# 第一、举报信

尊敬的各位学校党支部书记、校长、院长和老师：

本人谨以此信向贵校举报一起涉嫌学术剽窃的事件，此次涉及陕西师范大学一名博士生吐达洪阿巴。该生在撰写博士学位论文时（毕业论文题目为：金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究），大量抄袭翻译英文书籍的内容，导致严重的学术不端行为。其在前两章中，直接翻译英文书中的内容并加入到自己的毕业论文中，每一段剽窃的内容均达几百字至数千字，且格式和内容与原文完全一致。此种行径不仅是对原著作者的不敬，更是对学术道德的严重背离。若此事未能得到严肃的处理，将会对学术界造成不可估量的负面影响。

学术研究是推动社会进步的重要力量，对于科学技术的发展和人类文明的进步做出了巨大的贡献，是学者们以诚信、创新、奉献和尊重知识产权等基本价值观为支撑所秉持的精神。相较之下，剽窃行为则毫无生产价值，反而会损害学术研究的诚信和公正。在学术界，剽窃更是被视为最为严重的学术不端行为之一，其违反了学术道德规范和知识产权法律，影响学术成果的真实性和可信度。此类行径不仅伤及学术研究本身，更会对整个学术圈造成严重的危害，如导致学术研究质量下降、破坏学术界公正透明，让学术成果的真实性蒙上质疑之疑。因此，我们必须深刻认识到，学术研究的道路上必须时刻以诚信为根本，摒弃任何剽窃行为，持续弘扬学术精神，为推动社会进步、实现人类文明进步贡献力量。

如果我们认为将翻译的内容直接加入毕业论文不算剽窃行为，那我们就可能会陷入一个错误的认知。毕业论文不仅仅需要将内容简单地翻译过来。撰写毕业论文需要对原文进行深度思考和分析，进行归纳整合。这需要我们付出大量的时间和精力，从而体现出我们的学术素养和创新能力。然而，直接翻译书籍并不需要深度理解原文内容，也不需要处理不同内容之间的逻辑关系，这跟独立撰写论文无法相比。读书和科学研究的目的是为了创造价值，而不是为了剥夺社会资源。在这样的前提下，剽窃和造假的行为是完全没有价值的，甚至会给我们的社会带来危害。因此，在我们这个社会主义国家中，剽窃是非常卑鄙无耻的行为。

为了坚持学术道德和诚信原则，我们必须认真对待学术研究，做出真正有价值的贡献。这意味着我们需要花费更多的时间和精力来进行深度研究和思考，并且尊重原作者的知识产权。只有通过这种方式，我们才能真正地成为一个有价值的学术研究者，并为社会的发展做出更大的贡献。

此外，抄袭行为不仅是对原作者知识产权的侵犯，也会给学生自身的发展带来极大的负面影响。一个学生若无法遵守学术道德规范、不尊重知识产权，那么他的职业生涯也将难以有所发展。在职场中，不道德的行为危害不仅局限于失去声誉和信任，还可能受到法律的制裁。

尊重知识产权是学术研究不可或缺的基础之一。学术界需要坚持创新、诚信、奉献的精神，发扬学术正道，共同推进科学技术的发展和人类文明的进步。因此，我期望学校高度重视此次举报，认真核实事件真相，对涉事人员进行严肃处理，以明确遵守学术道德规范和知识产权法律的重要性，强化学生的学术道德意识和责任感，促进学术研究的健康发展。以学术研究为基础，坚持诚信和奉献的精神，不仅有利于自身的发展，也是社会进步的基石。因此，我们应该共同努力，坚决抵制抄袭、剽窃等不道德行为，推动学术研究朝着更高层次、更广领域的目标前进。

我呼吁学校领导严肃对待此事，深入调查该博士生的行为，并按照学校的纪律和规定进行处理，以维护学术纯洁和规范。如果不妥善处理此事，将会给学校的声誉和学术规范带来极大的损害，也会对今后的学术研究产生不良的影响。同时，我也希望学校能够加强对学生的学术道德教育，促进他形成正确的学术价值观和学术道德意识，从而使每位学子都能够成为真正的学术人才。这是保护学术纯洁和规范的重要措施。

我在此郑重声明，举报行为并非出于个人恶意或其它不良动机，而是为了维护学术道德和规范。我们相信，学校领导一定会认真处理此事，保护学术纯洁和学校的声誉，从而推动学术繁荣的健康发展。

最后，我希望此事能引起更多人对学术道德的关注和重视，共同为推动学术繁荣做出自己的贡献。 "以学术为重，不以人情为转"，这是我们坚守的原则，也是我们共同的责任。

## 图表 描述已自动生成通过红色标志的剽窃内容

下面我们为了清楚看见剽窃部分和对比比例通过红色标出来了所有翻译和抄过来的内容。

图片包含 图表

描述已自动生成

图表

描述已自动生成

# 第一、剽窃的内容

## 第 1 段

Well before scientists set out to study the unique optical properties of metal nanostructures, they were employed by artists to generate vibrant colors in glass artifacts and in the staining of church windows. One of the most famous examples is the Lycurgus cup dating back to the Byzantine Empire (4th century AD). Some of the first scientific studies in which surface plasmons were observed date back to the beginning of the twentieth century. In the year 1902 Prof. Robert W. Wood observes unexpfeatures in optical reflection measurements on metallic gratings[1]. Around that same time, in 1904, Maxwell Garnett describes the bright colors observed in metal doped glasses[2] using the then newly developed Drude theory of metals, and the electromagnetic properties of small spheres as derived by Lord Rayleigh. In an effort to develop further understanding, in 1908 Gustav Mie develops his now widely used theory of light scattering by spherical particles[3].

Some fifty years later, in 1956, David Pines theoretically describes the characteristic energy losses experienced by fast electrons traveling through metals[4], and attributes these losses to collective oscillations of free electrons in the metal. In analogy to earlier work on plasma oscillations in gas discharges, he calls these oscillations “plasmons”. Coincidentally, in that same year Robert Fano introduces the term “polariton” for the coupled oscillation of bound electrons and light inside transparent media[5]. In 1957 a study is published by Rufus Ritchie on electron energy losses in thin films[6], in which it is shown that plasmon modes can exist near the surface of metals. This study represents the first theoretical description of surface plasmons. In 1968, nearly seventy years after Wood’s original observations, Ritchie and coworkers describe the anomalous behavior of metal gratings in terms of surface plasmon resonances excited on the gratings[7]. A major advance in the study of surface plasmons is made in 1968 when Andreas Otto as well as Erich Kretschmann and Heinz Raether present methods for the optical excitation of surface plasmons on metal films[8], making experiments on surface plasmons easily accessible to many researchers.

At this point the properties of surface plasmons are well known, however the connection to the optical properties of metal nanoparticles has not yet been made. In 1970, more than sixty years after Garnett’s work on the colors of metal doped glasses, Uwe Kreibig and Peter Zacharias perform a study in which they compare the electronic and optical response of gold and silver nanoparticles[9]. In their work, they for the first time describe the optical properties of metal nanoparticles in terms of surface plasmons. As the field continues to develop and the importance of the coupling between the oscillating electrons and the electromagnetic field become more apparent, Stephen Cunningham and his colleagues introduce the term surface plasmon-polariton (SPP) in 1974[10].

--From: “Surface Plasmon Nanophotonics” By Mark L. Brongersma Pieter G. Kik, p [Springe](https://www.springer.com/series/624), 2007, p.1-2

在科学家们开始着手研究金属纳米结构的独特光学特性之前，金属微纳结构就已被古罗马艺术家们用来制作可以变色的玻璃工艺品和对教堂的窗户进行着色，如图1-4（a）所示的哥特式教堂（Gothic Church）的彩色玻璃窗户。除此之外，其中最具代表性的例子可以追溯到公元4世纪的莱格拉斯（Lycurgus）杯子，如图1-4（b，c）所示，在白天自然光的照射下，Lycurgus杯子外侧呈绿色，而在夜晚时，当一盏灯照到同样的杯子里时，整个Lycurgus外侧呈红色。当时人们对这一独特现象背后所蕴含的物理原理还没做到科学的认识和理解。

建筑的窗户

低可信度描述已自动生成

图1-4 (a) 哥特式教堂的彩色玻璃窗；(b) 白天光照射下的莱格拉斯杯子；(c) 黑天光源放在杯子时莱格拉斯杯子[27]。

Fig. 1-4 (a) Stained glass window on the Gothic church; (b) Lycurgus cup exposure to the natural light during the day; (c) light source placed in the Lycurgus cup at night.

对表面等离激元学科的研究大约始于20世纪初期。1902年，Robert. W. Wood 教授[28]在研究金属光栅的反射率时，发现了一种无法运用当时的科学理论解释的光学现象。1904年，Maxwell Garnett利用Paul Drude的金属德鲁特理论（Drude theory）和Lord Reyleigh的小球电磁特性理论，科学地解释了掺杂有金属颗粒的玻璃呈现出彩色现象背后的光学原理，认为这一独特的物理现象是由掺杂在玻璃和杯子中的金属纳米颗粒引起的[29]。1908年，物理学家Gustav Mie提出了现在被广泛使用的球形颗粒的光散射理论[30]。1956年，加州大学教授David Pines从理论上科学地描述了快速电子穿透金属后的能量损失特性[31]。1957年，Rufus Ritchie教授发表了关于电子穿透金属薄膜能量损失的研究结果，首次在理论上阐述了表面等离激元现象，并将这些概念延伸到表面和界面上，证明了表面等离激元的存在[32]，从而进一步奠定了表面等离激元理论基础。此后，表面等离激元的研究进入了一个在理论和实验两个方面蓬勃发展的历史时期。比如，Andress Otto、Erich Kretschman和Heinz Raether等科学家们连续提出了多种在金属薄膜上光学激发表面等离激元的方法，使得研究者们科学地进行表面等离激元的相关实验[33]。1970年Uwe Kreibig和Peter Zhchrias在比较金（Ag）和银（Au）纳米颗粒的电学和光学特性的研究中，他们首次利用表面等离激元的概念科学地解释了金属纳米颗粒的光学特性。1974年，Stephen Cunningham教授和他的研究团队提出了表面等离激化激元（SPP）的概念[34]。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第3-4页

## 第 2 段

The present surge in plasmon based research is happening at a time where crucial technological areas such as optical lithography, optical data storage, and high density electronics manufacturing are approaching fundamental physical limits. Several current technological challenges may be overcome by utilizing the unique properties of surface plasmons.

