

磁场对超热电子产生 $K\alpha$ 辐射对比度的影响*

肖杨杨 王晓方†

(中国科学技术大学物理学院, 合肥 230026)

(2025 年 2 月 5 日收到; 2025 年 4 月 17 日收到修改稿)

超强激光与物质相互作用产生的超热电子在物质中输运产生 $K\alpha$ 特征线辐射和韧致辐射. $K\alpha$ 辐射的对比度, 即 $K\alpha$ 特征线谱与其附近韧致辐射连续谱的强度比, 依赖于韧致辐射的方向性, 与超热电子的能量和传输相关. 本文采用蒙特卡罗模拟研究了对超热电子束有准直作用的轴向匀强磁场和高斯分布环形磁场提高铜 $K\alpha$ 辐射对比度的可能性. 模拟和分析表明, 轴向匀强磁场无法增强韧致辐射的方向性, 不能有效提高 $K\alpha$ 辐射的对比度. 对于高斯分布环形磁场, 当入射电子能谱具有玻尔兹曼分布时, 由于含有大量低能电子且它们的韧致辐射方向性较差, $K\alpha$ 辐射对比度的增幅不大; 而截掉低能部分的玻尔兹曼能谱电子束或能量较高的单能电子束入射时, 高斯分布环形磁场能大幅提高沿入射电子束后向的 $K\alpha$ 辐射对比度. 对于能量为 200—1000 keV 范围的超热电子, 峰值为 100 T 左右的环形磁场有利于提高 $K\alpha$ 辐射的对比度.

关键词: $K\alpha$ 辐射对比度, 韧致辐射, 磁场, 蒙特卡罗模拟

PACS: 52.38.Ph, 32.70.Fw, 52.65.Pp

DOI: 10.7498/aps.74.20250144

CSTR: 32037.14.aps.74.20250144

1 引言

超强激光与物质相互作用能产生大量能量在百 keV 量级的超热电子^[1]. 超热电子在靶材料中传输时, 将靶原子的 K 壳层电子电离而产生 $K\alpha$ 特征线辐射. 由于这种 $K\alpha$ 射线源具有高亮度、短脉宽等特点, 其可应用于背光照相、相衬成像和谱诊断等领域^[2-6]. 然而, 超热电子在靶材料中传输时也会产生宽能量范围的韧致辐射连续谱. $K\alpha$ 线谱与其附近韧致辐射连续谱的强度比, 即 $K\alpha$ 辐射的对比度, 一般为几至几十^[2,7-10]. $K\alpha$ 辐射的对比度是重要参数, 提高 $K\alpha$ 辐射的对比度对于 $K\alpha$ 辐射的一些应用, 如相衬成像^[3]、生物差分成像^[11]、波带板成像^[12]、谱诊断^[6]等具有很大的好处.

实验上可以在 $K\alpha$ 源与被照射样品之间插入晶体、滤片等元件分光或滤波来提高 $K\alpha$ 辐射的对比度^[13-15], 但晶体反射、滤片吸收等会减小 $K\alpha$ 光

子通量. 直接提高 $K\alpha$ 源辐射对比度的研究较少. 超热电子产生的 $K\alpha$ 辐射是近似各向同性的^[9,16], 而韧致辐射与产生辐射的电子运动方向有关, 辐射谱密度是其辐射方向与电子运动方向夹角的函数^[17]. 越靠近电子运动方向, 韧致辐射强度越大, 即韧致辐射具有各向异性. 入射电子的能量越高, 韧致辐射的各向异性越显著^[18,19]. 因此 $K\alpha$ 辐射的对比度与超热电子的传输有关, 已被实验观察证实^[7]. 本研究组之前的模拟表明, 超热电子产生的韧致辐射方向性越好, $K\alpha$ 辐射的对比度越高. 然而, 超热电子在靶中传输时被靶物质散射导致超热电子束横向扩散, 韧致辐射的方向性变差, 会降低 $K\alpha$ 辐射的对比度^[19]. 如果能够对靶中运动的超热电子束进行准直, 降低电子束的发散程度, 则有望获得更高对比度的 $K\alpha$ 辐射.

激光与等离子体作用可以产生强度达 10^2 — 10^4 T 的磁场^[20]. 已有研究指出, 在靶中引入几十至数百 T 的磁场可以实现对超热电子的准直, 例如利用激

* 等离子体物理重点实验室基金 (批准号: 6142A04220106) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangl@ustc.edu.cn

光辐照电容线圈靶产生沿激光传播方向的外加轴向磁场准直电子^[21], 或者采用两束激光辐照固体靶, 在靶中产生自生横向环形磁场准直电子^[22,23]等. 尽管这些外加磁场或自生磁场能够准直电子束, 但是能否提高 $K\alpha$ 辐射的对比度尚未有研究. 本文旨在研究利用类似对超热电子有准直作用的磁场直接提高 $K\alpha$ 辐射对比度的可能性.

超热电子产生 X 射线是个复杂的过程, 涉及超热电子被靶原子散射偏转、电离靶原子和相应 $K\alpha$ 辐射产生、韧致辐射产生等多种物理过程. 一种有效的研究方法是蒙特卡罗数值模拟^[24]. 本文采用蒙特卡罗方法, 模拟了铜靶中存在轴向匀强磁场或高斯分布环形磁场时超热电子在靶中的传输和 X 射线产生, 研究了不同的入射电子能量、靶厚度等条件下, 磁场对 $K\alpha$ 辐射对比度的影响. 选择铜作为靶材料是因为铜的 $K\alpha$ 辐射能量为 8.05 keV, 被广泛研究^[8,9,25] 且在许多方面有应用, 如相衬成像和谱诊断等^[3,26]. 本文第 2 节介绍在蒙特卡罗模拟中电磁场对电子传输作用的模型, 第 3 节是模拟结果与分析, 第 4 节给出结论.

2 电磁场对电子传输作用模型

本文研究使用电子在铜靶中传输和产生 X 射线的蒙特卡罗程序. 在无电磁场条件下有关电子散射偏转、能损、 $K\alpha$ 特征线辐射和韧致辐射产生的蒙特卡罗模型和程序已在文献^[19]中介绍. 为了模拟靶中存在电磁场时超热电子的输运, 本文在该程序中加入了电磁场对电子传输的影响, 并假设在超热电子传输过程中电磁场不随时间变化. 设在不包含电磁场作用的蒙特卡罗模型中, 电子与靶原子发生某种相互作用过程后自由飞行 s 的距离^[19]. 若靶内存在电场或磁场, 电子与靶原子发生相互作用时忽略电磁场影响, 发生相互作用后仍飞行 s 的距离, 但是位置和速度的方向由电磁力的一阶近似给出^[27], 分别为

$$\begin{aligned} \mathbf{r}(s) &= \mathbf{r}_0 + s\hat{\mathbf{v}}_0 \\ &+ \frac{1}{2}s^2 \frac{-e[\mathbf{E} - \beta^2(\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{v}}_0)\hat{\mathbf{v}}_0 + c\beta\hat{\mathbf{v}}_0 \times \mathbf{B}]}{m_e\gamma c^2\beta^2}, \quad (1) \\ \mathbf{v}(s) &= \mathbf{v}_0 + s \frac{-e[\mathbf{E} - \beta^2(\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{v}}_0)\hat{\mathbf{v}}_0 + c\beta\hat{\mathbf{v}}_0 \times \mathbf{B}]}{m_e\gamma c\beta}, \quad (2) \end{aligned}$$

其中 $\mathbf{r}_0$ 和 $\mathbf{r}(s)$ 分别是本次和下次作用前电子的位置, $\mathbf{v}_0$ 和 $\mathbf{v}(s)$ 分别是本次和下次作用前电子的速

度, $\hat{\mathbf{v}}_0$ 是 $\mathbf{v}_0$ 的归一化矢量, $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{B}$ 分别是电场强度和磁感应强度, e 和 m_e 分别是电子的电荷量和质量, c 是真空中光速, $\beta = v_0/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. 在数值计算中为了减小上述一阶近似导致的误差, (2) 式仅用来给出电子运动速度的方向, 电子速度的大小由电子的能量 E_k 计算得到. 电子与靶原子发生下次相互作用前的能量 E_k 由两个位置的电势差计算得到:

$$E_k(s) = E_{k0} - e[\varphi(\mathbf{r}_0) - \varphi(\mathbf{r}(s))], \quad (3)$$

其中 E_{k0} 和 $E_k(s)$ 分别是本次和下次作用前电子的能量, φ 是电势. 本文探究靶中磁场对 $K\alpha$ 辐射对比度的影响, (1) 式和 (2) 式中的电场 $\mathbf{E}$ 为 0, 磁场不会改变电子的能量, 电子在靶中的能量损失仅由阻止本领计算得到.

