

稳态微聚束加速器光源

唐传祥 邓秀杰

Steady-state micro-bunching accelerator light source

Tang Chuan-Xiang Deng Xiu-Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 152901 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220486

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220486>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于3.5 MeV射频四极质子加速器硼中子俘获治疗装置的束流整形体设计

Design of beam shaping assembly based on 3.5 MeV radio-frequency quadrupole proton accelerator for boron neutron capture therapy

物理学报. 2018, 67(14): 142801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180380>

基于光谱法的发光二极管稳态热阻测量方法

Steady-state thermal resistance measurement of light-emitting diodes based on spectroscopic method

物理学报. 2021, 70(9): 098501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201093>

高品质激光尾波场电子加速器

High-quality laser wakefield electron accelerator

物理学报. 2021, 70(8): 084103 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201993>

工作参数对平行轨道加速器放电模式的影响

Influence of operating parameters on discharge mode of parallel-rail accelerator

物理学报. 2021, 70(20): 205205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210484>

平行轨道加速器等离子体动力学特性研究

Plasma dynamic characteristics of a parallel-rail accelerator

物理学报. 2018, 67(6): 065201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172403>

SESRI 300 MeV同步加速器注入线的传输效率与接受效率

Transmission efficiency and beam reception of the SESRI 300 MeV synchrotron injection line

物理学报. 2022, 71(11): 112901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212112>

特邀综述

稳态微聚束加速器光源*

唐传祥[†] 邓秀杰

(清华大学工程物理系, 北京 100084)

(2022 年 3 月 17 日收到; 2022 年 4 月 19 日收到修改稿)

稳态微聚束 (steady-state micro-bunching, SSMB) 原理采用激光操控储存环中的电子, 可形成具有精微纵向/时间结构的电子束团, 即微聚束. 通过有机结合微聚束辐射的强相干特性以及储存环内电子束的高回旋频率特性, SSMB 光源可提供高平均功率、窄带宽的相干辐射, 波段可覆盖从太赫兹到软 X 射线, 具有巨大的科学及产业应用前景. 本文在对现有加速器光源——同步辐射光源和自由电子激光简要介绍的基础上, 对 SSMB 的概念及潜力、原理验证实验进展、核心物理及关键技术挑战、清华 SSMB-EUV 光源方案及其对科学研究和芯片光刻潜在的变革性影响进行总结论述. 所综述的工作是在我国自己创新性工作基础上进行的, 对于国内读者了解该领域的工作及发展具有一定的帮助.

关键词: 加速器光源, 稳态微聚束, 原理验证实验, 极紫外光刻

PACS: 29.20.-c, 41.60.Ap, 41.60.Cr, 81.16.Nd

DOI: 10.7498/aps.71.20220486

1 加速器光源简介

速度接近光速的带电粒子在电磁场中做偏转运动时, 沿运动轨迹的切线方向会发出电磁辐射^[1,2]. 这种电磁辐射最早于 1947 年在电子同步加速器上被发现, 因此被称为同步辐射 (synchrotron radiation, SR)^[3]. SR 具有高亮度、宽能谱、高准直性和偏振性等特点, 因此人们从 20 世纪 70 年代开始建设专门用于产生 SR 的电子储存环 (storage ring)^[4,5]. 一个 SR 光源装置包括电子产生及加速的电子注入器、储存电子束的电子储存环、以及将产生的 SR 光应用于物理、化学、材料、生物等各类科学研究的光束线站. 至今, SR 光源在追求更高的亮度和更好的相干性的发展中, 已历经四代. 在中国大陆, 北京同步辐射装置 (Beijing synchrotron radiation facility, BSRF)^[6] 属于第一代, 合肥光源 (Hefei light source, HLS)^[7] 属于第二代, 上海光源 (Shanghai synchrotron radiation facility, SSRF)^[8]

属于第三代, 目前正在北京怀柔建设的高能同步辐射光源 (high energy photon source, HEPS)^[9] 属于第四代.

SR 光源的亮度定义为单位时间、单位面积、单位发散角、0.1% 带宽内的光子数:

$$\mathcal{B} = \frac{N_{\text{ph}}}{4\pi^2 \sigma_x \sigma_{x'} \sigma_y \sigma_{y'} 0.1\% \Delta\omega / \omega}, \quad (1)$$

用以描述光源在六维相空间中的光子密度, (1) 式中各参数含义详见文献 [4]. 光源的相干性是指为了产生显著的干涉现象, 光源所需具备的性质, 具体可分为横向相干性和纵向相干性, 又称空间相干性和时间相干性. 同步辐射的空间 (横向) 相干性与光源的尺寸相关, 尺寸越小, 相干性越强; 时间 (纵向) 相干性与光源的带宽相关, 带宽越窄也即单色性越好, 相干性越强. 因此要提高 SR 光源的亮度及相干性, 需要增大电子束团辐射的光子数、减小辐射的带宽、降低电子束的横向发射度 (电子束在位置-动量相空间中所占的面积), 从而降低辐射光源的尺寸及散角.

* 清华大学自主科研专项 (批准号: 20191081195) 和国家自然科学基金 (批准号: 12035010) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: tang.xuh@tsinghua.edu.cn



唐传祥, 清华大学教授. 1992 年毕业于清华大学物理系获得理学学士学位, 同时在清华大学电子工程系获得工学学士 (第二学位); 1996 年清华大学工程物理系获工学博士学位. 2006—2012 年曾任清华大学工程物理系主任. 现任中国核学会常务理事、粒子加速器分会副理事长、辐射物理分会副理事长, 教育部高等学校核工程与核技术专业教学指导委员会副主任, 国务院学位委员会核科学与技术学科评议组秘书长, 国际未来加速器委员会 (ICFA) 先进新型加速器组 (ANA) 主席等.

主要从事粒子加速器物理及应用等方面的科研及教学. 主要研究方向包括小型电子直线加速器及其应用、逆康普顿散射 X/γ 光源、低发射度光阴极微波电子枪、稳态微聚束新概念加速器光源等. 相关科研成果曾获国家科学技术进步一等奖、国家科学技术进步 (创新团队) 奖、国家自然科学基金二等奖、北京市科技进步一等奖、中国专利金奖等. 个人曾获得“国家杰出青年基金”、“北京市优秀教师”、“北京市教育创新标兵”、教育部“新世纪人才”等.

SR 光源的发展即沿着上述方向推进, 特别是在降低电子束的横向发射度方面, 目前的第四代光源已经达到或接近衍射极限, 因此辐射光具有很好的横向相干性. 在纵向相干性方面, 通过采用优化的波荡器 (undulator, 极性交替变换的偏转磁铁阵列) 作为辐射光的产生元件, 辐射光的单色性相比偏转磁铁辐射显著提高. 但是由于同步辐射光源中的电子束团长度通常在毫米到厘米量级 (十皮秒量级), 即便采用波荡器, 电子束长还是远远大于辐射光的纵向相干长度, 因此束团的辐射作为一个整体而言纵向相干性很弱, 或几乎没有纵向相干性. 纵向相干性弱的一个结果是电子束团的辐射功率较低, 因为不同电子的辐射相位没有关联, 辐射电场是非相干叠加.

为了实现更高的峰值亮度和真正的短波长相干光源, 自由电子激光 (free-electron laser, FEL) 应运而生. FEL 的概念由 Madey 于 1971 年提出^[10]并于 1977 年与合作者实验验证^[11]. 一个基于自放

大自发辐射 (self-amplified spontaneous emission, SASE) 原理的 FEL 装置的典型示意图如图 1 所示, 其基本工作原理是^[12-15]: 速度接近光速的电子束经过波荡器时会产生 SR, 该辐射与电子束在波荡器中相互作用进而改变电子束的纵向密度分布, 形成以辐射波长为周期的密度集中, 也即微聚束, 而微聚束又进一步产生相干辐射, 该过程形成正反馈, 导致辐射强度沿波荡器长度以指数形式增长直至饱和.

相比同步辐射光源, FEL 的峰值亮度有 8—10 个数量级的提升, 而且辐射相干性更好. 另外, FEL 的辐射脉冲长度比同步辐射光源短 3 个数量级, 达到数十飞秒甚至更短, 可用于研究超快过程. 区别于传统激光器, FEL 的辐射光来自于在波荡器中做扭摆运动的自由电子, 而不是束缚电子, 其辐射波长可通过改变电子束能量及波荡器参数灵活调节. 具体来说, FEL 的辐射波长由共振关系决定:

$$\lambda_r = \frac{1 + K^2/2}{2\gamma^2} \lambda_u, \quad (2)$$

其中, λ_u 是波荡器的周期长度, $K = 0.934 \cdot B[\text{T}] \cdot \lambda_u[\text{cm}]$ 是由波荡器磁场强度及周期决定的波荡器参数, $\gamma = E_e/(m_e c^2)$ 为电子束的洛伦兹因子. 目前, 在 X 射线波段, FEL 是唯一的相干光源.

FEL 按工作模式可分为低增益和高增益两种. 早期的发展主要集中在低增益模式, 辐射波长相对较长, 如红外及可见光波段, 辐射在共振腔中被多次逐步放大. 目前世界范围内大力发展的主要是如图 1 所示的 FEL, 即电子束单次通过波荡器即完成从发光、指数放大直到饱和的高增益短波长 FEL, 特别是 X 射线自由电子激光 (XFEL)^[16-18]. 高增益短波长 FEL 的发光过程, 对电子束流的品质有着较高的要求^[14,15], 具体来说需要束流横向发射度足够小 ($\varepsilon_\perp < \lambda_r/(4\pi)$)、能散足够小、流强足够高从而使 $\sigma_\delta < \rho$, 其中 σ_δ 为束流能

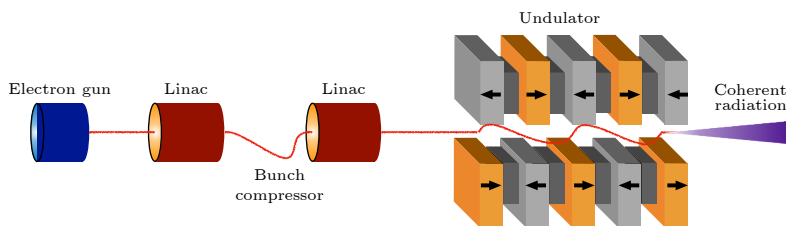


图 1 自由电子激光装置示意图

Fig. 1. Schematic of a free-electron laser.