--From: “Surface Plasmon Nanophotonics” By Mark L. Brongersma Pieter G. Kik, p [Springe](https://www.springer.com/series/624), 2007, p.2-3

目前，表面等离激元的研究作为关键技术领域，正处于逐渐从基础研究向应用研究过渡阶段，并促进了其它相近交叉学科的蓬勃发展；比如光刻、光数据储存、高集成度电子加工、无源波导、生物传感器和光刻掩膜板等。金属微纳米结构中的表面等离激元特性，得到了研究者们广泛的高度重视。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第5页

## 第 3 段

Most recently, metal nanostructures have received considerable attention for their ability to guide and manipulate **“light”** (SPPs) at the nanoscale, and the pace of new inventions in the area has accelerated even further.

--From: “Surface Plasmon Nanophotonics” By Mark L. Brongersma Pieter G. Kik, p [Springe](https://www.springer.com/series/624), 2007, p.3-4

由于表面等离激元在纳米级范围内能够传播和操控**“光”**，因而随着纳米加工技术的不断成熟和完善，这一研究领域进入了高速发展时期。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第5页

## 第 4 段

当光波（[电磁波](https://baike.baidu.com/item/%E7%94%B5%E7%A3%81%E6%B3%A2/102449?fromModule=lemma_inlink)）入射到金属与[电介质](https://baike.baidu.com/item/%E7%94%B5%E4%BB%8B%E8%B4%A8/5419522?fromModule=lemma_inlink)分界面时，金属表面的[自由电子](https://baike.baidu.com/item/%E8%87%AA%E7%94%B1%E7%94%B5%E5%AD%90/5428153?fromModule=lemma_inlink)发生[集体振荡](https://baike.baidu.com/item/%E9%9B%86%E4%BD%93%E6%8C%AF%E8%8D%A1/55910396?fromModule=lemma_inlink)，电磁波与金属表面自由电子[耦合](https://baike.baidu.com/item/%E8%80%A6%E5%90%88/2821124?fromModule=lemma_inlink)而形成的一种沿着金属表面传播的近场电磁波，如果电子的[振荡频率](https://baike.baidu.com/item/%E6%8C%AF%E8%8D%A1%E9%A2%91%E7%8E%87/56525649?fromModule=lemma_inlink)与入射光波的频率一致就会产生共振，在共振状态下[电磁场](https://baike.baidu.com/item/%E7%94%B5%E7%A3%81%E5%9C%BA/425162?fromModule=lemma_inlink)的能量被有效地转变为金属表面自由电子的集体振动能，这时就形成的一种特殊的电磁模式：电磁场被局限在金属表面很小的范围内并发生增强，这种现象就被称为表面等离激元现象。

--来源于：

“<https://baike.baidu.com/item/%E8%A1%A8%E9%9D%A2%E7%AD%89%E7%A6%BB%E6%BF%80%E5%85%83/6231591?fr=aladdin>”

当电磁波入射到金属结构上时，金属中自由电子的振荡频率与入射光波频率一致就会产生共振，在共振状态下电磁场的能量被有效地转变为金属表面自由电子的集体振动能，与入射的电磁波发生相互耦合，并在金属结构表面形成一种特殊的共振电磁模式：电磁场被局限在金属表面很小的范围内并得到极大增强。按照表面等离激元的共振性质和传播方式，一般将其分为，可以沿着金属与介质界面传播的SPPs模式和不可以传播的LSPs模式。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第5页

## 第 5 段

The interaction of metals with electromagnetic fields can be firmly understood in a classical framework based on Maxwell’s equations. Even metallic nanostructures down to sizes on the order of a few nanometres can be described without a need to resort to quantum mechanics, since the high density of free carriers results in minute spacings of the electron energy levels compared to thermal excitations of energy *k*B*T* at room temperature.

--From: “Plasmonics: fundamentals and applications” By M [Stefan A. Maier](https://link.springer.com/book/10.1007/0-387-37825-1#author-0-0), p [Springe](https://www.springer.com/series/624), 2007, p.5

SPPs作为一种存在于金属-电介界面处的表面电磁波，它的电磁行为同样遵循电磁波的基本规律。因此，可由基于导体和介质面处的麦克斯韦方程组来充分推导和描述SPPs特性。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第5页

## 第 6 段

We thus take as a starting point Maxwell’s equations of macroscopic electromagnetism in the following form:

(1-1)

， (1-2)

(1-3)

(1-4)

These equations link the four macroscopic fields **D** (the dielectric displacement), **E** (the electric field), **H** (the magnetic field), and **B** (the magnetic induction or magnetic flux density) with the external charge and current densities *ρ*ext and **Jext**.

--From: “Plasmonics: fundamentals and applications” By M [Stefan A. Maier](https://link.springer.com/book/10.1007/0-387-37825-1#author-0-0), p [Springe](https://www.springer.com/series/624), 2007, p.6-7

根据宏观电磁学的基本麦克斯韦方程组，它的一般形式可以表示为[40]

(1-1)

， (1-2)

(1-3)

(1-4)

其中，表示电位移矢量，是电场强度矢量、是磁场强度矢量、是磁感应强度矢量，是外部电荷密度和是外部电流密度。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第5-6页

## 第 7 段

As we have seen in chapter 1, in the absence of external charge and current densities, the curl equations (1.1c, 1.1d) can be combined to yield

， (1-5)

Using the identities ∇ × ∇ × **E** ≡ ∇*(*∇ · **E***)* - ∇2**E** as well as ∇ · *(ε***E***)* ≡ **E** · ∇*ε* + *ε*∇ · **E**, and remembering that due to the absence of external stimuli ∇ · **D** = 0, (2.1) can be rewritten as

(1-6)

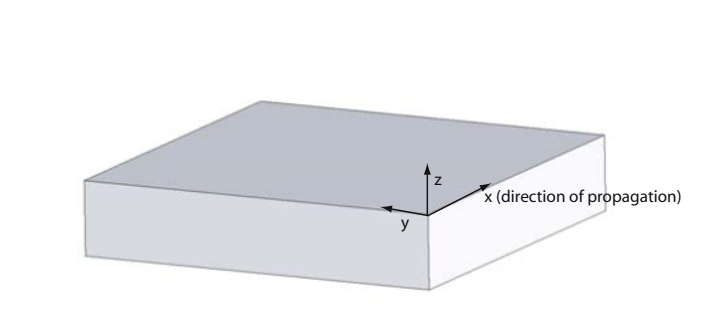
For negligible variation of the dielectric profile *ε* = *ε(***r***)* over distances on the order of one optical wavelength, (2.2) simplifies to the central equation of electromagnetic wave theory,

(1-7)

Practically, this equation has to be solved separately in regions of constant *ε*, and the obtained solutions have to been matched using appropriate boundary conditions. To cast (2.3) in a form suitable for the description of confined propagating waves, we proceed in two steps. First, we assume in all generality a harmonic time dependence **E***(***r***, t)* = **E***(***r***)*e-*iωt* of the electric field. Inserted into (2.3), this yields

∇2**E** + *k*02*ε***E** = 0*,* (2.4)

where *k*0 = *ω/c* is the wave vector of the propagating wave in vacuum. Equation (2.4) is known as the *Helmholtz equation*.  
Next, we have to define the propagation geometry. We assume for simplicity a one-dimensional problem, i.e. *ε* depends only on one spatial coordinate. Specifically, the waves propagate along the x-direction of a Cartesian coordinate system, and show no spatial variation in the perpendicular, in-plane y-direction (see Fig. 2.1); therefore *ε* = *ε(z)*. Applied to electromagnetic surface problems, the plane *z* = 0 coincides with the interface sustaining the



*Figure 2.1.* Definition of a planar waveguide geometry. The waves propagate along the xdirection in a cartesian coordinate system.

*The Wave Equation* 23 propagating waves,which can now be described as **E***(x, y, z)* = **E***(z)*e*iβx*. The complex parameter *β* = *kx* is called the *propagation constant* of the traveling waves and corresponds to the component of the wave vector in the direction of propagation. Inserting this expression into (2.4) yields the desired form of the wave equation

， (2.5)

Naturally, a similar equation exists for the magnetic field **H.**

Equation (2.5) is the starting point for the general analysis of guided electromagnetic modes in waveguides, and an extended discussion of its properties and applications can be found in [Yariv, 1997] and similar treatments of photonics and optoelectronics. In order to use the wave equation for determining the spatial field profile and dispersion of propagating waves, we now need to find explicit expressions for the different field components of **E** and **H**.

--From: “Plasmonics: fundamentals and applications” By M [Stefan A. Maier](https://link.springer.com/book/10.1007/0-387-37825-1#author-0-0), p [Springe](https://www.springer.com/series/624), 2007, p.21-23

假设，外部电荷密度和电流密度为零时，即，，结合在表达式（1-3）中的电场旋度方程和表达式（1-4）中的磁场的旋度方程，可推导出

， (1-5)

其中，是真空磁导率。从表达式（1-1）中得到，并利用表达式和，代入表达式（1-5），则得到

(1-6)

其中，是真空介电常数，是金属材料的复数介电函数。通常情况下，贵金属的介电常数并非一直不变，而是随着入射光的频率变化而变化，是入射光的频率的函数。当忽略介电函数在一个光波长尺度量级上的微小变化时，可以将表达式（1-6）进一步简化，则得到电磁波理论的波动方程

(1-7)

这里是电磁波在真空中的传播速度。实际上，贵金属材料由来表示与电磁波之间的作用。

假设，外加时域谐波形式的电场照射在金属结构上，并将其

手机屏幕截图

中度可信度描述已自动生成

图1-5（a）三维金属-介质界面示意图；（b）在*x-z*平面的金属-介质界面示意图[41]。

Fig. 1-5 (a) Three-dimensional view of interface of metal-dielectric; (b) *x-z* plane of interface of metal-dielectric。

代入表达式（1-7）中，则可以得到特定实际材料中的波动方程的二阶微分形式，

图示

描述已自动生成

图1-6 SPP的基本原理图[44,45]。(a) 金属-电介质中的表面电荷振荡和电场分布；(b) 电场分量在界面附近增强并在垂直于金属-电介质界面的方向上随距离指数衰减示意图；(c) 在*x*-*z*平面上金属-电介质界面电场分布和SPP传播特性模拟示意图。

Fig. 1-6 The basic schematic of SPP. (a) surface charge oscillations and electric field distribution within the metal-dielectric medium; (b) the electric field component is enhanced near the interface and decays exponentially with distance in a direction perpendicular to the metal-dielectric interface; (c) surface charge oscillation and SPP propagation charaterstics in the metal-dielectric obtained in numerical calculation.