3 模拟的结果与分析

本文对电子束轰击铜靶时, 靶中分别存在轴向匀强磁场或高斯分布环形磁场对 $K\alpha$ 辐射对比度的影响进行了模拟和分析. 激光辐照固体靶时在靶的前表面激光焦斑区域附近产生超热电子, 超热电子有一定的发散角^[28,29]. 为此, 如图 1 所示, 设模拟的电子束初始位于 z 轴负方向上一点, 沿 z 轴方向传播, 半发散角为 $\vartheta = 30^\circ$, 单位立体角内电子通量密度均匀分布. 在到达靶的前表面 ($z = 0$) 时电子束圆斑的中心也就是铜平面靶的前表面的中心, 位于坐标原点, 电子束圆斑的半径为 $r_e = 20 \mu\text{m}$. 每次模拟的电子束包含 2×10^8 个电子. 铜靶的 z 方向厚度为 $\Delta z = 30 \mu\text{m}$, 在 x 和 y 方向上的宽度为 $\Delta x = \Delta y = 120 \mu\text{m}$. 图 1 中 θ 和 ϕ 分别代表探测窗的中心相对于坐标原点的极角和方位角. 探测窗

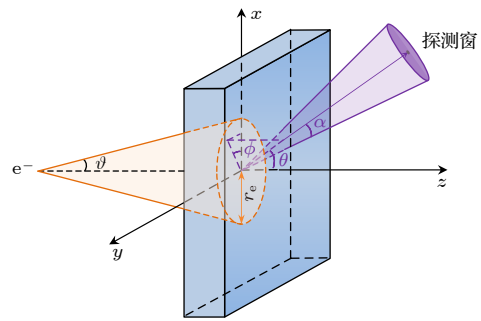


图 1 模拟中坐标系和角度定义

Fig. 1. Coordinate and detection angle defined in the simulation.

距离坐标原点 1 m, 半径为 8.75×10^{-2} m, 对应的半锥角 $\alpha = 5^\circ$, 可以接收到足够数量的 X 射线光子以降低 X 射线谱的数据抖动.

通常情况下激光与物质作用产生的超热电子能谱类似玻尔兹曼分布^[30], 在模拟中入射电子能谱取 $f(E_k) = T_h^{-1} \exp(-E_k/T_h)$, 其中 T_h 是超热电子温度, 电子能量范围从 0— $10T_h$. 在某些情况下超热电子能谱呈现准单能谱^[31], 那么入射电子能谱取截掉低能部分的玻尔兹曼分布, 即入射电子能量从 E_c 到 $10T_h$. 此外, 为了分析不同能量电子的影响, 在部分模拟中取入射电子能谱为单一能量 E_k .

3.1 轴向匀强磁场

下面通过数值模拟探究轴向 (即 z 方向) 匀强磁场提高 $K\alpha$ 辐射对比度的可能性, 分别模拟了靶中无磁场 (WOB) 或存在匀强磁场 $\mathbf{B}_z = B_z \hat{z}$ 时, $\hat{z}$ 是 z 方向单位矢量, 温度为 $T_h = 600$ keV 的玻尔兹曼能量分布的电子束或能量为 $E_k = 600$ keV 的单能电子束入射 30 μm 厚的铜平面靶产生的 $K\alpha$ 辐射和韧致辐射.

$K\alpha$ 辐射的对比度是从模拟结果合成的 X 射线谱得到的. 参考以往实验和模拟得到的 $K\alpha$ 线谱的半高全宽^[8,32], 即谱密度峰值的一半对应的宽度, 对模拟中产生的 $K\alpha$ 辐射和韧致辐射都进行高斯展宽处理, 高斯展宽的半高全宽设为 $\varepsilon_F = 0.18$ keV. 图 2 是用这样方法给出的 $T_h = 600$ keV 的电子束入射无磁场的铜靶时, 在 $\theta = 0^\circ$ 和 135° 两个方向分别得到的 X 射线谱 (探测窗放置在 y - z 平面内, $\phi = 90^\circ$). 模拟给出韧致辐射最大光子能量可达入射电子能量, 图中只给出了 4—14 keV 范围的光谱.

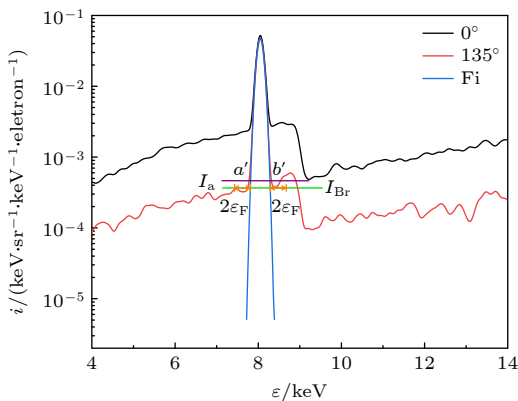


图 2 $T_h = 600$ keV 的玻尔兹曼能量分布电子束入射产生的 X 射线谱

Fig. 2. X-ray spectra produced by Boltzmann distribution electron incidence with $T_h = 600$ keV.

$K\alpha$ 辐射对比度的计算方法与本研究组之前研究^[19]中方法相同. 以图 2 中 $\theta = 135^\circ$ 的 X 射线谱为例, 首先对 $K\alpha$ 线谱的峰值的一半以上的部分进行高斯拟合得到曲线 F_i (蓝色线), 取距离 $K\alpha$ 线谱最近的小峰的峰值为 I_{Br} , 然后画一条水平线 $i(\varepsilon) = I_{Br}$ (绿色线), 其中 i 表示 X 射线谱密度, ε 为光子能量, 该水平线与 F_i 的两个交点对应的光子能量分别记为 a 和 b ($a < b$). 通过将 $(a - 2\varepsilon_F, a)$ 和 $(b, b + 2\varepsilon_F)$ 范围内的谱密度求均值得到韧致辐射连续谱的平均强度:

$$I_a = \frac{1}{4\varepsilon_F} \left(\int_{a-2\varepsilon_F}^a i d\varepsilon + \int_b^{b+2\varepsilon_F} i d\varepsilon \right). \quad (4)$$

将新的水平线 $i(\varepsilon) = I_a$ (紫色线) 与 F_i 的两个交点对应的光子能量记为 a' 和 b' ($a' < b'$). $K\alpha$ 辐射的对比度 $C_{K\alpha}$ 定义为

$$C_{K\alpha} = \frac{1}{I_a(b' - a')} \left[\int_{a'}^{b'} i d\varepsilon - I_a(b' - a') \right]. \quad (5)$$

$T_h = 600$ keV 的玻尔兹曼能量分布电子束入射时, 靶中无磁场与存在 z 方向匀强磁场 $B_z = 100$ T 时不同 θ 方向的 $K\alpha$ 辐射对比度如图 3(a) 所示. 探测窗分别设置在 $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ 和 180° 这 5 个角度方向. 考虑到几何对称性和减小数值涨落, 对于每个 θ , 探测窗的 ϕ 取 0° — 360° , 间隔 10° , 共 36 个值. 图 3 中数据点对应 θ 取不同值时从 36 个探测窗得到的 $K\alpha$ 辐射对比度计算的平均值, 误差棒是这 36 个对比度的标准差. 其中 $\theta = 0^\circ$ 和 180° 时标准差为 0, 这是因为在这两个方向取不同的 ϕ 时得到的探测窗相同, 对比度只有一个值. 结果显示, $\theta = 0^\circ$ 的 $K\alpha$ 辐射对比度较小, $\theta = 180^\circ$ 的对比度较大. 原因是韧致辐射在 $\theta = 0^\circ$ 较强, 在 $\theta = 180^\circ$ 方向较弱^[17,19]. 而且, 靶中无磁场与存在 z 方向匀强磁场时 $K\alpha$ 辐射对比度差别很小. 本文还模拟了改变磁场强度和电子温度的情况, 结论不变, 外加 z 方向匀强磁场对提高 $K\alpha$ 辐射对比度基本没有影响.

