基于分光链路模拟的曲面量子雷达散射截面研究

徐泽华，李　伟，许　强，郑家毅
(空军工程大学信息与导航学院，西安，710038)

摘要　量子雷达基于量子态特性对目标探测识别，可有效克服复杂电磁环境和目标隐身特性影响。针对光量子在大气中传播时易受介质吸收和散射影响的问题，提出利用分光链路模拟大气介质的方法，对目标量子雷达散射截面进行了研究。通过引入单光子波动方程，采用分光链路模拟大气介质，得到衰减条件下光子波函数，推导衰减条件下量子雷达散射截面公式，并对衰减条件下单曲面量子雷达散射截面进行仿真。仿真证明，在不同入射角条件下，量子雷达散射截面主瓣峰值随衰减系数增加而减小，入射角对量子雷达散射截面无影响；在 0 ℃、能见度 30 m 条件下，目标量子雷达散射截面主瓣峰值随波长增加。

关键词　量子雷达；量子雷达散射截面；吸收；散射；衰减系数；分光链路
DOI　10.3969/j.issn.1009-3516.2019.01.015
中图分类号　TN985.98；O432.1　　**文献标志码**　A　　**文章编号**　1009-3516(2019)01-0090-06

Research on Scattering Section of Surface Quantum Radar Based on Simulation of Spectral Link

XU Zehua，LI Wei，XU Qiang，ZHENG Jiayi
(Information and Navigation College，Air Force Engineering University，Xi'an 710077,China)

Abstract：Quantum radar can effectively overcome the effects of complex electromagnetic environment and target stealth characteristics based on the characteristics of quantum states to the detection and the recognition of targets. Aimed at the problem that the light quantum is susceptible to medium absorption and scattering while propagating in the atmosphere，a method of simulating atmospheric media using a spectroscopic link is proposed. The scattering cross section of the target quantum radar is studied. By introducing the single photon wave equation and using the optical splitting link to simulate the atmospheric medium，the photon wave function under the attenuation condition is obtained，and the quantum radar scattering cross section formula is deduced under the attenuation condition，and the single-curved quantum radar cross section under the attenuation condition is simulated. The simulation results show that the peak value of the main lobe of the quantum radar scattering section decreases with the increase of the attenuation coefficient at different incident angles，and the incident angle has no effect on the quantum radar cross section；The peak of the petal for the target quantum radar cross section increases with the wavelength when the temperature is at 0 ℃ and the visibility is 30 meters.

收稿日期：2018-04-24
基金项目：国家自然科学基金(61302153；61571456)；陕西省自然科学基金(2016JM6042)
作者简介：徐泽华(1993—)，男，辽宁阜新人，硕士生，主要从事认知量子雷达研究。E-mail：13259462375@163.com

引用格式：*徐泽华，李伟，许强，等. 基于分光链路模拟的曲面量子雷达散射截面研究[J]. 空军工程大学学报(自然科学版)，2019，20(1)：90-95. XU Zehua，LI Wei，XU Qiang，et al. Research on Scattering Section of Surface Quantum Radar Based on Simulation of Spectral Link [J]. Journal of Air Force Engineering University (Natural Science Edition)，2019，20(1)：90-95.*

Key words: quantum radar; quantum radar cross section; absorption; scattering; attenuation coefficient; spectroscopic link

量子雷达是一种通过收发微波光子对空间目标进行识别探测的新型雷达[1-6]。根据海森伯不确定原理，量子雷达具有极高灵敏度[7]。QRCS 能够描述量子雷达对目标能见度，用于分析量子雷达性能。因此对目标 QRCS 的推导和计算成为近年来研究热点。