散, $\rho = \left[\frac{1}{16} \frac{I_e}{I_A} \frac{K^2 [JJ]^2}{\gamma^3 \sigma_x^2 k_u^2} \right]^{1/3}$ 是与电子束流强 I_e 的 $1/3$ 次方成正比的自由电子激光参数, 也叫皮尔斯参数. 由于高增益模式对电子束的品质要求高 (高峰值流强、低发射度、低能散), 目前主要通过直线加速器 (Linac) 产生, 因此辐射光的重复频率与储存环同步辐射光源相比较低. 为了提高重频, 基于射频超导 (superconducting RF, SRF) 直线加速器的高重频 FEL 目前也在发展中, 如正在上海建设中的硬 X 射线自由电子激光装置 (Shanghai high rep-rate XFEL and extreme light facility, SHINE)^[18].

加速器光源已经成为人类探索物质结构及动态特性的最前沿工具之一. 基于电子储存环的同步辐射光源和基于电子直线加速器的自由电子激光, 可分别提供高重复频率和高峰值亮度的辐射光, 是目前加速器光源的两种主要类型. 这两种加速器光源大科学设施作为尖端的科研平台, 催生了一系列突破性的基础研究与应用基础研究成果, 在先进制造和产业带动方面的作用也难以估量^[5]. 目前, 全世界有超过 50 个运行或在建的同步辐射光源, 超过 7 个运行或在建的 X 射线自由电子激光大设施. 可以说, 最先进的加速器光源因其无可比拟的光束品质、对科学和工业的支撑带动作用、建设所需的资金投入和技术复杂程度, 已成为各个国家综合国力和竞争力的重要体现.

2 稳态微聚束加速器光源原理

加速器光源的发展和用户日益增长的需求彼此促进, 相互推动. 除了同步辐射和自由电子激光, 科学界和产业界也期待着有能同时实现高峰值功率和高重频——从而实现高平均功率——的光源出现. 为了应对这一挑战, 一种基于电子储存环的光源原理——稳态微聚束 (steady-state microbunching, SSMB) 于 2010 年由 Ratner 和 Chao^[19] 首次提出. 其核心想法是将储存环中的聚束系统, 即微波射频腔, 用激光调制系统取代. 由于激光是横波, 其电场与传播方向垂直, 无法与平行传播的电子束进行有效的能量交换, 需采用扭摆磁铁使电子束产生横向振荡, 让激光对电子束产生与射频腔中的微波类似的能量调制, 从而实现传统射频腔对电子束的纵向聚焦 (聚束) 功能. SSMB 储存环与传统储存环的对比如图 2 所示, 激光调制器在储存环中对电子束进行聚束的原理如图 3 所示.

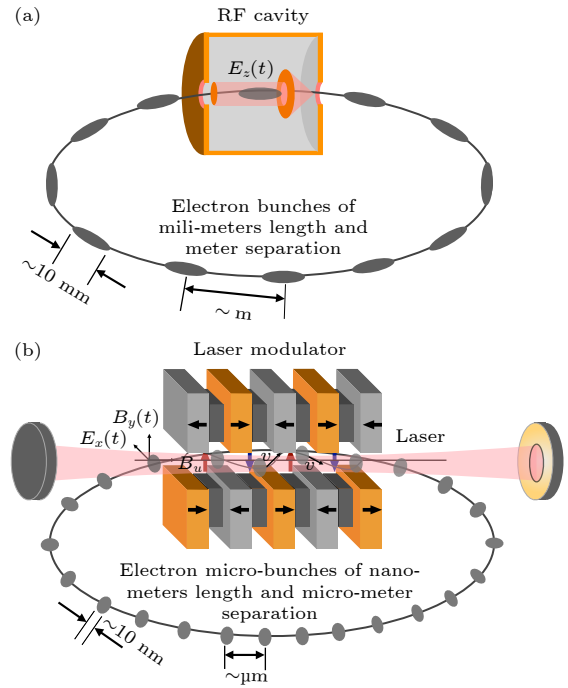


图 2 SSMB 储存环 (b) 与传统储存环 (a) 对比

Fig. 2. Comparison between an SSMB storage ring (b) with a conventional storage ring (a).

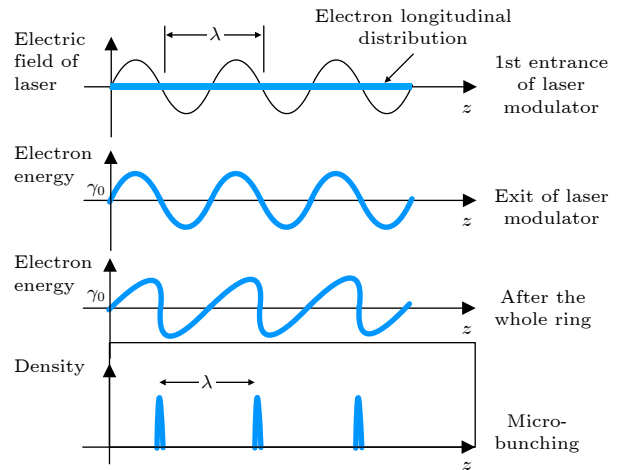


图 3 微聚束的原理示意图

Fig. 3. Schematic of microbunching mechanism.

在 SSMB 储存环中, 由于激光波长 (微米量级) 比微波波长 (米量级) 短了约 6 个数量级, 配合精心设计的磁聚焦结构 (lattice), 其聚束产生的电子束团长度将远小于现有同步辐射光源上常见的毫米级束团, 达到亚微米至纳米量级, 即形成了微聚束; 同时束团间隔也从微波波长缩短到激光波长, 也即单位长度内的束团数目相应提升了 6 个数量级. 如图 4 所示, 微聚束相比于传统束团的主要区别在于束团内电子纵向分布长度比辐射波长短,

不同电子的辐射场相位一致, 形成相干叠加, 辐射功率与纵向相干长度内的电子数平方成正比, 远高于对应的与电子数目线性正比的非相干辐射功率.

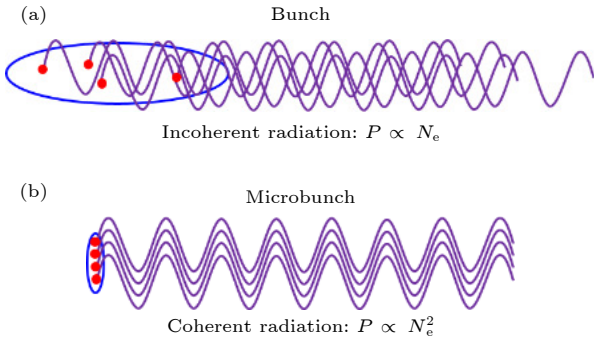


图 4 (a) 普通束团非相干辐射及 (b) 微聚束相干辐射示意图

Fig. 4. (a) Incoherent radiation from a conventional bunch and (b) coherent radiation from a microbunch.

更定量地, 含有 N_e 个电子的束团与单电子的辐射功率关系如下^[20-22]:

$$P_{N_e}(\omega) = P_{1e}(\omega) [N_e + N_e(N_e - 1)|b_z(\omega)|^2], \quad (3)$$

等式右边括号中第一项描述的是与电子数 N_e 线性正比的非相干辐射的贡献, 第二项是与 N_e 平方正比 ($N_e \gg 1$) 的相干辐射的贡献. (3) 式中 $b_z(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(z) e^{i\omega \frac{z}{\beta c}} dz$ 是用于量化束团产生频率为 ω (波长 $\lambda = 2\pi \frac{c}{\omega}$) 的相干辐射能力的聚束因子, 由电子束纵向归一化密度 $\rho(z)$ 的傅里叶变换决定, 其中 $\beta = v/c$ 为粒子相对光速的归一化速度. 加速器光源中电子束通常为相对论性的, 也即 $\beta \approx 1$. 对于高斯束团来说, $b_z(\omega) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega\sigma_z}{c}\right)^2\right]$, 其中 σ_z 为电子束的均方根束长. 因此要让束团的相干辐射显著高于非相干辐射, 也即 $N_e b_z^2(\omega) \gg 1$, 需要电子束整体长度或其中的微结构尺寸与辐射波长可比拟或更小, 这种具有精微纵向结构从而可以产生短波长强相干辐射的束团称为微聚束. 例如, 如果想产生波长 13.5 nm 的相干极紫外 (extreme ultraviolet, EUV) 辐射, 需要使电子束团长度或其中的微结构尺寸达到纳米量级.

微聚束也是高增益 FEL 能够产生高峰值亮度辐射的主要原因. 但如前文所述, 高增益 FEL 中的微聚束源自于电子束与其自身辐射在波荡器中持续的正反馈作用, 是一种集体不稳定性过程^[12,13], 微聚束无法长期维持. SSMB 中的微聚束则来自于

激光调制系统的主动纵向聚焦, 辐射是微聚束形成后的一种相干同步辐射, 且辐射段相对高增益 FEL 中的波荡器较短, 束流品质在辐射后没有被破坏. 在量子激发与辐射阻尼的共同作用下, SSMB 中的微聚束在储存环中能逐圈重复利用达到稳态, 实现高重频发光. “稳态”是 SSMB 概念的核心, 也是 SSMB 物理研究的关键. 通过有机结合微聚束辐射的强相干特性以及储存环的高重频特性, SSMB 可提供高平均功率、窄带宽的相干辐射, 波段可覆盖从太赫兹 (THz) 到软 X 射线.

作为一种新型加速器光源, SSMB 的潜力是巨大的^[19,23-42]. 从加速器物理发展的角度看, 同步辐射光源近十年的研究热点是降低束团的横向发射度^[43,44], 通过提高辐射光的横向相干性来提高光源的亮度, 重点在于挖掘束团横向的潜力; 而 SSMB 则重点挖掘束团纵向的潜力, SSMB 储存环内电子束团长度相比传统储存环减小了近 6 个数量级, 其辐射光可实现很好的纵向相干性. 让纳米长度的电子束团稳定地储存在环中, 为加速器物理的研究提出了一系列崭新的课题. 从 SSMB 辐射光应用角度看, SSMB 辐射的诸多优异特性有望为加速器光子科学研究及工业应用提供新机遇^[29]. 如 SSMB 是极有潜力满足 EUV 光刻 (EUV lithography, EUVL) 对千瓦级大功率 EUV 光源的迫切需求的光源方案之一^[45]; 能量可调、高通量、窄带宽的 EUV 光源可以极大地促进角分辨光电子能谱学在凝聚态物理等研究中的应用^[46,47]; 高功率的深紫外和红外光源是原子分子物理潜在的研究工具; 高峰值功率和高平均功率的 THz 源可以用来激发和研究材料新的非线性效应及动态特性^[48,49]. 除了高功率, SSMB 也可以用来产生相位锁定的超短 (亚飞秒到阿秒) 辐射脉冲串, 用于阿秒科学的研究^[50].

