

ICS 国际标准分类号
CCS 中国标准文献分类号



团 标 准

T/CES
XXX-XXXX

大气压等离子体电子密度的测量方法

Measurement Method of Atmospheric Pressure Plasma Electron Density

(征求意见稿)

XXXX-XX-XX 发布

XXXX-XX-XX 实

中国电工技术学会 发布

目 次

目 次	I
前 言	III
大气压等离子体电子密度的测量方法	1
1 范围	1
2 规范性引用文件	1
3 术语和定义	1
4 符号	2
5 仪器设备	2
5.1 激光器	2
5.2 光谱仪	2
5.3 像增强型探测器	2
5.4 光学透镜	2
5.5 微波辐射与接收系统	2
5.6 分频器	2
5.7 吸波材料	3
5.8 示波器	3
5.9 光阑	3
5.10 束流收集器	3
5.11 探测器	3
6 激光汤姆逊散射方法	3
6.1 测量适用范围	3
6.2 测定步骤	3
6.3 数据处理	5
6.4 精密度及偏差	5
6.5 干扰因素	6
7 微波瑞利散射法	6
7.1 测量适用范围	6
7.2 测定步骤	6
7.3 数据处理	8

T/CES XXX—XXXX

7.4 精密度及偏差	8
7.5 干扰因素	8
8 发射光谱展宽法	9
8.1 测量适用范围	9
8.2 测定步骤	9
8.3 数据处理	9
8.4 精密度及偏差	11
8.5 干扰因素	11
附录 A 激光汤姆逊散射测量电子密度的物理原理	12
附录 B 微波散射测量电子密度的物理原理	14
参 考 文 献	17

前　　言

本文件按照 GB/T 1.1—2020《标准化工作导则 第1部分：标准化文件的结构和起草规则》给出的规则起草。

请注意本文件的某些内容可能涉及专利，本文件的发布机构不承担识别这些专利的责任。

本文件由中国电工技术学会提出。

本文件由中国电工技术学会标准工作委员会等离子体及应用工作组归口。

本文件起草单位：华中科技大学、大连理工大学、中国科学院电工研究所。

本文件主要起草人：卢新培、邵涛、章程、杨德正、聂兰兰、李志宇、刘嘉林。

本文件为首次发布。

大气压等离子体电子密度的测量方法

1 范围

本文件规定了在大气压放电条件下测量等离子体电子密度的方法，包括以下无干扰测量技术：汤姆逊散射法、微波散射法及辐射光谱展宽法。测量结果应详细说明电子密度的空间位置以及测量时间的情况。

本文件适用于待测电子密度峰值大于 10^{11}cm^{-3} 的各种大气压放电形式等离子体的电子密度测量，包括但不限于常见的放电形式如等离子体射流、电弧放电和辉光放电等。

2 规范性引用文件

下列文件中的内容通过文中的规范性引用而构成本文件必不可少的条款。其中，注日期的引用文件，仅该日期对应的版本适用于本文件；不注日期的引用文件，其最新版本（包括所有的修改单）适用于本文件。

GB/T 7354-2018 局部放电测量

GB/T 22181.5-2015 等离子体显示器件

GB/T 43861-2024 微波等离子体原子发射光谱方法通则

GB/T6379.1 测量方法与结果的准确度(正确度与精密度) 第 1 部分：总则与定义

JY/T0567—2020 电感耦合等离子体发射光谱分析方法通则

3 术语和定义

GB/T 22181.5-2015、GB/T 43861-2024、GB/T6379.1、JY/T0567—2020 界定的以及下列术语和定义适用于本文件。

3.1

大气压等离子体 atmospheric pressure plasma, APP

大气压条件下的气体放电产生的非热平衡态等离子。

3.2

电子密度 electron density

等离子体状态中自由电子的密度。

3.3

激光汤姆逊散射 laser Thomson scattering

当激光在等离子体中传播时，它会激起电子或离子进行受迫振动。这些受迫振动会导致电子发出次级辐射，形成散射波。

3.4

发射光谱 optical emission spectrum

等离子体放电过程中发出的电磁辐射谱线，从真空紫外波段到红外波段，包含原子谱线和分子谱线。本标准中主要涉及原子谱线。

3.5

微波散射法 microwave scattering

当微波在等离子体中传播时，其幅度和相位会随着等离子体状态的变化而变化，因此可以通过测量这些变化来推断等离子体的电子密度，微波干涉法通过比较通过等离子体的微波信号与通过参考路径的微波信号之间的相位差来测量电子密度。

4 符号

电子密度 n_e

电子温度 T_e

气体转动温度 T_{rot}

5 仪器设备

5.1 激光器

激光器能量：激光能量符合汤姆逊信号信噪比要求 ($S/N > 50$)，同时避免光致击穿。

激光器时间抖动：输出激光的时间抖动小于脉宽的 5%，以保证时间同步的准确性。

激光脉冲宽度：激光脉冲宽度符合诊断的时间分辨率要求。

激光波长：选择符合探测器的量子效率要求 ($QE > 5\%$) 的激光波长，激光波长保证在可见光范围内，即 400-700 nm 之间。

光斑：激光输出光斑直径小于 1.5 cm 且激光能量分布呈高斯分布。

激光偏振：输出激光为单色线偏振光，偏振率高于 50:1。

5.2 光谱仪

光谱仪分辨率：0.03nm-0.05nm

光谱仪波段：波长范围大于 300-800nm

5.3 像增强型探测器

探测波长：选择满足条件的像增强型探测器，保证其在激光波长（汤姆逊散射波长）附近具有足够的量子效率（量子效率 $QE > 5\%$ ），同时保证探测的信噪比 ($S/N > 50$)。