经典雷达理论中，雷达散射截面(CRCS)定义为单位立体角内雷达接收方向散射功率与从检测方向入射到目标的平面波功率密度之比。在 CRCS 基础上，Macro Lanzagorta 通过量子电动力学分析光子与原子散射过程，根据 CRCS 表达式形式，定义了 QRCS 表达式[7]。刘康等分析量子雷达目标散射特性，针对二面角典型反射目标的单光子 QRCS 进行仿真分析[8]。陈坤等通过建立量子雷达方程，分别研究了单光子和双光子曲面 QRCS[9]。Matthew J Brandsema 等对 QRCS 方程进行傅里叶变换，简化 QRCS 表达式，并研究平面目标 QRCS[10]，并研究了光子在不同模式极化条件下的 QRCS，分析不同极化光子照射平面目标并进行仿真分析[11]。方重华等通过建立双基地量子雷达模型，分析典型三维凸面目标的 QRCS，并与 CRCS 进行了比较研究[12]。王书等以马赫-曾德尔干涉为模型，分析大气衰减对量子干涉雷达的影响机理[13]。但是现有研究成果大多基于光子在理想条件下探测目标[14-17]，量子雷达在实际探测高空目标时，入射光子会穿过对流层，大气介质会导致光子吸收和散射，影响量子雷达探测目标性能，因此需要针对大气介质条件下，对 QRCS 进行研究。

本文通过分析光子在大气介质传播机理，采用分光链路模拟介质的方法，定义衰减条件下光子波函数，推导衰减条件下 QRCS 方程，并针对飞行器中常见的曲面结构进行仿真分析。

1　量子雷达及目标 QRCS 模型

经典雷达理论中定义散射功率密度与入射功率密度比值为 σ_c，由于单光子量子特性，QRCS 散射机制不同于 CRCS，通过量子电动力学描述光子与目标原子间相互作用，根据干涉测量分析，光子被目标上 N 个原子散射后，检测点测量平均强度为：

$$\hat{I}_s < \langle \Delta R_i, t \rangle > = \frac{1}{N} \left| \sum_{i=1}^{N} \psi_\gamma^i (\Delta R_i, t) \right|^2 \quad (1)$$

式中：ΔR_i 代表第 i 个光子从量子雷达发射机到目标表面，经目标散射后到量子雷达接收机的干涉距离。对于单基地量子雷达来说，发射机和接收机具有相同空间位置，即：$\boldsymbol{r}_i = \boldsymbol{r}_d$。图 1 为单光子量子雷达系统。

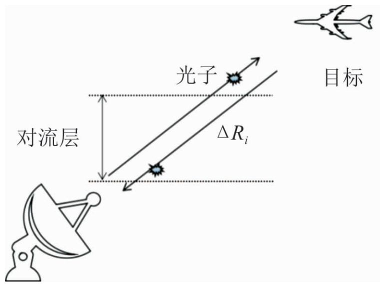

图 1　单光子量子雷达系统

当光子数目很大时，有：

$$\lim_{n \to \infty} \hat{I}_s \langle \Delta R_i, t \rangle \propto |E_{s@r}|^2 \quad (2)$$

式中：$E_{s@r}$ 表示目标入射电场。因此 QRCS[18] 定义为：

$$\sigma_Q = \lim_{R \to \infty} 4\pi R^2 \frac{\langle \boldsymbol{I}_s \rangle}{\langle \boldsymbol{I}_i \rangle} \quad (3)$$

式中：$\langle \boldsymbol{I}_s \rangle$ 表示散射波强度；$\langle \boldsymbol{I}_i \rangle$ 表示入射波强度。QRCS 表达式为：

$$\sigma_Q \approx 4\pi A_\perp (\theta, \phi) \frac{\left| \sum_{i=1}^{N} e^{j\omega \Delta R_i / c} \right|^2}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \left| \sum_{i=1}^{N} e^{j\omega \Delta R'_i / c} \right|^2 \sin\theta' \mathrm{d}\theta' \mathrm{d}\phi'} \quad (4)$$

式中：$A_\perp(\theta, \phi)$ 表示目标垂直入射波投影面积。

量子雷达发射微波光子探测目标时，必须考虑光子在传输过程中的损耗问题。大气中含有水分子、气溶胶等微粒，使光子偏离方向，且会对光子产生吸收和散射作用等。在对流层中，折射率 $n \approx 1.46$。雷达波长不同，大气介质引起衰减量也不同。X 波段(2.5～3.75 cm；8～12 GHz)高频信号在大气中衰减较小，透过率较高。表 1 为不同雷达波长在大气介质中衰减量(X 波段)。

