

射频辉光放电等离子体的电探针诊断及数据处理 *

姚若河 池凌飞 林璇英 石旺舟 林揆训

(汕头大学物理学系 汕头 515063)

(1999年10月9日收到; 1999年10月29日收到修改稿)

Langmuir 探针是等离子体诊断的一个重要方法。对探针 $I-V$ 曲线进行求解二次微商是获得等离子体中的电子能量分布函数的关键。由 Fourier 变换导出一个求解微商的数值解方法, 克服了现有方法所存在的缺点, 实现了对探针 $I-V$ 曲线求解二次微商的精确、自动运算。测量了硅烷射频辉光放电等离子体的平均电子能量(温度)和浓度随放电功率的变化。

PACC : 5270 ; 5280H ; 0260

1 引言

等离子体与材料的相互作用的研究已经发展成为当前国际上重要而活跃的研究领域。了解其相互作用的基本物理和化学过程是发展微电子学、表面改性、聚变、空间及其他关键技术的核心。等离子体工艺是现代微电子学的关键技术。如等离子体刻蚀和等离子体化学气相沉积就是制造超大规模集成电路的重要工艺。要了解等离子体和暴露于等离子体中的固体表面首先需要诊断和表征的技术。因此, 测定等离子体参量的等离子体诊断, 不仅对等离子体的基础研究, 而且对于应用等离子体的工艺研究也是十分重要的。

已经报道了多种诊断等离子体的方法^[1-4], 其中对荷电粒子的测量的最基本、最重要的方法是 Langmuir 探针。早在 20 年代, Langmuir 探针就开始应用于等离子体的诊断。由于探针能在大的条件范围工作, 与等离子体直接接触, 而且能对等离子体的各个部位进行测量, 所以探针诊断得到了广泛的应用。随着等离子体放电技术的不断改进, 从最初的直流辉光放电到射频辉光放电, 从无害气体到会使探针中毒的有害气体, 探针的诊断技术在不断地改进。

实验中在应用 Langmuir 探针进行诊断时, 得到的是探针的 $I-V$ 曲线, 电子能量分布函数 $f(\epsilon)$ 与探针 $I-V$ 曲线的关系是^[2]

$$[f(\epsilon)]_{\epsilon=-eV} = - \frac{4}{A_p e^2} \sqrt{\frac{-m_e V_p}{2e}} \frac{d^2 I}{d V_p^2}$$

$$(V_p \leq 0), \quad (1)$$

式中, A_p 为暴露在等离子体中的探针表面积, V_p 和 I 分别为探针的偏置电压和探针所收集的电流, M_e 为电子的质量, ϵ 为电子能量。

从(1)式可以看到, 电子能量分布函数与 $I-V$ 曲线的二次微商成正比。在实验中由于射频辉光放电等离子体是由射频电源激发的, 因此等离子体是处在一个变化十分强烈的电磁环境中。采用 Langmuir 探针测量等离子体的实验数据尽管经过滤波电路的滤波, 抑制了射频干扰, 但由于仪器和实验系统内部所固有的统计涨落所引起的噪声, 使得实验得出的 $I-V$ 曲线的二次微商不能给出客观固有的规律性(见图 1(b)), 以至于根本无法定出电子能量分布函数的峰位。为了求出电子能量分布函数, 如何求解 $I-V$ 曲线的二次微商, 就成了探针诊断的关键问题。

已经报道了很多数值滤波或电路处理测量数据中的噪声的方法。主要有对数据进行拟合处理的“多项式拟合”法^[8], 即用一个多项式解析的函数来描述实验曲线。但是这种方法有一个致命的弱点, 就是当拟合的项数不一样时, 尽管拟合后得到的 $I-V$ 曲线和实验结果很相近, 但在求解二次微商时, 所得到的二次微商结果差别非常大, 造成结果的不确定性和随意性。