最短门宽：最短门宽需要满足探测的曝光要求，小于所用的激光器脉冲宽度。

5.4 光学透镜

光学反射镜：光学镜片直径大于激光光斑直径，损伤阈值大于 5 W/cm^2 ，在激光波长处的反射效率大于 99%。

光学聚焦镜：光学镜片直径大于激光光斑直径，损伤阈值大于 5 W/cm^2 。

5.5 微波辐射与接收系统

微波频率：对于电子密度检测下限 10^{12} cm^{-3} ，满足短 Hertz 天线电偶极子偏振辐射近似条件，需要微波频率在 5-20 GHz 范围内。

微波场：微波辐射呈平面场，能量分布均匀。

5.6 分频器

I/Q 通道：将输入微波信号转化为输出 I 和 Q 通道直流电压，输出端包含两个低通滤波器。

低通滤波器：滤除 200 MHz 以上高频噪声。

5.7 吸波材料

电磁性能：在微波频率范围 5-20 GHz 衰减需要达到 30dB。

材料要求：耐温、耐湿、抗腐蚀，符合长期使用电磁性能不改变。

5.8 示波器

采样频率：采样频率大于 2 GS/s，保证采样的快速性。

采样带宽：采样带宽大于 200 MHz，防止信号细节丢失。

5.9 光阑

应采用耐腐蚀材料构件，表面磨光，损伤阈值大于 5 W/cm²。

5.10 束流收集器

反射系数应<10⁻⁴，损伤阈值应大于 20 W/cm²。

5.11 探测器

经光谱仪分光后利用探测器测量不同波长的光的强度，探测器可采用光电倍增管或增强型电荷耦合器件。

6 激光汤姆逊散射方法

6.1 测量适用范围

本方法适用于电子密度不低于 10^{11} cm^{-3} ，空间分辨率达微米 (μm) 级，时间分辨率达皮秒 (ps) 级的等离子体电子参数诊断。采用本方法进行电子密度诊断时，需同时满足以下条件：

(1) 正负离子对散射信号的贡献可忽略。因离子质量远大于电子，其在入射辐射场中产生的加速度显著低于电子。

(2) 康普顿散射效应可忽略。要求入射光子能量远小于电子的静止能量。当激光波长处于 400–700 nm 范围内时，该条件可满足。

(3) 相对论效应可忽略。要求电子运动速度远小于光速。在大气压等离子体条件下，该条件通常成立。

(4) 入射光的磁场影响可以忽略。入射光的磁感应强度为 $B = E_{i0}/c$ ，洛伦茨力大小为 $F_L = evB = \frac{ev_\perp E_{i0}}{c}$ ，在 $v \ll c$ 情况下，洛伦兹力远小于电场力，磁场对散射过程的影响可不予考虑。

(5) 散射光信号应在远场条件下进行探测。需满足探测距离远大于：① 电子在散射过程中的位移；② 入射光与散射光的波长；③ 观测区域的典型尺寸。

(6) 等离子体对入射激光应具有高透过性，即激光在等离子体中的传输效率较高。为此，入射光频率应远大于电子等离子体频率。

(7) 多次散射效应可忽略。需确保激光穿透的等离子体区域厚度较薄，且散射概率极低（通常要求电子密度较低）。

(8) 激光强度应控制在光致击穿阈值以下，以避免对等离子体中电子密度和电子温度的原始分布造成扰动。

6.2 测定步骤

6.2.1 激光器调节

激光器输出端安装倍频晶体，使激光波长在 400-700 nm 范围内，输出激光光斑为正圆形且能量分布为高斯分布，激光能量满足 5.1 节要求。

6.2.2 光路调节

对光路进行准直调节，调节空间滤波装置中的透镜位置，使得激光器输出主激光被聚焦在滤波装置的小孔处，并保证经过空间滤波装置的激光为圆形平行光且光斑符合 5.1 要求。调节反射镜角度使得激光焦点位于需要测量的位置。光路设置如图 6.1 所示。

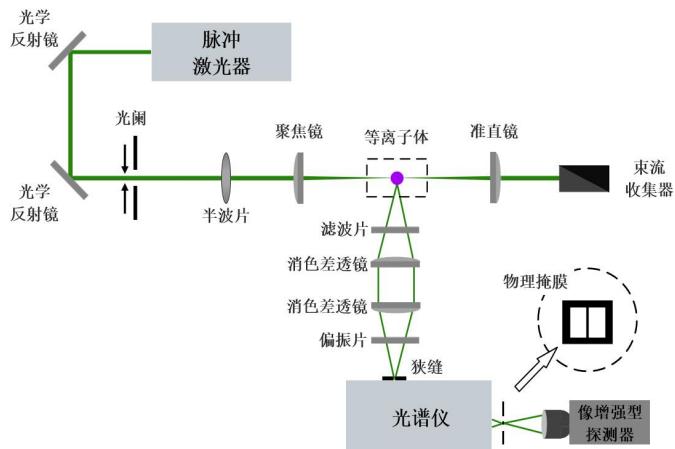


图 6.1 光路设置

6.2.3 等离子体源调节

将等离子体源放置到激光束焦点范围，通过二维移动平台，实现对等离子体源不同区域高空间分辨的测量。

6.2.4 环境光处理

利用表面涂有吸光材料的防护挡板将整个光路包围，从源头上减小杂散光的产生，减少对激光汤姆逊散射信号的影响，提高信号的信噪比。

6.2.5 触发设置

利用数字延时脉冲发生器实现同步触发，实验所用激光以固定频率脉冲输出，根据实验所需激光能量和待测等离子体源时间分辨对延时进行同步设置，实现等离子体源、像增强型探测器和激光器三者的同步触发。

6.2.6 信号采集

利用像增强型探测器对汤姆逊散射信号进行采集，探测器与激光光路呈正交结构，像增强型探测器在激光光束传播方向和偏振方向构成的平面法线方向上进行采集。由于汤姆逊散射信号较弱，需要使用叠加采集模式，使用数字延时发生器保证像增强型探测器与等离子体源每次采集在时间上同步，获得具有高信噪比的叠加信号。

6.2.7 校准与标定

利用光谱仪和像增强型探测器采集得到拉曼散射和汤姆逊散射光谱，根据拉曼散射光谱拟合标定参数，利用拟合得到的标定参数，再根据采集得到的汤姆逊散射光谱的幅值和展宽进行计算，即可直接获得电子密度与电子温度信息。

6.3 数据处理

以下以大气压等离子体电子密度测量为例，介绍散射信号数据处理方法。在去除瑞利散射和杂散光后，探测器实际采集到的信号由三部分组成：汤姆逊散射、分子气体的拉曼散射以及背景光。它们的光谱是重叠的，借助数据处理方法，将重叠的信号进行分离并拟合。

汤姆逊光谱和拉曼光谱分别进行计算，假定仪器展宽对汤姆逊信号半高宽的影响可忽略不计，因此没有卷积应用于汤姆逊频谱。汤姆逊散射、拉曼散射两者的贡献是分别计算求和的，并添加恒定的背景信号 C。所以对于总信号：

$$P_{\lambda, total} = P_{\lambda, ts}(n_e, T_e) + P_{\lambda, ra}(p_{ra}, T_{rot}) + C \quad (\text{式 5-1})$$