3 SSMB 原理的实验验证

SSMB 从概念提出到建成应用光源, 其原理的实验验证是至关重要的一步. 清华大学从 2017 年开始推动 SSMB 的原理验证实验研究^[26,27], 与德国亥姆霍兹柏林中心 (Helmholtz-Zentrum Berlin, HZB) 及德国联邦技术物理研究院 (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, PTB) 合作, 利用接近 SSMB 需求的德国 MLS (Metrology Light Source) 储存环^[51,52], 完成了 SSMB 的原理验证实验^[28-30].

实验示意图如图 5 所示. 实验中, 储存在准等时环 (quasi-isochronous ring, 不同能量的粒子回旋周期差异极小) 中的电子束团, 在波荡器中被波长 1064 nm 的激光进行能量调制; 被调制后的电子束经过储存环一整圈后, 不同能量的电子其纵向相对位置发生小于激光波长的细微改变, 从而将能量调制转化成密度调制, 在纵向上形成周期为激光波长的密度集中, 也即形成了微聚束; 微聚束在经过同一波荡器时, 会在调制激光波长及其高次谐波上产生窄带宽的强相干辐射, 实验中通过探测该相干辐射, 验证微聚束的形成.

图 6 给出的是部分实验结果. 具体来说, 在储

存环内均匀填充间隔为 2 ns (500 MHz 微波周期) 的约 20 个电子束, 而激光脉冲长度约 8 ns (半高全宽), 可调制中部约 5 个电子束, 从而与未被调制的其他电子束形成对比. 由图 6 的实验结果可以看出, 被激光调制后的电子束, 经过储存环一整圈之后的辐射信号得到了放大, 预示微聚束的形成. 为进一步证明该放大信号是来自于微聚束的相干辐射, 对微聚束相干辐射的窄带宽特性进行了验证. 通过在探测器前面安装窄带滤波片, 发现放大部分的信号几乎不受影响顺利通过滤波片, 而普通的非相干宽能谱波荡器辐射则被阻挡. 进一步, 定量研究了该相干辐射信号强度与电子束流强度的

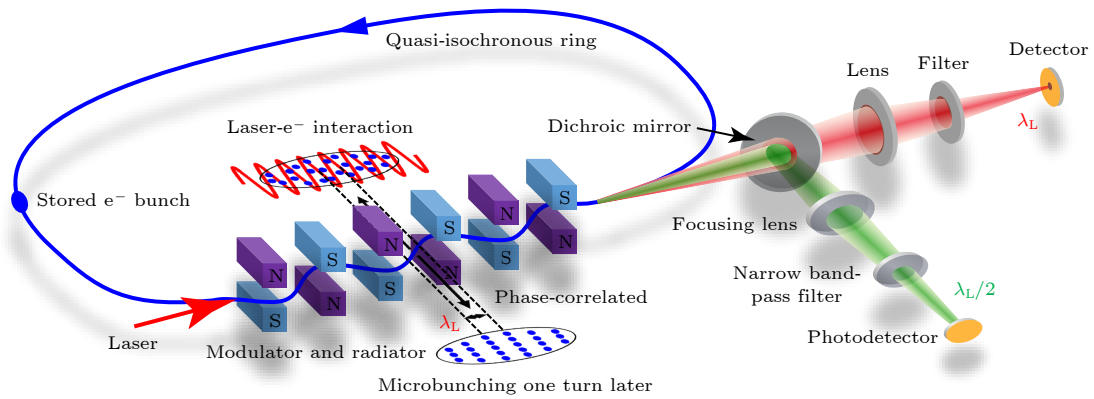


图 5 SSMB 原理验证实验示意图 (图片来源文献 [28])

Fig. 5. Schematic setup of the SSMB proof-of-principle experiment (figure from Ref. [28]).

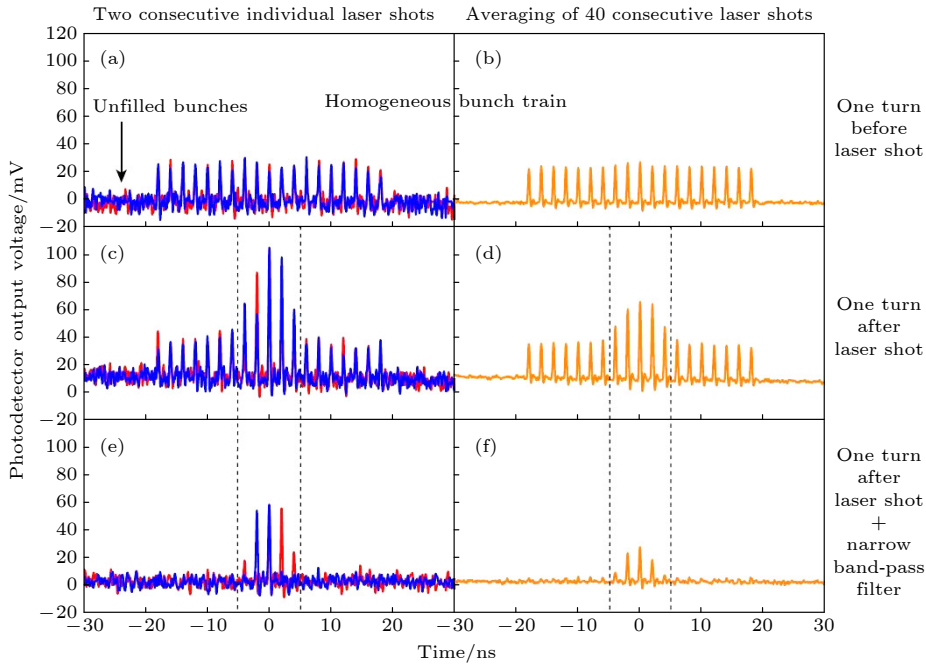


图 6 SSMB 原理验证实验结果 (均匀填充的束团串产生的波荡器辐射信号波形, 图片来源文献 [28])

Fig. 6. Result of the SSMB proof-of-principle experiment (Waveforms of the undulator radiation produced from a homogeneous stored bunch train, figure from Ref. [28]).

依赖关系,得到了相干辐射最重要的 $P \propto N_e^2$ 关系,实验结果如图 7 所示. 辐射功率与电荷量的平方依赖关系以及辐射的窄带宽特性,有力地证明了微聚束的形成. 近期,我们进一步成功地将微聚束在储存环中维持了多圈,实现了电子束的多圈相干发光^[30].

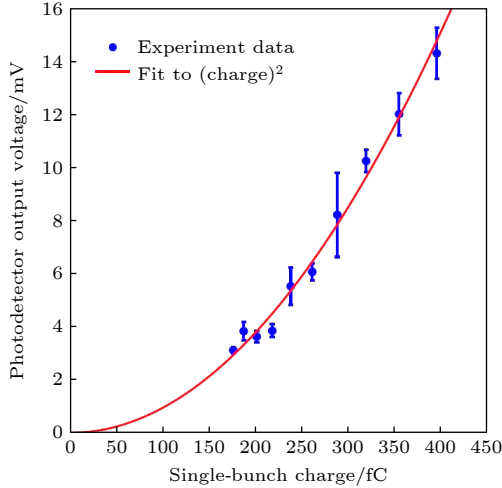


图 7 SSMB 原理验证实验结果 (P vs. N_e , 图片来源文献 [28])
Fig. 7. Result of the SSMB proof-of-principle experiment (P vs. N_e , figure from Ref. [28]).

微聚束的形成及多圈维持,证明电子的纵向位置(决定电子感受到的光学相位),能以短于激光波长的精度在储存环中逐圈关联,使得电子可被稳态地束缚在激光形成的光学势阱中,验证了 SSMB 的工作机理. 该实验是 SSMB 光源发展的第一个里程碑.

值得强调的是,该原理验证实验与以往在直线加速器上或储存环的直线节上开展的微聚束实验——如高增益高次谐波产生 (high-gain harmonic generation, HGHG)^[53,54] 以及相干谐波产生 (coherent harmonic generation, CHG)^[55]——有着本质的区别. 这一区别可由两个关键词来概括: one-turn map 和 stored electron bunch. 首先,在该实验中,微聚束是被激光调制过的电子束绕储存环一整圈之后形成的,这里的一整圈,重在展示粒子动力学中 one-turn map 的概念;其次,这一微聚束的形成是以储存在环中的电子束 (stored electron bunch) 为基础,而电子束被调制前的稳态参数如能散、发射度等是由后续产生微聚束的同一储存环给定的. 这两个要素的结合,形成一个闭环,使得 SSMB 在储存环中的实现,将只是已经实验展示的 one-turn map 对 stored electron bunch 的继续迭代. 换言之,在 SSMB 原理验证方面,该实验展

示的是从 0 到 1,也即验证机理;而后续工作是从 1 到 N . 这是该实验对 SSMB 的发展具有里程碑意义的重要原因. 另外,MLS 储存环并非为了 SSMB 而设计,该原理验证实验的成功,证明了 SSMB 原理即使在远非理想的情况下依然表现出极佳的鲁棒性 (robustness). 这也激励着我们设计建造能够将 SSMB 机理完美展现的专用储存环.

4 SSMB 储存环的核心物理问题及关键技术挑战

SSMB 原理验证实验的成功,证明了 SSMB 光源的可行性. 为了给 SSMB 光源的实际建设进一步奠定坚实的基础,需要深入研究其核心物理并解决关键技术挑战. SSMB 储存环内电子束团长度相比传统储存环内束团达 6 个数量级的跨越,为加速器物理和技术向更高更深层次发展带来了新的机遇. 下面就 SSMB 在储存环中的产生、SSMB 的辐射特性以及 SSMB 的关键技术挑战分别进行简要论述.