近来又报道了一种新的拟合方法, 称为 Hayden 法^[9]。Hayden 法的基本思想是, 当实验中测量一个函数 $y(x)$ 时, 通过仪器测出的实际上是 $y(x)$ 对时

* 国家自然科学基金(批准号: 19875033)资助的课题。

间 t 的卷积, 即

$$h(x) = y * g = \int_{-\infty}^{\infty} y(t)g(t-x)dt, \quad (2)$$

式中 $h(x)$ 是被测函数, $g(x)$ 是测量仪器决定的函数。多数情况下, $g(x)$ 可以用高斯函数来拟合。Hayden 拟合法最关键的是两个参数的选择: 高斯分布标准偏差 α 和叠加次数 n , 拟合的结果与这两个参数的选取密切相关。当参数选取不适当, 拟合的结果将会发生明显的畸变。在实际应用中, 如何选择最优的高斯分布标准偏差 α 和叠加次数 n 存在一定的困难。本文从信号的傅里叶变换导出一个求解探针 $I-V$ 曲线二次微商的算法, 较好地克服了上述诸方法所存在的缺点。应用本文提出的方法, 成功地测量了硅烷射频辉光放电等离子体的平均电子能量(温度)和浓度随放电功率的变化。

2 用傅里叶变换求微商

函数 $f(x)$ 在满足傅里叶变换存在条件下, 其傅里叶变换定义为

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)e^{-j\omega x}dx, \quad (3)$$

相应的傅里叶逆变换为

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega)e^{j\omega x}d\omega. \quad (4)$$

记函数 $f(x)$ 的导数 $\frac{df(x)}{dx}$ 的傅里叶变换为 $F_1(\omega)$, 即

$$F_1(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{df(x)}{dx} e^{-j\omega x} dx. \quad (5)$$

为导出 $F_1(\omega)$ 与原函数 $f(x)$ 的傅里叶变换 $F(\omega)$ 之间的关系, 对(4)式两边求对 x 的一次微分得

$$\begin{aligned} \frac{df(x)}{dx} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) \frac{de^{j\omega x}}{dx} d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} j\omega F(\omega) e^{j\omega x} d\omega. \end{aligned} \quad (6)$$

根据傅里叶变换的定义, 比较(5)式和(6)式可知存在如下关系:

$$F_1(\omega) = j\omega F(\omega). \quad (7)$$

同理可推得, 对 $f(x)$ 的 n 阶导数 $\frac{d^n f(x)}{dx^n}$ 其傅里叶变换(记为 $F_n(\omega)$)与原函数 $f(x)$ 的傅里叶变换 $F(\omega)$ 存在如下关系:

$$F_n(\omega) = (j\omega)^n F(\omega). \quad (8)$$

(7) 式和(8)式表明函数 $f(x)$ 对 x 求 n 阶导数等价于傅里叶变换域中 $f(x)$ 的谱函数 $F(\omega)$ 乘以因子 $(j\omega)^n$ 。这就提供了求解函数 $f(x)$ 对 x 的导数的一种途径。其求解步骤为

1) 求 $f(x)$ 的傅里叶变换谱 $F(\omega)$;

2) 对其傅里叶变换谱 $F(\omega)$ 乘以因子 $(j\omega)^n$ 得 $F_n(\omega)$;

3) 求 $F_n(\omega)$ 的傅里叶逆变换, 即得 $\frac{d^n f(x)}{dx^n}$ 。

应用计算机求傅里叶变换已有成熟的算法, 如快速傅里叶变换算法(FFT, fast Fourier transform)。因此, 我们可应用 FFT 算法先求出实验所得数据的傅里叶变换谱, 然后乘以微分因子后再作逆变换(IFFT), 即可获得相应的结果。具体实现时需注意几个实际问题:

1) 由于实验所测量得到的数据 $f(i)$ 为离散数据, 因此, $f(i)$ 可看作是 $f(x)$ 的离散取样, 故 $f(i)$ 的取样间隔应满足取样定理所要求的 Nyquist 率。