表示为

， (1-8)

其中，是入射光波的角频率。为了更好的理解SPP波的特性，在这里，假设，两种无限长金属-介质界面上的表面等离极化激元。图1.5（a）表示的是三维金属-介质的界面示意图，图1.5（b）表示在*xy*平面上的金属-介质界面示意图。在这里，为了将金属和电介质区分开，用下表字母*m*和*d*来分别表示金属（metal）区域和电介质（dielectric）区域。而和分别表示金属和电介随入光波频率变化的介电函数。当加外光波场时，假设金属介电函数只在*x*方向上变化，电磁波沿着笛卡儿坐标系的*x*轴正方向传播，而在其他两个方向上没有空间分布变化。如图1-6（a）所示，金属的复介电函数随入射电磁场频率的变化可表示为。

对于电磁场的表面问题，假定平面为传播波面，电场分布可以定义为

。 (1-9)

将（1-9）表达式代入到（1-8），则得到在界面处的Maxwell方程[42,43]

， (1-10)

这里表示沿着*x*方向传播的电磁波的传播常数或者波矢量。同理，可以推导对于磁场分量的类似的波动方程，为了使用波动方程来研究SPP传播过程中的场空间分布和色散特性，需要分别得到电场分量和磁场分量在不同介质区域中三个方向上的解析表达式。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第6-8页

## 第 8段

In the absence of external sources, Maxwell’s equations in medium *i* are [10]

， (2.2a)

， (2.2b)

， (2.2c)

， (2.2d)

where the index i denotes the media: *i*=m in the metal zone, and *i*= d in the dielectric zone.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.43

假设，没有外加电磁场时，在某个未知*n*介质中的麦克斯韦方程组（Maxwell equations）可表示为

， (1-11)

， (1-12)

， (1-13)

， (1-14)

当*n*取*m*时，它表示金属区域；当*n*取*d*时，它表示电介质区域。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第8页

For harmonic time dependence *∂t/ ∂* = -*iω*, we arrive at the following set of coupled equations

（1） （2）。 (1-15)

For propagation along the x-direction *∂x/ ∂* = *iβ* and homogeneity in the ydirection *∂y/∂* = 0, this system of equation simplifies to

（1） （2）

It can easily be shown that this system allows two sets of self-consistent solutions with different polarization properties of the propagating waves. The first set are the transverse magnetic (TM or p) modes, where only the field components *Ex*, *Ez* and *Hy* are nonzero, and the second set the transverse electric (TE or s) modes, with only *Hx*, *Hz* and *Ey* being nonzero. For TM modes, the system of governing equations (2.7) reduces to

*Ex* = -*i*/*ωε*0*ε∂Hy/∂z*  (2.8a)

*Ez* = -*βωε*0*εHy,* (2.8b)

and the wave equation for TM modes is

*∂*2*Hy/∂z*2 + *k*02*ε* - *β*2 *Hy* = 0*.* (2.8c)

For TE modes the analogous set is

*Hx*= *i*/*ωμ*0*∂Ey/∂z* (2.9a)  
*Hz*=*βωμ*0*Ey,* (2.9b)

with the TE wave equation

*.* (2.9c)

With these equations at our disposal, we are now in a position to embark on the description of surface plasmon polaritons.

--From: “Plasmonics: fundamentals and applications” By M [Stefan A. Maier](https://link.springer.com/book/10.1007/0-387-37825-1#author-0-0), p [Springe](https://www.springer.com/series/624), 2007, p.23-24

根据表达式（1-13）、（1-14）和时域谐波变量（），则在金属-电介质界面在*x*、*y*、和*z*方向上的电场分量、、和磁场分量、、的变化分别表示为：

（1） （2）。 (1-15)

其中和分别是真空电导率和磁导率，和分别是相对介电常数和相对磁导率。对于沿着*x*轴方向传播的波，有，对于沿着*y*轴方向的均匀波，有，以上的值代入（1-15），则将它可以简化表示为

（1）（2）(1-16)

上述的两方程组（1-16）指出，包含两种不同的极化模式传播波的独立解析。其中，方程组（1）是表示横向磁场模式（Transverse Magnetic，TM）。当TM模式时，只有、和分量且不等于零。方程组（2）是表示横向电场模式（Transverse Electric，TE），当TE模式时，只有、和分量且不等于零。因此，横向磁场模式和横向电场模式的波动方程分别表示为

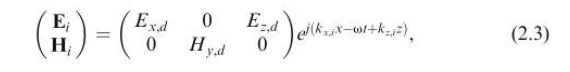
。 (1-17)

由方程（1-17）可充分描述SPP波的波动方程问题。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第8-9页

## 第 9 段

Only the solutions of the p-polarized waves in both half-spaces are considered here. The electric fields of the p-polarized waves penetrate into the metal (z < 0) and dielectric (z>0) media, while the magnetic fields are parallel to the interface along the surface (z = 0). Along the x axis of the propagating direction, per the notation in Fig. 2.2, the p-polarized plane waves in both half-spaces are written as



where kx,i represents the wave vectors within the metal and dielectric media, which are parallel to the interface. Equation (2.3) is expanded into the following forms for a dielectric medium

。 (2.4a)

and for a metallic medium

。 (2.4b)

At the interface position of z = 0, the continuous boundary conditions of the parallel field component of E x , H y , and the wave vectors are

(2.5)

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.43-44

SPP的电磁场是具有被约束于金属-电介质界面附近的传输波模式，它的电场强度在垂直的-*z*方向上迅速倏逝衰减，如图1-6（a）。电场分量在金属（）和电介质（）区域的渗透距离也不同。磁场平行于沿着金属-电介质表面的界面，即在平面，则金属和电介质区域，并金属-电介质界面处的电场和磁场分布分别为：

在区域的金属材料部分，电场和磁场分别为

。 (1-18)

在区域的电介质部分，电场和磁场分别为

。 (1-19)

在金属-电介质界面上，如图1-6（a），由平行于界面的场分量，的连续边界条件和波矢量的关系，可推导

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第9-10页

## 第 10 段

Figure 2.1 illustrates the behavior of SPPs, which represent both the coupled oscillations of electromagnetic waves and the oscillations of electric charges within the solid medium. The longitudinal surface charge oscillation associated with SPPs results in an electric field component oscillating perpendicular to the metallic–dielectric interface. This electromagnetic field is confined within the vicinity of the interface and decays sharply with the distance away from the interface. In a metallic medium, the SPPs exist in a form of electron fluctuations penetrating into the metal at skin depth. In a dielectric medium, the surface plasmon corresponds to an evanescent wave with a decay length of half of a wavelength of the exciting electromagnetic wave.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.43-44

如图1-6所示，在入射光束的激发下，金属薄膜与电介质界面形成可以传播的SPPs，图1-6（a）中表示电场强度在金属与电介质界面两边的电场和磁场的空间分布特征。图1-6（b）表示SPP平面波传播衰减的示意图，最强电场主要分布在金属与电介质的界面处，在该界面两边电场强度呈指数衰减，并且在金属薄膜中的衰减率远远快于电介质中的衰减。图1-6（b）显示电场在金属和电介质中的传播和电场强度的指数衰减。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第10页

## 第 11 段

In the propagation direction along the x axis, the wave vector in the metallic medium equals that in the dielectric material. The curl equation for H in a medium i is

。 (2.6)

The curl equation can be expanded as

。 (2.7)

where k x,i = 2 is the wave vector component along the x axis in media *i*. The curl equation in Eq. (2.7) is rewritten into the expanded forms of

。 (2.8)

In other words, the curl equations for a dielectric medium are

。 (2.9)

and for a metallic medium

。 (2.10)

Based on the continuous boundary conditions [Eq. (2.5)] and the curl equation in the z component [Eq. (2.8a)], the dispersion relation along the interface is

(2.10)

Also from the continuous boundary conditions in Eq. (2.5) and the curl equation in the x component of Eq. (2.8b), the intensity relation of the surface plasmon along the propagation direction is

(2.11)

Equations (2.9) and (2.10) are the surface plasmon condition. The exponential decay of the electric fields in their respective half-spaces is

 (2.12)

The exponential decay of electric fields in two half-spaces is illustrated in Fig. 2.1(b). The following relation remains valid due to the conservation of the wave vectors:

(2.13)

where and . The combination of the dispersion relation [Eq. (2.10)] and Eq. (2.13) leads to the dispersion relation of the surface plasmon wave propagating at the metal–dielectric interface[9]:

(2.14)

Equation (2.14) remains valid for both real and complex permittivity ε m , i.e., for conductors without and with attenuation. The real part and imaginary part of the dispersion relation [Eq. (2.14)] are expressed as

。 (2.15)

The real and imaginary parts are expanded individually as

, (2.16a)

where . For noble metals, the conditions are satis-fied in the visible light and infrared region, and equation (2.16) is thus simplified as

eq。 (2.17b)

The imaginary part ofthe dielectric functions leads to a damping propagation of SPPs along the interface. When the imaginary parts of the complex dispersion relation in Eq. (2.17b) are assumed to be small compared with the real parts k 0 x , the damping contribution can be ignored.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.44-46

从以上表达式可以看出，沿着在*x*轴的传播方向上，金属膜中的波矢量等于介质中的波矢，即。同时。在介质中的旋度方程为

。 (1-21)

方程（1-21）跟（1-20）结合，可以扩展表示为

。 (1-22)

这里，是在*n*介质中沿着*x*轴的分波矢量。整理表达式（1-22）可得到以下的方程组，

。 (1-23)

则对于金属区域而言，由方程组(1-23)中，可以推导金属区域内的关系为，

。 (1-24)

对于电介质区域而言，同样由方程组（1-23）可以写为电介质中的关系。即，

。 (1-25)

根据边界条件方程组（1-12）、（1-16）和（1-17）表达式联立，可得沿着金属-介质之间的界面的SPP波的色散关系可表示为

。 (1-26)

同理，沿金属-电介质之间的界面处的电场强度关系，可以表示为

。 (1-27)

由于波矢量守恒，它们的关系是可以表示为

， (1-28)

其中，和。由式(1-26)和(1-27)可以推出金属-电介质界面传播的SPP的波矢量

(1-29)

其中*kx*表示SPPs在*x*方向上的波矢量。方程组（1-29）对金属的复介电函数的实部和虚部都成立。

。 (1-30)

SPP平面波的波矢量的实部和虚部分别为

， (1-31)

其中，。一般来讲，金属薄膜的介电常数与入射电磁波的波长密切相关，是入射电磁波频率的函数。根据Drude-Lorentz金属材料的色散模型，金属材料只在可见光和红外波段满足此条件，和，则SPP的波矢量满足

。 (1-32)

因为SPP波矢量的实部远远大于虚部，即，因此，对SPP平面波的作用很小，通常把它忽略不计。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第10-11页

## 第 12 段

The propagation of SPPs suffers from the damping contribution from both free and bound electrons. Therefore, the dielectric permittivity is complex, and the traveling SPPs are damped with an energy attenuation. 12 There are three characteristic length scales associated with a surface plasmon: the propagation length, the SPP wavelength, and the penetration depth ofthe electromagnetic field associated with the SPP mode (in the dielectric medium and in the metal). These characteristic lengths associated with SPPs are demonstrated in Fig. 2.6(a).