类似图 3(a), 图 3(b) 为 $E_k = 600$ keV 的单能电子束入射时靶中无磁场与存在 z 方向匀强磁场 $B_z = 100$ T 时不同 θ 方向的 $K\alpha$ 辐射对比度. 结果显示, 与图 3(a) 玻尔兹曼能量分布电子束入射相比, 单能电子束入射时 $K\alpha$ 辐射对比度的各向异性更强, 原因是单能电子产生韧致辐射的各向异性更强^[19]. 尽管如此, $E_k = 600$ keV 的单能电子束入射

时,靶中无磁场与存在 z 方向匀强磁场时 $K\alpha$ 辐射对比度也差别不大. 以上结果表明,不管玻尔兹曼能量分布的电子束入射(图3(a))还是单能电子束入射(图3(b)),靶中无磁场与存在 z 方向匀强磁场时 $K\alpha$ 辐射的对比度都很接近, z 方向匀强磁场并不能有效提高 $K\alpha$ 辐射的对比度.

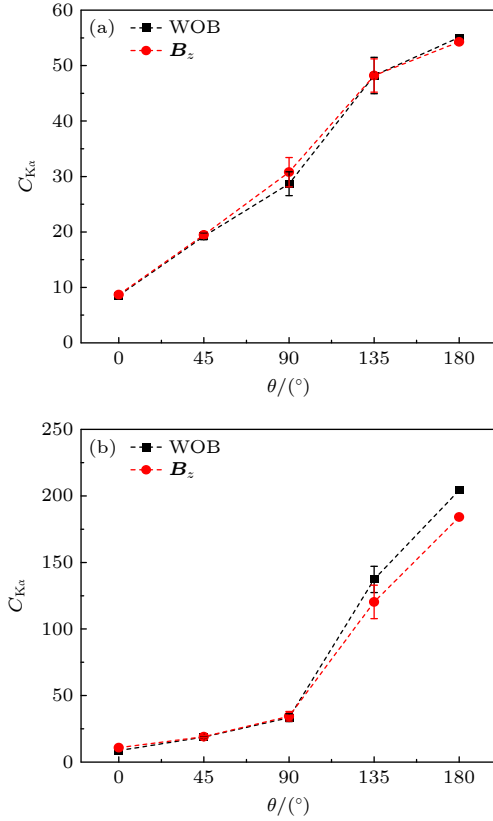


图3 靶中无磁场(WOB)或存在 $B_z = 100$ T时的 $K\alpha$ 辐射对比度 (a) $T_h = 600$ keV的玻尔兹曼能量分布电子束入射; (b) $E_k = 600$ keV的单能电子束入射

Fig. 3. Contrasts of $K\alpha$ emission without a magnetic field (WOB) or with $B_z = 100$ T in the target: (a) Boltzmann distribution electron incidence with $T_h = 600$ keV; (b) mono-energetic electron incidence with $E_k = 600$ keV.

下文分析 z 方向匀强磁场不能有效提高 $K\alpha$ 辐射对比度的原因. 考虑空间中有一电子, 初始位于 x 轴上, 其速度 $\mathbf{v}$ 在 x - z 平面内, 与 z 轴的夹角为 θ_e , 如图4所示. 电子的速度 $\mathbf{v}$ 可分解为垂直 z 轴的速度分量 $\mathbf{v}_\perp$ 和平行于 z 轴的速度分量 $\mathbf{v}_\parallel$. 若没有磁场, 由于电子有 x 方向的恒定速度分量, 其在运动过程中位置会逐渐远离 z 轴. 若空间中存在沿 z 方向的匀强磁场 $\mathbf{B}_z$, 电子受到洛伦兹力 $\mathbf{F}_B = -e\mathbf{v} \times \mathbf{B}_z$, 磁场 $\mathbf{B}_z$ 对 $\mathbf{v}_\parallel$ 没有影响, 会改变 $\mathbf{v}_\perp$ 的方向, 但不会改变其大小. $\mathbf{v}_\perp$ 保持在 x - y 平面内且大小不变. 电子在空间中做螺旋运动, 其运动

轨迹在 x - y 平面内的投影是一个半径不变的圆. 电子运动方向与 z 轴夹角的余弦值为 $\cos \theta_e = v_\parallel / v$, 在螺旋运动过程中保持不变. 因此, z 方向匀强磁场对电子的准直是将电子的位置约束在一定范围内, 不会改变电子运动方向与 z 轴的夹角 θ_e . 而韧致辐射强度是其辐射方向与电子运动方向夹角的函数^[17], 相对于电子运动方向具有柱对称分布. 因此, 采用本文沿 z 方向的均匀分布发散束入射, 与无磁场情况相比, z 方向匀强磁场无法增强韧致辐射的方向性. 以上分析没有考虑电子被靶物质散射的影响. 即使考虑了散射的影响, 参见图3, 模拟结果也证实, 无磁场和存在 z 方向匀强磁场两种情况下, 统计得到的电子运动方向与 z 轴的平均夹角几乎不变, 因此这两种情况下 $K\alpha$ 辐射的对比度很接近, z 方向匀强磁场不能有效提高 $K\alpha$ 辐射的对比度.

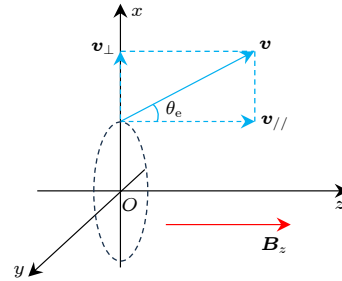


图4 电子在 z 方向匀强磁场中运动示意图

Fig. 4. Schematic diagram of the motion of an electron in a z -direction uniform magnetic field.

3.2 高斯分布环形磁场

下文探究环形磁场对 $K\alpha$ 辐射对比度的影响. 参考以往对超热电子准直研究中的磁场^[22,23], 本文研究中设靶区域内存在高斯分布的环形磁场, 如图5(a)中绿色区域所示, 磁场在 x - y 平面内的分布可以表示为

$$B_\phi = B_0 \exp\left(-\frac{r_a^2}{2\sigma_f^2}\right) \left(\frac{r_a \sqrt{e}}{\sigma_f}\right) \left(-\frac{x}{r_a} \hat{\mathbf{y}} + \frac{y}{r_a} \hat{\mathbf{x}}\right), \quad (6)$$

其中 B_0 是磁场的峰值, $r_a = \sqrt{x^2 + y^2}$, σ_f 表征磁场峰值与 z 轴的距离, $\hat{\mathbf{x}}$ 和 $\hat{\mathbf{y}}$ 分别是 x 和 y 方向的单位矢量. 图5(b)展示了 $B_0 = 100$ T, $\sigma_f = 20$ μm 的磁场在 x - y 平面内的分布.

环形磁场对电子的偏转作用与磁场的方向有关, 如图5(c)所示, 空间中的磁力线是中心位于 z 轴上的圆, 沿着 z 轴正向看, 磁力线为逆时针方向. 在 z 轴一侧的电子受到的洛伦兹力 $\mathbf{F}_B$ 驱使其

向 z 轴的另一侧偏转, 使得电子运动方向与 z 轴的夹角减小, 从而准直电子束. 后文如无特别说明, 使用的环形磁场与此处介绍的相同, 且 $B_0 = 100$ T.

3.2.1 玻尔兹曼能量分布电子束入射

首先, 探究玻尔兹曼能量分布电子束入射的情况. 图 6 为靶中无磁场 (WOB) 和存在高斯分布的环形磁场 (B_ϕ) 时, 温度为 200—1000 keV 的玻尔兹曼能量分布的电子束入射 30 μm 厚的铜平面靶的模拟结果.