拟合参数的总个数为五个，分别为： n_e ， T_e ， T_{rot} ， P_{ra} 和 C 。

为了获得压力和密度的绝对值，必须对信号进行绝对校准，确定校准系数。这是通过拟合无等离子体的环境气体的拉曼光谱来完成的。在这种情况下，温度和气压均可确定，根据理想气体方程，分子的绝对密度可以确定。注意在每次汤姆逊测量之前和之后都测量转动拉曼光谱，并将其平均以解决激光能量可能存在得漂移。

接下来给出了使用激光散射技术进行大气压非平衡等离子体诊断的一些典型结果，测得的拉曼散射和汤姆逊散射光谱示例图如图 6.2、图 6.3 所示。

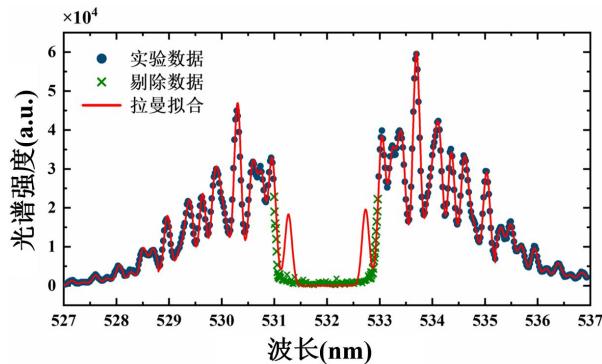


图 6.2 拉曼散射光谱实例

$T_{rot} = 300 \pm 5 \text{ K}$, $p_{N_2} + p_{O_2} = 1.01 \times 10^5 \text{ Pa}$, $N_2/O_2 = 80.2/19.8\%$

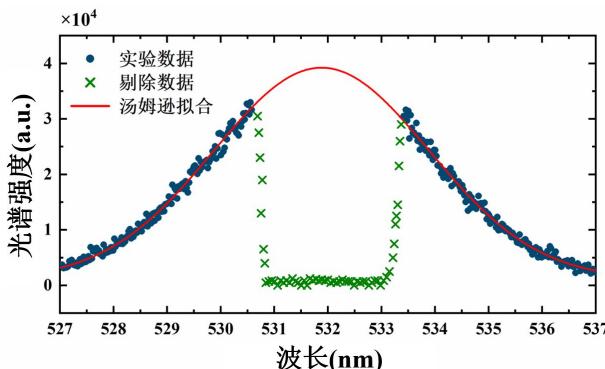


图 6.3 汤姆逊光谱实例

$T_e = 3.6 \pm 0.1 \text{ eV}$, $n_e = (11.2 \pm 0.4) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

6.4 精密度及偏差

根据汤姆逊散射光谱的侧翼可以拟合成高斯线型，利用理论公式和光谱拟合程序，得到实验温度和气体条件下的拉曼拟合光谱。由此获得的标定常数用于模拟汤姆逊信号。在

相同激光强度和采集设置条件下，进行采集和数据处理。由于拉曼信号强度远高于汤姆逊信号，拉曼光谱和汤姆逊光谱的叠加次数不同，需要在计算标定常数根据叠加次数进行修正。

通常激光能量较高时，可能发生激光等离子体加热或激光诱导电离现象，这会对测量结果造成影响。在误差范围内，汤姆逊信号峰值强度随输入激光能量线性增加，此时激光能量对校准常数 C 的影响可忽略。然而随着激光能量的增加，高斯线宽会增加。由于在低激光能量下进行测量无法获得满意的信噪比，且会显著延长实验时间，因此实验中需要在不引起光致击穿情况下尽可能高的激光能量以提高信噪比。

拟合参数的不确定度来自拟合函数，函数通过使用雅可比矩阵确定非线性最小二乘拟合的 95% 置信区间。激光能量的抖动以及数字延时发生器带来的误差会产生 5% 的测量不确定度。综合拟合函数以及各不确定度来源，总的不确定度小于 20%。

6.5 干扰因素

6.5.1 环境干扰

环境杂散光：严格控制环境杂散光，控制探测器环境底噪，满足汤姆逊散射信号信噪比要求 ($S/N > 50$)。

环境洁净度：符合万级无尘实验环境，避免灰尘或环境温湿度变化导致的误差。

6.5.2 仪器干扰

激光能量抖动：符合激光能量抖动小于 1%。

光谱干扰：过强的瑞利散射信号影响汤姆逊散射信号或与汤姆逊散射信号部分重合产生的光谱干扰，采用准确的物理掩膜对瑞利散射信号进行遮挡等方法进行解决。

7 微波瑞利散射法

7.1 测量适用范围

(1) 微波角频率 ω 、等离子体中电子与中性粒子（工作气体粒子）的碰撞频率 v_m 、以及等离子体振荡频率 ω_p 之间需满足 $v_m \gg \omega \gg \omega_p$ ，以满足短赫兹电偶极子近似的偏振辐射条件。

(2) 探测天线与等离子体射流间的距离 R 、微波波长 λ 需满足 $R \gg \lambda$ ，以确保远场近似成立，可近似将散射电磁波视为平面波传播。

(3) 探测天线与等离子体射流间的距离 R 、等离子体特征尺寸 L 需满足 $R \gg L$ ，以满足小场源近似，此时微波散射信号可视为由偶极子辐射源产生。

(4) 电子趋肤深度应大于散射体的半径，以保证入射微波电场在散射通道内的空间变化可忽略。

(5) 本方法对电子密度的检测下限为 10^{12} cm^{-3} ，时间分辨率可达纳秒量级，但空间分辨率较低，约为厘米量级。

7.2 测定步骤

7.2.1 微波辐射与接收天线调节

微波辐射与接收天线需要放置在同一水平面上，并确保它们相互正交垂直，且两天线距离散射体的距离需要远大于散射体的尺寸。

7.2.2 散射信号验证

微波辐射与接收天线位置调节结束后，在散射区域内放置非金属散射体，采集此时的微波瑞利散射信号为稳定直流信号，随后移去散射体，信号消失，说明此时天线调节完成。如图 7.1 所示。

