)^2 [\text{GeV}] B_0^2 [\text{T}] I [\text{A}] L_u [\text{m}] \sim 8.26 \text{ kW}$ (仅比图 2c 中给出的 8.238 kW 值少 $\sim 0.27\%$)。表 I [14] 中的给定参数。蓝色椭圆代表以峰值功率密度为中心, 由半最大全宽 (FWHM) 界定的区域。 ϕ_x 中的 FWHM 值为 0.54 mrad, 这是电子束水平 rms 发散度的 ~ 26.56 倍。类似地, ϕ_y 中的 FWHM 是 0.211 mrad, 并且是电子束垂直 rms 发散度的 ~ 86.12 倍。洋红色圆圈代表由直径为 0.322 mrad 的光阑形成的边界。这对应于距离 Undulator 中心 17.956 m 处直径为 5.79 mm 的光阑。为了估计该光阑传输和吸收的功率, 我们使用以下公式计算归一化封闭功率

$$P_{\text{norm}}(a, b) = \frac{1}{P_{\text{total}}} \int d\phi_x \int d\phi_y \frac{dP}{d\phi}(\phi_x, \phi_y) \quad (6)$$

$$= \frac{2\pi}{P_{\text{total}}} \int_a^b r dr \frac{dP}{d\phi}(r).$$

这里我们通过在 ϕ 空间中采用极坐标定义角半径 $r = \sqrt{\phi_x^2 + \phi_y^2}$, 并且 P_{total} 是总功率。此表达式给出了由

内半径为 a 和外半径为 b 的环形光阑包围的能量, 以参考中心为准。代入 $a = 0$ 允许我们估计圆半径为 b 的圆形光阑内的能量含量。图 3 显示了由四种不同的光阑 (即 ABSC、ABSF、MASK 和 eFWHM) 包围的归一化能量。ABSC 和 ABSF 具有矩形开口, 尺寸分别为 (7.635, 1.823) 毫弧度和 (1.71, 1.67) 毫弧度, 如图 1 所示。这些大孔径几乎传输了总入射功率的 $\sim 100\%$ 。半径为 0.1612 mrad 的 MASK 内包含的功率占总功率的 42.2% (σ 极化功率的 43.3% 和 π 极化功率的 34.7%), 如图 3 所示。这表明如果透镜的外半径大于 1.5 mrad, 则该透镜将吸收总功率的 $\sim 57.8\%$ 。同样, 一个具有有效全宽半最大值 $= \sqrt{\text{FWHM}_x \times \text{FWHM}_y} = 0.3372 \text{ mrad}$ 的圆形光阑包含了总功率的 77.3%, 其中几乎有 79.5% 是 σ 偏振功率和 62.5% 是 π 偏振功率, 如图 3 中的 eFWHM 所示。

我们还使用了宏观粒子方法, 采用 16384 个粒子和公式 (2) 来计算角功率密度。我们在能量和角度空间中生成高斯分布, 通过将 Box-Muller 变换应用于用 Halton 序列 [20] 分配的粒子。然后我们对每个粒子的功率密度贡献进行求和, 而不是评估三个积分: 一个在能量空间中, 两个在角度空间中。由于我们的先前示例为每次积分使用了 96 个积分步骤, 因此单核 CPU 处理器上的宏观粒子方法将比传统方法快大约 54 倍。我们将两种方法得到的 σ 和 π 极化下的功率密度差异进行比较。图 4 显示了以积分方法值为参考, (a) σ 和 (b) π 极化的归一化功率差百分比。在任意偏振情况下, 最大百分比偏差为 $\sim 0.12\%$, 表明快速宏观粒子方法具有高可靠性。因此, 在下一节中我们将采用多粒子宏观粒子方法进行计算。

IV. 应用

我们应用宏观粒子方法计算角度空间中的功率密度, 以估计 NSLS-II 9-ID 前端相关孔径吸收的功率 [12, 13]。

在这里, 我们仅考虑在一个维度上开口小于或等于 3 mrad 的那些孔径, 因为正如我们在 III 节中观察到的那样, 总发射功率的 $\geq 99\%$ 包含在 1.5 mrad 半径内。9-ID 前端的示意图及相关光阑如图 1 所示, 包含电子束和波荡器的辐射源参数列于表 I 中。