表 1　0 ℃时不同雷达波长在大气介质中衰减量　dB/km

能见度/m	λ=1.25 cm	λ=3.2 cm	λ=10 cm
30	0.287 5	0.001 6	0.004 6
90	0.057 5	0.009 2	0.000 9
300	0.069 0	0.046 0	0.000 2

从表中可以看出，衰减系数随波长增大而较小。当 λ=3.2 cm，能见度为 30 m 时，等效衰减系数

$\chi_c=0.046$ km;能见度为 90 m 时,衰减系数 $\chi_c=0.0092$ km;能见度为 300 m 时,衰减系数 $\chi_c=0.0016$ km。

2 衰减条件下目标 QRCS

2.1 基于分光链路模拟的目标 QRCS

Macro Lanzagorta[7]通过在检波器地点检测光子概率,将光子波函数定义为:

$$\psi_\gamma(\boldsymbol{r},t)=\langle 0|\hat{E}^+(\boldsymbol{r},t)|\gamma_0\rangle \tag{5}$$

量子化电场 $\hat{E}^+(\boldsymbol{r},t)$ 由正、负频项组成:

$$\hat{E}(\boldsymbol{r},t)=\hat{E}^+(\boldsymbol{r},t)+\hat{E}^-(\boldsymbol{r},t) \tag{6}$$

其中:

$$\hat{E}^+(\boldsymbol{r},t)=\mathrm{j}\sum_{\boldsymbol{k},\alpha}\sqrt{\frac{\hbar w}{2V\varepsilon_0}}\boldsymbol{\varepsilon}_k^\alpha \exp(-\mathrm{j}(wt-\boldsymbol{kr}))\hat{a}_{\boldsymbol{k},\alpha} \tag{7}$$

$$\hat{E}^-(\boldsymbol{r},t)=\mathrm{j}\sum_{\boldsymbol{k},\alpha}\sqrt{\frac{\hbar w}{2V\varepsilon_0}}\boldsymbol{\varepsilon}_k^\alpha \exp(-\mathrm{j}(wt-\boldsymbol{kr}))\hat{a}^*_{\boldsymbol{k},\alpha} \tag{8}$$

式中:$\hbar=h/2\pi$,h 为普朗克常数;w 为角频率;ε_0 为自由空间介电常数;$\boldsymbol{\varepsilon}_k^\alpha$ 为极化基矢量($\alpha=0,1$);$\boldsymbol{k}$ 为波矢量;$\hat{a}_{\boldsymbol{k},\alpha}$ 为湮灭算符;$\hat{a}^*_{\boldsymbol{k},\alpha}$ 为产生算符。量子雷达接收机利用光电效应对光子进行测量。因此 $\hat{E}^+(\boldsymbol{r},t)$ 是唯一对测量过程具有贡献的算符。而 $\hat{E}^-(\boldsymbol{r},t)$ 在测量过程中贡献为零。对于 $\hat{a}_{\boldsymbol{k},\alpha}$ 和 $\hat{a}^*_{\boldsymbol{k},\alpha}$,用哈密顿函数表示量子化电磁场相应算符:

$$\hat{H}=\sum_{\boldsymbol{k},\alpha}\hbar\omega_k(\hat{a}^*_{\boldsymbol{k},\alpha}\hat{a}_{\boldsymbol{k},\alpha}+\frac{1}{2}) \tag{9}$$

当量子化光在大气介质中传播时,衰减介质量化分析很难将现象值与理论整合。为了简化量子场表达式,通过分光链路模拟大气介质,使用连续模式量化方案描述量子化光输出和输入场关系,建立光子衰减模型。如图 2 所示。

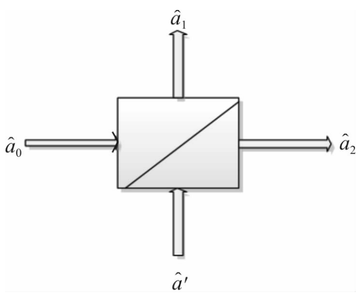

图 2 分光链路模拟光子在大气介质中传播

算符 $\hat{a}_0$ 表示入射光,当入射光经过光束分离器后,$\hat{a}_1$ 表示被介质吸收或散射的光。$\hat{a}'$ 表示介质到光场贡献。$\hat{a}_2$ 表示经过分光链路后光的输出。此时,经过分光器链路湮灭算符 $\hat{a}_{\boldsymbol{k},\alpha}$ 改写为:

$$\hat{a}_\mathrm{j}(\omega)=\exp(\mathrm{j}k'z-\chi(\omega)z/2)\hat{a}(\omega)+\mathrm{j}\sqrt{\chi(\omega)}\int_0^z\exp(\mathrm{j}kz-\chi(\omega)z/2)(z-x)\hat{a}' \tag{10}$$