The nonlocal dispersive response ofmetals provides a lower limit ofa few nanometers, whereas the propagation length oflong-range SPPs reaches up to tens ofcentimeters. The typical decay length in dielectric media is on the order of hundreds of nanometers, which is less than half of the wavelength of the incident electromagnetic wave. However, the decay length of metals features tens of nanometers, which is two orders of magnitude smaller than the wavelength. Obviously, the SPP propagation lengths span seven orders of magnitude from a few nanometers to tens of centimeters.

Figure 2.6(b) shows the SPP propagation lengths of two typical metals (silver and aluminum). The SPP feature lengths offer the potential for subwave length plasmonic optics. Above all, the penetration lengths in metals, which are far less than the wavelength, determine the minimum sizes that can be used in plasmonic devices.

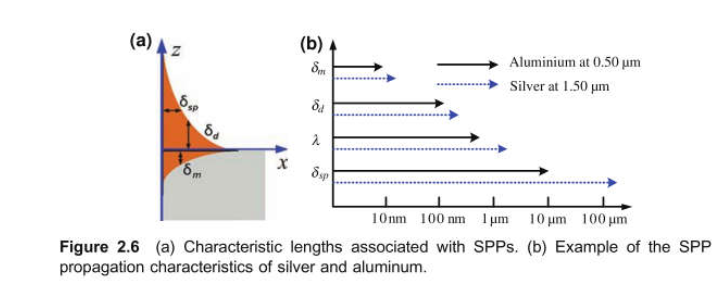


Figure 2.6 (a) Characteristic lengths associated with SPPs. (b) Example of the SPP propagation characteristics of silver and aluminum.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.51

了解SPP平面电磁波在空间的分布和传播特征后，就可以讨论SPP的在金属和电介质中的各种特征长度，这就可以更好的理解SPP的特性。如图1-7(b,c)所示，SPP在两种界面处传播时，会有四个特征长度，它们分别是SPP的传播长度，SPP波的波长，与SPP平面波有关的电磁场穿透进电介质材料中的深度和电磁场穿透进金属中的深度。为了更好的解释这四个特征长度，在图1-7呈现了SPP在金属-电介质界面传播时，银和铝两种贵金属材料的四个特征长度对比，从四个不同长度的数量级大小可以看出，，并且在同样的条件下，SPP波的四个特征长度，在银（Ag）和铝（Al）中的相对长度也不一样。在银金属材料中的穿透深度比铝中的穿透深度更深。

手机屏幕截图

描述已自动生成

图 1-7金属-介质界面附近SPPs的四种特征尺度[44, 45]。

Fig. 1-7 Four characteristic scale of SPPs propagating at metal-medium interface.

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第11-12页

## 第 13 段

The wavelength of SPPs is the period ofthe surface charge density oscillation.

The surface plasmon wavelength can be found from the real part of the

complex dispersion relation [Eq. (2.14) or Eq. (2.17a)]:

。 (2.33)

The surface plasmon wavelength is then

， (2.34)

Figure 2.7 gives the surface plasmon wavelengths oftwo typical metals. It is obvious that the propagation wavelengths are always less than the wavelength in free space. During the calculation of these data, the radiative damping was neglected. The relative permittivity of the associated dielectric medium was taken to be one unit.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.51-52

这四个特征长度由以上的SPP的波矢量表达式可推导出，即SPP的波长是表面电荷密度振荡的周期，因此SPP的振荡波长，式(1-29)和(1-32)中的复色散关系的实部关系式可得到，

。 (1-33)

根据等式，则SPP的波长为

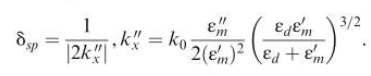
， (1-34)

其中，，分别是SPP波矢量的实部和金属复介电函数的实部。表达式(1-34)中可见，SPP波的波长总是小于真空中的入射电磁波的波长。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第12页

## 第 14 段

The propagation length of SPPs indicates the concentration of the wave energy in the vicinity ofthe interface. The surface plasmon propagation length is defined as the distance over which the power or intensity ofthe SPPs falls to 1/e of its original value. It can be estimated from the complex dispersion relation expressed in Eq. (2.17b) as



(2.36)

When the metallic medium is low loss, and in the case of , the propagation length is approximated

。 : (2.37)

Equation (2.37) implies that the conditions of a larger real part and a small imaginary part of the dielectric permittivity for a metallic medium promise a longer propagation length.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.52-53

如果在金属表面上设计各种周期调节结构以实现对SPP的控制，那么这时结构周期必须与同一量级。

。 (1-35)

根据表达式(1-32)，SPP的传播长度主要取决于SPP波矢的虚部，即当低损耗性金属材料作时，在情况下，SPP的传播长度近似表示为

。 (1-36)

这说明，SPP的传播长度决定了SPP元件和回路的最大尺寸的上限。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第12页

## 第 15 段

The penetration depths can be found from the wave vector of the surface plasmon. As mentioned in Chapter 1, the penetration depths d i in the dielectric and the metal are defined as the reciprocal wave vector

(2.38)

over which the electric fields in a metallic or dielectric medium fall to 1/e. The penetration depths from the dispersion relation Eq. (2.19) in a metallic medium with permittivity ε m and a dielectric medium with permittivity ε d are d m

。 : (2.39b)

The penetration depths into metals and dielectric media are estimated by Eq. (2.39), as shown in Fig. 2.9.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.54

当考虑到由金属-介质交界面构成的无限大平面时，SPP波在金属中的穿透深度可，根据表达式（1-25）可以推导出SPP波穿透入介质的深度和穿透入金属中的深度为

。 (1-37)

以上的内容是表面等离激元里面的SPP波的基本传播方式和空间分布原理，它为本文的理论研究提供了科学的理论依据。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第12-13页

## 第 16 段

When the dimensional size of a particle is much smaller than the wavelength of the electromagnetic field, their interaction can be analyzed using the quasi-static approximation, 8 whereby the spatial field distribution around a particle can be considered as an electrostatic field over the particle volume. This approximation describes adequately the electromagnetic response of nanoparticles with dimensional sizes less than 100 nm .

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.69

假设，金属纳米颗粒球的尺寸远远小于入射光波的波长（），光与金属纳米颗粒之间的相互作用可以看作准静态近似法来分析，则可以将金属纳米颗粒周围的空间场分布视为金属纳米颗粒体积上的准静电场[50, 51]。通常，用准静态近似法能够完全充分描述尺寸小于100 nm以下的金属纳米颗粒。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第14页

## 第 17 段

In the quasi-static approximation, the electric field is represented by a potential as The potential satisfies the Laplace equation 8 As show in Fig. 3.4(b), the Laplace equation in spherical coordinates is

(3.1)

where r, u, and f are the radius, polar angle, and azimuthal angle in polar coordinates.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.70

在外电场作用下，纳米球颗粒由于电偶极子激发，该金属纳米颗粒具有均匀的极化，因此，可以通过简单的静电场理论来分析金属纳米颗粒体积上的空间场分布。当满足静电近似条件时，则在入射光波的照射下，金属纳米颗粒球附近的电场，可以由电场电势来表示，电场电势满足拉普拉斯方程。如图1-9（b）所示，在球坐标系下，拉普拉斯方程在球坐标中的表达式为[52]

(1-38)

其中，是球坐标的半径，是极角，是方位角。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第14-15页

## 第 18 段

At an infinite distance away from the sphere , the requirement of rcosu gives rise to.

At the surface r¼ d, the tangential electric field and the normal component of the electric potential demands the boundary conditions

The incoming electric field is assumed to be homogeneous and propagate along the x axis. The evaluation of the boundary conditions leads to the potentials inside the metallic sphere and within the dielectric medium

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.71

当球坐标半径趋向于无穷大时，在电介质中的电势表达式为，则可以推导出。在金纳米颗粒球表面处，即，切向电场和电势的法向分量满足边界条件，即

。 (1-39)

边界条件相对于激发电场的极化具有轴向对称性，并且它跟激发电场与方位角无关。

假定入射电场是均匀的并沿*x*轴传播且满足，当对称轴为*z*轴时，边界条件分别引起在金属纳米球内部电势和电介质内电势，则它们表示为

(1-40)

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第15页

## 第 19 段

Following the vector relationship , Eqs. (3.5) give rise to the electric fields inside and outside the nanoparticle:

， (1-41)

。

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.72

将等式代入表达式（1-40），则金属纳米颗粒球内部（）和外部（）的电场分布分别为

， (1-41)

。 （1-42）

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第15页

## 第 20 段

The second term in Eqs. (3.6b) and (3.7b) describes the scattering field distribution. The scattering field looks identical to the oscillating field of a dipole locating at the origin position. The dipole moment p is defined as

The polarizability ofthe dipole p= εd E0 induced by the external field E0 is defined as

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.72-73

同样按照表达式(1-40)，可推导出金属纳米球的电偶极矩（）表达式

。 (1-43)

这时，金属纳米球的共振增强极化率（）可以写为

。 (1-44)

依据表达式（1-44）可知，显然，当取最小值时，即时，极化率达到最大值。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第15-16页

## 第 21 段

The polarizability *xm* would satisfy the resonance condition when the term ε m þ 2ε d reaches its minimum value. The imaginary part Im(ε m ) of most noble metals is very small and has slowly varying values with respect to the ent is simplified to

If the permittivity of the metallic media satisfies roughly the resonance condition, then Eqs. (3.6) and (3.7) indicate that the electric fields inside and outside the nanoparticle are enhanced relative to the incident field.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.73

依据表达式（1-44）可知，显然，当取最小值时，即时，极化率达到最大值。通常情况下，绝大多数金属介电常数的虚部Im（）很小，相比于实部，它的变化也可以忽略不记。在这种情况下，金属纳米球材料发生表面局域共振的条件是

(1-45)