图 6(a) 是 $T_h = 200$ keV 或 600 keV 电子束入射时 $K\alpha$ 辐射沿不同 θ 值方向的对比度, 可以看出, $T_h = 600$ keV 的 $K\alpha$ 辐射的对比度的各向异性比 $T_h = 200$ keV 的各向异性更强, 这是因为能量更高的电子产生的韧致辐射的方向性更强. 在平面靶的电子束入射一侧 ($\theta > 90^\circ$) 得到的 $K\alpha$ 辐射对比度更高. 对比无磁场 (WOB) 和存在磁场 (B_ϕ) 的结果可见, 存在环形磁场 B_ϕ 时 $K\alpha$ 辐射的对比度

提升不大. 以 $\theta = 135^\circ$ 为例, $T_h = 200$ keV 的无磁场和存在磁场时 $K\alpha$ 辐射对比度皆为 31.1. $T_h = 600$ keV 的对比度均值也仅由无磁场时的 48.2 提高到存在磁场 B_ϕ 时的 50.2.

图 6(b) 展示了 $\theta = 135^\circ$ 的 $K\alpha$ 辐射的对比度均值与入射电子温度 T_h 的关系. 可以看出, 无论是否存在磁场, 随着电子温度的升高, $\theta = 135^\circ$ 的对比度逐渐增大, 这是因为更高能电子的韧致辐射的方向性更好. 但是, 加磁场 B_ϕ 对 $K\alpha$ 辐射对比度的提高并不显著. 相较于无磁场的情况, 定义存在磁场时 $K\alpha$ 辐射对比度的增幅为 $R_{\text{in}} = C_{K\alpha}(B_\phi)/C_{K\alpha}(\text{WOB}) - 1$, 其中 $C_{K\alpha}(\text{WOB})$ 和 $C_{K\alpha}(B_\phi)$ 分别是靶中无磁场和存在磁场 B_ϕ 时的 $K\alpha$ 辐射对比度. $T_h = 200$ keV 时, $C_{K\alpha}(\text{WOB})$ 和 $C_{K\alpha}(B_\phi)$ 均为 31.1, 对比度增幅 R_{in} 为 0. $T_h = 1000$ keV 时加磁场 B_ϕ 使对比度由 62.2 提高到 64.7, 对比度增幅 R_{in} 也仅为 4.1%. 可见, 玻尔兹曼能量分布电子束入射时, 加磁场 B_ϕ 对 $K\alpha$ 辐射对比度的提高并不显著.

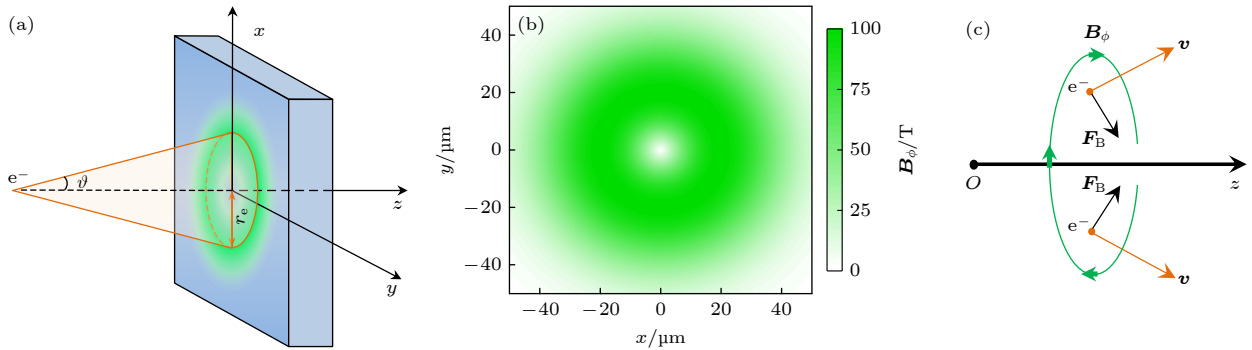


图 5 (a) 高斯分布的环形磁场的示意图; (b) 环形磁场在 x - y 平面内的分布; (c) 磁场准直电子的示意图

Fig. 5. (a) Schematic diagram of an annular magnetic field with a Gaussian distribution; (b) distribution of the annular magnetic field in the x - y plane; (c) schematic diagram of the collimation of electrons by the magnetic field.

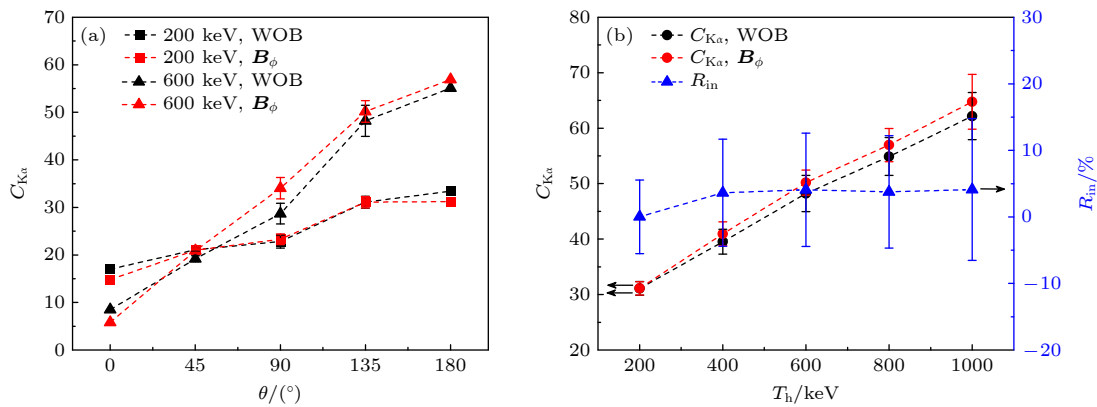


图 6 玻尔兹曼能量分布电子束入射的模拟结果 (a) $T_h = 200$ keV 和 600 keV 时不同方向的 $C_{K\alpha}$; (b) $\theta = 135^\circ$ 的 $C_{K\alpha}$ 和 R_{in} 与 T_h 的关系

Fig. 6. Simulation results of Boltzmann distribution electron incidences: (a) $C_{K\alpha}$ in different directions for $T_h = 200$ keV and 600 keV, respectively; (b) dependence of $C_{K\alpha}$ and R_{in} at $\theta = 135^\circ$ on T_h .

对于玻尔兹曼能量分布的电子束, 其中相当大部分电子的能量较低, 例如 $T_h = 600$ keV 时, 0—200 keV 的电子占入射总电子数的 28.4%. 低能电子在靶中传输时散射角较大, 在磁场中回旋半径较小, 电子在靶中运动轨迹杂乱, 磁场 B_ϕ 难以减小电子运动方向与 z 轴的夹角; 另一方面, 这些低能电子产生的韧致辐射的方向性较差, 加磁场 B_ϕ 难以大幅增强韧致辐射的方向性. 下文进一步分析不同能量单能电子入射时情况.

3.2.2 单能电子束入射

本文模拟了能量在 200—1000 keV 范围的单能电子束入射 30 μm 厚的铜平面靶的情况, 除了入射电子的能量是单能外, 其他模拟参数与图 6 相同. 能量 E_k 分别为 200 keV 和 600 keV 的电子束入射时各探测角度的 $K\alpha$ 辐射的对比度如图 7(a) 所示. $E_k = 200$ keV 时, 无磁场和存在磁场 B_ϕ 时 $\theta = 135^\circ$ 的对比度分别为 36.7 和 39.0, 增幅不大; $E_k = 600$ keV 时, 无磁场和存在磁场 B_ϕ 时 $\theta = 135^\circ$ 的对比度分别为 138.1 和 204.4, 增幅明显. 图 7(b) 给出了不同能量的单能电子束入射时无磁场与存在磁场 B_ϕ 时 $\theta = 135^\circ$ 的 $K\alpha$ 辐射对比度. 与图 6 相比, 单能电子束入射时 $K\alpha$ 辐射的对比度更高, 得益于单能电子入射时韧致辐射的方向性更好. 其次, 单能电子束入射时, 加磁场 B_ϕ 能带来更显著的对比度提升. 从图 7(b) 还可得到, 200, 600 和 1000 keV 的对比度增幅 R_{in} 分别为 6.2%, 48.0% 和 39.7%, 表明入射电子能量较大时, 加磁场 B_ϕ 才能有效提高 $K\alpha$ 辐射的对比度.