图 5 显示了电子束中心从 (0, 0) 到 $(25\sigma_{\beta x}, 25\sigma_{\beta y})$

表 II. 平均偏移场景下的孔径通量。所有情况的有效半高宽是 ≈ 0.3372 mrad。

平均偏移 ($\bar{\beta}_{x0}/\sigma_{\beta x}, \bar{\beta}_{y0}/\sigma_{\beta y}$)	峰中心 (x, y) [mrad]	归一化封闭功率由		
		ABSF [%]	MASK [%]	eFWHM [%]
(0, 0)	(0.004, 0.004)	100	42.2	77.3
(5, 5)	(0.098, 0.012)	99.9	39.8	71.3
(10, 10)	(0.208, 0.027)	99.85	30.4	54.5
(15, 15)	(0.302, 0.035)	99.7	17.4	37.7
(20, 20)	(0.412, 0.051)	99.4	5.26	19.7
(25, 25)	(0.506, 0.059)	98.0	1.23	7.4

的六个案例中角空间的功率密度分布图。我们还用彩色线条或形状表示形成的边界区域。虚线白色线条代表 ABSC，实线白色线条代表 ABSF，而洋红色圆圈代表 MASK。以峰值功率密度为中心的蓝色椭圆显示了由 FWHM 宽度形成的椭圆边界。由于所有偏移情况下的 FWHM 值几乎固定不变，我们假设一个名为 eFWHM 的孔径，其有效半径为 0.3372 mrad，用于传输和吸收功率的计算。几乎所有功率都通过第一个孔径 ABSC 传输。其他孔径包围的归一化功率值列在表 II 中。ABSF 在理想情况下几乎传输了 100% 的功率，而在最坏的偏移情况下，即电子束平均偏移量为 25 倍 rms 波束发散度，在 x 和 y 方向上的总入射功率仅吸收了大约 2%。另一方面，在理想情况下 MASK 吸收了 57.8% 的入射功率，并且在最坏情况下的吸收量逐渐增加到 98.77%。同样，eFWHM 在最坏的光束对准误差情况下吸收了大约 92.6% 的入射功率，而在没有对准误差的情况下仅阻挡了 22.7% 的入射功率。

功率吸收的逐渐增加随着光束质心偏离理想位置而变得明显，如图 6 所示，其中我们绘制了总吸收功率（千瓦）与每个孔径的光束偏移量的关系：ABSC（黑色圆圈）、ABSF（红色十字）、MASK（蓝色菱形）和 eFWHM（品红色三角形）。我们注意到几乎 2% 由 ABSF 对应于 ~ 0.16 kW。对于 MASK，吸收功率从理想情况下的 4.75 kW 增加到最差对不准情况下的 ~ 9.73 kW。尽管 eFWHM 吸收的量少于 MASK (1.87 kW) 的一半，但在光束偏移 ($25\sigma_{\beta x}, 25\sigma_{\beta y}$) 时，它吸收的能量几乎与 MASK 相同，为 ~ 7.6 kW。这表

明电子束对准误差可能导致在孔径处出现不期望的能量沉积。

V. 结论

总而言之，我们将平面摆动器自发辐射发射的角功率密度公式扩展到包括有限发射度和电子束的角度偏差。我们证明了使用高斯光束分布的积分方法与覆盖粒子束相空间的宏粒子分配求和方法产生的结果收敛，偏差小于 1%。我们的分析表明，电子束偏移可能导致在几何光线追踪方法中未考虑的小孔径处产生不必要的功率沉积。这里提出的方法和分析对于确定光源光束线前端的孔径类型和尺寸可能是有用的。我们注意到，通过现有的同步辐射软件 [2–8]，可以进行有限发射度光束和偏移情况下的详细功率沉积计算以及测量/现实的摆动器磁场分布。

ACKNOWLEDGMENTS

此项工作得到了美国能源部合同号 DE-SC0012704 的支持。作者感谢 L. Doom Jr. 和 M. Johanson 的讨论以及为 9-ID 前端和光线追踪方法提供的相关文档。我们感谢 D. Hidas、O. Chubar、H. Goel、B. Nash 和 D. Bruhwiler 关于集群计算及 SRW 功能的有益评论和建议。我们还感谢 V. Smalyuk、G. Wang、G. Bassi 和 Y. Li 对 NSLS-II 主动互锁光阑的讨论。

[1] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th ed. (Cambridge University Press, 2019).