式中:$k'=\dfrac{\omega n(\omega)}{c}$,$n(\omega)$ 为介质折射系数,c 为光子在真空中传播速度;$\chi(\omega)$ 表示光子在大气介质中总衰减系数;z 表示光子在介质中路径。

将式(10)代入式(7)中:

$$\hat{E}^+(\boldsymbol{r},t)=\mathrm{j}\sum_{\boldsymbol{k},\alpha}\sqrt{\frac{\hbar w}{2V\varepsilon_0}}\boldsymbol{\varepsilon}_k^\alpha \exp(-\mathrm{j}(wt-\boldsymbol{kr}))\hat{a}_\mathrm{j}(\omega) \tag{11}$$

此时量子化电场正频项为:

$$\hat{E}^+(\boldsymbol{r},t)=\mathrm{j}\sum_{\boldsymbol{k},\alpha}\sqrt{\frac{\hbar w}{2V\varepsilon_0}}\boldsymbol{\varepsilon}_k^\alpha\cdot \exp(-\mathrm{j}(\omega t-\boldsymbol{kr}-\boldsymbol{k}n(\omega)z)-\chi(\omega)z/2)\hat{a}(\omega)+A' \tag{12}$$

式中:A' 表示外部场 $\hat{a}'$ 对光子的影响。

通过二能级原子能量之间光子辐射 Wigner-Weisskopf 理论[7],通过旋转波近似法,激发量化光子可表达为:

$$|\gamma_0\rangle=\sum_{\boldsymbol{k},\alpha}g_{\boldsymbol{k},\alpha}\frac{\exp(-\mathrm{j}\boldsymbol{kr}_0)}{(v_{\boldsymbol{k}}-\omega)+\mathrm{j}\Gamma/2}|1_{\boldsymbol{k}}\rangle \tag{13}$$

式中:$\boldsymbol{r}_0$ 为原子位置;ω 表示二能级原子能级间频率差;$|1_k\rangle$ 表示 k 模式下单光子态;Γ 表示激发态原子寿命时间倒数,表达式为:

$$\Gamma=\frac{1}{\tau}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{4\omega^2|\hat{\boldsymbol{\mu}}|^2_{ab}}{3\hbar c^3} \tag{14}$$

$$|g_{\boldsymbol{k}}|^2=\frac{v_{\boldsymbol{k}}}{2\hbar\varepsilon_0 V}||\hat{\boldsymbol{\mu}}|_{ab}e_{\boldsymbol{k}}|^2 \tag{15}$$

$$|\hat{\boldsymbol{\mu}}|_{ab}=\langle a|\hat{\boldsymbol{\mu}}|b\rangle \tag{16}$$

式(16)为态 a 和 b 间原子电偶极矩跃迁幅度。

将 $\langle 0|\hat{E}^+(\boldsymbol{r},t)|\gamma_0\rangle$ 改写成积分形式:

$$\langle 0|\hat{E}^+(\boldsymbol{r},t)|\gamma_0\rangle=\sum_\alpha\frac{e_{\boldsymbol{k}}}{16\pi^3\varepsilon_0}\cdot\iiint\boldsymbol{k}^2v_{\boldsymbol{k}}\cdot\frac{\varepsilon_k^\alpha\cdot\hat{\boldsymbol{\mu}}_{ab}\exp(\mathrm{j}\boldsymbol{k}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0)+\mathrm{j}\boldsymbol{k}n(\omega)z/2)}{(v_{\boldsymbol{k}}-\omega)+\mathrm{j}\Gamma/2}\cdot\exp(-\mathrm{j}v_{\boldsymbol{k}}t-\chi(\omega)z/2)\sin\theta\mathrm{d}k\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi \tag{17}$$