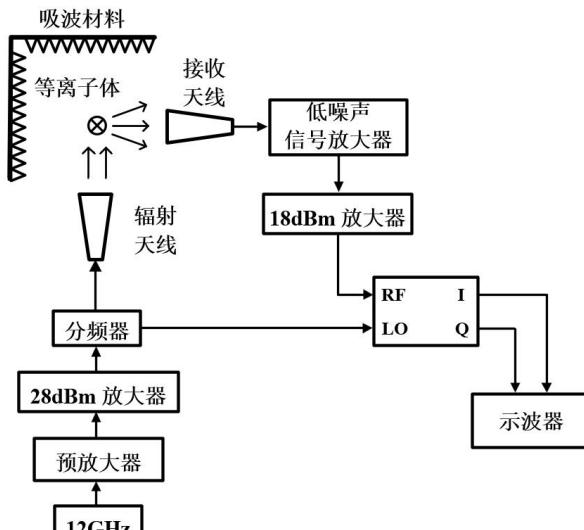


图 7.1 微波瑞利散射系统设置图

7.2.3 等离子体源及标定材料设置

微波瑞利散射系统对各装置摆放的相对位置有严格的要求，散射体（等离子体射流或介质材料）应位于两天线交叉区域的中心，并确保散射体平行于微波电场 E 的方向，微波瑞利散射系统示意图如图 7.1 所示。

7.2.4 环境处理

为了减少杂散微波的反射以及周围环境对信号的干扰，利用微波吸收材料搭建了小型微波暗室，需要注意的是，金属对微波具有非常强的反射作用，必须移除散射区域中可能出现的任何金属材料，例如放电电极或导线等。

7.2.5 分频器

当等离子体作为散射体在散射区域内时，微波瑞利散射信号由接收天线同步采集，采集到的信号进一步经放大器和 I/Q 混频器处理，通过计算处理得到最终散射信号 U_{out} 信号幅值，微波瑞利散射系统 I/Q 通道分频原理如图 7.2 所示。

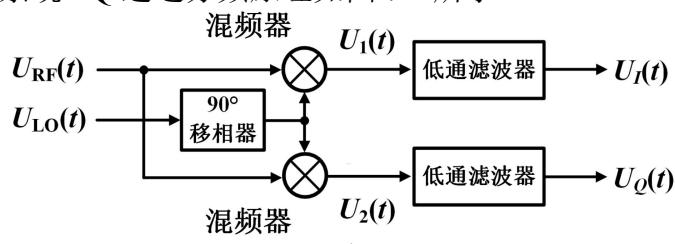


图 7.2 分频器原理

7.2.6 信号采集

使用满足 5.8 节要求的宽带宽、高采样速率的示波器对微波瑞利散射信号进行采集，选择合适且稳定的触发，使用两个通道分别对分频后的 I 和 Q 通道信号进行采集，由下式将采集得到的信号计算得到总散射信号值。

$$U_{out} = \sqrt{U_I^2 + U_Q^2} \quad \text{式 7-1}$$

7.2.7 校准与标定

为了获得电子密度的绝对值，需要对整个微波瑞利散射系统进行校准，校准参数 A 与天线的几何结构、微波功率等固有特性有关。当系统确定后，校准参数可以作为常数使用，无需重复校准。当微波频率和介质材料的介电常数确定后，电介质材料的微波瑞利散射信号与其体积成正比例。

$$U_{out} = \begin{cases} A \cdot \frac{e^2}{mv_m} \cdot N_e & \text{等离子体} \\ A \cdot V \cdot \epsilon_0 \cdot (\epsilon - 1) \cdot \omega & \text{介质材料} \end{cases} \quad \text{式 7-2}$$

测定实验中需要使用固定介电系数的不同体积的介质材料对整个系统进行校准，并将校准过程重复进行以减少校准结果中的不确定性。依次将不同体积的介质材料放置在散射区域中心的介质平台上，并测量对应的微波瑞利散射信号的幅值。由于介质平台的存在以及周围环境的干扰，即使没有放置校准材料，仍然会存在一个稳定的直流瑞利散射信号，因此我们分别记录已放置和未放置校准材料的 I/Q 通道信号，将它们之间的差值用作校准的瑞利散射信号 U_{cal} ：

$$U_{cal} = \sqrt{(U_I - U'_I)^2 + (U_Q - U'_Q)^2} \quad \text{式 7-3}$$

式中 U_I 和 U_Q 分别为已放置校准材料时的 I/Q 通道瑞利散射信号， U'_I 和 U'_Q 为未放置校准材料时的 I/Q 通道背景瑞利散射信号。对于介质平台材料的选用，需保证其介电常数与标定材料有较大差异，以避免在测量过程中产生干扰。测得的瑞利散射信号与介质棒的长度呈正比例关系，但由于介质材料无法被完全准确地放置在入射微波束的中心，导致拟合线无法准确通过原点。因此，需要修正拟合线使其穿过原点，并以拟合直线的斜率作为校准参数。

7.3 数据处理

通过 7.2.7 节完成标定与校准后，得到系统的校准参数 A。根据式 7-2 中的等离子体中微波瑞利散射信号的计算公式，将校准参数代入，其余元电荷量、电子质量与碰撞频率均为常数可计算得出，即可计算得出散射区域的总电子数 N_e 。确定散射区域内的等离子体体积后，即可计算得出等离子体的平均电子密度。

7.4 精密度及偏差

微波瑞利散射方法是一种具有高时间分辨率的非侵入式诊断方法，影响其准确度的因素主要来自两方面：标定过程中产生的误差和对等离子体射流体积的确定。在国内外广泛的研究中，使用介质材料进行了标定，分析得出该过程的误差不会超过 15%。在实验中，通过多次试验保证标定参数得到良好的线性拟合关系，总的误差控制在 10% 之内。另一主要误差来自对于等离子体体积的确定，可以利用高速相机或像增强型探测器进行拍摄确定，在最大程度上减少对体积估计的偏差。综上，总的误差被估计在 20%。

7.5 干扰因素

7.5.1 环境干扰

杂散微波干扰：减少杂散微波的反射以及周围环境对信号的干扰，需利用微波吸收材料搭建小型微波暗室。

7.5.2 仪器干扰

金属材料干扰：必须移除散射区域中可能出现的任何金属材料。

8 发射光谱展宽法

8.1 测量适用范围

(1) 氢原子谱线因具有显著的线性斯塔克效应，其斯塔克展宽对电子密度响应灵敏，故常用于等离子体电子密度诊断。然而，在许多大气压等离子体中，氢原子含量较低，导致其辐射强度较弱，且氢谱线易与某些金属原子谱线重叠，从而难以准确提取电子密度信息。因此，诸如氦、氩等非氢原子谱线也被用于电子密度测量。受二次斯塔克效应影响，非氢谱线对电子密度的灵敏度显著低于氢谱线，其适用电子密度范围亦有所不同。