[2] O. Chubar and P. Elleaume, Accurate and Efficient Computation of Synchrotron Radiation in the Near Field Re-

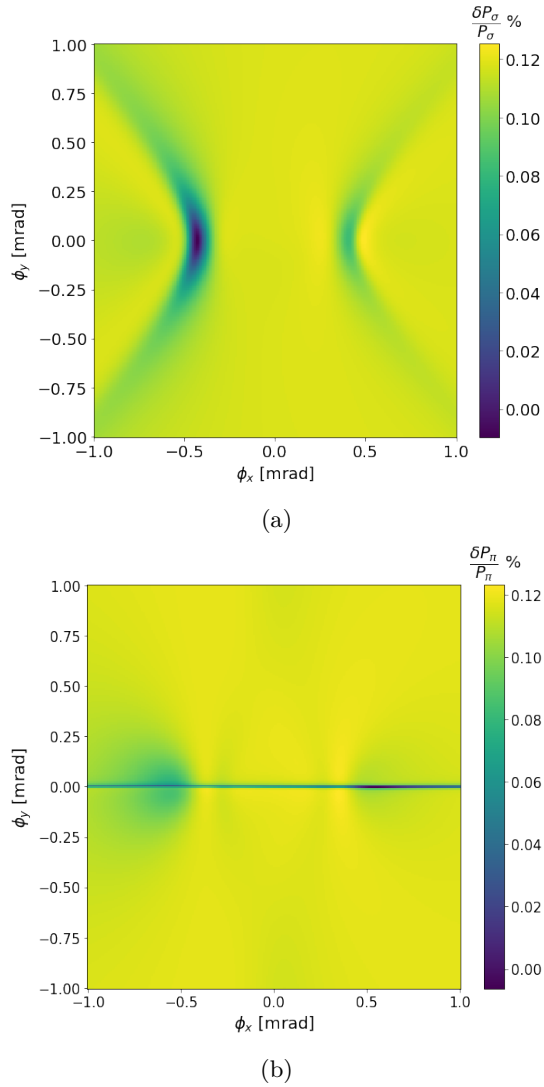


图 4. 功率密度归一化差异的密度图对于 (a) σ 和 (b) π 极化以百分比表示。我们假设积分方法作为估计误差的参考。

gion, in *Proc. EPAC'98*, European Particle Accelerator Conference No. 6 (JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 1998) pp. 1177–1179.

- [3] O. Chubar and P. Elleaume, Synchrotron radiation workshop (srw), version 00 (2013), <https://www.osti.gov/biblio/1231615>.
- [4] T. Tanaka, Major upgrade of the synchrotron radiation calculation code *SPECTRA*, *Journal of Synchrotron Radiation* **28**, 1267 (2021).
- [5] L. Rebuffi and M. Sánchez del Río, *ShadowOvi*: a new visual environment for X-ray optics and synchrotron beamline simulations, *Journal of Synchrotron Radiation* **23**, 1357 (2016).

- [6] D. A. Hidas, Novel, Fast, Open-Source Code for Synchrotron Radiation Computation on Arbitrary 3D Geometries, in *Proc. ICAP'18* (JACoW Publishing, Geneva, Switzerland) pp. 309–312.
- [7] M. S. Rakitin, P. Moeller, R. Nagler, B. Nash, D. L. Bruhwiler, D. Smalyuk, M. Zhernenkov, and O. Chubar, *Sirepo*: an open-source cloud-based software interface for X-ray source and optics simulations, *Journal of Synchrotron Radiation* **25**, 1877 (2018).
- [8] L. Rebuffi and M. S. del Rio, OASYS (OrANGE SYnchrotron Suite): an open-source graphical environment for x-ray virtual experiments, in *Advances in Computational Methods for X-Ray Optics IV*, Vol. 10388, edited by O. Chubar and K. Sawhney, International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2017) p. 103880S.
- [9] T. Tanaka, Numerical methods for characterization of synchrotron radiation based on the wigner function method, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **17**, 060702 (2014).
- [10] R. R. Lindberg and K.-J. Kim, Compact representations of partially coherent undulator radiation suitable for wave propagation, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **18**, 090702 (2015).
- [11] T. Tanaka, Coherent mode decomposition using mixed wigner functions of hermite–gaussian beams, *Opt. Lett.* **42**, 1576 (2017).
- [12] B. Bemish, C. Stelmach, M. Johanson, A. Ackerman, E. Cheswick, and L. Doom, STORAGE RING FRONT END, CDI BEAMLINE RAY TRACING, SR-FE-09ID-1101.
- [13] S. Hulbert, A. Walter, and G. Williams, RSI for the Insertion Devices and Front Ends for the NEXT-II Project Beamline, NSLSII-NX2-RSI-002.
- [14] K.-J. Kim, Z. Huang, and R. Lindberg, *Synchrotron Radiation and Free-Electron Lasers: Principles of Coherent X-Ray Generation* (Cambridge University Press, Cambridge, 2017).
- [15] K.-J. Kim, Angular distribution of undulator power for an arbitrary deflection parameter k , *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **246**, 67 (1986).
- [16] G. Geloni, S. Serkez, R. Khubbutdinov, V. Kocharyan, and E. Saldin, Effects of energy spread on brightness and coherence of undulator sources, *Journal of Synchrotron Radiation* **25**, 1335 (2018).
- [17] R. P. Walker, Undulator radiation brightness and coherence near the diffraction limit, *Phys. Rev. Accel. Beams*