其中 $v_k=|k|$,因此式(17)写成:

$$\langle 0|\hat{E}^+(\boldsymbol{r},t)|\gamma_0\rangle=\sum_\alpha\frac{ce_{\boldsymbol{k}}\varepsilon_k^\alpha\hat{\boldsymbol{\mu}}_{ab}}{16\pi^3\varepsilon_0}\cdot\int\frac{\boldsymbol{k}^3\exp(\mathrm{j}\boldsymbol{k}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0)+\mathrm{j}\boldsymbol{k}n(\omega)z/2}{(c\boldsymbol{k}-\omega)+\mathrm{j}\Gamma/2}\mathrm{d}k\cdot\exp(-\mathrm{j}v_{\boldsymbol{k}}t-\chi(\omega)z/2) \tag{18}$$

令 $\omega=c\boldsymbol{k}_0$,通过留数定理计算式(18),积分留数为:

$$R=\lim_{\boldsymbol{k}\to(\boldsymbol{k}_0\cdot\mathrm{j}\frac{\Gamma}{2c})}c(\boldsymbol{k}-(\boldsymbol{k}_0-\mathrm{j}\frac{\Gamma}{2c}))\cdot$$

$$\frac{\boldsymbol{k}^3\exp(\mathrm{j}\boldsymbol{k}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0)+\mathrm{j}\boldsymbol{k}\frac{n(\omega)z}{2})}{c(\boldsymbol{k}-(\boldsymbol{k}_0-\mathrm{j}\frac{\Gamma}{2c}))}\cdot\exp(-\mathrm{j}c\boldsymbol{k}t-\frac{\chi(\omega)z}{2})=$$

$$(\boldsymbol{k}_0-\mathrm{j}\frac{\Gamma}{2c})^3\cdot\exp(\mathrm{j}(k_0-\mathrm{j}\frac{\Gamma}{2c})(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0+\frac{n(\omega)z}{2})\cdot$$

$$\mathrm{j}ct(k_0-\mathrm{j}\frac{\Gamma}{2c})-\frac{\chi(\omega)z}{2}) \tag{19}$$

此时式(17)为：

$$\langle 0\mid \hat{E}^+(\boldsymbol{r},t)\mid \gamma_0\rangle=\mathrm{j}\sum_{\alpha}\frac{e_k\omega^3\varepsilon_k^\alpha\mid\hat{\boldsymbol{\mu}}\mid_{ab}}{8\pi^2c^3\varepsilon_0}\cdot$$

$$\exp(\mathrm{j}\boldsymbol{k}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0+\frac{n(\omega)z}{2})-$$

$$\frac{\Gamma}{2}(t-\frac{\boldsymbol{k}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0+n(\omega)z/2)}{c})-\frac{\chi(\omega)z}{2}) \tag{20}$$

令 $\eta=\frac{\Gamma}{2}(t-\frac{\boldsymbol{k}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0+n(\omega)z/2)}{c})$，$\kappa_0=\frac{e_k\omega^3\varepsilon_k^\alpha|\hat{\boldsymbol{\mu}}|_{ab}}{8\pi c^3\varepsilon_0}$

将式(16)写成：

$$\langle 0|\hat{E}^+(\boldsymbol{r},t)|\gamma_0\rangle=$$

$$\mathrm{j}\kappa_0e_k^s\exp(\mathrm{j}\boldsymbol{k}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0+\frac{n(\omega)z}{2})-\mathrm{j}\omega t-\eta-\frac{\chi(\omega)z}{2}) \tag{21}$$

因此在大气介质中光子波函数为：

$$\psi(\Delta\boldsymbol{R}_0,t)=\langle 0|\hat{E}^+(\Delta\boldsymbol{R}_0,t)|1_k\rangle=$$

$$\mathrm{j}\kappa_0e_k^s\exp(\mathrm{j}\boldsymbol{k}(\Delta\boldsymbol{R}_0+\frac{n(\omega)z}{2})-\mathrm{j}\omega t-\eta-\frac{\chi(\omega)z}{2}) \tag{22}$$