4.1 SSMB 在储存环中的产生

超低纵向发射度电子束团的实现: SSMB 意味着超短电子束长和超低纵向发射度. 电子储存环中稳态束长有经典的定标律 $\sigma_z \propto \sqrt{\eta}$, 其中 $\eta = \frac{\Delta T/T_0}{\Delta E/E_0}$ 为用于量化粒子回旋周期对能量依赖度的滑相因子,由储存环的 lattice 决定^[56]. 这里 E_0 及 T_0 分别为参考粒子的能量及回旋周期. 根据该定标律,可以通过降低储存环的滑相因子来实现短束团. 然而我们的研究显示,单纯实现超低的全局滑相因子并不能自然保证超短电子束团的出现,原因是该定标律没有考虑局部滑相因子对纵向 CS (Courant-Snyder) 参数^[57] 从而对纵向发射度的影响. 我们应用纵向 CS 理论并加以拓展,推导了适用于超短束团的束长、能散和发射度公式,提出了同时优化全局和局部滑相因子操控储存环纵向 CS 参数的新方法,可以实现 SSMB 所需的超短束长和超低纵向发射度,这是全新的 lattice 设计理念^[36,37,39-41]. 下面对该分析做简要介绍.

在电子储存环中,束团的稳态发射度是由量子激发和辐射阻尼的平衡状态决定的. 具体来说,对于一个平面型无耦合储存环,束团的纵向发射度 ε_z 为^[36,37,58]

$$\varepsilon_z = \left\langle \frac{(z - D'_x x - D_x x')^2 + [\alpha_z(z - D'_x x - D_x x') + \beta_z \delta]^2}{2\beta_z} \right\rangle = \frac{55}{96\sqrt{3}} \frac{\alpha_F \lambda_e^2 \gamma^5}{\alpha_L} \oint \frac{\beta_z(s)}{|\rho(s)|^3} ds, \quad (4)$$

其中 z 和 $\delta = \Delta E/E_0$ 分别为电子相对参考粒子的纵向位置及能量偏差; x 及 x' 为粒子的水平位置及散角; $\alpha_z, \beta_z, \gamma_z$ 为储存环的纵向 CS 参数 [57]; D_x 及 D'_x 为色散及色散导数 [56], $\langle \cdot \rangle$ 表示对束团内各电子取平均; α_L 为纵向阻尼常数; $\alpha_F = 1/137$ 为精细结构常数; $\lambda_e = \lambda_e/(2\pi) = 386 \text{ fm}$ 为约化康普顿波长, ρ 为二极铁的偏转半径. 因此, 优化纵向发射度重点在于控制全环尤其是偏转磁铁处的 β_z , 也即纵向 β 函数.

为得到环中某处 s_j 的 β_z , 需要对 s_j 处的纵向 one-turn map $M(s_j)$ 做 CS 分析 [57]. 以常见的单个 RF 腔放在环中的无色散处的情况为例, s_j 处的 β_z 为

$$\beta_z(s_j) = \frac{M_{12}(s_j)}{\sin \Phi_z} = \frac{-\eta C_0 + F(s_{\text{RF}+}, s_j) F(s_j, s_{\text{RF}-}) h}{\sin \Phi_z}, \quad (5)$$

其中 $\Phi_z = 2\pi\nu_s$, $\nu_s = f_s/f_{\text{rev}}$ 为同步振荡频率, $s_{\text{RF}+/-}$ 表示 RF 腔的前/后;

$$F(s_1, s_2) = - \int_{s_1}^{s_2} \left(\frac{D_x(s)}{\rho(s)} - \frac{1}{\gamma^2} \right) ds = -\tilde{\eta}(s_1, s_2) C_0 \quad (6)$$

为从 s_1 到 s_2 的局部 R_{56} , $\tilde{\eta}(s_1, s_2)$ 为 s_1 到 s_2 的局部滑相因子, 而 $F(s_j, s_{\text{RF}-}) + F(s_{\text{RF}+}, s_j) = -\eta C_0$ 为全环总的 $R_{56} = -\eta C_0$, C_0 为环的周长. $h = eV_{\text{RF}} k_{\text{RF}} \cos \phi_s / E_0$ 用于量化 RF 腔的加速梯度, 其中 e 为基本电荷, V_{RF} 为 RF 的电压, $k_{\text{RF}} = 2\pi/\lambda_{\text{RF}}$ 为 RF 的波数, ϕ_s 为同步相位. 与横向对应, 对于线性动力学而言, RF 腔或激光调制器相当于纵向四级铁, 而色散单元 (R_{56}) 相当于纵向漂移节, 不同的是真实的漂移节长度总是为正的, 而 R_{56} 则可正可负.

在环中二极铁偏转半径保持不变的情况下, 经典的纵向动力学分析认为二极铁各处的量子激发对束流的纵向发射度有相同的贡献, 这本质上相当于认为全环各处的 β_z 是一样的, 也就是只考虑了 (5) 式分子中的第一项, 而忽略了第二项也即局部滑相因子对 β_z 的贡献. 这种近似在第二项远小于第一项时是合理的, 这也是一般现有储存环的工作区间. 但是当全局滑相因子极小, 而局部滑相因子及 h 都相对较强时, 分子中第二项的贡献有可能变

得显著甚至占主导从而不能忽略. 将分子中的两项同时考虑后, 可以得到更为准确的纵向发射度的计算公式:

$$\varepsilon_z = \varepsilon_{zs} \left(1 + \frac{\langle F^2(s_{\text{RF}+}, s_j) \rangle + \eta C_0 \langle F(s_{\text{RF}+}, s_j) \rangle}{\eta C_0 / h} \right), \quad (7)$$

其中, ε_{zs} 为不考虑局部滑相因子影响的经典纵向发射度 [56], $\langle P \rangle$ 表示参数 P 沿着全环的辐射平均 $\langle P \rangle = \left(\oint \frac{P}{|\rho(s)|^3} ds \right) \cdot \left(\oint \frac{1}{|\rho(s)|^3} ds \right)^{-1}$, 也即平均实际只发生在偏转半径非零的区域. 在得到束团的纵向发射度 ε_z 和 s_j 处的纵向 CS 参数之后, s_j 处的束团长度及能散可由以下公式给出:

$$\sigma_z(s_j) = \sqrt{\varepsilon_z \beta_z(s_j)}, \quad \sigma_\delta(s_j) = \sqrt{\varepsilon_z \gamma_z(s_j)}. \quad (8)$$

考虑上文分析的局部滑相因子效应后, 对于一个给定的储存环 lattice, 在纵向弱聚焦的情形下 ($\nu_s \ll 1$), 会存在一个电子束长的理论极限值, 当将束长降低到接近该理论极限值时, 束流的能散会显著增大. 由 (7) 式可知, 为了降低纵向发射度以及束长理论极限, 需要同时降低全局及局部滑相因子, 也即使储存环的每一个局部都尽可能接近是等时的 (isochronous), 从而使环中每块二极铁处的 β_z 都尽可能小. 经过分析可得, 纵向束长及发射度的理论极限与束流能量及单块二极铁的偏转半径 ρ 及角度 θ 有如下关系 [40]:

$$\begin{aligned} \sigma_{z,\min} &\approx \sigma_{\delta s} \sqrt{\langle F^2 \rangle - \langle F \rangle^2} \\ &= \frac{\sqrt{2415}}{20160} \sqrt{\frac{C_q}{J_s}} \sqrt{\rho} \gamma \theta^3 \propto \sqrt{\rho} \gamma \theta^3, \\ \varepsilon_{z,\min} &\approx 2\sigma_{\delta s}^2 \sqrt{\langle F^2 \rangle - \langle F \rangle^2} \\ &= 2 \frac{\sqrt{2415}}{20160} \frac{C_q}{J_s} \gamma^2 \theta^3 \propto \gamma^2 \theta^3, \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $\sigma_{\delta s}$ 为不考虑局部滑相因子影响的经典束流能散 [56], $C_q = \frac{55\lambda_e}{32\sqrt{3}} = 3.8319 \times 10^{-13} \text{ m}$, J_s 为纵向阻尼配分系数, 对于一般的储存环, $J_s \approx 2$. (9) 式中纵向发射度理论极限值的定标律 $\varepsilon_{z,\min} \propto \gamma^2 \theta^3$ 与大家熟知的横向发射度理论极限值的定标律 [43] 是一致的. 本质上, 束团横向和纵向发射度的来源均

是量子激发.

由上述分析可知, 为了实现超短束团和超低的纵向发射度, 需要二极铁的偏转角度足够小. 举例来说, 为了在电子束能量 $E_e = 400$ MeV, 二极铁偏转半径 $\rho = 1$ m ($B = 1.34$ T) 的情况下实现长度约 10 nm 的电子束, 需要束长极限 $\sigma_{z,\min} < 10$ nm, 从而保证在束长达到 10 nm 时束流能散不致过大. 根据 (9) 式可知, 需要单块二极铁偏转角度 $\theta \approx \pi/15$ (对应 $\sigma_{z,\min} = 7.7$ nm, $\varepsilon_{z,\min} = 5.3$ pm), 也即全环需要有 30 块左右的二极铁. 假设 SSMB 储存环的弧区由 30 个准等时性单元构成, 每个单元长度 2 m 并包含一块二极铁, 则该储存环的弧区长度约为 60 m. 为了进一步降低纵向发射度, 可以采用横向及纵向梯度磁铁进行优化设计 [40]. 关于纵向发射度更细致的分析可进一步参考文献 [36, 37, 39–41].