(2) 当电子密度 $n_e > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 时，可采用氢原子谱线或氦、氩等非氢谱线的斯塔克展宽进行测量。

(3) 当电子密度 $10^{14} \text{ cm}^{-3} < n_e < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 时，非氢原子谱线的斯塔克展宽灵敏度较低，仅推荐使用氢原子谱线进行诊断。在此区间内，谱线精细结构的影响可忽略，无需在计算中予以考虑。通过 Voigt 拟合对仪器展宽、多普勒展宽、范德瓦尔斯展宽及共振展宽等进行解卷积，提取斯塔克展宽分量，即可计算电子密度。

(4) 当电子密度 $n_e < 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 时，斯塔克展宽不再构成谱线总展宽的主导因素，其贡献通常比其他展宽机制（如范德瓦尔斯展宽、共振展宽等）低一个数量级以上。在此条件下，采用斯塔克展宽法测量电子密度将引入显著误差，因此不建议使用发射光谱展宽法进行诊断。

8.2 测定步骤

利用光学透镜或光纤，将等离子体发射光引导进入光谱仪入射狭缝，如图 7.1 所示，按照所选用的光谱仪使用说明设置光谱采集参数，测量选定原子谱线的发射光谱。

通过光学透镜或光纤的位置的调控，实现等离子体电子密度空间分布的测量。

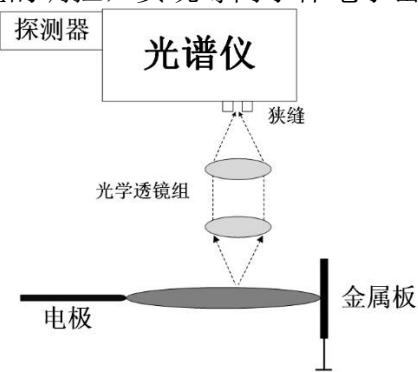


图 7.1 发射光谱测量示意图

8.3 数据处理

对于大气压等离子体，光谱谱线展宽主要由仪器展宽、自然展宽、多普勒展宽、共振展宽、范德瓦尔斯展宽、斯塔克展宽等叠加而成。利用发射光谱法测量大气压等离子体的电子密度，需要评估各种展宽机制的贡献，通过去卷积计算谱线的斯塔克展宽，最终得到电子密度结果。每种展宽机制简述如下：

仪器展宽 $\Delta\lambda_I$ ：由光学仪器的分辨率决定，对于大气压等离子体诊断使用的光谱仪，仪器函数通常是高斯线型，可以利用单模激光或低压汞灯对仪器展宽进行测量。

自然展宽 $\Delta\lambda_N$ ：即使在没有外界扰动的情况下，能级的寿命也是有限的，无法确定其能量值。由于能量-时间不确定关系，导致光谱有一定的宽度，称为自然展宽。对于大气压等离子体，其自然展宽通常在 10^{-4}nm 量级，可以忽略自然展宽的影响。

多普勒展宽 $\Delta\lambda_D$ ：由发射源与探测器之间的相对运动引起的多普勒效应而导致的谱线展宽。多普勒展宽为高斯线型，主要与气体温度有关，需要对等离子体气体温度进行测量，确定多普勒展宽。

共振展宽 $\Delta\lambda_R$ ：当二能级系统与其他谐振系统相互作用时，能级之间的能量差可能会发生变化，导致能级展宽，这种现象称为共振展宽。共振展宽具有洛伦兹线型，与跃迁能级以及分子数密度有关，当测量原子为非载气原子时，由于密度较低，共振展宽可以忽略。

范德瓦尔斯展宽 $\Delta\lambda_V$ ：由激发态原子与基态粒子的感应偶极子相互作用导致的，范德瓦尔斯展宽具有洛伦兹线型。范德瓦尔斯展宽取决于发射谱线和发射体极化率以及中性原子密度。需要对中性基态粒子密度进行测量。

斯塔克展宽 $\Delta\lambda_S$ ：由激发态原子与周围带电粒子相互作用产生，具有洛伦兹线型。基于 H_α 、 H_β 、 He 、 Ar 谱线的斯塔克展宽，可以计算得到大气压等离子体的电子密度。

实验测量到的大气压等离子体原子谱线为 Voigt 线型 ($\Delta\lambda_V$)，由高斯线型和洛伦兹线型卷积而来。在上述中，仪器展宽和多普勒展宽为高斯线型，而共振展宽、范德瓦尔斯展宽、斯塔克展宽均为洛伦兹线型。从测量到的大气压等离子体发射光谱得到斯塔克展宽的贡献，具体步骤如下：

1) 计算高斯展宽 ($\Delta\lambda_G$) 的贡献。

对于高斯分布，多个高斯分布叠加仍然满足高斯分布，叠加后的高斯展宽满足关系式

$$\Delta\lambda_G = \sqrt{\Delta\lambda_{G1}^2 + \Delta\lambda_{G2}^2 + \Delta\lambda_{G3}^2 + \dots}$$

因此，大气压等离子体发射光谱的高斯展宽 $\Delta\lambda_G = \sqrt{\Delta\lambda_I^2 + \Delta\lambda_D^2}$ 。

2) 通过去卷积计算得到洛伦兹展宽 ($\Delta\lambda_L$) 的贡献

对于 Voigt 线型，满足关系式

$$\Delta\lambda_V = \frac{2\ln 2 \times \Delta\lambda_L}{\pi^{3/2} \Delta\lambda_G^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{[2\sqrt{\ln 2} \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_G} - t]^2 + \ln 2 \frac{\Delta\lambda_L^2}{\Delta\lambda_G^2}} dt \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda_L}{2}\right)^2 + \Delta\lambda_G^2 + \frac{\Delta\lambda_L^2}{2}}$$

根据实验测量到的发射光谱的展宽 $\Delta\lambda_V$ 以及计算得到的总体高斯展宽 $\Delta\lambda_G$ 通过去卷积计算得到总体洛伦兹展宽 $\Delta\lambda_L$

