准备提交至 JINST

arXiv:2611.32824v1 [physics.ins-det] 24 Nov 2026

通过 X射线能谱学测定 4H-SiC p-n二极管中的电子-空穴对产生能

Silas Müller[a] **Pascal Wolf**[b,1] **Patrick Ahlburg**[b,2] **Christian Bespin**[b] **Jochen Dingfelder**[a] **Grégory Grosset**[c]

[a]物理研究所和卓越集群*"Color meets Flavor"*，波恩大学，*Nußallee 12*，*53115* 波恩，德国[b]物理研究所，波恩大学，*Nußallee 12*，*53115* 波恩，德国[c]*Ion Beam Services*（*IBS*），*Rue Gaston Imbert prolongée*，*13790* 佩涅，法国[1]现任职于 *DECTRIS AG*，巴登-德特维尔，瑞士[2]现任职于 *Black Semiconductor GmbH*，亚琛，德国

电子邮箱：silas.mueller@uni-bonn.de

摘要：本文报告了一项测量，旨在确定4H-SiC p-n二极管中的电子-空穴对产生能。通过测量若干X射线和 γ 源的能谱，并比较碳化硅二极管与商用硅二极管的响应，测得4H-SiC中的电子-空穴对产生能为 (7.87 ± 0.09) eV。这是首次利用来自多个来源的X射线能谱并包含不确定度估计而获得的结果。该结果与对类似器件的研究结果相当吻合。

关键词：固态探测器材料、固态探测器、X射线探测器

目录

1引言 11.1 方法 1

2 二极管与测量装置 **2**
2.1 二极管 22.2 装置 2

3 测量结果 33.1 与先前发表结果的比较 5

4 S总结 **6**

1 引言

分段式硅探测器常被用作高能物理实验中的精密径迹探测器，因为它们可以设计为具有高抗辐射能力、高颗粒度和快速读出性能。硅用于辐射探测的性质已得到充分研究，并有大量公开发表的研究成果。针对具有优势性能的新型探测器材料的研究仍在持续进行。碳化硅（SiC）是一种在粒子物理实验应用中展现出良好前景的材料。与硅相比，其3.23 eV的宽带隙可带来更低的漏电流，从而能够在更高温度下运行。然而，碳化硅中电子-空穴对产生所需的平均能量更高，因此其能量分辨率预计会比硅更差。此外，与碳化硅相比，硅应用广泛，且其加工技术已得到充分发展并被深入理解。碳化硅中 30 – 40eV的较大位移能（相比之下，硅中为 13 – 15eV）可能带来更好的抗辐射性能 [1, p。 3]。较高的击穿电场强度使其能够在较高的反向偏压下运行，从而缩短电荷载流子的渡越时间，并降低俘获概率 [1, p。 5]。

为了设计这类新型探测器，需要了解其材料性质，例如电子-空穴（e-h）对的产生能量 ω。文献中的数值范围为7。6eV [2] 至8。6eV [3]。本文通过比较碳化硅和硅在多种X射线及 γ 来源下的信号，并根据硅的已知 ω 值（第1.1节），确定了 ω 在4H-SiC中的数值。