2) 由于实验所得到的测量值往往存在一定的噪声或误差, 这些噪声或误差一般表现为 $F(\omega)$ 的高频分量, 因此, 可通过对 $F(\omega)$ 乘以一低通滤波函数 $B(\omega)$ 而很容易地将噪声或误差消除。在我们的具体实验中, $B(\omega)$ 选用 5 阶的 Butterworth 低通滤波器即可获得非常满意的结果, 而截止频率的选取根据频谱 $F(\omega)$ 的分布来确定。

3) 由于实验所测量得到的长度为 L 的有限长信号 $f(i)$ 可看作是从无限长信号中截取的一部分, 因此若直接对 $f(i)$ 作 FFT 则存在较大的截断误差(见图 1(c))。为了减少这一误差, 通常采用的方法是对 $f(i)$ 应用加窗函数(如 Henning 窗、Hamming 窗等), 但加窗的结果导致信号的起始两端产生很大的误差(见图 1(d))。我们采用对所测量得到的数据 $f(i)$ 进行对称延拓处理, 从而有效地减少误差, 获得较好的结果(见图 1(e))。经分析并与多项式拟合法和 Hayden 拟合法所得到的结果相比较, 证明图 1(e)的结果最接近真实的情况。

在图 1 中, 由 Langmuir 探针测量得到的 $I-V$ 曲线取 380 个测量值。在图 1(e)的处理过程中, 将其对称延拓为 1024 个数据。所用的 FFT 和 IFFT 为按时间抽取的基 2 算法。根据信号作 FFT 后的频谱分布, 其低通滤波函数的截止频率取为 $\pi/8$ (数字频率), 对应的实际频率为 $f_T/16$ (f_T 为数据取样频