纵向强聚焦动力学: 以上的束长极限分析针对的是 $\nu_s \ll 1$ 的纵向弱聚焦储存环, 为了实现束长的进一步压缩, 可以应用纵向强聚焦原理实现对 β_z 的强有力的操控. 强聚焦原理 [59] 的发现是所有现代高能加速器的基础, 但一般所说的强聚焦指的是横向强聚焦, 现有储存环在纵向方面均工作在弱聚焦模式. 为了使 SSMB 储存环工作在纵向强聚焦 [24,36,40,41] 这一全新的工作模式上, 需要对纵向强聚焦动力学有系统深入的研究. 图 8 所示为采用两个 RF 或激光调制器来实现纵向强聚焦的原理示意图, 注意电子束团沿着全环在纵向相空间中的演化. 束团长度沿储存环可发生显著变化, 导致通常的绝热近似失效, 这对单粒子动力学和集体效应的研究都会造成显著影响. 对于线性动力学来说, 需要采用纵向 CS 理论或 SLIM 方法 [58] 进行分析. 对于非线性动力学, 由于正弦调制的非线性, 该动力系统是混沌的. 对于纵向强聚焦储存环这一强混沌系统, 与横向动力学孔径的优化类似, 纵向相空间中的稳定区 (纵向动力学孔径) 优化的解析分析较为困难, 需要结合数值方法, 如遗传算法、机器学习等进行优化. 集体效应方面, 常用的求解束团稳态分布的方法以及某些不稳定性的分析如相干同步辐射导致的微波不稳定性等需做进一步发展.

横纵向耦合动力学: (8) 式中的束长表达式仅考虑了纵向发射度 ε_z 的贡献, 如果考虑横向发射度 ε_x 耦合到纵向导致的束团拉伸, 更准确的束长公式为

$$\sigma_z(s_j) = \sqrt{\varepsilon_z \beta_z(s_j) + \varepsilon_x \mathcal{H}_x(s_j)}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_x = \left\langle \frac{(x - D_x \delta)^2 + [\alpha_x(x - D_x \delta) + \beta_x(x' - D'_x \delta)]^2}{2\beta_x} \right\rangle,$$

$\mathcal{H}_x = \frac{D_x^2 + (\alpha_x D_x + \beta_x D'_x)^2}{2\beta_x}$, α_x , β_x , γ_x 为储存环水平方向的 CS 参数. 传统储存环中束团的纵向长度大于其横向尺寸, 横向动力学耦合到纵向的影响相对较小; 而 SSMB 储存环中电子束的横向尺寸远大于纵向长度, 横纵向耦合将极易破坏纵向的精微结构, 因此需要得到好的控制. 另一方面, 如图 9 所示, 这一束长拉伸效应也导致 SSMB 储存环中的微束团串在有色散的地方 ($\mathcal{H}_x \neq 0$) 峰值流强得到降低, 这将有助于抑制可能导致束流不稳定性的相干同步辐射.

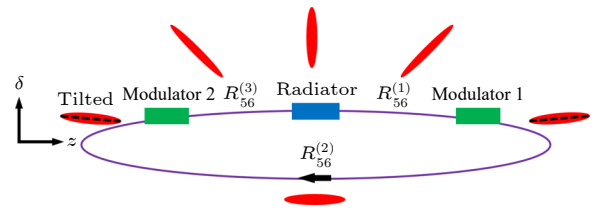


图 8 纵向强聚焦 SSMB 原理示意图

Fig. 8. Schematic layout of a storage ring using two RF systems (in SSMB laser modulators) for longitudinal strong focusing and an example beam distribution evolution in the longitudinal phase space. Note that the beam distribution in longitudinal phase space at the modulators is tilted.

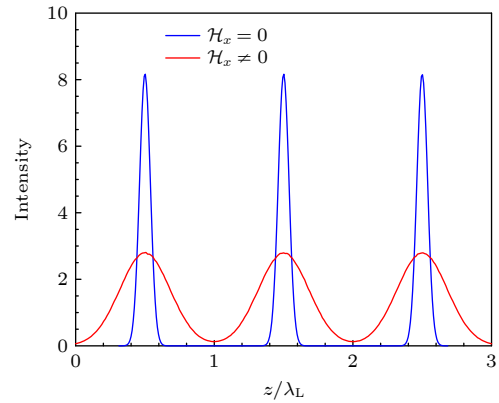


图 9 横纵向耦合导致的束团拉伸对 SSMB 中的电流分布造成的影响, 图中 λ_L 为调制激光波长

Fig. 9. Beam current distributions in an SSMB ring at places with different \mathcal{H}_x . Bunch length in an SSMB ring can easily be dominated by the horizontal emittance ε_x at places where $\mathcal{H}_x \neq 0$.

值得强调的是, (10) 式的适用范围限于储存环为一平面型的无耦合环, 此时束团长度的被动拉伸本质来自于二极铁对电子束的偏转. 实际上, 横纵向耦合并不意味着束团长度总是被动拉伸, 而是

甚至可以主动应用在束团压缩上^[38]. 基于平面型储存环内电子束团的垂直方向发射度极小的特点, 并巧妙利用横纵向耦合, 便可以在较低的调制激光功率的情况下实现超短的束团. 如可以把相位汇聚型谐波产生 (phase-merging enhanced harmonic generation, PEHG)^[60] 以及角色散诱导微聚束 (angular-dispersion induced microbunching, ADM)^[61] 等种子型 FEL 中的原理用于 SSMB 中, 来实现对电子束团的压缩^[38]. 我们把这种压缩方式或原理称为广义纵向强聚焦, 以区别于前文提到的束流动力学限于纵向一维的纵向强聚焦.

值得强调的是, 与电子束团单次通过的高增益 FEL 不同, SSMB 是一个多次通过的装置, 需要保证超短束团在辐射段能一圈接一圈地重复出现, 也即超短束团在辐射段出现的状态是束团在该储存环中的本征态. 如何逐圈利用横纵向耦合, 在较低的调制激光功率下实现束团压缩, 对储存环的 lattice 设计来说也是新颖而有趣的研究课题.

非线性动力学: 由于对束团的操控要求精微, 非线性动力学效应在 SSMB 储存环中也需进行仔细的优化. 非线性滑相因子、非线性横纵向耦合^[38] 等都可能对束团的动力学, 如六维动力学孔径、束流在六维相空间中的分布造成影响. 传统储存环的非线性动力学优化主要指的是横向动力学孔径的优化, 关注四维相空间; 而 SSMB 需要同时关注横向和纵向, 也即六维相空间, 需要发展相关的理论, 并且结合机器学习、遗传算法等新近快速发展的数值方法对 SSMB 的非线性动力学进行优化.

集体效应: SSMB 储存环中束团极短, 束流的峰值流强和平均流强都相对较高, 相干同步辐射、束内散射 (intra-beam scattering, IBS)、阻抗壁尾场等都可能对微束团结构的稳态参数及稳定存储造成影响, 从而限制束流能量和强度^[24]. 另外, SSMB 储存环内的束流分布模式如束团间隔与传统储存环迥异, 微束团的辐射可以追上其前方的一个或多个微束团, 使得通常认为是短程的相干同步辐射在 SSMB 的语境下变为长程^[42]; 与此同时, 横纵向耦合导致的束团长度变化对相干同步辐射的影响及相干同步辐射的三维效应在 SSMB 中也需要进行仔细评估; 三维任意耦合以及纵向强聚焦 lattice 中的 IBS 研究也不能直接应用基于平面型无耦合环推导的经典 IBS 公式, 而需要基于 SLIM 的方法^[58] 或束团包络方法 (beam envelope me-

thod)^[62] 来进行计算; 由于 SSMB 中的束团间隔只有微米量级, 而通常的阻抗壁尾场公式的适用范围是比该距离更远的区域, 因此在 SSMB 中需要采用更为精细的尾场模型; 此外, 上文提到的绝热近似失效也会对集体效应的研究造成影响. 这些课题都会促进束流集体效应研究的进一步深入.

误差容忍度和噪声分析: 非线性效应在 SSMB 中的显著性, 也使对各类误差和噪声的容忍度分析变得极其重要. 噪声对于电子束团的影响按频率可分为两部分, 其中高频噪声导致束团在相空间的扩散而引起发射度的增长, 而低频噪声会导致束团的质心运动, 其中粒子的纵向或横向振荡频率是区分对应噪声频率高低的比较标准. 对于高频噪声, 需要保证其对束流稳态发射度的贡献在可接受的范围内以保证超短电子束团的形成; 而对于低频噪声, 需要保证其对束流的影响满足绝热条件, 这样电子束团才能在质心受噪声影响而发生移动的情况下保证发射度不变. 如果噪声对电子束的影响超过了我们的接受范围, 需要使用相应的反馈系统或其他的阻尼机制来降低噪声的影响. 值得指出的是, 由于 SSMB 的工作模式, 如纵向强聚焦、强横纵向耦合, 不同于一般储存环, 其噪声和误差容忍度的解析分析也将相对复杂. 如传统射频腔相噪分析中采用的正则微扰论^[63], 在纵向强聚焦储存环中就无法直接应用, 因为该动力系统是不可积的 (混沌的). 另一方面, 借助于现有计算机的强大计算能力, 可对噪声的影响进行直接的数值模拟研究.

除了以上简述的物理研究方面的贡献, SSMB 的发展非常重要是在方法学上的贡献, SSMB 研究过程中积累的专业知识, 为未来对电子束团六维相空间进行精密操控的特殊光源设计提供了新的方法学.

4.2 SSMB 的辐射特性

在储存环中形成稳态微聚束之后, 接下来需要研究 SSMB 的辐射特性. SSMB 储存环中电子束团具有极低的纵向发射度, 辐射在纵向上是相干的. 此外, SSMB 的束团分布模式与同步辐射光源及 FEL 均有不同. 定量地研究电子束团的六维相空间分布对 SSMB 辐射功率、能谱、空间分布的影响^[40,41], 从而指导 SSMB 储存环特别是辐射段的设计优化, 以及为后续的光束线设计提供输入,

是有价值的研究课题. 针对这一需求, 我们进行了 SSMB 辐射理论的解析推导, 并开发了相应的数值程序. 图 10 所示为 SSMB-EUV 辐射的一个算例, 研究显示在束流平均强度 1 A, 微束团长度 3 nm 的情况下, SSMB 可较为直接地实现平均功率大于 1 kW 的 EUV 光输出.