1.1 方法

为确定 ω_{SiC}，对硅二极管和4H-SiC二极管进行不同光子能量 E_γ 下的光谱测量，并对结果进行比较。平均

记录的伽马峰（全能峰）的峰位 μ与所产生的电子-空穴对数量成正比：

$$\frac{E_\gamma}{\omega} = N_{\text{e-h pairs}} \propto \mu. \tag{1.1}$$

SiC与硅的峰位之比对应于硅中（ω_{Si}）与SiC中（ω_{SiC}）的电子-空穴对产生能之比。因此，可推导出以下方程：

$$\frac{\omega_{SiC}}{\omega_{Si}} = \frac{\mu_{Si}}{\mu_{SiC}}. \tag{1.2}$$

已知 ω_{Si}的值后，即可计算 ω_{SiC}：

$$\omega_{SiC} = \omega_{Si} \cdot \frac{\mu_{Si}}{\mu_{SiC}}. \tag{1.3}$$

本研究中，所采用的硅中电子-空穴对产生能为（3.66 ± 0.03）eV [4]。

2 二极管和测量设置

2.1 二极管

该4H-SiC二极管由Ion Beam Services（IBS）设计和制造 [5]。其制造于110µm 外延衬底上，顶部具有两级外延p型阳极。在反向偏压达到1000V之前未观察到击穿。该二极管粘接并引线键合在载板PCB上。带孔的塑料盖用于保护引线键合部，并便于使用放射源进行测试。图中展示了4H-SiC二极管的示意性横截面以及安装后的二极管照片1。所使用的硅二极管是市售的BPW34F二极管，其敏感面积为7。02mm^2 [6]。

2.2 实验装置

二极管置于定制的被测器件箱中，其偏置电压由 Keithley 2410 源测量单元提供，并经由电荷灵敏放大器（Amptek 的 CoolFET）施加。读出链由放大器和直接与其相连的多道分析器（Amptek 的 Px5）组成，可用于测量不同的X射线能谱。

碳化硅二极管和硅二极管分别在 800 V 和 80 V 的反向偏压下工作。这确保了两种二极管均实现显著耗尽。我们假设两种器件的电荷收集效率均为 100%，因为其结构均为单焊盘二极管，且使用全能峰推导 ω_{SiC} 结果。4H-SiC二极管的 110 µm 外延层需要施加高于 2000 V 的偏置电压才能完全耗尽，而本实验装置未能实现这一点。

一个 ^{241}Am源和一个 ^{109}Cd放射性点源，以及一个基于X射线荧光的可变X射线源被使用。两个点源都会发射标记为 γ 表1中的高能光子，而镉还会通过电子俘获发射X射线。对于可变源，放射性衰变产生的光子会激发所选靶材的原子。所使用的靶材为 ^{158}Tb和^{133}Ba，它们在激发后会以特征能量 $K_{\alpha 1}$、 $K_{\alpha 2}$、 $K_{\beta 3}$、 $K_{\beta 1}$、 $K_{\beta 2}$所示的X射线发射，这些能量列于表1的上半部分。

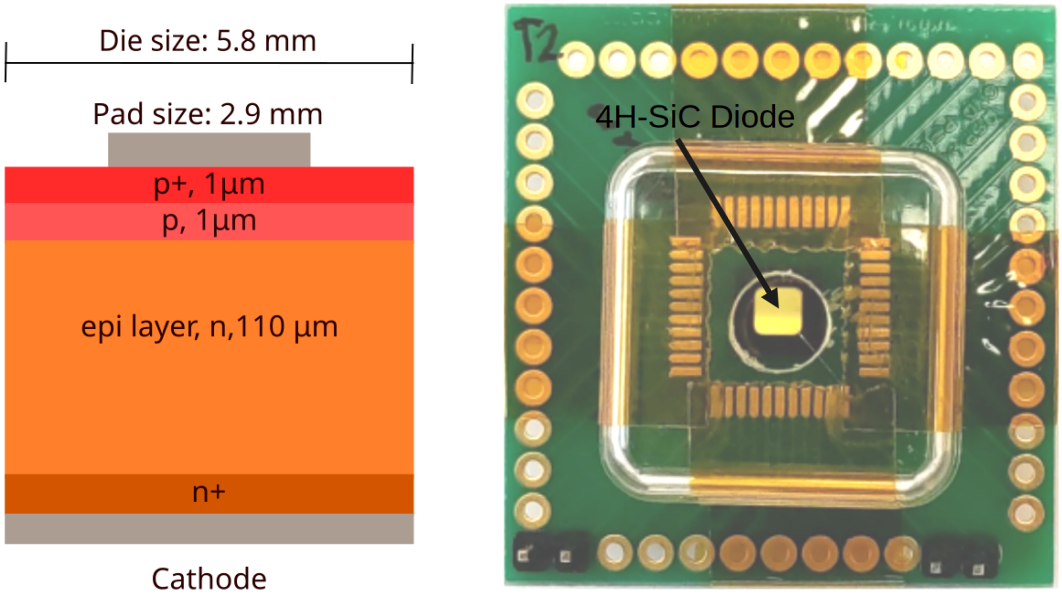

图 1。左：由 IBS 设计的所用 4H-SiC二极管的剖面图（未按比例绘制）。该器件在 110µm n型外延块体上方具有两级外延 p型阳极，制作于 5.8×5.8 mm^2 芯片上，焊盘尺寸为 2.9× 2.9mm^2。右：安装在载板PCB上的 4H-SiC二极管照片。