根据(1-41)和(1-42)表达式，相对于入射电场，金属纳米球颗粒内部电场（）和外部电场（）的都有明显增强了。从光学的角度看，共振增强极化率的另一个贡献在于对金属纳米颗粒的光散射和光吸收的增强

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第15-16页

## 第 22 段

The extinction efficiency is the sum of scattering efficiency and absorption efficiency

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.76-77

因为消光系数为，复介电函数，因此，相应的消光系数为

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第16页

## 第 23 段

Based on the polarizability of metal spherical particles in Eq. (3.9), the scattering coefficiency is obtained by dividing the total radiated power of the exciting wave:

(3.21a)

(3.21b)

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.79

由（1-44）中，可得到金属球形纳米粒子的极化率。则对应的散射截面（散射系数）和吸收率（吸收系数）分别表示为[53,54]

， (1-46)

， (1-47)

方程（1-46）和（1-47）表明，在产生局域表面等离激元条件下，金属球形纳米粒子吸收和散射都是被因LSP共振而得到增强。当金属纳米颗粒的吸收和散射满足条件（1-45）时，金属球形纳米粒子附近产生强烈电偶极子共振，使它的吸收和散射增强。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第16页

## 第 24 段

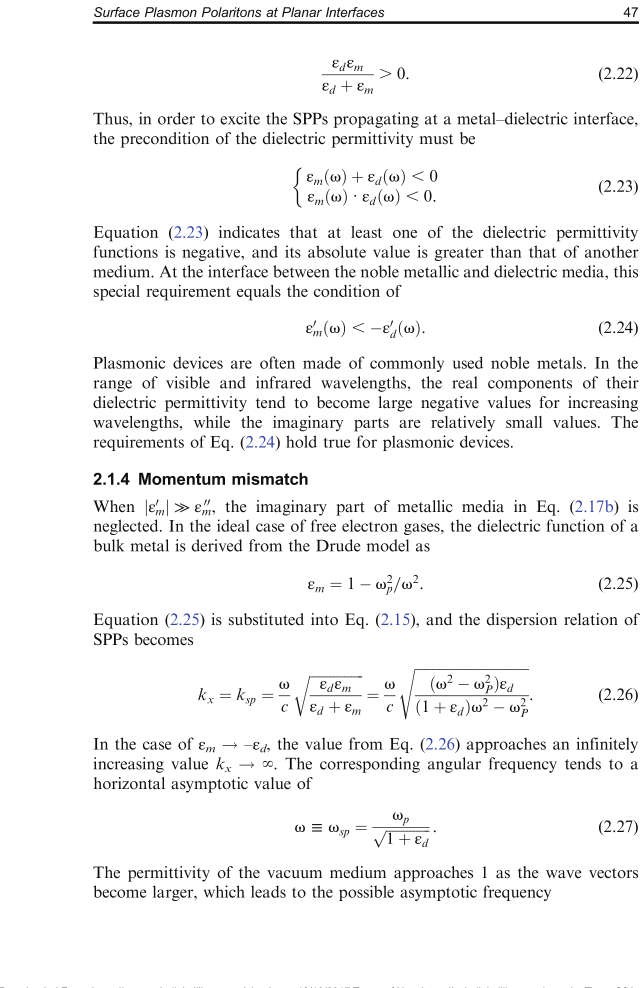
Equation (3.20) indicates that the resonance condition remains valid if the imaginary part is weakly dependent on frequency. The factor x equals 2 for the case ofa sphere with a small radius. The value of factor x can only be solved analytically for spheres and spheroids. It often approximates 3 for ellipsoid particles. When and are independent of the frequency, a small sphere reaches roughly the localized resonance condition.

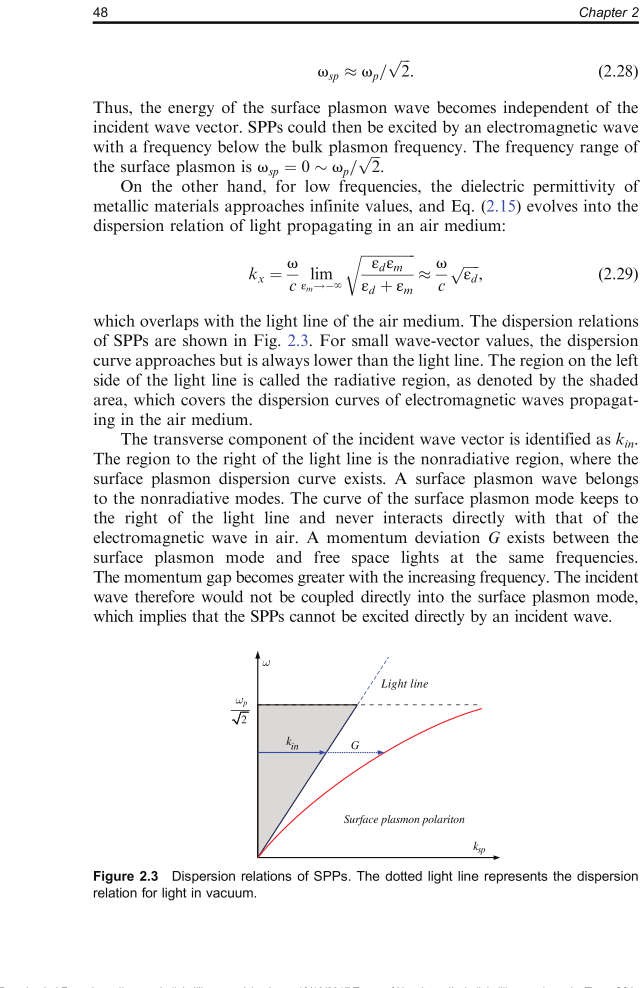
--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.79

其中，表示金属纳米球的体积。方程（1-48）表明，如果金属的复介电函数的虚部对入射光频率依赖性很小时，则发生LSP共振的条件。对于半径较小的球体和球状体，的值近似于2；对于椭球纳米粒的值近似等于3。因此，对较小的纳米球发生LSP共振条件是。从表达式（1-46）、（1-47）和（1-48）可以看出，散射、吸收和消光系数与金属纳米结构的尺寸、材料和所处环境有密切相关。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第16页

## 第 25 段





--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.47-48

一般可以将贵金属中的传导电子近似看作为经典的理想气体模型，从而得到经典的自由电子气体理论。因此，金属的介电常数用以下方程表示[58]：

， (1-49)

其中表示金属的等离子体频率。将方程（1-49）代入方程（1-30），可推导包含等离子体频率的SPP色散关系表示为

。 (1-50)

当时，在方程（1-50）中，，如图1-10所表示，则相应的角频率趋向于水平的渐近值为

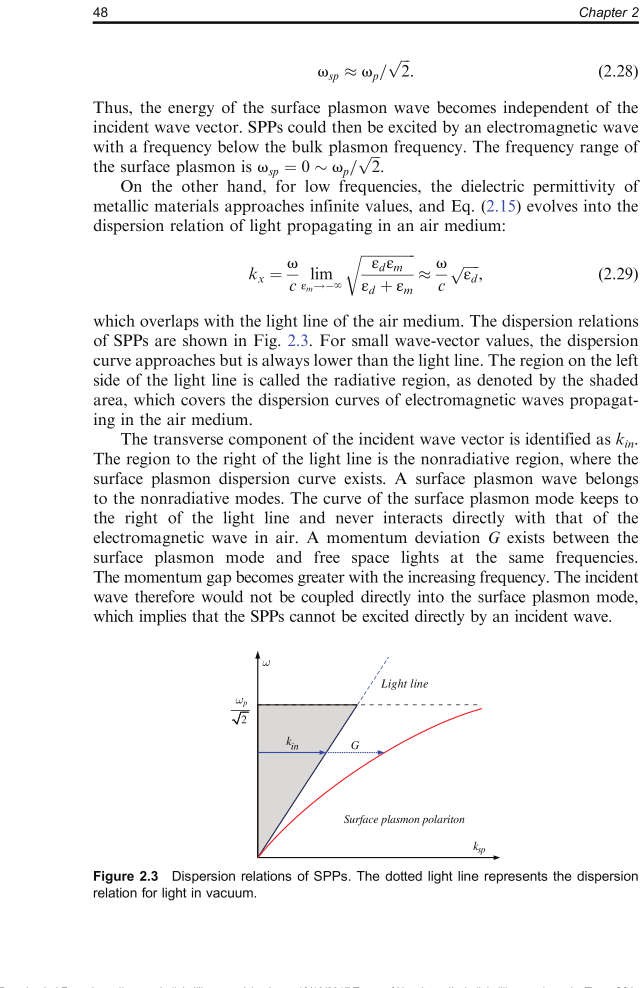
。 (1-51)

当取空气的介电常数为时，则SPP和等离子体频率关系表示为

。 (1-52)

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第16-17页

## 第 26 段



In order to make up for this momentum mismatch, an additional momentum is necessary to cover the momentum deviation between the incident wave vector k in and the surface plasmon mode *ksp* . The wave vector condition is

(2.30)

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.48-49

在导体和介质的二维界面上传播的SPP本质上是平面电磁波。由于SPP的传播波矢量总是大于光在介质中的波矢量，即，所以其被束缚在界面附近，而且在传播时将在界面两侧发生衰减，如1-7所示。假设入射电磁波波矢量的横向分量标识为，如图1-10所表示的金属/空气界面上SPPs的色散曲线（SPPs dispersion curve）图，光线（light line）右侧的区域是非辐射区域，其包含SPP色散曲线[59]。SPP波属于非辐射的电磁波。SPP模式色散曲线在光线的右边，并且一般不能直接自然地与空气中的电磁波波矢量相互交叉，从而在相同频率的SPP模式和自由空间的光之间存在动量G偏差。如图1-10所示，动量差异随着频率的增加而变大。因此，入射光的光子不会直接耦合到SPP模式，这意味着入射波不能直接激发SPP模式。同时，根据表达式（1-52），SPP的色散曲线不能大于水平的渐近值，这说明想要激发SPP波必须需要另外补充动量G，则用外来动量或者补偿方式来实现匹配入射波矢量和SPP波矢量之间的动量色散关系，即匹配的波矢条件表示为，

(1-53)

其中，是入射光的波矢量，G另外需要的附加动量。如图1-10所示，SPP波矢量和自由空间中的电磁波波矢量之间存在动量差异，自由空间中的电磁波不能在电介质和金属界面上直接激发SPP波，要想真空中的光子动量与金属/空气界面的SPPs动量匹配，必须通过某种方式提供一个附加动量。为实现动量匹配，需要提高激发光的动量[59]，如图1-11所示，研究发现，激发SPP波的最常用的方法有：棱镜耦合、光栅耦合、强聚光束激发和近场激发等。