式中：e_k^s 表示光子极化。衰减条件下 QRCS 表达式为：

$$\sigma_Q=4\pi A_\perp(\theta,\phi)\cdot\frac{\left|\sum_{i=1}^{N}\exp(\mathrm{j}\boldsymbol{k}(\Delta\boldsymbol{R}_i+\frac{n(\omega)z}{2})-\frac{\chi(\omega)z}{2})\right|^2}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\left|\sum_{i=1}^{N}\exp(\mathrm{j}\boldsymbol{k}\Delta\boldsymbol{R}_i+\frac{n(\omega)z}{2})-\frac{\chi(\omega)z}{2}\right|\sin\theta'\mathrm{d}\theta'\mathrm{d}\phi'} \tag{23}$$

式中：$A_\perp(\theta,\varphi)$表示目标垂直入射波投影面积；$n(\omega)$表示大气介质折射率；$\chi(\omega)$表示光子在大气介质中总衰减系数。

2.2　大气介质中单曲面 QRCS

量子雷达通过发射光子脉冲作用于目标表面，通过接收并检测被目标散射光子，获取目标信息。以圆柱曲面建立目标数学模型。图 3 表示曲面目标量子雷达几何示意图。根据式(21)，$A_\perp(\theta,\varphi)$表示平板目标在垂直光子脉冲平面上的阴影面积。以光子脉冲方向为 Z 轴方向，建立坐标系，则曲面目标投影面积为：

$$A_\perp(\theta,\varphi)=2\boldsymbol{r}_0h\cos\theta \tag{24}$$

大气介质影响条件下的单曲面 QRCS 表达式为：

$$\sigma_Q=8\pi\boldsymbol{r}_0h\cos\theta\cdot\frac{\left|\sum_{i=1}^{N}\exp(\mathrm{j}\boldsymbol{k}(\Delta\boldsymbol{R}_i+\frac{n(\omega)z}{2})-\frac{\chi(\omega)z}{2})\right|^2}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\left|\sum_{i=1}^{N}\exp(\mathrm{j}\boldsymbol{k}(\Delta\boldsymbol{R}_i+\frac{n(\omega)z}{2})-\frac{\chi(\omega)z}{2})\right|^2\sin\theta'\mathrm{d}\theta'\mathrm{d}\phi'} \tag{25}$$

式中：$n(\omega)$为大气介质折射率；$\chi(\omega)$为光子在大气介质中总衰减系数；z 为光子在介质中传播距离。

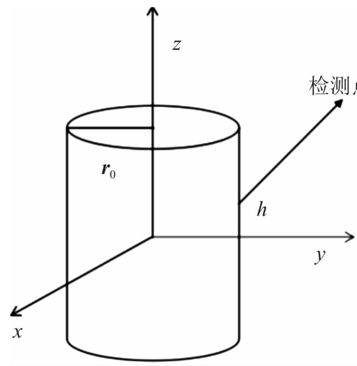

图 3　曲面目标量子雷达结构图

3　仿真与分析

针对大气介质中 QRCS，从入射角和波长角度研究大气介质对 QRCS 的影响。

3.1　大气介质中目标 QRCS 与入射角关系

下面对大气介质中单曲面 QRCS 进行实验仿真。仿真条件为：波长 $\lambda=0.032$ m，圆柱底面半径 $r_0=\lambda$，圆柱高度 $h=6\lambda$，目标表面原子间隔 $\delta=4\times10^{-2}\lambda$。图 4 中 a、b、c 分别为等效衰减系数 $\chi_c=0.001\ 6$ km、$\chi_c=0.009\ 2$ km、$\chi_c=0.046$ km 大气介质中 QRCS。从图中可以看出 QRCS 与大气介质中 QRCS 波形结构相似，都具有主瓣和旁瓣。单曲面 QRCS 主瓣及第一旁瓣峰值分别为：12.28 dB、−12.38 dB。大气介质中 QRCS 主瓣峰值和第一旁瓣峰值如表 2 所示。从表中可以看出，大气介质中单曲面 QRCS 主瓣峰值分别降低了 46.95 dB、47.51 dB、48.09 dB。说明大气介质影响量子雷达探测目标性能，随着衰减系数增加，光子受大气介质影响越大，QRCS 主瓣峰值差值越大。此时由于大气介质对光子吸收和散射作用，导致光子探测目标的概率降低。