本文还模拟了截掉能量小于 500 keV 的 $T_h = 600$ keV 的玻尔兹曼分布电子束入射 30 μm 厚铜平面靶的情况. 除了入射电子的能谱分布, 其他参数与图 6(a) 中 $T_h = 600$ keV 的算例相同, 模拟结果如图 8 所示. 无磁场与存在环形磁场 B_ϕ 时 $\theta = 135^\circ$ 的 $K\alpha$ 辐射对比度分别为 229.4 和 355.7, 对比度增幅 R_{in} 达 55.0%, 已经超过图 7(b) 中 600 keV 单能电子入射时的对比度增幅 ($R_{in} = 48.0\%$). 以上对单能电子束入射和截掉低能部分的玻尔兹曼能量分布电子束入射的模拟结果, 确认了 3.2.1 节中玻尔兹曼能量分布电子束入射时 $K\alpha$ 辐射的对比度增幅不大的原因是其中含有相当大部分低能电子.

实验方面已有方法减少超热电子能谱中的低能电子成分. 例如, Toncian 等 [31] 使用高强度短脉

冲激光辐照纳米厚度的超薄靶, 通过激光直接加速机制在激光传播方向产生能量达 MeV 的准单能谱电子束. Braenzel 等 [33] 使用高对比度激光脉冲辐

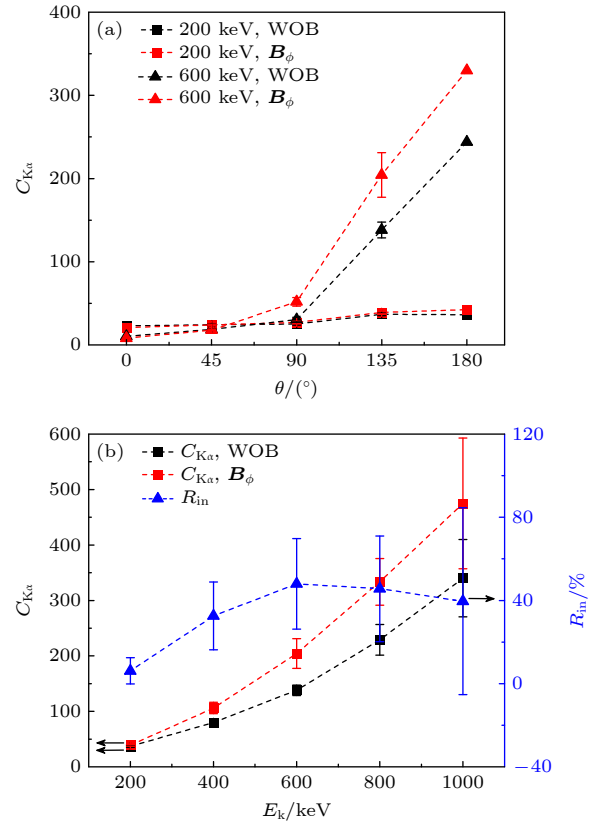


图 7 单能电子束入射时的模拟结果 (a) $E_k = 200$ keV 和 600 keV 不同方向的 $C_{K\alpha}$; (b) $\theta = 135^\circ$ 的 $C_{K\alpha}$ 和 R_{in} 与 E_k 的关系

Fig. 7. Simulation results of mono-energetic electron incidences: (a) $C_{K\alpha}$ of $E_k = 200$ keV and 600 keV in different directions; (b) dependence of $C_{K\alpha}$ and R_{in} at $\theta = 135^\circ$ on E_k .

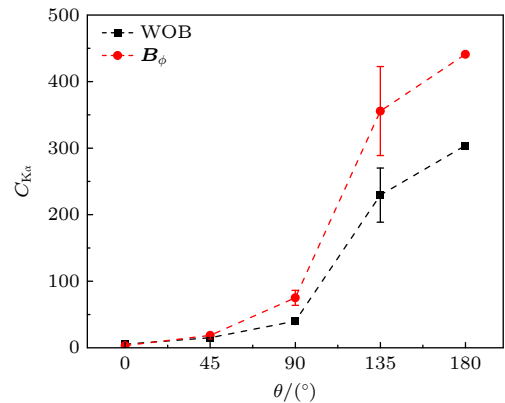


图 8 $T_h = 600$ keV 的玻尔兹曼能量分布的电子中能量大于 500 keV 的电子入射时不同探测角度的 $C_{K\alpha}$

Fig. 8. $C_{K\alpha}$ at different detection angles for Boltzmann distribution electron incidence with $T_h = 600$ keV and electron energy higher than 500 keV.

照间隔适当距离的两个超薄靶, 第 1 个靶用于加速电子, 而第 2 个靶增大能谱中高能电子的比例. 参考这些方法设计实验, 将有助于本文研究结果应用到实验中产生更高对比度的 $K\alpha$ 辐射.

图 9(a) 给出了无磁场与存在环形磁场 B_ϕ 条件下, $E_k = 600$ keV 的单能电子束入射, 传输到靶后表面的电子束斑过其中心沿 y 方向的电子数密度分布 D_{en} , 单位为单位面积的电子数. 设 D_{en} 分布的半高全宽为 D_{FWHM} , 无磁场与存在磁场 B_ϕ 时 D_{FWHM} 分别为 $58.6 \mu\text{m}$ 和 $24.3 \mu\text{m}$, 体现了磁场 B_ϕ 对电子束的准直作用. 图 9(b) 给出了不同能量的单能电子束入射时无磁场和存在磁场 B_ϕ 时靶后表面的 D_{FWHM} . 对于能量在 200—1000 keV 范围的电子束, 存在磁场 B_ϕ 时的 D_{FWHM} 都明显小于无磁

场的 D_{FWHM} , 表明磁场 B_ϕ 对电子束有明显的准直作用. 以上结果表明, 环形磁场不仅能准直电子束, 也能有效提高 $K\alpha$ 辐射的对比度.

3.2.3 磁场参数的影响

以上的模拟中环形磁场的峰值 B_0 为 100 T, 峰值半径 σ_f 为 $20 \mu\text{m}$. 考虑到实验中环形磁场的大小与空间分布会受到入射激光等因素的影响, 本节研究 B_0 和 σ_f 变化时对 $K\alpha$ 辐射对比度的影响. 靶和入射电子束的参数与图 7(a) 中入射电子能量为 600 keV 的算例相同, 图 10 给出了存在不同 B_0 和 σ_f 的环形磁场 B_ϕ 时单能 600 keV 电子束入射 $30 \mu\text{m}$ 厚铜靶在 $\theta = 135^\circ$ 的 $K\alpha$ 辐射对比度.

图 10(a) 给出了存在 $\sigma_f = 20 \mu\text{m}$, 不同 B_0 的环形磁场 B_ϕ 以及无磁场时 $\theta = 135^\circ$ 的 $K\alpha$ 辐射对比

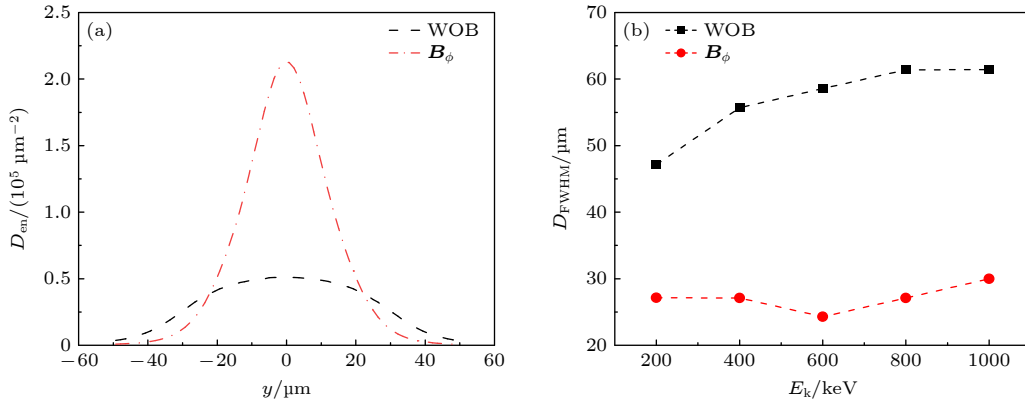


图 9 单能电子束入射时, 无磁场和存在磁场 B_ϕ 条件下的模拟结果 (a) $E_k = 600$ keV 时靶后表面的电子数密度分布; (b) 电子数密度分布的半高全宽与 E_k 的关系

Fig. 9. Simulation results for mono-energetic electron incidence without a magnetic field and with B_ϕ : (a) Distribution of the electron number density on the rear surface of the target for $E_k = 600$ keV; (b) dependence of full width at half maximum of the distribution of the electron number density on E_k .