3) 计算发射光谱的斯塔克展宽 ($\Delta\lambda_S$)，得到等离子体电子密度

对于洛伦兹分布，多个洛伦兹分布叠加仍然满足洛伦兹分布，叠加后的洛伦兹展宽满足关系式

$$\Delta\lambda_L = \Delta\lambda_{L1} + \Delta\lambda_{L2} + \Delta\lambda_{L3} + \dots$$

因此，大气压等离子体发射光谱的洛伦兹展宽 $\Delta\lambda_S = \Delta\lambda_L - \Delta\lambda_W - \Delta\lambda_R$ ，进而根据不同发射谱线的斯塔克展宽与电子密度的关系，得到斯塔克展宽的测量结果。

8.4 精密度及偏差

信噪比对发射光谱展宽法的精密度影响较大，低的信噪比会使谱线轮廓，特别是用于分析展宽的翼部变得模糊不清，难以准确确定基线和平滑的线型，导致展宽宽度提取的巨大误差。

8.5 干扰因素

8.5.1 环境干扰

光谱仪的狭缝宽度、光栅分辨率、探测器像素宽度等都会导致仪器展宽。这是最主要的误差来源之一。必须精确测量仪器的光谱响应函数（SRF），并在反卷积过程中将其从测量到的原始谱线中扣除。如果仪器展宽扣除不彻底，会严重高估斯塔克展宽，从而导致电子密度被高估。

8.5.2 仪器干扰

激光能量抖动：符合激光能量抖动小于 1%。

光谱干扰：过强的瑞利散射信号影响汤姆逊散射信号或与汤姆逊散射信号部分重合产生的光谱干扰，采用准确的物理掩膜对瑞利散射信号进行遮挡等方法进行解决。

附录 A

激光汤姆逊散射测量电子密度的物理原理

汤姆逊散射是入射光子与空间中的自由电子发生的散射。入射电磁波引起自由电子以入射波的频率振荡，被加速了的自由电子随即产生偶极辐射，此即为汤姆逊散射。散射截面以及散射光谱与粒子速度分布之间的关系十分重要。通过分析单个电子的散射过程，推导出汤姆逊散射的散射截面公式，并讨论满足麦克斯韦电子能量分布函数（EEDF）的电子散射光谱形状。

入射激光一般为线性偏振单色平面波，其电场表达式为

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{i0} \exp[j(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_i t)] \quad (\text{A-1})$$

设单电子的速度为 \mathbf{v}_j ，位置在 $\mathbf{r}_j(t)$ ，该电子在入射光电场下的加速度为

$$\dot{\mathbf{v}}_j(t) = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E}_i(\mathbf{r}_j, t) \quad (\text{A-2})$$

根据电动力学，加速电子在 $\mathbf{r}(t)$ 处产生的电场为

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) = \frac{-e}{4\pi\epsilon_0 c^2} \left[\frac{1}{R(t)} \mathbf{e}_s \times (\mathbf{e}_s \times \dot{\mathbf{v}}_j) \right] \quad (\text{A-3})$$

这里 $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_j = R \mathbf{e}_s$ ， R 表示电子与观察点 \mathbf{r} 间的距离，位置向量关系如图 5.1 所示：

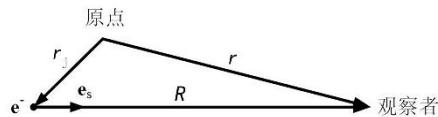


图 1 位置向量定义

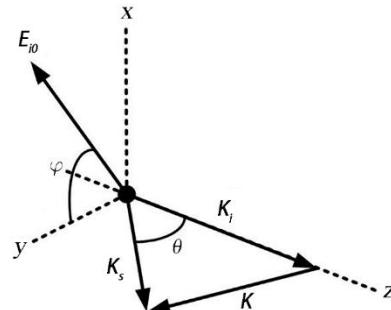
需要注意的是 t 时刻在观测点探测到的电场实际是由 $t' = t - R(t)/c$ 时刻的位置上的电子产生。定义经典电子半径：

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.818 \times 10^{-15} \text{ m} \quad (\text{A-4})$$

假设电子速度 $v \ll c$ ，则 $R(t) \approx R(t')$ ，因此散射电场表达式可化为

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) = r_e [\mathbf{e}_s \times (\mathbf{e}_s \times \mathbf{E}_{i0})] \frac{1}{R(t)} \exp[j(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}_j(t') - \alpha)] \quad (\text{A-5})$$

散射几何方向如图 2 所示，



由此，散射波的坡印廷矢量为

$$\begin{aligned} S_s &= \frac{1}{2} c \epsilon_0 |\mathbf{E}_s|^2 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 \frac{r_e^2}{R^2(t)} |\mathbf{E}_{i0}|^2 |\mathbf{e}_s \times (\mathbf{e}_s \times \mathbf{e}_s)|^2 \\ &= \frac{1}{2} \epsilon_0 c \frac{r_e^2}{R^2(t)} (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) |\mathbf{E}_{i0}|^2 \end{aligned} \quad (\text{A-6})$$

在距离电子 $R(t)$ 的位置上，散射光在单位立体角中流入的能量为

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = R^2(t) S_s = \frac{1}{2} \epsilon_0 c r_e^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) E_{i0}^2 \quad (\text{A-7})$$

根据 $P_s = P_i \cdot N \frac{\sigma_T}{A}$ ，对于单个电子， $N=1$ ，而 $P_i/A = S_i = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_{i0}^2$ ，将其代入式 5-7 可得

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = r_e^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) \quad (\text{A-8})$$

一般散射实验中采用正交光路结构，即 $\theta = \varphi = 90^\circ$ ，则 $\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = r_e^2$ 。

等离子体产生的汤姆逊散射电场是在散射区域里的每个电子产生的散射电场向量和。如果这些电子产生的散射电场相位彼此是不相干的，那么产生的散射光是非相干光。对于非相干光，总散射功率可表示为每个电子的散射功率的简单叠加。

$$\frac{dP_s}{d\omega_s} d\omega_s = f P_i \cdot n_e L_{\text{det}} \cdot \frac{d\sigma_T}{d\Omega} \cdot d\Omega S_k(\Delta\omega) \quad (\text{A-9})$$