3 测量结果

可以通过对观测光谱中的每个伽马峰拟合高斯函数来进行能量标定。由于在硅和4H-SiC二极管中无法区分锰、钡和镉的各条独立X射线谱线，因此计算加权平均值（K_α、K_β 和 $K_{\alpha+\beta}$）。这些X射线能量以及用于能量标定的高能 γ 列于表1的下半部分。

由于硅的电子-空穴对产生能较小，其能量分辨率优于 4H-SiC。对于硅二极管，可以区分钡和 K_α 以及 K_β 锰的峰，而对于 4H-SiC二极管则无法区分。因此，对于 SiC，采用 $K_{\alpha+\beta}$ 两条 K_α 和 K_β 谱线的加权平均值，这导致可用于能量标定的数据点更少。由于硅的电子-空穴对产生能较小，产生的幅度以及拟合得到的道数均高于 4H-SiC。图2展示了锰的一个示例能谱，突出了硅与 SiC 之间的差异。假设每个道条目均服从泊松误差。将 CoolFET 放大器的噪声项 σ_{FET} （284.5eV [9]）加入每个峰位置的拟合不确定度 σ_μ中：

$$\sigma^2 = \sigma_\mu^2 + \sigma_{\mathrm{FET}}^2. \tag{3.1}$$

将获得的峰位置与相应的光子能量作图。通过线性拟合确定能量标定所需的斜率 m_i ，结果如图3所示。根据确定的碳化硅和硅二极管的斜率， ω_{SiC} 可按下式计算：

$$\omega_{SiC} = \omega_{Si} \cdot \frac{\mu_{Si}}{\mu_{SiC}} = \omega_{Si} \cdot \frac{m_{Si}}{m_{SiC}} = (7.87 \pm 0.09)\ \mathrm{eV} \tag{3.2}$$

X射线	可变源		点源	
	^{158}Tb	^{133}Ba	^{109}镉	^{241}镅
特征X射线能量（千电子伏）				
$K_{\alpha 2}$	43.744	31.817	21.990	–
$K_{\alpha 1}$	44.482	32.194	22.163	–
$K_{\beta 3}$	50.229	36.304	24.192	–
$K_{\beta 1}$	50.382	36.378	24.943	–
$K_{\beta 2}$	51.698	37.257	25.455	–
用于校准的能量（千电子伏）				
K_α	44.22	32.06	–	–
K_β	50.59	36.51	–	–
$K_{\alpha+\beta}$	45.44	32.87	22.53	–
γ	–	–	88.03	59.54

表1。所用放射源的特征X射线和 γ 线。还列出了用于校准的 K_α 和 K_β 线的强度加权平均值。铽[158]和钡 [133]的特征X射线能量取自 [7]。镉 [109]和 [241]镅的衰变能量见 [8]。铽、钡和镉的 K_α 和 K_β 的强度加权平均值根据各自的强度计算。 $K_{\alpha+\beta}$ 表示 K_α 和 K_β的强度加权平均值。