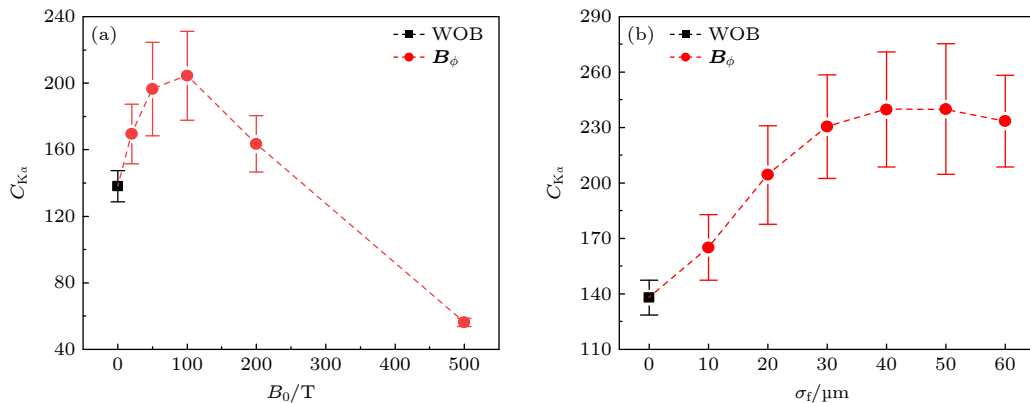


图 10 存在不同 B_0 和 σ_f 的环形磁场时 $\theta = 135^\circ$ 的 $K\alpha$ 辐射的对比度 $C_{K\alpha}$ (a) $\sigma_f = 20 \mu\text{m}$ 时 $C_{K\alpha}$ 与 B_0 的关系; (b) $B_0 = 100$ T 时 $C_{K\alpha}$ 与 σ_f 的关系

Fig. 10. Contrasts of $K\alpha$ emission at $\theta = 135^\circ$ versus B_0 and σ_f of annular magnetic fields: (a) Dependence of $C_{K\alpha}$ on B_0 with $\sigma_f = 20 \mu\text{m}$; (b) dependence of $C_{K\alpha}$ on σ_f with $B_0 = 100$ T.

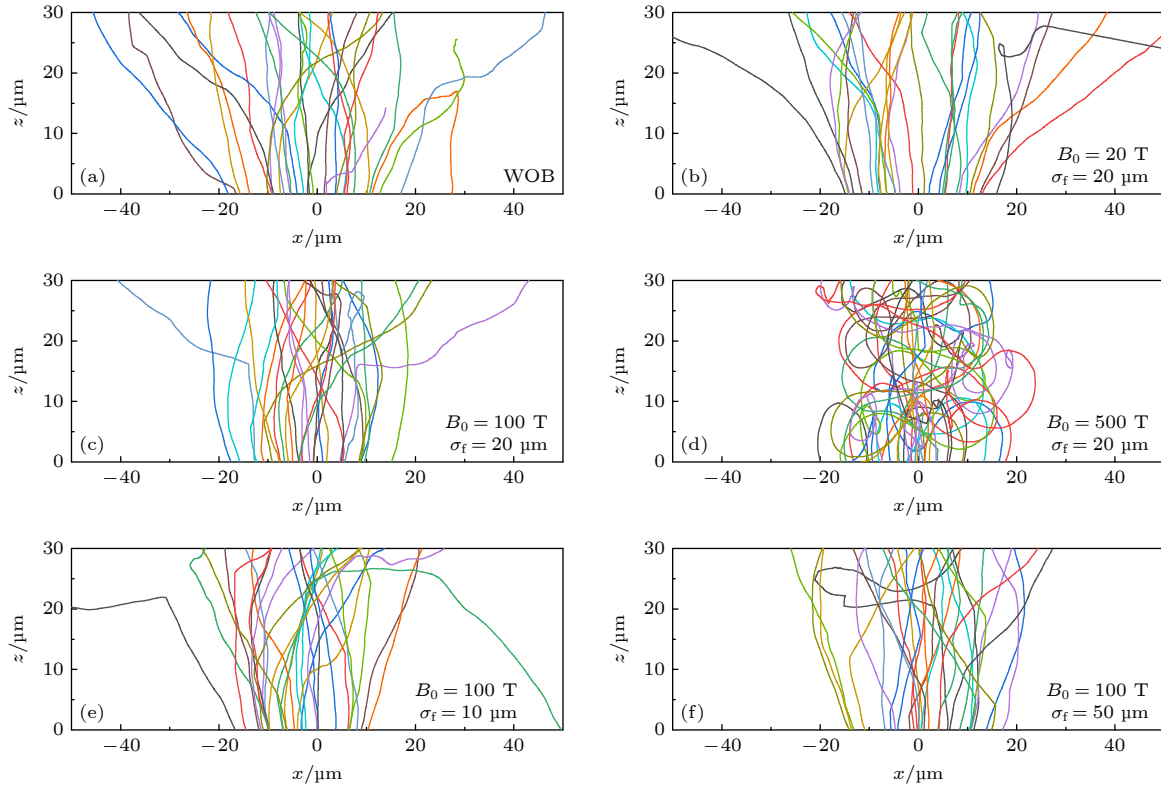


图 11 不同环形磁场下的电子轨迹

Fig. 11. Trajectories of electrons in different annular magnetic fields.

度. 无磁场时, $K\alpha$ 辐射的对比度为 138.1; 存在磁场 B_ϕ 时, 随着 B_0 从 0 增大到 500 T, 对比度先增大后减小. $K\alpha$ 辐射的对比度在 $B_0 = 100$ T 附近达到最大, 为 204.4. $B_0 = 500$ T 时, $K\alpha$ 辐射的对比度为 56.1, 比无磁场时的对比度还要小. 图 10(b) 给出了靶中存在 $B_0 = 100$ T, 不同 σ_f 的环形磁场以及无磁场时 $\theta = 135^\circ$ 的 $K\alpha$ 辐射对比度. 可以看出, $K\alpha$ 辐射的对比度随着 σ_f 的增大而逐渐增大, 在 σ_f 达到约 40 μm 后趋于平缓.

为了分析图 10 的结果, 图 11 给出了靶中存在不同 B_0 和 σ_f 的环形磁场时电子的运动轨迹. 为了清晰展示, 每个模拟中入射电子束仅包含 30 个单能 600 keV 的电子. 图 11(a)—(d) 分别为无磁场和存在 $B_0 = 20, 100, 500$ T ($\sigma_f = 20 \mu\text{m}$) 的环形磁场时的电子轨迹. 从图 11(a)—(c), 随着 B_0 的增大, 磁场对电子的准直作用逐渐增强, 对应的 135° 方向 $K\alpha$ 辐射的对比度逐渐增大. 但当 B_0 太大时, 以图 11(d) 为例, 电子在靶中的回旋半径较小, 在靶中会偏转更大的角度, 导致电子运动方向与 z 轴的夹角增大, 韧致辐射的方向性变差, 对应的 $\theta = 135^\circ$ 方向的 $K\alpha$ 辐射对比度更小. 图 11(e), (f),

(f) 分别为 $B_0 = 100$ T, $\sigma_f = 10, 20$ 和 50 μm 的环形磁场时的电子轨迹. $\sigma_f = 10 \mu\text{m}$ 时 (图 11(e)) 磁场 B_ϕ 对电子的准直效果不如 $\sigma_f = 20, 50 \mu\text{m}$ 的情况 (图 11(c), (f)), 这是因为磁场的峰值半径 σ_f 越大, 可以准直更多的电子. 因此, 图 10(b) 中 $\theta = 135^\circ$ 的对比度随着 σ_f 的增大而增大. 由于靶前表面电子束斑半径 $r_e = 20 \mu\text{m}$, σ_f 达到 40 μm 及更大时环形磁场已能约束绝大部分电子, 再增大 σ_f 已不能进一步提高 $K\alpha$ 辐射对比度.