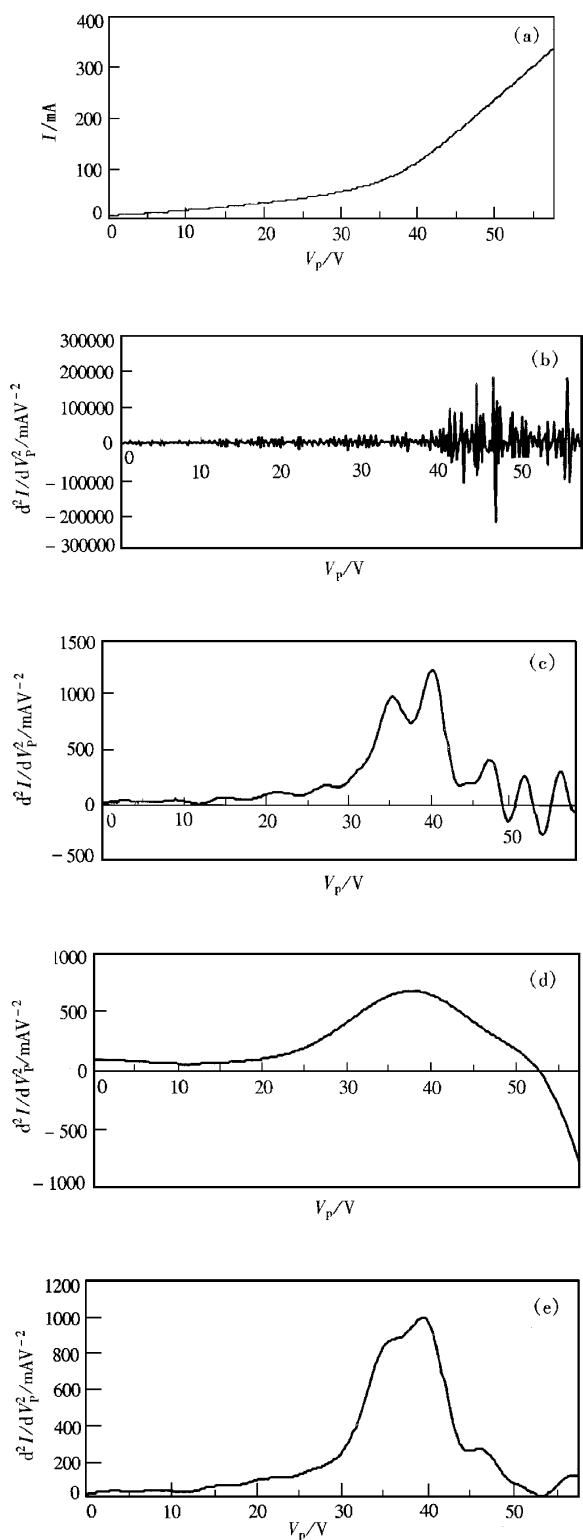


图 1 求解探针 I - V 曲线的二次微商 (a)由 Langmuir 探针测量得到的 I - V 曲线; (b)直接对(a)求数值微商的结果; (c)应用 FFT 方法对(a)直接求二次微商的结果; (d)对(a)加 Hamming 窗后应用 FFT 方法求二次微商的结果; (e)对(a)作对称延拓后应用 FFT 方法求二次微商的结果

率). 所有程序均用 C 语言实现. 此外, 直接应用 MATLAB 软件来实现上述的处理也得到完全相同的结果.

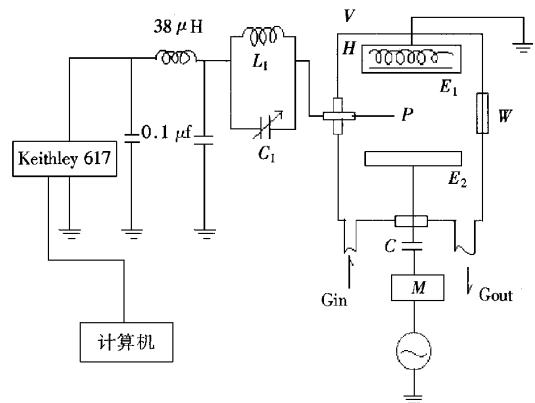


图 2 实验系统示意图

3 实验结果

实验系统由一个平板二极射频放电反应室 V , 射频电源 rf , 匹配器 M , 滤波电路, Keithley617 静电计和计算机组成. 实验系统示意图如图 2 所示. 实验装置中, 探针 P 是一根直径为 0.45 mm 的钨丝, 针尖附近 5 mm 长暴露于等离子体中, 其余部分套上玻璃细管与等离子体隔离屏蔽起来. 上下电极 E_1 , E_2 相距 5 cm, 探针位于上下电极之间. 上电极设置有可控温的加热装置 H . 测量是由计算机控制的 Keithley 617 静电计完成的. 采用加热探针的方法^[5], 能有效地抑制硅烷射频放电等离子体中探针的“中毒”效应. 为了抑制射频干扰, 在测量电路中加了由 L_1 和 C_1 组成的滤波电路, 滤波电路调谐于射频工作频率(13.56 MHz). 整个谐调回路的主要作用是使探针对地的高频阻抗远大于探针鞘层上的等效高频阻抗, 使降落在鞘层上的射频干扰电压远小于鞘层直流电压, 这样就可以有效地抑制射频干扰.

在反应室压强 P 为 70 Pa, 硅烷流量 F 为 29.2 sccm, 射频放电功率 P_{rf} 分别为 5 W, 10 W, 15 W, 20 W 的条件下分别得到相应的 I - V 曲线, 应用傅里叶变换求微商的方法求出 I - V 曲线的二次微商. 再用(1)式得到电子能量分布函数 $f(\epsilon)$.