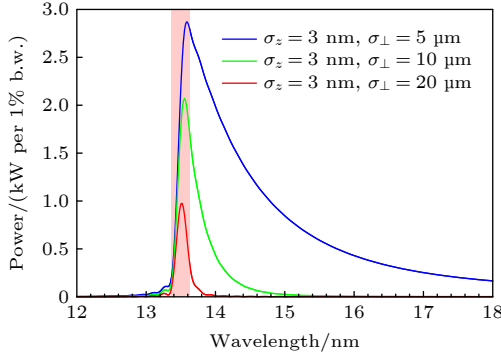


图 10 SSMB-EUV 光源辐射能谱样例. 对应 $\sigma_{\perp} = 5, 10, 20 \mu\text{m}$, 辐射总功率分别为 39, 7, 1.7 kW. 阴影区对应辐射波长 $(13.5 \pm 13.5/100) \text{ nm}$. 计算所用参数: 电子束能量 $E_0 = 400 \text{ MeV}$, 平均流强 $I_{\text{avg}} = 1 \text{ A}$, 调制激光波长 $\lambda_L = 1064 \text{ nm}$, 辐射波长 $\lambda_r = \lambda_L/79 = 13.5 \text{ nm}$, 辐射波荡器周期长度 $\lambda_u = 1 \text{ cm}$, 辐射波荡器参数 $K = 1.14$, 辐射波荡器周期数 $N_u = 79$

Fig. 10. An example EUV SSMB radiation calculation with a microbunch length of 3 nm and different transverse sizes σ_{\perp} . The total radiation power are 39, 7, 1.7 kW, corresponding to $\sigma_{\perp} = 5, 10, 20 \mu\text{m}$, respectively. The shaded area corresponds to wavelength of $(13.5 \pm 13.5/100) \text{ nm}$. Parameters used for the calculation: $E_0 = 400 \text{ MeV}$, $I_{\text{avg}} = 1 \text{ A}$, $\lambda_L = 1064 \text{ nm}$, $\lambda_r = \lambda_L/79 = 13.5 \text{ nm}$, $\lambda_u = 1 \text{ cm}$, $K = 1.14$, $N_u = 79$, and b.w. means bandwidth.

值得指出的是, 从图 10 可以看出, SSMB 束团的横向尺寸对于压制偏轴红移部分的相干辐射是极为有效的, 因此 SSMB 相干辐射的窄带宽特性跟束团横向尺寸有显著关系. 随着横向尺寸的增大, 总的辐射功率会下降, 而且辐射的单色性变好, 辐射更集中于电子束前进方向, 也即辐射的张角更小. 这背后的物理原因是, 电子的横向位置会影响偏轴辐射时不同电子辐射的相对相位, 从而影响相干辐射.

具体来说, 针对波荡器辐射, 我们推导了比文献 [64] 适用范围更广的束团横向形状因子, 用于量化束团横向尺寸对相干波荡器辐射功率的影响 [40]:

$$FF_{\perp}(H, \sigma_{\perp}, \omega) = \exp[-4N_u\pi S(H - \omega/\omega_0)] \times \frac{2}{\pi} \left[\tan^{-1} \left(\frac{1}{2S} \right) + S \ln \left(\frac{(2S)^2}{(2S)^2 + 1} \right) \right], \quad (11)$$

其中 H 为波荡器辐射谐波次数, $S = \sigma_{\perp}^2(\omega/c)/L_u$ 是与束团横向尺寸 σ_{\perp} 、波荡器长度 L_u 以及辐射频率 ω 相关的衍射参数, ω_0 为波荡器的在轴基频共振频率. 衍射极限对应 $S \ll 1$, 此时 $FF_{\perp} \approx 1$, 即辐射横向全相干; 对于一般情况, $FF_{\perp} < 1$, 即辐射在横向上是部分相干的. 因此束团的相干波荡器辐射功率, 除了要考虑通常的由纵向电流分布决定的聚束因子 $b_z(\omega)$, 还需要考虑横向形状因子 $FF_{\perp}(\omega)$:

$$P_{N_e}(\omega) = P_{1e}(\omega) [N_e + N_e(N_e - 1)|b_z(\omega)|^2 FF_{\perp}(\omega)]. \quad (12)$$

针对下文将要具体介绍的 EUV 光刻应用需求, 需要优化束团的横向尺寸, 保证我们感兴趣的 2% 带宽内的 EUV 辐射功率尽可能高.

除了研究辐射的平均期望值, 对辐射的涨落特性分析也是一个重要的课题. 电子束团辐射的涨落 (不同束团之间, 或同一束团不同圈数之间) 有两部分来源: 1) 辐射的量子离散本性, 2) 电子的点状 (point-like) 特性. 针对 SSMB 中相干辐射占主导的情形, 推导了电子束团在特定角度及频率相干辐射功率涨落的公式 [40]:

$$\frac{\text{Var}[P(\theta, \varphi, \omega)]}{\langle P(\theta, \varphi, \omega) \rangle^2} = \frac{1}{\langle \mathcal{N}_{\text{ph}}(\theta, \varphi, \omega) \rangle} + \frac{2}{N_e} \left(\frac{1 + |b(\theta, \varphi, 2\omega)|}{|b(\theta, \varphi, \omega)|^2} - 2 \right) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{N_e^2}\right), \quad (13)$$

其中 Var 代表方差, $\langle \cdot \rangle$ 代表期望值. 等式右边第一项对应于涨落来源 1), 即使在只有单个电子时也存在; 第二项对应于涨落来源 2), 是来自于由电子间相对位置决定的多个电子辐射间干涉的涨落. 举例来说, 针对图 10 中算例所用参数 (长度 3 nm 的高斯束团, 1 A 平均流强, 调制激光波长 1064 nm, 对应每个微束团含有 2.2×10^4 个电子), 根据 (13) 式可知在轴的 13.5 nm 相干波荡器辐射功率的涨落约为 2%. 对辐射特性包括其涨落的深入研究, 有助于用户更好地利用 SSMB 辐射光. 此外, 对这些特性的分析和测量也可以作为束流诊断的有力工具, 如通过测量相干辐射的涨落反推超短电子束的长度, 这一诊断方法在未来的先进光源中有着极佳的应用前景, 因为采用常规方法测量 SSMB 中的超短电子束长是较为困难的.

4.3 SSMB 关键技术挑战

物理问题解决后, 能否真正实现 SSMB 光源

关键就是技术的可实现性. 这里给出 SSMB 光源相关的几项核心技术.

1) 激光调制器: 从前文 SSMB 的概念介绍中可以看出, 激光调制器与微波射频腔的对应, 是 SSMB 与传统储存环相比最重要的区别. 为了实现 SSMB, 需要调制激光功率高、相位锁定; 而为了实现高的束流占空比, 从而提升 SSMB 辐射光的平均功率, 需要采用连续波或高占空比的调制激光. 要同时满足这些需求, SSMB 的激光调制系统拟采用光学增益腔^[65,66].

2) 长脉冲注入系统: 为了实现高的辐射功率, SSMB 的平均流强较高, 约为 1 A. 大电荷量、长脉冲(百纳秒量级)注入束流的实现需要专门的设计. 为了减少 SSMB 出光过程中的功率变化, 希望 SSMB 能工作在流强基本恒定不变的 top-up 模式. 同时, top-up 工作模式也可降低对单次注入束流强度的要求.

3) 直线感应加速器: 为了提高 SSMB 储存环的束流占空比, 除了需要采用连续激光, 对长脉冲电子束的能量补充也提出了不同于传统储存环的要求. MHz 重频的直线感应加速器是实现 SSMB 束流能量补充的可行选择之一.

除此之外, 高精度磁铁、高精度控制系统等也需要在现有的同步辐射光源的基础上进一步发展. 需要指出的是, 本节论述的 SSMB 光源可能存在的技术挑战主要是针对短波长波段, 如 EUV 或软 X 射线, 如果目标波长为太赫兹或红外, 那么对应的 SSMB 光源所需技术难度会大幅降低.

5 清华 SSMB-EUV 光源

从 2017 年开始, 清华大学组建了专门的 SSMB 光源研究团队, 针对 EUV 光刻对大功率 EUV 光源的需求, 研究基于 SSMB 原理的 EUV 光源的物理及技术实现. 经过五年的努力, 团队在 SSMB 原理验证实验、SSMB 的束流动力学、SSMB-EUV 光源物理设计以及关键技术研发方面均取得重要进展^[26-41,65,66], 给大功率 EUV 光源的突破提供了新的选项.

SSMB 的束流动力学方面, 我们对 SSMB 涉及的单粒子动力学进行了系统深入的研究^[34-41], 解决了超低纵向发射度及超短束团实现需要解决的核心物理问题; 束流集体效应的研究, 如相干同

步辐射、束内散射、阻抗壁尾场, 也在有序开展; lattice 设计方面, 完成了能稳定储存长度数十纳米电子束的储存环 lattice 设计^[32,39], 环的动力学孔径及束流寿命已基本满足工程需求; 纵向强聚焦方案的插入段——也即束团最终压缩及辐射产生单元——的设计已经完成^[41], 但所需调制激光功率相对较高, 为了进一步降低对调制激光功率的需求从而实现 CW 发光模式, 目前正进行横纵向耦合束团压缩方案^[38]插入段的非线性动力学优化; 束流注入系统的初步设计和动力学模拟也已完成; SSMB 辐射特性研究方面, 如前文所述, 我们进行了 SSMB 辐射理论的解析推导, 并开发了相应的数值程序, 研究显示在束流平均强度 1 A, 微束团长度 3 nm 的情况下, SSMB 可较为直接地实现平均功率大于 1 kW 的 EUV 光输出^[40,41]. SSMB 关键技术方面, 清华团队已经搭建了光学增益腔研究平台, 研制了光学增益腔原理样机^[65,66], 并与合作单位研制了 MHz 重频感应加速单元. 另外, 清华团队在高稳定性激光同步定时系统以及高分辨率束流测量等研究方面均有很好的基础. 这些研究成果, 为 SSMB-EUV 光源的建设打下了很好的基础.

除了具体的物理和技术研究, 清华 SSMB 团队也完成了 SSMB-EUV 光源的整体初步物理设计, 光源方案示意图如图 11 所示, 总体设计参数如表 1 所列. 该光源方案具体可简述为: 首先利用高重频微波电子枪产生一串电子束, 长度百纳秒量级; 产生的电子束将在一段直线加速腔中被加速到约 400 MeV, 此时的电子束是脉冲分布的, 间隔为

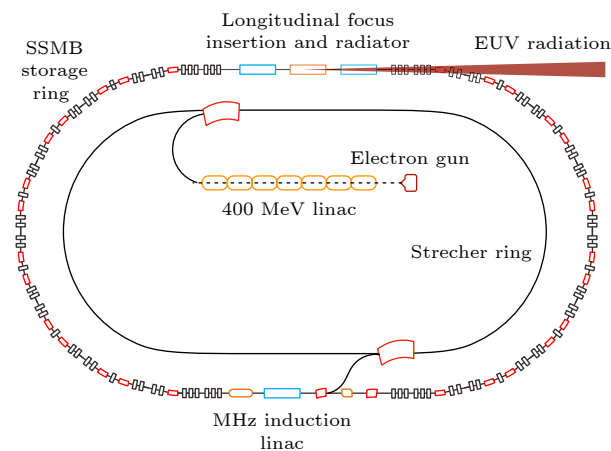


图 11 清华 SSMB-EUV 光源示意图

Fig. 11. Schematic layout of Tsinghua SSMB-EUV light source.