对 200, 1000 keV 等其他能量的电子束入射的研究表明, 对应 $K\alpha$ 辐射对比度增幅最大的磁场峰值仍在 $B_0 = 100$ T 附近. 这是因为入射电子束是发散束, 使得环形磁场对电子束的准直效果对入射电子的能量不敏感.

3.2.4 靶厚度的影响

考虑到实验中薄膜靶的厚度可能变化, 本文模拟了无磁场和存在磁场 B_ϕ 时单能 600 keV 的电子束入射厚度为 $\Delta z = 10\text{--}80 \mu\text{m}$ 的铜平面靶的情况. 靶在 x 和 y 方向的厚度 $\Delta x = \Delta y = 120 \mu\text{m}$, 保持不变, 其余参数与图 7(a) 中入射电子能量为 600 keV 的算例相同.

图 12 给出 600 keV 的单能电子束入射不同厚度的铜平面靶时 $\theta = 135^\circ$ 的 $K\alpha$ 辐射对比度. 随着靶厚度的增大, $\theta = 135^\circ$ 的 $K\alpha$ 辐射对比度逐渐减小, 这是因为随着靶厚度的增大, 电子在靶内散射次数更多, 韧致辐射的方向性变差^[19]. 不过从 $K\alpha$ 辐射对比度的增幅 R_{in} 来看, 对于 10—80 μm 厚的铜靶, $B_0 = 100$ T 的环形磁场对 $\theta = 135^\circ$ 的 $K\alpha$ 辐射对比度的增幅均在 28% 以上, 表明对比度增幅对靶厚度的变化不敏感.

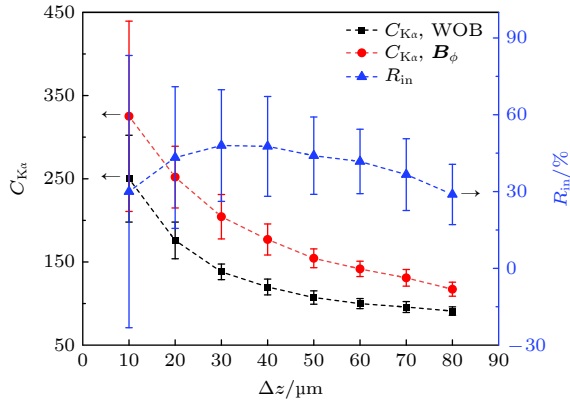


图 12 能量为 600 keV 的单能电子束入射不同厚度的铜平面靶时 $\theta = 135^\circ$ 的 $K\alpha$ 辐射对比度

Fig. 12. Contrasts of $K\alpha$ emission at $\theta = 135^\circ$ for 600 keV mono-energetic electron incidence versus planar target thickness.

4 结 论

针对超热电子产生的 $K\alpha$ 辐射, 本文采用蒙特卡罗数值模拟, 研究了对超热电子束传输有准直作用的轴向匀强磁场和高斯分布的环形磁场提高 $K\alpha$ 辐射对比度的可能性. 模拟和分析表明, 轴向匀强磁场无法增强韧致辐射的方向性, 不能有效地提高 $K\alpha$ 辐射的对比度. 若靶中存在高斯分布的环形磁场, 入射电子能谱具有玻尔兹曼能量分布时, 由于含有相当大部分低能电子且它们的韧致辐射方向性较差, $K\alpha$ 辐射对比度的增幅很小; 当截掉低能部分的玻尔兹曼能谱电子束或能量较高的单能电子束入射时, 沿入射电子束后向的 $K\alpha$ 辐射对比度有明显提高. 能量为 600 keV 的单能电子束入射时, 135° 方向的 $K\alpha$ 辐射对比度可提高 48.0%. 在 200—1000 keV 电子能量范围, 对比度增幅最大的磁场峰值在 100 T 左右. $K\alpha$ 辐射的对比度增幅对靶厚度的变化不敏感. 本文结果可为磁场提高 $K\alpha$ 辐射对比度提供参考. 轴向磁场和环形

磁场对 $K\alpha$ 辐射对比度的影响不同或可应用于区分磁场分布.

感谢本研究组张宇和李亮亮在程序建立之初的讨论和贡献, 感谢中国科学技术大学超级计算中心对本文数值计算的支持和帮助.

参考文献

- [1] Wen X L, Hong W, Gu Y Q, He Y L, Tang C M, Wang J 2007 *High Power Laser and Particle Beams* **19** 1373 (in Chinese) [温贤伦, 洪伟, 谷渝秋, 何颖玲, 唐翠明, 王剑 2007 *强激光与粒子束* **19** 1373]
- [2] Gambari M, Clady R, Stolidi A, Utéza O, Sentis M, Ferré A 2020 *Sci. Rep.* **10** 6766
- [3] Ivanov K A, Gavrilin I M, Volkov R V, Gavrilov S A, Savel Ev A B 2021 *Laser Phys. Lett.* **18** 075401
- [4] Sawada H, Lee S, Shioto T, Nagatomo H, Arikawa Y, Nishimura H, Ueda T, Shigemori K, Sunahara A, Ohnishi N, Beg F N, Theobald W, Pérez F, Patel P K, Fujioka S 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 254101
- [5] Park H S, Chambers D M, Chung H K, Clarke R J, Eagleton R, Giraldez E, Goldsack T, Heathcote R, Izumi N, Key M H, King J A, Koch J A, Landen O L, Nikroo A, Patel P K, Price D F, Remington B A, Robey H F, Snavely R A, Steinman D A, Stephens R B, Stoeckl C, Storm M, Tabak M, Theobald W, Town R P J, Wickersham J E, Zhang B B 2006 *Phys. Plasmas* **13** 056309
- [6] Kritcher A L, Neumayer P, Castor J, Döppner T, Falcone R W, Landen O L, Lee H J, Lee R W, Holst B, Redmer R, Morse E C, Ng A, Pollaine S, Price D, Glenzer S H 2009 *Phys. Plasmas* **16** 056308
- [7] Westover B, MacPhee A, Chen C, Hey D, Ma T, Maddox B, Park H S, Remington B, Beg F N 2010 *Phys. Plasmas* **17** 082703
- [8] Chen L M, Kando M, Xu M H, Li Y T, Koga J, Chen M, Xu H, Yuan X H, Dong Q L, Sheng Z M, Bulanov S V, Kato Y, Zhang J, Tajima T 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 045004
- [9] Cai J J, Huang W Z, Gu Y Q, Dong K G, Wu Y C, Zhu B, Wang X F 2011 *High Power Laser Part. Beams* **23** 1082 (in Chinese) [蔡涓涓, 黄文忠, 谷渝秋, 董克攻, 吴玉迟, 朱斌, 王晓方 2011 *强激光与粒子束* **23** 1082]
- [10] Azamoun Y, Tcheremiskine V, Clady R, Ferré A, Charmasson L, Utéza O, Sentis M 2018 *Sci. Rep.* **8** 4119
- [11] Tillman C, Mercer I, Svanberg S, Herrlin K 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 209
- [12] Lu Z W, Wang X F 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 035202 (in Chinese) [陆中伟, 王晓方 2019 *物理学报* **68** 035202]
- [13] Lévy A, Dorchies F, Audebert P, Chalupský J, Hájková V, Juha L, Kaempfer T, Sinn H, Uschmann I, Vyšín L, Gaudin J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 151114
- [14] Wang R R, An H H, Xie Z Y, Wang W 2018 *Phys. Plasmas* **25** 053303
- [15] Wang R R, Chen W M, Dong J Q, Xiong J, Fu S Z 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 1220 (in Chinese) [王瑞荣, 陈伟民, 董佳钦, 熊俊, 傅思祖 2008 *光学学报* **28** 1220]
- [16] Zhao J C, Zheng J H, Cao L H, Zhao Z Q, Li S, Gu Y Q, Liu J 2016 *Phys. Plasmas* **23** 093102
- [17] Yoshioka A, Yamaguchi Y, Tamura K, Shimizu R 2004 *Surf.*