表 2　大气介质中 QRCS 主瓣峰值和第 1 旁瓣峰值

系数 /(dB·km^{-1})	QRCS 主瓣 /dB	QRCS 第 1 旁瓣/dB	单曲面 QRCS 主瓣降低值/dB
0.001 6	−34.67	−48.72	46.95
0.009 2	−35.23	−49.52	47.51
0.046 0	−35.81	−49.91	48.09

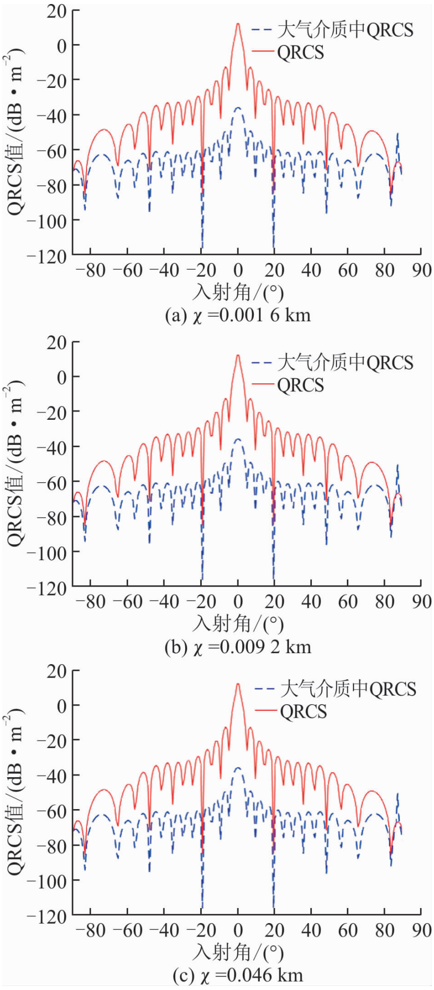

图 4 不同入射角 QRCS 与大气介质中 QRCS 对比

3.2 大气介质中目标 QRCS 与入射波长关系

在 3.1 节仿真基础上,当大气能见度为 30 m 时,选择不同波长进行 QRCS 仿真,波长分别采用 λ =0.032 m,0.012 5 m,0.01 m。大气介质中曲面目标 QRCS 如图 5 所示。

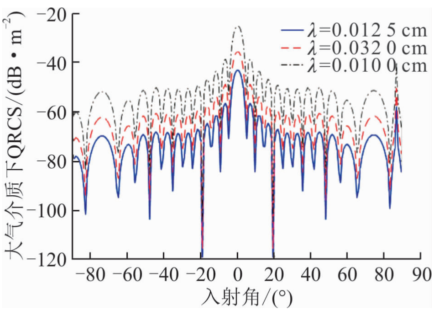

图 5 不同波长大气介质中 QRCS

从图中可以发现,大气介质中曲面目标 QRCS 随着波长降低而降低,而 QRCS 值随 θ 的变化基本保持不变,当入射光子指向镜面方向时,QRCS 主瓣达到峰值。随着波长降低,QRCS 副瓣干涉条纹明显加快。结果表明量子雷达选择较大波长时,大气介质对光子影响逐渐减小,见表 3。

表 3 不同波长大气介质中 QRCS 主瓣峰值和第 1 旁瓣峰值

波长/m	主瓣/dB	第 1 旁瓣/dB	QRCS 主旁瓣对比/dB
0.010 0	−25.30	−38.13	12.83
0.012 5	−43.20	−56.53	13.33
0.032 0	−35.81	−49.91	14.10

4 结语

在现有简单目标 QRCS 计算基础上,引入衰减系数,推导大气衰减条件下光子波函数,以圆柱为探测目标,推导大气介质中单曲面 QRCS 表达式,进行仿真分析。通过与 QRCS 进行比较,大气介质中 QRCS 值明显降低,光子在大气中传播时,介质对光子衰减随着总衰减系数增大,大气介质中 QRCS 越低;通过对不同波长大气介质中 QRCS 仿真分析,发现在较大波长条件下,光子探测目标能力较强,量子雷达工作性能较好。下一步将对复杂环境中单光子量子雷达如何选用最佳的工作频率、处理噪声影响等展开研究。

参考文献(References):

[1] JIANG K, LEE H, GREEY C C, et al. Super-Resolving Quantum Radar : Coherent-State Sources with Homodyne Detection Suffice to Beat the Diffraction Limit[J]. Journal of the Applied Physics, 2013, 114 (19): 193102.

