按照物理光学法，为简化Stratton-Chu积分方程的求解，需要做出以下假设：

1）散射体表面的阴影部分总场为零；

2）远场近似：以波长和散射体的相对尺寸来说，观察点或接收天线与散射体相距很远；

3）切平面近似：用入射场表示散射体表面的总场。

第一个假设只有当波长相对于散射体尺寸很小时才成立。由于当散射体在垂直于入射波方向上的尺寸很大时，很难确定散射体上不能被入射波直接照射到的表面上的总场，就假定阴影面上的总场为零。这意味着在阴影边界上场不连续。对于非闭合曲面，必须附加一个边界上的线积分以计入场的不连续性。

在远场近似下，附加的线积分项可以表示为面积分，并与其它项合并而使计算简化；场点与目标之间的距离近似为常量*r*，格林函数及其梯度近似为

(3‑37)

式中为指向散射方向的单位矢量。

为了用入射场表示目标表面处的散射场，当目标表面任意点处的曲率半径远远大于波长时，可以应用切平面近似，即将目标表面用表面上某点处的切平面来代替，假定表面电流的值等于在积分面元处物体为理想的光滑平面时的表面电流值。对于理想导体，存在以下关系：

(3‑38)

综合以上物理光学近似，将Stratton-Chu积分方程化为

(3‑39)

(3‑40)

式中积分表面*S*1为目标的照明部分，为指向入射波方向的单位矢量。面元处的入射平面波为

(3‑41)

(3‑42)

分别为入射波电场和磁场的单位矢量，分别为其在坐标原点处的幅值。对于后向散射，，再将(3‑41)和(3‑42)分别代入(3‑39)和(3‑40)式得

(3‑43)

(3‑44)

可见，对于理想导体而言，散射场与入射场具有相同的极化方向。将(3‑43)或(3‑44)式代入 (3‑31)式，即得目标的单站RCS：

(3‑45)