加速所用微波的周期 (约 10 cm); 之后将这些电子束团注入到展束环中对束团进行纵向的拉伸, 使电流分布由梳状得到展平, 得到在纵向上均匀分布的准连续束团; 之后将该束团从展束环引出, 注入到 SSMB 主环中进行储存, 在主环中, 电子束由于激光调制器的聚束作用并在量子激发和辐射阻尼平衡下保持微聚束状态, 束长在数十纳米量级; 该微聚束在辐射段被进一步压缩到 3 nm 左右, 实现波长 13.5 nm 的强相干辐射, 从而输出千瓦量级的 EUV 光; 电子束发光损失的能量将由高重频直线感应加速腔补充.

表 1 清华 SSMB-EUV 光源总体设计参数
Table 1. The design parameters of Tsinghua SSMB-EUV light source.

技术参数	单位	设计指标
储存环周长	m	100—150
电子束能量	MeV	≥ 400
束流强度	A	≥ 1
辐射波长	nm	5—100
13.5 nm EUV 功率 (2%带宽内)	kW	≥ 1
13.5 nm EUV 峰值/ 平均亮度	phs/s/mm ² /mrad ² / 0.1%b.w.	$> 10^{23}$

下面简要介绍各分系统的功能和实现方式.

1) 直线注入器: S 波段直线加速器产生能量约 400 MeV、宏脉冲长度百纳秒量级、总电荷量百纳库量级 (平均流强 1 A)、间隔为微波周期 (约 10 cm) 的数百个等电荷量微脉冲束团.

2) 展束环: 多脉冲束团注入到展束环中, 优化设计微脉冲束团的能散和展束环的滑相因子, 使微束团长度在展束环中被拉长, 以致相邻的束团流强分布首尾相连相互重叠, 形成近似均匀流强的长度百纳秒量级的准直流电子束, 然后注入到 SSMB 储存环中.

3) SSMB 主环: 注入的束流被调制激光的势阱俘获 (光学 micro-bucket), 经过辐射阻尼及量子激发到达平衡, 形成间隔为激光波长 (约 1 μm) 的微束团. SSMB 主环经过精心设计, 同时实现了极小的全局及局部滑相因子, 从而控制全环纵向 β 函数, 可以使电子束实现极低的稳态纵向发射度和束团长度 (十纳米到数十纳米). 储存环的非线性动力学经过仔细优化, 能实现足够大的六维动力学孔径, 以保证束团能稳定且具有足够寿命地储存在光

学 micro-bucket 中.

4) 束团压缩及辐射单元: 对 SSMB 主环中的束团进一步压缩, 在辐射段实现长度 3 nm 左右的微束团, 从而产生 13.5 nm 的强相干 EUV 光. 具体的压缩方案包括纵向强聚焦、横纵向耦合 (广义纵向强聚焦) 等. 辐射元件拟采用优化设计的波荡器, 可产生大功率窄带宽的 EUV 光.

5) 调制激光系统: 采用窄线宽种子激光和高精细度光学增益腔, 实现约 1 MW 的平均存储功率, 满足 SSMB-EUV 光源需求.

6) 能量补充系统: 采用 MHz 重频的直线感应加速器, 补偿平均流强约 1 A 的束流平均功率数千瓦到十千瓦的辐射损失.

6 SSMB-EUV 光源对科学研究及芯片光刻潜在的变革性影响

集成电路产业是国民经济和社会发展的战略性、基础性和先导性产业. 光刻是集成电路芯片制造中最复杂、最关键的工艺步骤. 光刻机是光刻技术的关键设备, 由光源、照明、投影物镜、机械及控制等组成. 光刻技术曝光分辨率的不断提高, 支撑着摩尔定律的延续. 曝光分辨率由瑞利公式决定:

$$R = k \frac{\lambda}{NA}, \quad (14)$$

其中 k 为工艺因子, λ 为光刻光源波长, NA 为投影物镜的光学数值孔径. 因此光刻机分辨率的提升主要从减小光源波长、降低工艺因子、增大物镜数值孔径来着手. 其中综合来看, 提升光刻曝光分辨率的主要研究方向为减小光源的波长. 半个多世纪以来, 光刻机光源的波长从最初的可见光逐步演化到高压汞灯产生的 436 nm (G 线)、365 nm (I 线), 再到 KrF 准分子激光的 248 nm、ArF 准分子光源的 193 nm. 目前, 产业界公认的新一代主流光刻技术是采用光源波长为 13.5 nm 的极紫外光刻 [45].

由于 13.5 nm 的 EUV 光在所有材料中均会被强烈吸收, 其光学系统需要在真空环境中采用多层膜的反射镜组成, 每片反射镜反射率最高约 70%. 为了实现对 EUV 光的收集、传输、整形等, 现有 EUV 光刻机有一套复杂的光学系统, EUV 光从光源到晶圆共经历 11 次反射 ($0.7^{11} = 0.02$). 为了使到达晶圆上的 EUV 光功率满足芯片大规模量产的要求, 需要 EUV 光源的功率足够高. 而且随着芯

片工艺节点的缩小, 对 EUV 光功率的需求会进一步提升, 业界估计在 3 nm 及以下节点, EUV 光刻需要在中间焦点 (intermediate focus, IF) 处的 EUV 光功率将达到千瓦量级. 因此大功率 EUV 光源的突破是 EUV 光刻技术用于大规模制造的核心与关键.

目前世界上唯一的 EUV 光刻机供应商是荷兰的 ASML 公司, 其采用的是激光等离子体 (laser-produced plasma, LPP) EUV 光源. 具体来说, 通过一台功率大于 20 kW 的 CO_2 气体激光器轰击液态锡形成等离子体, 从而产生 13.5 nm 的 EUV 光. 通过不断优化驱动激光功率、EUV 光转化效率、收集效率以及控制系统, LPP-EUV 光源目前能够在中间焦点处实现 350 W 左右的 EUV 光功率, 该功率水平刚达到工业量产的门槛指标. 产业界认为 LPP 光源未来可以达到的 EUV 功率最高为 500 W 左右, 想要继续将 EUV 光刻向 3 nm 以下工艺节点推进, LPP-EUV 光源的功率将遇到瓶颈.

由于基于等离子体辐射的 EUV 光源功率进一步突破困难, 因此基于相对论电子束的各类加速器光源逐渐进入产业界的视野, 如基于超导直线加速器技术的高重频 FEL 以及 SSMB 等. 表 2 总结了 LPP-EUV 光源及基于同步辐射 (SR)、超导高重频自由电子激光 (SRF-FEL) 及稳态微聚束 (SSMB) 的 EUV 光源的主要特点. 可以看出, 有望用于 EUV 光刻的 EUV 光源为 LPP, SRF-FEL, 以及 SSMB 光源. 其中 LPP 已经是成熟的商业方案, 但其功率进一步提升有限, 很难满足 EUV 光刻长期发展的需要. SRF-FEL 可实现 1—10 kW 量级的 EUV 光, 但其造价相对高昂, 规模较大. 而且, 要达到商业化所需能量利用效率, 必须对其发光的电子束进行能量回收, 也即要采用能量回收型直线加

速器 (energy recovery linac, ERL) 方案, 大流强、高品质电子源等多项关键技术需要进一步突破. SSMB 也可以实现大于 1 kW 的 EUV 光功率, 且造价和规模适中. 作为一种新型光源原理, SSMB 原理实验验证已经实现, 需要建设运行在 EUV 波段的 SSMB 加速器光源研究装置, 培养科学及产业用户, 并提高其技术成熟度. 另外, 基于加速器的光源还具有易向更短波长拓展的优点, 有望成为下一代采用波长 6.x nm 的 Blue-X 光刻技术^[67]的主流光源.

总结来说, SSMB-EUV 光源用于 EUV 光刻具有以下特点及潜在优势.

1) 高平均功率: SSMB 储存环支持安装多条 EUV 光束线, 可同时作为光刻大功率照明光源及掩模、光学器件的检测光源, 还可以为 EUV 光刻胶的研究提供支撑;

2) 窄带宽与高准直性: SSMB 光源容易实现 EUV 光刻所需的小于 2% 的窄带宽要求, 并且波荡器辐射集中于 $\lesssim 0.1$ mrad 的角度范围内. 窄带宽以及高准直的特性可为基于 SSMB 的 EUV 光刻光学系统带来创新性的设计, 同时可以降低 EUV 光学反射镜的工艺难度;

3) 高稳定性的连续波输出: SSMB 输出的是连续波或准连续波辐射, 可以避免辐射功率大幅涨落而引起的对芯片的损伤. 储存环光源的稳定性好, 采用 top-up 运行模式的 SSMB 储存环, 可使光源的长时间可用性得到进一步提升;

4) 辐射清洁: 与 LPP-EUV 光源相比, 波荡器辐射的高真空环境对光刻的光学系统反射镜不会产生污染, 镜子的使用寿命可以大大延长;

5) 可拓展性: SSMB 原理上容易往更短波长拓展, 为下一代采用波长 6.x nm 的 Blue-X 光刻技术留有可能.

表 2 各类 EUV 光源特点

Table 2. Characteristics of different EUV light sources.