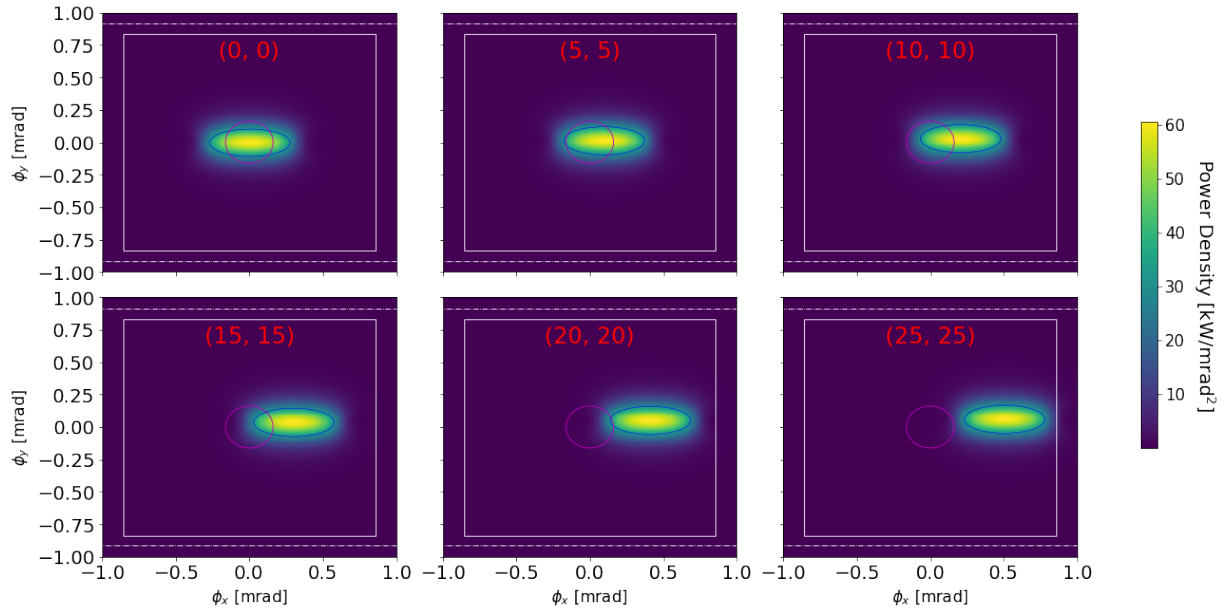


图 5. 总功率密度在角空间中的密度图，用于偏移从 $(0, 0)$ 到 $(25\sigma_{\beta x}, 25\sigma_{\beta y})$ 的非对准电子束中心。蓝色椭圆代表 FWHM 限定的区域，峰值密度为中心点，洋红圆形是以原点为中心、半径为 0.1612 mrad 的固定掩模，对应 9-ID 前端的 MASK。白色虚线表示由第一个矩形光阑 ABSC 形成的边界，而实白线则表示 ABSF。

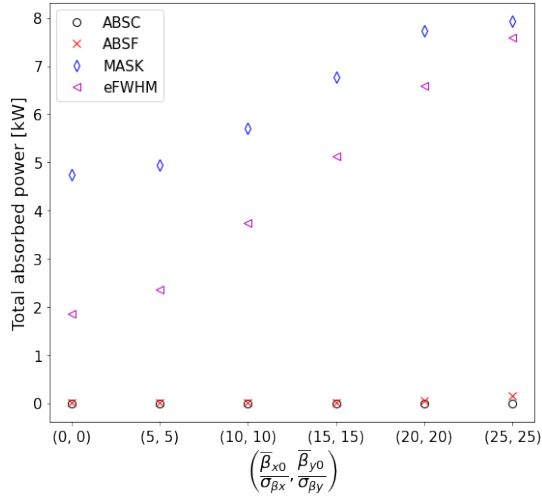


图 6. 每个口径在电子束平均偏移量介于 $(0, 0)$ 和 $(25\sigma_{\beta x}, 25\sigma_{\beta y})$ 之间的千瓦吸收功率。

22, 050704 (2019).

[18] NSLS-II Accelerator Parameters, <https://www.bnl.gov/nsls2/accelerator/docs/accelerator-parameters.pdf>.

[19] D. A. Hidas, Private communication.

[20] R. R. Lindberg, Private communication.