$S_k(\Delta\omega) d\omega_s$ 表示一个散射光子的频移落在 $\Delta\omega$ 附近 $d\omega_s$ 范围内的概率，令 $v_k = \Delta\omega/k$ ，上述概率等于一个电子在 k 方向上的速度分量落在 v_k 附近 dv_k 区域里的概率。

$$S_k(\Delta\omega) d\omega_s = F_k(v_k) dv_k = \frac{F_k(\Delta\omega/k)}{k} \quad (\text{A-10})$$

结合公式， $k = 2 \sin(\theta/2) k_i = \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda_i}$ ，和 $\Delta\lambda = \frac{\lambda_i^2}{c} \times \Delta\omega$ ，用波长来代替频率，上式改写为

$$S_k(\Delta\lambda) d\lambda_s = \frac{c}{2\lambda_i \sin(\theta/2)} \cdot F_k \left(\frac{c}{2 \sin(\theta/2)} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_i} \right) \quad (\text{A-11})$$

因此光谱分布函数的形状跟速度分布函数一致。若速度分布符合麦克斯韦分布，则有

$$F_k(v_k) dv_k = \frac{1}{\hat{v} \sqrt{\pi}} \cdot \exp \left[-\left(\frac{v_k}{\hat{v}} \right)^2 \right] \quad (\text{A-12})$$

其中 \hat{v} 是电子的最可几速度

$$\hat{v} = \left(\frac{2k_B T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A-13})$$

其中 k_B 、 m_e 和 T_e 分别为波尔兹曼常数，电子质量和电子温度。由此，5-9 式可改写为

$$\frac{dP_s}{d\lambda_s} d\lambda_s = f P_i \cdot n_e L_{\text{det}} \cdot \frac{d\sigma_T}{d\Omega} \cdot d\Omega \cdot \frac{1}{\Delta\lambda_{1/e} \sqrt{\pi}} \exp \left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{1/e}} \right)^2 \right] \quad (\text{A-14})$$

其 $\Delta\lambda_{1/e}$ 是散射光谱的 $1/e$ 半宽值，表达式为：

$$\Delta\lambda_{1/e} = \lambda_i \cdot 2 \sin(\theta/2) \cdot \frac{\hat{v}}{c} \quad (\text{A-15})$$

由此可推出电子温度表达式

$$T_e = \frac{m_e c^2}{8k_B \sin^2(\theta/2)} \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_i} \right)^2 \quad (\text{A-16})$$

假若取正交散射坐标系($\theta=90^\circ$)，入射光波长为 532 nm，则电子温度为：

$$T_e = 5238 \cdot (\Delta\lambda_{1/e})^2 [K] \quad (\text{A-17})$$

在非相干散射和麦克斯韦速率分布情况下的汤姆逊散射光谱简图如图 3 所示，通过散射光谱的 $1/e$ 半宽值可获得电子温度 T_e ，在经过校准确定公式 5-14 中的 $f L_{\text{det}} P_i \Delta Q$ 的情况下，将测得的散射光信号强度带入 5-14，并结合公式 5-8 和 5-15 得到的 $d\sigma_T/dQ$ 和 $\Delta\lambda_{1/e}$ ，即得到电子密度 n_e 。

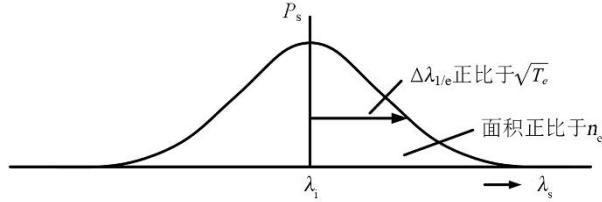


图 3 在非相干散射和麦克斯韦速率分布情况下的 Thomson 散射光谱简图

高斯谱的面积和宽度分别与 n_e 和 $\sqrt{T_e}$ 成正比

上述推导是建立在散射光为非相干光的基础上的，而散射光的相干性通常用散射参数 α 来描述：

$$\alpha \equiv \frac{1}{k\lambda_D} \approx \frac{\lambda_i}{4\pi \sin \frac{\theta}{2}} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 k_B T}} \quad (\text{A-18})$$

当 $\alpha \ll 1$ 时散射光可以看作非相干光。对于大气压低温等离子体，电子温度 T_e 通常在 1~10 eV，电子密度在 $10^{11} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 区间，在正交光路条件 $\theta = 90^\circ$ 和 $\lambda_i = 532 \text{ nm}$ 下，当电子密度 $\leq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ，散射参数 α 最大值为 0.08，此时可以将散射光看作非相干光。而当电子密度达到 10^{15} cm^{-3} 时，散射参数 α 最大值为 0.25，此时散射光呈现弱相关性，需要对公式 5-11 中的 $S_k(\Delta\omega)$ 进行修订：

$$S_k(\Delta\omega) \approx \frac{F_k(\Delta\omega/k)}{k} (1 - 2\alpha^2 \Re \omega(\Delta\omega/k)) \quad (\text{A-19})$$

其中 $\Re \omega(\Delta\omega/k)$ 是等离子体色散函数的实部：

$$\Re \omega(x) = 1 - 2x \exp(-x^2) \int_0^x \exp(p^2) dp \quad (\text{A-20})$$

附录 B 微波散射测量电子密度的物理原理

等离子体射流在微波场中被极化，电子云相对固定的离子发生位移，记位移为 $\Delta z(t)$ ，则位移电子受到的回复力为：

$$F_e = -\left(e^2 / \epsilon_0\right) \Delta z(t) \quad (\text{B-1})$$

式中， e 为电子电荷量 ($1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$)， ϵ_0 为真空介电常数 ($8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$)。

电子在等离子体中的振荡方程可写为：

$$\Delta \ddot{z} + \nu_m \Delta \dot{z} + \omega_p^2 \Delta z = \frac{e}{m} E_i \cos \omega t \quad (\text{B-2})$$

式中， m 为电子质量 ($9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$)， E_i 为微波电场强度，与微波功率强度 I_i 有如下关系：

$$I_i = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot c \cdot E_i^2 \quad (\text{B-3})$$

ν_m 为等离子体中电子与中性粒子（工作气体粒子）的碰撞频率， ω_p 为等离子体振荡频率，表达式为：

$$\omega_p = \sqrt{e^2 n / \epsilon_0 m} \quad (\text{B-4})$$

式中， n 为等离子体中的电子密度。

根据电子在等离子体中的振荡方程式，解得 $\Delta z(t)$ 为：

$$\Delta z(t) = \Delta z_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (\text{B-5})$$