图示

描述已自动生成

图1-10 SPPs色散曲线；虚线表示光在真空中的色散关系[44]

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第16-17页

## 第 27 段

The prism-coupling approach, also known as the attenuated total reflection (ATR) method, is the well-known Kretschmann configuration, as shown in Fig. 2.12(a). In this solution, an incident wave illuminates the metal film through the dielectric prism, which creates an evanescent wave at the interface between an optical density medium and a metallic medium. The continuity boundary conditions enable the wave vector in the prism to coincide with the SPPs at the metal–dielectric surface, which results in the excitation of the SPPs. 15 The wave vector of the excited SPPs is described by Eq. (2.43), which includes the functions ofthe incident angle and the frequency ofthe incidence electromagnetic wave. It is rewritten here as

, (2.46)

where ε p refers to the permittivity function of the prism material. Equation (2.46) implies that there are two approaches to excite a surface plasmon mode. For incident light with a fixed wavelength, a variety of incident angles can excite SPPs throughout the dispersion curve. This excitation method is called the angle-scanning method. During this process, an evanescent wave is coupled to the form ofthe SPPs; part ofthe light reflects back into the prism, and part refracts out the prism.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.57-58

棱镜耦合法，也称为衰减总反射法，也就是典型的Kretschmann结构。由于金属与介质的平面上SPP波矢量大于光在电介质交面上的波矢量，所以不能由光束直接激发出来。同时以角入射的光波矢量在平面界面上的投影分量也总小于SPP的波矢量，无法实现相位匹配。然而，在一个两层具有不同介电常数的介质夹着一层金属薄膜的三层结构中，可以实现SPP的波矢匹配，如图1-11（a）所示。通常在棱镜与金属界面发生反射时，完全足够激发位于金属与低介电常数材料界面的SPP，即金属与空气界面上的SPP，其中金属面内动量为。在棱镜耦合激发方法中，入射光通过介质为的棱镜照射在金属薄膜上，棱镜在光密度介质和金属介质的界面处产生一个倏逝波（evanescent wave），连续的边界条件使得棱镜中的波矢量与金属-介质界面上的SPP一致。当在空气和高介电常数介质界面区域时，满足动量匹配时入射光可以激发SPP波。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第18页

## 第 28 段

In order to overcome the thickness problem, the **Otto** geometry has been proposed. As shown in Fig. 2.13(b), an air gap replaces the dielectric layer. The thickness of the air gap is tens of nanometers, which ensures the realization of the resonant conditions[16].

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.59

而奥托结构（**Otto**）的激发原理是棱镜与金属薄膜之间存在很窄的空气隙缝，空气与棱镜的界面发生全内反射，部分光子隧穿到空气与金属的界面激发SPP波[60]。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第818页

## 第 29 段

The grating excitation method is one frequently used technique in plasmonic optics, in which periodic nanostructures are introduced to eliminate the momentum mismatch of the wave vectors. 17,18 As shown in Fig. 2.14(a), the diffracted orders of the periodically corrugated interface exhibit larger wave-vector magnitudes than those of incident waves. For a 1D grating, the condition for the excitation of the SPPs is

（2.47）

where p refers to the lattice constant, and m = (1, 2, . . . ) is the order of diffracted wave component. The grating provides wave vector compensation m 2/p to the incident wave kx,in = kin sin in along the propagation direction, which compensates for the deficiency between k sp and kx,in . The mismatch compensation by the grating excitation method is indicated in Fig. 2.14(b).

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.59-60

光栅耦合激发方法是在SPP激发中常用的一种方法，它的原理是通过引入周期性的纳米结构来实现动量匹配[61]。如图1-11（b）所示，通过金属凹槽光栅来，可以激发SPP波的条件是

(1-54)

制作光栅常数为*p*的凹槽或者孔洞光栅来实现SPP波的激发。这里，*p*是光栅常数， = （1,2,….）是衍射波的级数。光栅为沿着方向的入射光提供了以的矢量补偿，使得和之间的矢量发生匹配。与棱镜耦合方法一样，当检测到反射光谱中出现最小值时，说明激发了SPP波。它的优势在于耦合效率强、技术要求较低且便于操作。因此光栅耦合方法降低了激发SPP的技术难度，提供了广泛应用的激发方法。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第18-19页

## 第 30 段

Both the prism excitation and grating excitation method offer standard methods to excite nonradiative surface plasmon polaritons. However, it is rather difficult for these configurations to miniaturize the excitation systems. Fortunately, near-field excitation techniques can make up for this deficiency.

Near-field optical techniques provide the potential tools for plasmonics optics to excite surface plasmon polaritons in integrated photonic devices. 17,21 As shown in Fig. 2.15, the diffraction effect ofa probe tip and the scattering effect of a surface bulge are often used to compensate for a momentum mismatch. The diffractive effects from these corrugated metal–dielectric nanostructures stimulate a variety of SPP modes.

In the configuration of a probe tip, the incident light through a small probe tip illuminates the metal film surface. Because of the concentration effect ascribed to the small aperture size, the exiting waves from the tip aperture satisfy the condition of ktip< ksp< k0 . Then circular expanding waves of SPPs can be locally achieved at the surface.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.60-61

虽然，棱镜耦合法和光栅耦合法都为激发非辐射SPP提供了一个比较理想的方法，但是棱镜和光栅等结构对系统的小型化又带来了很大的困难。然而，近场激发法可以弥补这一不足。近场光学显微镜技术能够在一个非常小的区域内激发局部的SPP，并且看作一个SPP的电源。近场光学技术为集成光子器件中的SPP激发提供了潜在的工具[64]。它的原理是使用凸起的针尖来实现动量匹配。这些波纹状金属电介质纳米结构的衍射效应和散射效应激发了各种SPP模式。如图1-11（d）所示，表示探针长度，一个尺寸为的针尖（Tip）在近场范围照射金属膜面，由于探针孔径尺寸很小，从针尖发出的光包含波矢分量，这样能够实现波矢的SPP相位匹配激发。近场激发方法为单个纳米结构进行光谱分析提供一个可行的技术手段。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第20页

## 第 31 段

**Our modern society relies on electromagnetic devices and systems: television,radio, internet, microwave** ovens, mobile telephones, satellite communication systems, radar systems, electrical motors, electrical generators, computers, microwave filters, lasers, industrial heating devices, medical imaging systems, electrical power networks, transformers and many more. **Undoubtedly, electromagnetic phenomena have a profound impact on contemporary society.**

--From: “Computational Electromagnetics” By [Thomas Rylander](https://link.springer.com/book/10.1007/978-1-4614-5351-2#author-0-0) , [Par Ingelström](https://link.springer.com/book/10.1007/978-1-4614-5351-2#author-0-1) , [Anders Bondeson](https://link.springer.com/book/10.1007/978-1-4614-5351-2#author-0-2), SPIE Press, 2013, p.1

当今社会，人们极度依赖电视、手机、电话、互联网、卫星、计算机、电源和微波炉等电磁设备。所以，电磁现象对现代社会生活影响甚巨。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第20页

## 第 32 段

Electromagnetic field theory, or electromagnetics for short, describes the interactions between electric charges by Maxwell’s equations: a system of coupled partial differential equations that relate sources (charge sand currents) to the electromagnetic fields and fluxes. Analytical solutions in closed form are known for only a very limited number of special cases, which hardly ever are directly applicable to real-world applications.

Instead, more or less crude approximation shave been employed in various attempts to bridge the gap between theory and advanced applications. The advent of computers has changed our ability to solve Maxwell’s equations in a profound way. Ahead of the computer’s time, it was advantageous to use considerable effort to avoid computations, often at the price of lengthy analytical manipulations and severely reduced applicability. With powerful computers at hand, however, it is more attractive to use analytically simple methods that may require large amounts of computation. Such computational methods can treat large classes of problems without modifications of the computer algorithms or programs.

The part of electromagnetics that deals with computational methods is known as computational electromagnetics (CEM).

It is of significant importance for modern engineers and scientists who work in the area of electromagnetics to have a good command of the computational tools developed for electromagnetics problems. CEM allows for a faster and cheaper design process, where the use of expensive and time-consuming prototypes is minimized. These tools can also provide crucial information and understanding of a device’s electromagnetic operation, which may be difficult or even impossible to achieve by means of experiments or analytical calculations. Automation of computations allows for extensive parametric studies. It is only relatively recently that optimization by computation has been used for electromagnetic design problems. In times of a rapid pace of development, analysis and optimization of electromagnetic devices by CEM tools may be crucial for maintaining competitiveness.

--From: “Computational Electromagnetics” By [Thomas Rylander](https://link.springer.com/book/10.1007/978-1-4614-5351-2#author-0-0) , [Par Ingelström](https://link.springer.com/book/10.1007/978-1-4614-5351-2#author-0-1) , [Anders Bondeson](https://link.springer.com/book/10.1007/978-1-4614-5351-2#author-0-2), SPIE Press, 2013, p.1-2

CEM属于一个跨学科领域，它涉及使用各种CEM方法分析麦克斯韦方程组的解，并确定给定问题的最佳方法。封闭形式的解析只适用于极少数的特殊情况，因此很难被直接使用于实际应用。相反，在各种尝试中都采用了大致近似的方法来改善理论与实际应用之间的偏差。计算机的到来大幅提升了求解麦克斯韦方程组的计算能力。现在借助于计算机的强大功能，可以对大量数据进行计算，这种数值计算方法，无需修改计算机算法或程序。电磁学中涉及计算方法的部分称为计算电磁学，计算电动力学或电磁建模，这是对电磁场与物理对象和环境相互作用进行建模的过程。通常涉及对麦克斯韦方程组使用高效计算的近似值，并用于不在自由空间中的电磁波传播等。近几十年来，计算机各方面属性的不断优化，以及算法的不断改进，使得CEM工具的性能正在快速提高。CEM最大的优点在于它的更快、更简易的 设计过程，从而最大程度地减少了使用昂贵且耗时等。CEM工具还可以提供重要的信息，并且可以了解设备的电磁操作原理，这些可能在实验或分析计算方面，很难甚至是无法实现的。这为计算优化来指导设计实际电磁问题提供了有效的方法。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第26-27页

## 第 33 段

The process will be started by choosing the type of the element to be used for the discretization within a reduced set of few types of fnite element geometries. For two-dimensional problems, the simplest element is the triangle. It is also possible to use the curve-sided triangle (Figure 1.3), the four-sided polygon and curved four-sided polygon. The simultaneous use of different types of fnite elements is possible, but one must take into account the compatibility between the common sides of elements.