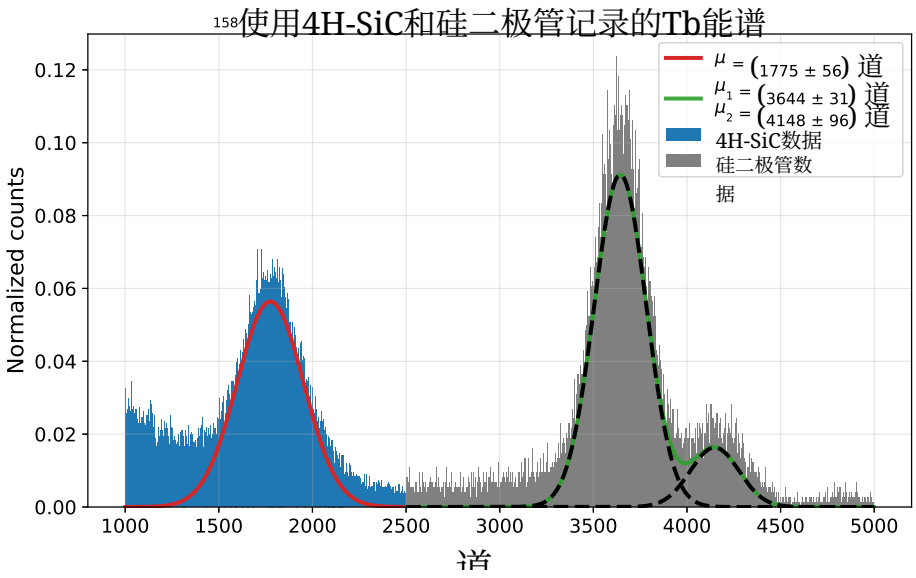

图2。对使用4H-SiC和硅二极管记录的 [158]铽能谱峰进行高斯函数拟合的结果。硅二极管的信号幅度更大，能量分辨率也更高。因此，硅二极管的能量标定分别采用 K_α 和 K_β 线的加权平均能量，而4H-SiC探测器则采用合并两条线的单一加权平均值 $K_{\alpha+\beta}$。

不确定度取决于线性拟合的不确定度，因此也取决于可用数据点的数量。每个数据点都包含一个拟合不确定度σ_μ，以及放大器的噪声项 σ_{FET}。此外，通过使用公式 ω_{Si} = (3.66 ± 0.03)eV ，并采用高斯误差传播计算，将其不确定度计入 ω_{SiC} 的总不确定度中；这与

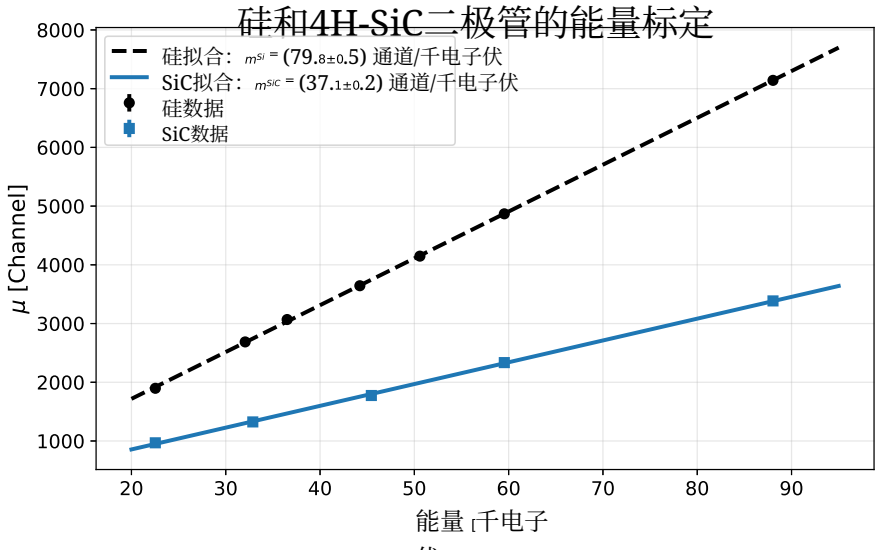

图3。确定 ω_{SiC} 所需的能量标定。与硅相比，碳化硅二极管的能量分辨率较差，因此可用的校准点较少。不确定度条太小，无法看清。

先前发表的文献。

3.1 与先前发表的研究结果比较

表中汇总了其他也对比硅和4H-SiC信号的先前发表结果2。与我们的测量相比，发表于[10]和 [2] 的基于X射线的测量仅将研究重点放在 ^{241}Am 放射源上，未对 ω_{Si} 的不确定度进行说明，也未给出 ω_{SiC}的不确定度。这在先前报道的 α测量 [3] [11]中也有部分体现。对于这些测量，还必须确保有源传感器厚度 d 大于所用 α 粒子的射程。否则，必须考虑到粒子并未将全部能量沉积在传感器中。在文献 [3], 中，使用了一种有源传感器厚度为10µm 的4H-SiC探测器。其 α 粒子的射程约为20µm ，远大于有源传感器厚度。其他基于 α的测量则不存在这种情况，因此这可能是导致所报告的 ω_{SiC}数值之间存在较大差异的原因之一。