光源原理	主要特点
LPP	技术成熟, 已商业化, EUV 光功率最高 500 W 左右, 难以支撑下一代光刻技术的进一步发展
SR	技术成熟, 成本较低, 但 EUV 光功率达不到 EUV 光刻大规模量产需求
SRF-FEL	EUV 光功率可达 1—10 kW 量级, 造价相对高昂 (数十亿), 规模较大 (数百米), 商业化必须做能量回收 (ERL), 实现大功率 EUV 输出, 还需许多技术突破
SSMB	EUV 光功率可大于 1 kW, 造价 (数亿到十亿) 及规模 (周长 100—150 m) 适中, 作为一种全新的光源原理, 原理实验验证已经实现, 需要建设运行在 EUV 波段的 SSMB 加速器光源研究装置, 培养科学及产业用户, 并提高其技术成熟度

因此, SSMB-EUV 光源的实现有望帮助我国 EUV 光刻实现跨越式发展. 同时, SSMB 加速器光源可以提供高平均功率、窄线宽的太赫兹到软 X 射线波段的相干辐射, 且时间结构大范围可调, 对物理、化学、能源、环境等学科的前沿基础研究与应用基础研究, 可以提供前所未有的工具和手段.

SSMB 加速器光源已经引起了科学界及产业界的广泛关注. 随着对 SSMB 储存环物理研究的深入, 以及对其关键技术的掌握, SSMB 加速器光源作为光刻产业光源及科学研究光源是可以预期的, 其性能也必将会不断提高, 造价也会逐渐降低, 同时 SSMB 加速器光源的应用也会得到更加广泛的拓展.

感谢赵午教授的指导以及清华大学 SSMB 研究组全体老师和同学的共同努力. 作者之一 (邓秀杰) 的研究受到了清华大学“水木学者”计划支持.

参考文献

- [1] Schwinger J 1949 *Phys. Rev.* **75** 1912
- [2] Tzu H Y 1948 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **192** 231
- [3] Elder F R, Gurewitsch A W, Langmuir R V, et al. 1947 *Phys. Rev.* **71** 829
- [4] Zhao Z T 2010 *Rev. Accel. Sci. Technol.* **3** 57
- [5] Chao A W, Chou W 2011 *Reviews of Accelerator Science and Technology* (Vol. 3) (Singapore: World Scientific) pp57–76
- [6] Jiang X, Tang E, Xian D 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 2343
- [7] National Synchrotron Radiation Laboratory of University of Science and Technology of China 1991 *Development Report of Hefei Synchrotron Radiation Accelerator* (in Chinese) [国家同步辐射实验室, 中国科学技术大学, 1991年, 合肥同步辐射加速器研制报告]
- [8] Jiang M, Yang X, Xi H J, et al. 2009 *Chin. Sci. Bull.* **54** 4171
- [9] Jiao Y, Xu G, Cui X H, et al. 2018 *J. Synchrotron Radiat.* **25** 1611
- [10] Madey J M 1971 *J. Appl. Phys.* **42** 1906
- [11] Deacon D A G, Elias L R, Madey J M J, et al. 1977 *Phys. Rev. Lett.* **38** 892
- [12] Kondratenko A, Saldin E 1980 *Part. Accel.* **10** 207
- [13] Bonifacio R, Pellegrini C, Narducci L 1984 *Opt. Commun.* **50** 373
- [14] Huang Z, Kim K J 2007 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **10** 034801
- [15] Pellegrini C, Marinelli A, Reiche S 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 015006
- [16] Emma P, Akre R, Arthur J, Bionta R, et al. 2010 *Nat. Photonics* **4** 641
- [17] Hans W, Decking W 2017 *Proceedings of the 38th International Free Electron Laser Conference Santa Fe, New Mexico, USA, August 20–25, 2017* p9
- [18] Zhu Z Y, Zhao Z T, Wang D, et al. 2017 *Proceedings of the 38th International Free Electron Laser Conference Santa Fe, NM, USA, August 20–25, 2017* p182
- [19] Ratner D F, Chao A W 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 154801
- [20] Nodvick J S, Saxon D S 1954 *Phys. Rev.* **96** 180
- [21] Williams G P, Hirschmugl C J, Kneeder E M, et al. 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 261
- [22] Gover A, Ianculescu R, Friedman A, et al. 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 035003
- [23] Jiao Y, Ratner D F, Chao A W 2011 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **14** 110702
- [24] Chao A, Granados E, Huang X, et al. 2016 *Proceedings of the 7th International Particle Accelerator Conference Busan, Korea, May 8–13, 2016* p1048
- [25] Khan S 2017 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **865** 95
- [26] Tang C, Deng X, Huang W, et al. 2018 *Proceedings of the 60th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Future Light Sources Shanghai, China, March 5–9, 2018* p166
- [27] Deng X, Chao A, Huang W, et al. 2018 *Proceedings of the 9th International Particle Accelerator Conference Vancouver, Canada, April 29–May 4, 2018* p4583
- [28] Deng X, Chao A, Feikes J, et al. 2021 *Nature* **590** 576
- [29] Tang C X 2020 *The 11th International Particle Accelerator Conference Caen, France, May 10–15, 2020*
- [30] Feikes J 2021 *The 12th International Particle Accelerator Conference Campinas, Brazil, May 24–28, 2021*
- [31] Rui T, Deng X, Chao A, et al. 2018 *Proceedings of the 60th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Future Light Sources Shanghai, China, March 5–9, 2018* p113
- [32] Pan Z, Rui T, Wan W, et al. 2019 *Proceedings of the 39th International Free Electron Laser Conference Hamburg, Germany, August 26–30, 2019* p700
- [33] Li C, Feng C, Jiang B, et al. 2019 *Proceedings of the 10th International Particle Accelerator Conference Melbourne, Australia, May 19–24, 2019* p1507
- [34] Deng X J, Klein R, Chao A W, et al. 2020 *Phys. Rev. Accel. Beams* **23** 044001
- [35] Deng X J, Chao A W, Feikes J, et al. 2020 *Phys. Rev. Accel. Beams* **23** 044002
- [36] Deng X J, Chao A W, Huang W H, et al. 2021 *Phys. Rev. Accel. Beams* **24** 094001
- [37] Zhang Y, Deng X J, Pan Z L, et al. 2021 *Phys. Rev. Accel. Beams* **24** 090701
- [38] Deng X J, Huang W H, Li Z Z, et al. 2021 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **1019** 165859
- [39] Pan Z L 2020 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Tsinghua University) (in Chinese) [潘志龙 2020 博士学位论文 (北京: 清华大学)]
- [40] Deng X J 2021 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Tsinghua University)
- [41] Zhang Y 2022 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Tsinghua University) (in Chinese) [张耀 2022 博士学位论文 (北京: 清华大学)]
- [42] Tsai C Y, Chao A W, Jiao Y, et al. 2021 *Phys. Rev. Accel. Beams* **24** 114401
- [43] Teng L 1984 *Minimizing the Emittance in Designing the Lattice of an Electron Storage Ring* (Fermi National Accelerator Lab.) No. FERMILAB/TM-1269
- [44] Eriksson M, Van der Veen J F, Quitmann C 2014 *J. Synchrotron Radiat.* **21** 837
- [45] Bakshi V 2018 *EUV Lithography* (2nd Ed.) (Bellingham: SPIE Press) pp109–192
- [46] Damascelli A, Hussain Z, Shen Z X 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 473
- [47] Lv B, Qian T, Ding H 2019 *Nat. Rev. Phys.* **1** 609
- [48] Carr G, Martin M C, McKinney W R, et al. 2002 *Nature* **420**

153

- [49] Cole B E, Williams J B, King B T, et al. 2001 *Nature* **410** 60
- [50] Krausz F, Misha I 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [51] Feikes J, von Hartrott M, Ries M, et al. 2011 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **14** 030705
- [52] Ries M 2014 *Ph. D. Dissertation* (Berlin: Humboldt University of Berlin)
- [53] Yu L H 1991 *Phys. Rev. A* **44** 5178
- [54] Yu L H, Babzien M, Ben-Zvi I, et al. 2000 *Science* **289** 932
- [55] Girard B, Lapierre Y, Ortega J M, et al. 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 2405
- [56] Sands M 1970 *The Physics of Electron Storage Rings: an Introduction* (Stanford Linear Accelerator Center) No. SLAC-121
- [57] Courant E, Snyder H S 1958 *Ann. Phys.* **3** 1
- [58] Chao A W 1979 *J. Appl. Phys.* **50** 595
- [59] Courant E D, Livingston M S, Snyder H S 1952 *Phys. Rev.* **88** 1190
- [60] Deng H, Feng C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 084801
- [61] Feng C, Zhao Z 2017 *Sci. Rep.* **7** 4724
- [62] Kubo K, Oide K 2001 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **4** 124401
- [63] Krinsky S, Wang J 1982 *Part. Accel.* **12** 107
- [64] Saldin E L, Schneidmiller E A, Yurkov M V 2005 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **539** 499
- [65] Liu X 2018 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Tsinghua University)
- [66] Wang H 2020 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Tsinghua University)
- [67] Bakshi V 2018 *Proceedings of 2018 Source Workshop* Prague, Czech Republic, November 5–7, 2018 pS11

INVITED REVIEW

Steady-state micro-bunching accelerator light source^{*}

Tang Chuan-Xiang[†] Deng Xiu-Jie

(Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 17 March 2022; revised manuscript received 19 April 2022)

Abstract

Based on the laser manipulation of electron beam, the steady-state micro-bunching (SSMB) mechanism promises an electron bunch length six orders of magnitude smaller than that in a conventional storage ring. With the combination of the strong coherent characteristic of the radiation from micro-bunching and the high repetition rate of a storage ring, high-average-power, narrow-band coherent radiation with wavelengths ranging from THz to soft X-ray can be expected from an SSMB ring. Such a novel light source can provide unprecedented opportunities for accelerator photon science and industry applications like extreme ultraviolet (EUV) lithography. In this paper, the SSMB concept and its potential, the progress of SSMB proof-of-principle experiment, the key physics issues and technical challenges of an SSMB ring, the Tsinghua SSMB-EUV light source and its potential revolutionary influence on scientific research and EUV lithography are all reviewed. Some important results of the SSMB research achieved by us are also presented.

Keywords: accelerator light source, steady-state micro-bunching, proof-of-principle experiment, extreme ultraviolet lithography

PACS: 29.20.-c, 41.60.Ap, 41.60.Cr, 81.16.Nd

DOI: 10.7498/aps.71.20220486

^{*} Project supported by the Tsinghua University Initiative Scientific Research Program, China (Grant No. 20191081195) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12035010).

[†] Corresponding author. E-mail: tang.xuh@tsinghua.edu.cn