--From: “Electromagnetics through the Finite Element Method” ByJosé Roberto Cardoso, CRC Press, 2016, p.5

1）将求解区域离散化为有限数量的子区域或元素

将研究区域划分为非重叠的有限的网格（或单元），每个网格内的方程都具有有限个参数。对二维问题，最简单的元素是三角形，如图2-2（a）所示，也可以使用弧形三角形、四边形和弧形四边形等。同时可以使用不同类型的有限元，但是要谨慎考虑各类型之间公共面或边的兼容性

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第26页

## 第 34 段

For three-dimensional problems (Figure 1.4), the simpler fnite element is a tetrahedron, which is presented with two types: a straight tetrahedron or a curved tetrahedron, or a hexahedral element can also be used, which also presents curved sides. The general rule, applied for the two-dimensional case, of avoiding the simultaneous use of different kinds of fnite elements for the discretization of the continuous domain must be applied for the three-dimensional case too.

--From: “Electromagnetics through the Finite Element Method” ByJosé Roberto Cardoso, CRC Press, 2016, p.5

对于三维问题，如图2-2（b）所示，较简单的有限元素是四面体，一般它有两种类型，一种是直四面体或弯曲四面体，第二种是六面体元素，具有弯曲的侧面。选择有限元素的类型时，要谨慎考虑离散化过程的几个问题，即任何两个元素之间的交点是否边缘或者顶点，大量元素应分配在预期更大的电磁场变化的区域，同时保证元件内部都使用一种均匀介质。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第28-29页

## 第 35 段

The concept of interpolation is often used when it is intended to estimate the value of a function in a specifc point by using the value of the same function in other points around to the one.

As for the one-dimensional case, N 1 (x,y), N 2 (x,y), and N 3 (x,y) functions are denominated shape functions of the frst-order triangular fnite element and satisfy the following conditions:

From this result, we can conclude that the ith shape function assumes value 1 at node i and 0 at the other two nodes.

A compact way for representing the interpolator function of the frst-order triangular element is

。

This notation will be used often in the following chapters.

We now discuss three-dimensional problems, which are discretized by volumetric fnite elements, such as a tetrahedron.

--From: “Electromagnetics through the Finite Element Method” ByJosé Roberto Cardoso, CRC Press, 2016, p.11

2）推导典型元素的控制方程（基本方程）

为求解每一个网格方程，首先选择内插函数。一个节点插值通常通过使用此一节点周围的相同函数来估计。假设一维情况，N1（*x*，*y*），N2（*x*，*y*）和N3（*x*，*y*）函数是控制一阶三角形有限元素的基本方程，则它满足以下条件：

。 (2-2)

则一阶三角形元素的内插函数紧凑方式可以表示为

。 (2-3)

同理，将这种思路和方法可以推广到二维和三维的情形，这时在线上的节点变为面和体积上的节点。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第29页

## 第 36 段

In order to obtain a solution for the electromagnetic problem using the FEM, the frst measurement consists of characterizing the regions that constitute the device through one (or more) physical properties. Thus, for each fnite element, physical properties associated with the phenomenon present on the device should be attributed; for example, if we are interested in studying high-voltage isolators in the electrostatic problem, we need to know the electric permittivity of the materials (ε) and attribute it to the corresponding elements. In case of magnetostatics, the physical property that shall be considered is the magnetic permeability (µ). For electrokinetic problems, electric conductivity (σ) shall be applied. In other problems involving the presence of not only the electric feld but also the magnetic feld, the three physical properties may be necessary.

--From: “Electromagnetics through the Finite Element Method” ByJosé Roberto Cardoso, CRC Press, 2016, p.11

将求解区域中所有元素的组合形成矩阵方程

为了使用FEM得到电磁问题的解决方案，一般在所研究区域通过一个（或多个）物理特性来表证。因此，对于每个有限元素而言，物理属性与研究区域中环境的材料属性密切相关。假设，研究静电中的高压隔离器问题，需要知道环境介质的介电常数，并将它在相应的元素中的贡献体现出来。若在静磁的情况下，应将介质的磁导率考虑进去。若在电动问题的情况下，则使用电导率。其它更复杂的问题中不仅仅是电场，还包含磁场，这时将以上的三个物理方面都必须考虑进去。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第29页

## 第 37 段

The FEM analysis consists, essentially, of the transformation of a system of differential equations describing an electromagnetic phenomenon in an equation system whose solution is close to the solution of a differential equations system at nodes in meshes of fnite elements. As with all differential equations, obtaining the solution requires the establishment of the integration constants, which are obtained by imposing the problems’ boundary conditions, also called constraints. In the case of the FEM this is not different because when the boundary conditions are not imposed, the equation system resulting from the application of the method, as we will see, does not have a solution. For electromagnetic field problems, the boundary conditions are imposed at the domain limits. There are three kinds of boundary conditions.

--From: “Electromagnetics through the Finite Element Method” ByJosé Roberto Cardoso, CRC Press, 2016, p.12

4）建立周期性边界条件

有限元分析本质上是对描述方程组中电磁现象的微分方程组变换，其解析与有限元网格中节点处的微分方程组的解非常接近。因此，与所有微分方程一样，为获得微分方程解析，需要建立积分常数，积分常数通过施加问题的边界条件来得到，边界条件也称为约束。在有限元的情况下，边界条件同样考录，因为在不施加边界条件时，方程组没有解的。对于电磁场问题，边界条件被施加在域极限。一般有三种常用的边界条件，它们分别是[狄利克雷条件](http://www.baidu.com/link?url=GoKaVpXKHX4VKcq-3ZolA9BoCMsJ9pNxTnRq3h1bCrhrXfYDfeQEOaAi1mScZdHBXwwfPrpqN_ru0yaO2be_4wT5B_vsJQITT1ZZl6BfUKY06cidNemBvaFW80Vr1rnvtnA3vUkwkMN4phdYpYHjSq)，诺依曼条件和周期性条件。本文科学研究中用周期性边界条件来对微纳结构的电磁特性进行计算。周期性边界条件的优势在于该类型的边界条件适用于表示构造周期形阵列的结构。所研究的微纳结构是以一单元结构为单位的周期性阵列结构，因此适合本边界条件来研究科学问题。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第29页

## 第 38 段

Once the physical properties are attributed to each fnite element, we are able to generate equations’ system of equal or multiple order of the number of nodes ( number of vertices) from the domain.

Each line of the equation system is the balance conditions required by Maxwell’s equations with the appropriate boundary conditions described in the previous step. The details of this procedure form the core of this book, so that we will dedicate a good part of its content to this task. The inconvenience after solving the equations’ systems is that we will have a large amount of data for analysis.

--From: “Electromagnetics through the Finite Element Method” ByJosé Roberto Cardoso, CRC Press, 2016, p.13

5）求解方程组与后处理

每个有限元都具有物理性质时，可以从域中生成节点数（顶点数）相等或多阶的方程组，方程组的每一条线都是麦克斯韦方程（Maxwell’s equation）所要求的平衡条件，并具有以上所述的周期性边界条件。最后，合集每一个网格的方程解，这些网格解的集合可以近似代表初始物理问题的解，整个过程可以使用计算机编程来求解。然后，将计算得到的数据按照研究的需求用图像、表格等多种形式进行处理。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第29-30页

## 第 39 段

适用于一切宏观电磁场的麦克斯韦方程组微分形式可以表示为：

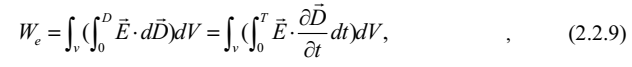
其中四项分别表示， 法拉第电磁感应定律， 安培—麦克斯韦全电流定律， 高斯定律以及磁通连续性原理。

以上的式中物理量都既是时间 *t* 的函数， 也是空间坐标（*x*, *y*, *z*） 的函数。 我们主要关注时谐电磁场， 可以将电磁场 *E*ρ 进一步表示为 Re[ *E*ρ*e jwt* ]； 这样表示后相当于把式中的物理量都表示成了空间坐标（*x*, *y*, *z*） 的函数， 消去了时间 *t*， 即从四维问题转换为了三维问题， 即可用得到，

文本, 信件

描述已自动生成

其中， σ为电导率； ω为角频率； *k*0为真空中的波矢。 式（2.2.7） 和（2.2.8） 主要用于分析电磁模式和稳态频域问题。电磁场是具有能量的， 很多时候我们需要用能量来表示一些物理过程， 如，描述一个微纳结构光的传输特性， 我们通常会用反射系数、 透射系数和吸收系数等物理量来表述， 而这些可以通过能量、 功率来计算。 坡印廷定理就是描述电磁场能量守恒的定理。 假设我们在空间取一任意体积 *V* 的区域， 电磁波在这区域传播过程中的电能和磁能分别为



文本

描述已自动生成

文本, 信件

描述已自动生成

--来源于：“基于人工金属微纳结构的表面等离激元的定向传输和辐射调控”，李辉，陕西师范大学，2019年，第25-26页

光是电磁波，因此，光与材料的作用同样满足电磁波理论。当介质（贵金属）由介电常数、磁导率和电导率表征时，其麦克斯韦方程组的形式如下：

(2-4)

其中，和分别是电和磁感应强度，和分别是电场和磁场强度，是电流密度。它们之间的关系分别为、和。为了得到电场的二阶波动方程，假设介质不随时间发生变化，则时间导数中可以忽略磁导率对时间的变化。根据法拉第定律，同时表达式两边取旋度可得到，

。 (2-5)

将麦克斯韦-安培定律代入表达式（2-2），可推导电场波动方程

。 (2-6)

同理，可以得到磁场的波动方程

。 (2-7)

方程（2-6）和（2-7）是一个二阶波动方程，并只用于与时间无关的材料。一般电场的表达式包含时间的，即。因此，当处理有关时谐场的表达式和方程式时，与时间无关的部分，可以看作复值相量场，则从相量场公式和实值瞬态量变换关系可以表示为。这样以来，跟时间有关的因子和无关的因子可以分离出来，对解决Maxwell’s equation的带来方便。将实值瞬态量变换关系和入射光波矢量代入表达式（2-6），可以得到在实值瞬态量下的电场的波动方程

。 (2-8)

同理，可得到在磁场分量的波动方程

(2-9)

其中，是电磁波的角频率，是入射波矢量，是相对介电常数，是相对磁导率。FEM方法基于完全消除时间导数（稳态问题）或将PDE转换为等效的常微分方程，然后进行求解。这些数值模型方程的解是相应的偏微分方程真实解的近似解。