为说明已报告的 ω_{SiC} 结果因所采用的 ω_{Si}数值不同而产生的差异，根据公式3.3，将已发表的数值重新按本研究所采用的硅电子-空穴对产生能进行缩放。

$$\omega_{SiC}^{scaled} = \omega_{SiC} \times \frac{3.66\,\mathrm{eV}}{\omega_{si}} \tag{3.3}$$

图 4展示了重新缩放后先前 ω_{SiC} 测定结果的比较。重新缩放后， [3] 与其他结果之间的偏差仍然存在。在所报告的不确定度范围内，我们的结果与此前发表的 ω_{SiC}一致。

来源	d (μ米)	ω_{Si} (电子伏特)	$\Delta\omega_{Si}$ (eV)	ω_{SiC} (eV)	$\Delta\omega_{SiC}$ (eV)	Year	Ref.
X射线 / γ	–	3.66	0.03	7.87	0.09	2026	本研究
X射线 (^{241}Am)	–	3.60	–	7.60	–	2005	[2]
X射线 (^{241}Am)	–	3.67	–	7.80	–	2003	[10]
α	50	3.62	–	7.83	0.02	2023	[12]
α	35	3.62	0.02	7.78	0.05	2005	[13]
α	10	3.62	–	8.60	–	2004	[3]
α	20	3.62	–	7.71	–	2004	[11]
质子	35	3.64	0.02	7.79	0.09	2005	[13]

表2。通过与硅进行比较（如本研究所做），确定的已发表4H-SiC中电子-空穴对产生能数值（ω_{SiC}）。同时列出了用于比较的辐射源、有源传感器厚度 d以及相应的硅中电子-空穴对产生能 ω_{Si}。量 $\Delta\omega_{Si}$ 和 $\Delta\omega_{SiC}$ 分别表示原始文献所报告的 ω_{si} 和 ω_{SiC}的不确定度。破折号表示未给出不确定度。

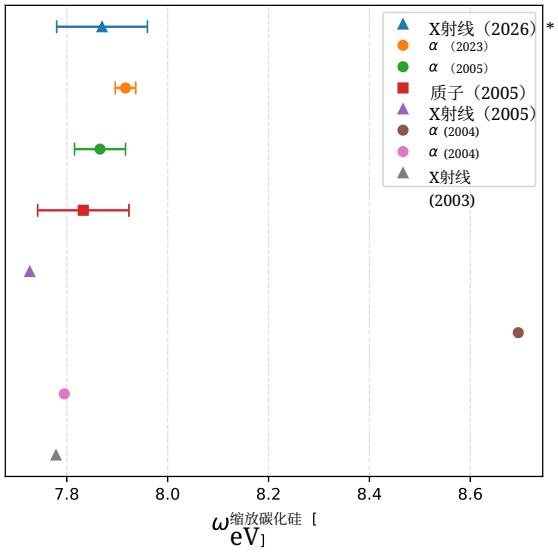

图4。已发表的4H-SiC中电子-空穴对产生能数值（ω_{SiC}^{Scaled}）经重新缩放后，归一化至本研究采用的 ω_{Si} 值。按时间顺序排列： [10][11][3][2][13][12]。标有“*”的结果为本文所述测量所得数值。对于未显示不确定度误差棒的结果，原始文献未报告不确定度。