Interface Anal. **36** 1417

- [18] Xu M H, Liang T J, Zhang J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2357 (in Chinese) [徐妙华, 梁天骄, 张杰 2006 物理学报 **55** 2357]
- [19] Xiao Y Y, Wang X F 2024 *Phys. Plasmas* **31** 073302
- [20] Cai D F, Wang L J, Wang J, Zheng Z J 2009 *J. At. Mol. Phys.* **26** 535 (in Chinese) [蔡达锋, 王利娟, 王剑, 郑志坚 2009 原子与分子物理学报 **26** 535]
- [21] Bailly-Grandvaux M, Santos J J, Bellei C, Forestier-Colleoni P, Fujioka S, Giuffrida L, Honrubia J J, Batani D, Bouillaud R, Chevrot M, Cross J E, Crowston R, Dorard S, Dubois J L, Ehret M, Gregori G, Hulin S, Kojima S, Loyez E, Marquès J R, Morace A, Nicolaï P, Roth M, Sakata S, Schaumann G, Serres F, Servel J, Tikhonchuk V T, Woolsey N, Zhang Z 2018 *Nat. Commun.* **9** 102
- [22] Malko S, Vaisseau X, Perez F, Batani D, Curcio A, Ehret M, Honrubia J, Jakubowska K, Morace A, Santos J J, Volpe L 2019 *Sci. Rep.* **9** 14061
- [23] Xu H, Yang X H, Sheng Z M, McKenna P, Ma Y Y, Zhuo H B, Yin Y, Ren C, Zhang J 2019 *Nucl. Fusion* **59** 126024
- [24] Reich Ch, Gibbon P, Uschmann I, Förster E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4846
- [25] Šmíd M, Renner O, Colaitis A, Tikhonchuk V T, Schlegel T, Rosmej F B 2019 *Nat. Commun.* **10** 4212
- [26] Khattak F Y, Garcia Saiz E, Gibbon P, Karmakar A, Dzelzainis T W J, Lewis C L S, Robinson A P L, Zepf M, Riley D 2012 *Eur. Phys. J. D* **66** 298
- [27] Salvat F, Fernández-Varea J, Sempau J 2008 *PENELOPE-2008, A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport* (Issy-les-Moulineau: OECD/NEA Data Bank)
- [28] Li B Y, Tian C, Zhang Z M, Zhang F, Shan L Q, Zhang B, Zhou W M, Zhang B H, Gu Y Q 2016 *Phys. Plasmas* **23** 093121
- [29] Green J S, Ovchinnikov V M, Evans R G, Akli K U, Azechi H, Beg F N, Bellei C, Freeman R R, Habara H, Heathcote R, Key M H, King J A, Lancaster K L, Lopes N C, Ma T, MacKinnon A J, Markey K, McPhee A, Najmudin Z, Nilson P, Onofrei R, Stephens R, Takeda K, Tanaka K A, Theobald W, Tanimoto T, Waugh J, Van Woerkom L, Woolsey N C, Zepf M, Davies J R, Norreys P A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 015003
- [30] Salzmann D, Reich C, Uschmann I, Förster E, Gibbon P 2002 *Phys. Rev. E* **65** 036402
- [31] Toncian T, Wang C, McCary E, Meadows A, Arefiev A V, Blakeney J, Serratto K, Kuk D, Chester C, Roycroft R, Gao L, Fu H, Yan X Q, Schreiber J, Pomerantz I, Bernstein A, Quevedo H, Dyer G, Ditmire T, Hegelich B M 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 82
- [32] Roet D, Ceballos C, Van Espen P 2006 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **251** 317
- [33] Braenzel J, Andreev A A, Abicht F, Ehrentraut L, Platonov K, Schüttrir M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 014801

Effect of magnetic field on contrast of $K\alpha$ emission generated by hot electrons^{*}

XIAO Yangyang WANG Xiaofang[†]

(School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 5 February 2025; revised manuscript received 17 April 2025)

Abstract

The interaction of a high-intensity laser with a solid target generates a large number of hot electrons. When these hot electrons are transported in the target material, X-rays, including $K\alpha$ line and bremsstrahlung emissions are produced. The contrast of $K\alpha$ line emission, i.e. the intensity of $K\alpha$ line relative to the intensity of bremsstrahlung continua around the $K\alpha$ line, depends on the anisotropy of the bremsstrahlung emission and is related to the energy and transportation of the hot electrons. In the past, some researchers used axial or annular magnetic fields to collimate hot electrons, but whether these magnetic fields can enhance the contrast of $K\alpha$ emission has not been studied. In the present work, the effect of an axially uniform magnetic field or an annular magnetic field with a Gaussian distribution on the contrast of Cu $K\alpha$ emission is investigated by Monte Carlo simulations. The simulation results and analysis show that the axially uniform magnetic field cannot strengthen the anisotropy of bremsstrahlung emission, so it cannot enhance the contrast of $K\alpha$ emission efficiently. For the annular magnetic field with a Gaussian distribution, when an electron beam with a Boltzmann energy distribution is incident, due to the weak anisotropy of bremsstrahlung emission by low-energy electrons in the electron beam, the increase of $K\alpha$ emission contrast is small. When an electron beam with a Boltzmann energy distribution, in which the low-energy part is cut off, or a mono-energetic electron beam is incident, the annular magnetic field with a Gaussian distribution significantly enhances the contrast of $K\alpha$ emission in the back direction of the electron beam incidence. For an incident electron beam with an energy value in a range of 200–1000 keV, an annular magnetic field with a Gaussian distribution and a peak value of approximately 100 T is optimal for enhancing the contrast of $K\alpha$ emission. Considering the existing experiments on generating annular magnetic fields and non-Boltzmann energy distribution hot electrons, it is possible to generate higher contrast $K\alpha$ emissions with the enhancement of magnetic field in future experiments.

Keywords: contrast of $K\alpha$ emission, bremsstrahlung emission, magnetic field, Monte Carlo simulation

PACS: 52.38.Ph, 32.70.Fw, 52.65.Pp

DOI: [10.7498/aps.74.20250144](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250144)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250144](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250144)

^{*} Project supported by the Foundation of Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, China (Grant No. 6142A04220106).

[†] Corresponding author. E-mail: wang1@ustc.edu.cn

磁场对超热电子产生 $K\alpha$ 辐射对比度的影响

肖杨杨 王晓方

Effect of magnetic field on contrast of $K\alpha$ emission generated by hot electrons

XIAO Yangyang WANG Xiaofang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 135202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250144

CSTR: 32037.14.aps.74.20250144

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250144>

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

碳原子和离子韧致辐射过程中电子屏蔽效应研究

Electronic screening effects during bremsstrahlung of carbon atoms and ions

物理学报. 2025, 74(3): 033402 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241638>

磁场对激光驱动的喷流演化影响的二维数值研究

Two-dimensional numerical study of effect of magnetic field on evolution of laser-driven jets

物理学报. 2023, 72(9): 097501 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230197>

铁酸铋薄膜光电流的磁场调制研究

Magnetic field modulation of photocurrent in BiFeO_3 film

物理学报. 2023, 72(6): 067501 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222053>

磁场对激光驱动Rayleigh–Taylor不稳定性影响的数值研究

Numerical study of effect of magnetic field on laser-driven Rayleigh–Taylor instability

物理学报. 2022, 71(15): 154701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220362>

不同外加磁场中Kaplan–Shekhtman–Entin–Wohlman–Aharony相互作用对量子失协非马尔科夫演化的影响

Effects of Kaplan–Shekhtman–Entin–Wohlman–Aharony interaction on quantum discord of non-markovian dynamics under different magnetic fields

物理学报. 2021, 70(22): 223401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211277>

磁化同轴枪操作参数对球马克产生及等离子体特性的影响

Effects of magnetized coaxial plasma gun operation on spheromak formation and plasma characteristics

物理学报. 2021, 70(20): 205202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210709>