其中，

$$\Delta z_0 = \frac{e \cdot E_i}{m \cdot \sqrt{(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + (v_m \omega)^2}} \quad (\text{B-6})$$

式中， ω 为微波的角频率。对于偶极子辐射，辐射的瞬时功率可以表示为：

$$\theta = \frac{d^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3} \quad (\text{B-7})$$

其中， c 为真空中的光速，值为 3×10^8 m/s； d 为偶极矩，与电荷量 q 随时间的变化直接相关：

$$d(t) = lq(t) = e n \Delta z(t) \cdot l S = d_0 \cdot \cos(\omega t + \varphi) \quad (\text{B-8})$$

式中， l 为散射体的长度， S 为散射体的横截面积。在一个周期内，对辐射的瞬时功率进行积分，得到辐射的平均功率为：

$$\langle \theta \rangle = \frac{d_0^2 \omega^4}{12\pi\varepsilon_0 c^3} = \frac{1}{6\pi c^4} \frac{I_i V^2 \omega_p^4 \omega^4}{(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + (v_m \omega)^2} \quad (\text{B-9})$$

式中， $V = lS$ 为散射体的体积。则可得到有效瑞利散射截面：

$$\sigma_R(\omega) = \frac{\langle \theta \rangle}{I_i} = \frac{1}{6\pi c^4} \frac{V^2 \omega_p^4 \omega^4}{(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + (v_m \omega)^2} \quad (\text{B-10})$$

当探测天线与等离子体射流之间的距离 R 远大于射流尺寸 L （即满足远场近似）时，从等离子体射流产生的辐射可以认为是点偶极子源辐射，其有效的差分散射截面可表示为：

$$\frac{\partial \sigma_R}{\partial \Omega} = \frac{3}{8\pi} \sigma_R \sin^2 \phi \quad (\text{B-11})$$

当满足 $v_m \gg \omega \gg \omega_p$ 条件时，辐射的平均功率可以简化为典型短天线 Hertz 偶极子辐射的表达式，即：

$$\langle \theta \rangle \approx \frac{V^2 \sigma^2 E_i^2 \omega^2}{12\pi\varepsilon_0 c^3} \approx \frac{l^2 I_0^2 \omega^2}{12\pi\varepsilon_0 c^3} \quad (\text{B-12})$$

其中， I_0 为散射通道中电流的幅值， σ 为对应等离子体的电导率，两者关系表示为：

$$\begin{aligned} I_0 &= \sigma E_i S \\ \sigma &= e^2 n / m v_m \end{aligned} \quad (\text{B-13})$$

此时，瑞利散射信号的平均辐射强度和电场幅值可以表示为：

$$\begin{aligned} I_s(R) &= \frac{\partial \sigma_R}{\partial \Omega} \frac{1}{R^2} I_i = \frac{3}{8\pi} \langle \theta \rangle \frac{1}{R^2} \sin^2 \phi \\ E_s(R) &= \sqrt{\frac{2 I_s}{\varepsilon_0 c}} = \frac{\sin \phi}{2 R} \sqrt{\frac{3 \langle \theta \rangle}{\pi \varepsilon_0 c}} \end{aligned} \quad (\text{B-14})$$

化简后可以得到：

$$E_s \propto U_{out} \propto \frac{\sin \phi}{R} l \omega I_0 \quad (\text{B-15})$$

式中， U_{out} 为输出瑞利散射电压信号的幅值， I_0 为散射通道中的电流幅值，包括传导电流和极化电流。此时，根据散射体的性质可以分为两类：导体散射体和电介质散射体。当散射体为导体时，此时的 I_0 为传导电流，计算得到：

$$I_0 = \sigma E_i S = \frac{e^2 E_i}{m} \cdot \frac{n S}{v_m} \quad (\text{B-16})$$

当散射体为绝缘介质时，此时电流 I_0 为极化电流，计算得到：

$$I_0 = E_i \cdot \epsilon_0 (\epsilon - 1) \omega S \quad (\text{B-17})$$

对不同材料的散射体微波瑞利散射输出电压：

$$U_{out} = \begin{cases} A \cdot \frac{e^2}{mv_m} \cdot N_e & \text{适用于等离子体} \\ A \cdot V \cdot \epsilon_0 \cdot (\epsilon - 1) \cdot \omega & \text{适用于介质} \end{cases} \quad (\text{B-18})$$

其中， A 是需校准确定的系数，与实验系统的设置有关； v_m 为电子与中性粒子的碰撞频率，在本实验条件下约为 $1.46 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ； N_e 是散射区域中的电子总数。对于介质材料， V 是散射区域内介质材料的体积， ϵ 是介质材料的相对介电常数， ω 是微波的角频率。

测试中，混频器将两个独立的同相 (U_I) 和正交 (U_Q) 信号输出到示波器。微波瑞利散射信号的总电压幅值 U_{out} 可以表示为：

$$U_{out} = \sqrt{U_I^2 + U_Q^2} \quad (\text{B-19})$$

参 考 文 献

- [1] Kempkens H and Uhlenbusch J 2000 *Plasma Sources Sci. Technol.* 9 492–506
 - [2] Evans D E and Katzenstein J 1969 *Rep. Prog. Phys.* 32 207
 - [3] Peacock N J, Robinson D C, Forrest M J, Wilcock P D and Sannikov V V 1969 *Nat. London* 224 488
 - [4] Li X, Nie L and Lu X 2023 *Physics of Plasmas* 30(3) 033510
 - [5] Shneider M N and Miles R B 2005 *J. Appl. Phys.* 98 033301
 - [6] Shashurin A, Shneider M N, Dogariu A, Miles R B and Keidar M 2010 *Appl. Phys. Lett.* 96 171502
 - [7] Keidar M, Shashurin A, Volotskova O, Stepp M A, Srinivasan P, Sandler A and Trink B 2013 *Phys. Plasmas* 20 057101
 - [8] Li X, Wang L, Nie L and Lu X 2024 *Physics of Plasma* 31(2) 01526
 - [9] Griem H R 1974 *Spectral Line Broadening by Plasmas* (New York: Academic)
 - [10] Konjević N, Ivković M and Sakan N 2012 *Spectrochim. Acta B* 76 16–26
 - [11] Zhou Q, Cheng C, Meng Y 2009 *Plasma Sci. Technol.* 11 560
 - [12] Wu S, Gou J, Lu X, Tang M 2016 *IEEE Transactions on Plasma Science* 44(11) 2632-2636
-