4 总结

测得4H-SiC中的电子-空穴对产生能为(7.87 ± 0.09) eV。该数值是通过比较硅二极管和4H-SiC二极管对X射线及γ 辐射的响应，并使用 ω_{Si} = (3.66 ± 0.03) eV得出的。这是首次利用基于X射线的方法测定 ω_{SiC}，测量采用了来自四种不同X射线和 γ 源的多条谱线（^{158}Tb、 ^{133}Ba、 ^{109}Cd和 ^{241}Am），并纳入了不确定度估算。我们结果的不确定度包括全能峰拟合的不确定度、所用放大器的噪声项，以及ω_{Si}的不确定度。对这一结果的精度以及与先前结果的一致程度进行直接比较

由于先前结果未给出不确定度，因此无法使用单一X射线源进行测量。为与其他测量结果比较，ω_{SiC} 结果已使用本研究采用的 ω_{Si} 值重新缩放。我们的结果与所有给出不确定度的测量结果重新缩放后的 ω_{SiC} 结果一致，包括基于 α的测量结果。

致谢

作者感谢 Ion Beam Services 提供碳化硅二极管。本研究得到德国研究基金会（DFG，德国研究基金会）资助，资助项目隶属德国卓越战略——卓越集群“Color meets Flavor”，EXC 3107——项目编号 533766364。

参考文献

[1] M. De Napoli，《碳化硅探测器：碳化硅作为辐射探测材料的应用综述》，《物理学前沿》10（2022）898833。[2] B. Phlips、K. Hobart、F. Kub、R. Stahlbush、M. Das、B. Hull 等，《碳化硅PIN二极管作为辐射探测器》，载于《IEEE核科学研讨会会议记录》，第3卷，第1236–1239页，2005年，DOI。[3] A. Lebedev，《碳化硅及基于SiC薄膜的核辐射探测器的辐射抗性》，《半导体物理与技术》38（2004）129。[4] F. Scholze、H. Henneken、P. Kuschnerus、H. Rabus、M. Richter 和 G. Ulm，《根据光电二极管的光谱响应度测定半导体的电子-空穴对产生能》，《核仪器与物理研究方法A辑：加速器、谱仪、探测器及相关设备》439（2000）208。[5] IBS，“Ion Beam Services”。https://www.ion-beam-services.com/（访问日期：2026年3月7日）。[6] OSRAM光电半导体有限公司，“BPW 34 F：带日光阻断滤光片的硅PIN光电二极管”。https://look.ams-osram.com/m/2c4b674435bb90e8/original/BPW-34-F.pdf（访问日期：2026年11月2日）。[7] 劳伦斯伯克利国家实验室，“X射线数据手册”。https://xdb.lbl.gov/xdb-new.pdf（访问日期：2026年11月2日）。[8] NuDat 3.0，“衰变辐射”。https://www.nndc.bnl.gov/nudat3（访问日期：2026年11月2日）。[9] Amptek，“A250CF CoolFET手册”。https://www.amptek.com/-/media/ametekamptek/documents/resources/products/specs/retired/coolfet-specs.pdf?la=en&revision=c3573fea-feb6-4c5a-bfdd-eb2bbdc5e875（访问日期：2025年3月5日）。

[10] G. Bertuccio 和 R. Casiraghi，用于 *X* 射线探测和能谱学的碳化硅研究，*IEEE*核科学汇刊**50**（2003）175。

[11] A. Ivanov、E. Kalinina、A. Konstantininov、G. Onushkin、N. Strokan、G. Kholuyanov 等，基于 *4H-SiC*薄膜的高分辨率短程离子探测器，技术物理快报**30**（2004）575。

[12] A. Gsponer、M. Knopf、P. Gaggl、J. Burin、S. Waid 和 T. Bergauer，*4H-SiC p-n*二极管中的电子-空穴对产生能测量，《核仪器与物理研究方法*A*辑：加速器、谱仪、探测器及相关设备》**1064**（2024）169412。

[13] A.L. Giudice、F. Fizzotti、C. Manfredotti、E.Vittone和 F. Nava，兆电子伏特氢离子和氦离子在 *4H-SiC* 中产生每个电子-空穴对所耗散的平均能量，《应用物理快报》**87**（2005）222105。