然后, 计算出电子平均能量 E , 电子平均速度 v_e , 电子浓度 N_e :

$$E = \int_0^\infty \epsilon^{3/2} f(\epsilon) d\epsilon, \quad (9)$$

$$v_e = \left(\frac{2E}{M_e} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

$$N_e = \frac{4I_{e\text{sat}}}{eA_p v_e}. \quad (11)$$

式中, $I_{e\text{sat}}$ 为探针收集的饱和电子流。实验得到硅烷射频辉光放电等离子体中电子能量和电子浓度随放电功率的变化结果见图 3。在反应室压强和气体流

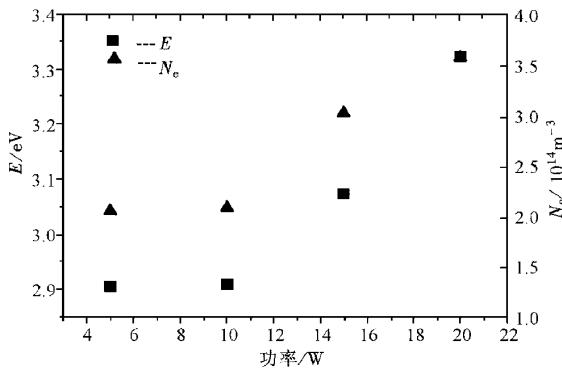


图 3 硅烷等离子体电子能量和电子浓度随功率的变化

量不变的条件下,等离子体中电子能量和电子浓度都随放电功率的增大而增大;表明在射频辉光放电过程中 硅烷的电离度随着放电功率的增大而增大。

- [1] H. M. Mott-Smith *J. Langmuir, Phys. Rev.*, **28**(1926), 727.
- [2] M. J. Druyvesteyn *Z. Phys.*, **64**(1930), 781.
- [3] V. Godyak ,R. Lagushenko ,Maya ,*Phys. Rev.*, **A38**(1988), 2044.
- [4] T. Hori ,M. D. Bowden ,K. Uchino ,K. Muraoka ,*Appl. Phys. Lett.*, **69** (1996), 3683.
- [5] M. Zeuner ,H. Neumann ,J. Meichsner ,*J. Appl. Phys.*, **81** (1997), 2985.
- [6] K. X. Lin *et al.* *J. Appl. Phys.*, **74** (1993), 4899.
- [7] A. P. Paranipe ,J. P. McVittie ,A. S. Sidney. *J. Appl. Phys.*, **67** (1990), 6718.
- [8] F. Fujita ,H. Yamazaki *Jpn. J. Appl. Phys.*, **29**(1990), 2139.
- [9] J. I. F. Palop ,J. Ballesteros ,V. Colomer ,M. A. Hernández *Rev. Sci. Instrum.*, **66** (1995), 4627.
- [10] A. P. Paranjape ,J. P. McVittie ,S. A. Self ,*J. Appl. Phys.*, **67** (1990), 6718.
- [11] I. D. Sudit ,R. C. Woods ,*Rev. Sci. Instrum.*, **64** (1993), 2447.

THE DIAGNOSTICS OF RF GLOW DISCHARGE PLASMA BY A PROBE AND ITS DATA PROCESS^{*}

YAO RUO-HE CHI LING-FEI LIN XUAN-YING SHI WANG-ZHOU LIN KUI-XUN

(Department of Physics, Shantou University, Shantou 515063, China)

(Received 9 October 1999; revised manuscript received 29 October 1999)

ABSTRACT

Langmuir probe is an important tool to diagnose the plasma in radio frequency (rf) glow discharge. A new method has been used to obtain the electron energy distribution function in plasma by the numerical differentiation of the $I-V$ probe characteristic. This method is based on Fourier transform and could overcome the defects of other methods. In this way, the second derivative signal of Langmuir probe $I-V$ characteristic is obtained automatically and accurately. The mean electron energy and electron concentrations in rf glow discharge plasma in silane were obtained by Langmuir probe.

PACC : 5270 ; 5280H ; 0260

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19875033).