[2] SIMTH J F. Quantum Entangled Radar Theory and a Correction Method for the Effects of the Atmosphere on Entanglement[C]//SPIE, 2009: 73420A.

[3] WASILOUSKY P A, SMITH K H, GLASSER R, et al. Quantum Enhancement of a Coherent LADAR Receiver Using Phase Sensitive Amplification[C]//SPIE, 2011: 816305.

[4] SANTIVANEZ C A, GUTA S, DUTTON Z, et al. Quantum Enhanced Lidar Resolution with Multi-Spatial-Mode Phase Sensitive Amplification[C]//SPIE, 2011:81630Z.

[5] DUTTON Z, SHAPIRO J H, GUHA S. LADAR Resolution Improvement Using Receivers Enhanced with Squeezed-Vacuum Injection and Phase-Sensitive Amplification[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2010: 816305.

[6] 李旭,聂敏,杨光,等.基于纠缠的量子雷达生存性策略及性能仿真[J].光子学报,2015,44(11):11270021.

LI X，NIE M，YANG G，et al. The Strategy and Performance Simulation of Quantum Entangled Rada's Survivability[J]. Acta Photonica Sinica. 2015，44(11)：11270021. (in Chinese)

[7] LANZAGORTA M. Quantum Radar[M]. San Rafael：Morgan&Claypool，2011：77-99.

[8] LIU K，XIAO H T，FAN H Q，et al. Analysis of Quantum Radar Cross Section and Its Influence on Target Detection Performance[J]. IEEE Photonics Technology Letter，2014，26(11)：1146-1149.

[9] 陈坤，陈树新，吴德伟，等. 曲面目标量子雷达散射截面分析[J]. 光学学报，2016，36(12)：1227002.
CHEN K，CHEN S X，WU D W，et al. Analysis of Quantum Radar Cross Section of Curved Surface Target[J]. Acta Optica Sinica，2016，36(12)：1227002. (in Chinese)

[10] BRANDSEMS M J，NARAYANAN R M，LANZAGORTA M，et al. Theoretical and Computational Analysis of the Quantum Radar Cross Section for Simple Geometrical Targets [J]. Quantum Information Procession，2017，36(12). DOI 10.1007/s1128-016-1494-6.

[11] BRANDSEMA M J，et al. The Effect of Polarization on the Quantum Radar Cross Section Response[J]. Journal of Quantum Electronics，2017，53 (2)：1-9.

[12] FANG C H. The Simulation and Analysis of Quantum Radar Cross Section for Three-Dimensional Convex Targets[J]. IEEE Photonics Journal，2018，10(1)：1-8.

[13] 王书. 大气衰减对量子干涉雷达的影响机理[J]. 物理学报，2017，66(15)：150301-3.
WANG S. Influence of Atmosphere Attenuation on Quantum Interferometric Radar[J]. Acta Physica Sinica，2017，66(15)：150301-3. (in Chinese)

[14] LANZAGORTA M. Algorithmic Analysis of Quantum Radar Cross Sections[C]//Proceedings of the SPIE Conference of Radar Sensor Technology XIX and Active and Passive Signatures VI，Baltimore，MD，2015：946112.

[15] FANG C. The Simulation and Analysis of Quantum Radar Cross Section for Three-Dimensional Convex Targets[J]. IEEE Photonics Journal，2018，10(1)：1-8.

[16] FANG C. The Calculation and Analysis of The Bistatic Quantum Radar Cross Section for the Typical 2D Plate [J]. IEEE Photonics Journal，2018，10(2)：1 - 14.

[17] LANZAGORTA M. Quantum Computation of the Electromagnetic Cross Section of Dielectric Targets [C]//Spie Defense + Security，2016：982991l.

（编辑：徐敏）