根据表达式（2-1）所示，FEM方程通过变分法的能量方程来得到。一般描述一个微纳结构的光学传输特性，通常，通过计算微纳结构的反射、透射、散射和吸收系数等物理量来描该述结构的光学特性。然而，这些物理量一般通过电磁场的能量方程和功率方程的间接计算方法来获得的。

假设，研究对象体积为*V*，电磁波在这区域传播过程中电磁场能量的变化可以由能量方程来表示，若电能是和磁能是，则把它们分别表示为

(2-10)

(2-11)

在表达式（2-10）和（2-11）中，能量对时间求导，则获得电功率和磁功率表达式

(2-12)

(2-13)

因此，研究该系统的总功率可以表示为

(2-14)

其中，*S*是封闭区域*V*的边界，*J*是区域电内的电流。

2.4 COMSOL Multiphysics商业软件简介

当前，数值建模和仿真技术已经使工程设计的各个方面产生了变革性变化，多个商业软件相继被开发了出来。上世纪1970年代，商业求解器比较少，研究人员只能自己开发计算机程序来解决问题。如今，计算机功能的不断增加强大，在科学研究领域出现了数十种数值计算工具。现阶段，在设计复杂的电磁问题时，在学术界展示了自己的计算方面的优势，从而引起了研究人员的强烈关注。其中COMSOL Multiphysics是基于FEM原理解决科学问题而开发出来的比较常用的商业软件之一。1998年，COMSOL公司发布了COMSOL Multiphysics的首次版本，在此之后，COMSOL公司逐渐扩展，增加了一系列的专业模块，它已经包含射频模块（Radio Frequency Module）、传热模块（Heat Transfer Module）、化学反应模块（Chemical Engineering Module）、声学模块（Acoustics Module）、AC/CD模块（AC/CD Module）、结构力学模块（Structural Mechanivs Module）、地球科学模块（Earth Sicence Module）和微机电模块（MEMS Module）等。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第30-31页

## 第 40 段

COMSOL Multiphysics 中的射频（Radio Frequency）模块可以用于研究微纳米结构的各种光学特性。操作过程大体上可以分为以下几个部分：

1）设定与偏微分方程相关的参数和主要表达式

2）创建或导入所研究的微纳结构的几何模型

3）设定微纳米结构的材料属性和偏微分方程的系数；

4）设定偏微分方程的边界条件；

5）按照几何模型刨分网格；

6）求解偏微分方程；

7）数据后处理。

其中刨分网格过程就是将研究空间分为有限个小单元区域。如果单元数目过小，整个单元集合不能近似为所研究的微纳结构，进而导致计算结果不能收敛；如果单元数目过多，求解微分方程的数目将增多，进而增加计算时间。因此，合适的单元数目是一个关键问题。一般来讲，单元尺寸应小于微纳结构最小间距的五分之一。

--来源于：“金属微纳结构的光异常透射特性与光学手性研究”，王勇凯，陕西师范大学，2019年，第18页

RF模块中，进行仿真的工作流程很简单，可以通过以下步骤来完成：

1）定义几何形状

在定义几何形状时，研究对象的结构可用它里面的工具来画，也可以从外导入已经做好的几何结构形式。

2）选择材料

当选择材料时，不仅直接选自它内置默认提供的材料属性，还可以按照所使用的材料特性，导入通过实验被公认的该材料复的介电函数、磁导率和电导率等表证参数定义材料。

3）选择合适的RF接口

选择RF接口时，在研究对象的上面下面设置激发光输入端口和接受光输出端口，并明确定义输入输出光的偏振类型、电场和磁场强度等信息。

4）定义边界条件和初始条件

当定义边界条件和初始时，以一个单元结构为单位，对所研究的区域或者结构上下、左右和前后界面都要进行定义，并给予初始值。一般对微纳结构选择周期性边界条件。

5）定义有限元网格

在定义有限元网格时，选择合理的剖分类型，一般该软件包括适合面剖分和体剖分的多种类型。在仿真中，网格质量很重要，因为网格剖分质量的好坏直接影响计算结果。因此，在进行剖分时，要谨慎考虑所研究结构的各个接触电、面，网格尺寸既不能太小又不能太大，通常情况下，单元尺寸应该不大于结构最小间距的五分之一。对研究对象的结构、空气层和完美匹配层进行细剖分。

6）选择求解器并进行计算

选择求解器时，设定所研究的频率段，并定义最小扫波长点，定义扫波长的物理量单位。

7）后处理或可视化结果

在后处理时，根据科学研究需求，输入相应的表达式或者从内置函数选择表达式来得到研究对象彩色的电场和磁场图。或者也可以导出数据，在其它软件对数据进行处理。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第30-31页

## 第 41 段

超材料是指通过人为调控电磁参数——介电常数 ε 和磁导率 μ， 实现电磁参数可控的自然界中不存在的复合材料。 有时也称为人工电磁材料或特异介质等。 自然界中的天然物质通常都有各自固定的介电常数和磁导率， 可将物质的介电常数和磁导率画在同一坐标系中， 如图 1-1 所示， 常见的自然界中的大部分物质的电磁参数都位于第一象限， 即 ε > 1； μ ≥ 1。 分布在第二象限中的物质， 其 ε < 0； μ > 0，这种物质存在负的介电常数， 如金属与等离子体频率一致时， 会实现 ε < 0。 分布 在第四象限的物质， 其 ε > 0； μ < 0， 这种物质表现出负的磁导率， 例如某些磁性 等离子体物质可以实现 μ < 0。 而第三象限表示介电常数和磁导率皆为负的材料， 也就是“左手材料”。 这种超材料被称为“左手材料”的原因是自然界中存在的物质中传播的电磁波，其电场、磁场以及波矢三者的方向满足右手螺旋定则，如图 1-2（a所示，而电磁波在双负材料中传播时，其电场、磁场以及波矢三者的方向满足左手螺旋定则， 如图 1-2（b） 所示， 所以被称为“左手材料”。

--来源于：“平面手性纳米结构的非对称传输特性研究”，陈语嫣，陕西师范大学，2019年，第2-3页

介电常数和磁导率是描述材料电磁特性的两个基本宏观参数，能够表征材料对电场和磁场的效应能力[89]。按照材料的介电常数和磁导率的正负，将自然界中的材料属性分别分成四个象限。如下图2-3所示，在笛卡尔坐标系中，横坐标表示材料的介电常数，纵坐标表示材料的磁导率。当和时，材料属性属于第一象限，材料的介电常数和磁导率都大于零，这材料相当于普通的透明介质，电磁波在这些介质中能够正常传播，比如二氧化硅（玻璃）、空气和水等都属于这类介质。当和时，材料属于第二象限介质，介质的介电常数小于零和磁导率大于零，相当于普通的不透明的材料。这类媒介与电磁波之间发生很强烈的相互作用，且电磁波不能正常传播，电磁波只能以倏逝形式传播，在与入射电磁相互作用中产生额外的能量损失。比如金属（Au）、银（Ag）和铝（AI）等绝大多数的贵金属材料都属于此类范畴。如第三象限所示，当和时，因为材料同时具有为负值的和，因此将该材料称为“双负介质”、“负折射介质”和“反向波介质”等。通常情况下，在自然界中不存在双负介质，因此只能通过人工材料来实现它。在人工实现的双负介质与电磁波相互作用中，电磁波能够正常传播。苏联物理学家Veselago教授最早结合Maxwell方程和介质的本构方程系统地讨论了电磁波在双负介质中传播时的特殊的行为[90]。当和时，如第四象限所示，一般这类介质与电磁波的作用中，电磁波不能传播且以倏逝波形式存在，同样产生能量损失，比如铁氧体材料也称氧化物磁性材料等都属于这类范畴。在第三象限的媒介更偏向于金属材料属性。相对地在第四象限的媒介更偏向于磁性材料属性。本文主要以金属材料为主，对其光手性特性进行研究

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第33-34页

## 第 42 段

The obvious difference between the optical responses of metals and dielectrics enables them to be fundamental elements for designing plasmonic devices. In plasmonic optics, metals are incorporated into nanostructures for the emerging characteristics of the SPPs and other light–matter interactions. This section emphasizes the optical performance of metals following the theory model for free electrons and bound electrons, pursing the approach for realizing the optimal plasmonic materials at the nanoscale.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.15

金属和电介质的光学响应之间的明显差异，是它们设计各种等离激元器件的基本元素。在SP中，由金属和电介质结合组成的微纳结构显示了SPP特征和增强光-物质相互作用。本节根据自由电子和束缚电子的理论模型强调金属的光学性能，并对在纳米级实现最佳SP材料的微**观电子电子动**力学理论中研究出的Drude-Lorentz模型进行简介[91]，最后用它来解释金属材料的光学特性。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第34-35页

## 第 43 段

As shown in Fig. 1.5, a charge within a medium is treated as a harmonic oscillator, which is bounded with a nucleus. Under the excitation of an incident electromagnetic wave, the oscillator will oscillate in the oppositional phase relative to the electric field. Here, only the conditions of a nonpolar molecule are discussed, in which no dipole moment exists in the electron–nucleus system. From the dynamic point of view, the charge oscillation will lead to the charge redistribution, which will create an additional induced electric field. The induced field will restore the charge to its equilibrium position. Newton’s second law states that the production of mass multiplying the acceleration equals the sum of the forces applied on the system. The governing equation for the system in Fig. 1.5 is

where me denotes the effective mass of a charge, r(t) is the instantaneous distance deviation from its equilibrium position. is the local force attributed to an external alternating electric field, where q e is the electric quantity of an charge, and E0 is the electric field amplitude. is the restoration force proportional to the distance deviation from the equilibrium position , where is the natural frequency of the bound oscillator. The restoration forces are zero for free electrons within conductor materials because they are not bound to a particular nucleus. refers to the damping force due to the collision energy loss, where g is the damping coefficient in hertz.

Note that the restoration and damping forces are negative because they are opposite the direction of the motion. Thus, the differential form in Eq. (1.41) becomes:

The interactions between metals and electromagnetic waves are firstly determined by the collective movement of free electrons. In this case, the electrons are not bound to any particular nucleus, which are considered to move about freely around the metal lattice in the absence of a restoration force. The motion equation of a free electron in an alternating electric field is described by

where q e is the electric charge of a free electron. the damping effect g is proportional to the Fermi velocity g ¼ n/l¼ 1/t, where n denotes the Fermi velocity, and l is the mean free path of an electron between successive collision events. The relaxation time t is the averaged interval time between subsequent collisions of an electron. In general, the relaxation time is about 10 –14 s. The solution of instaneous distances in Eq. (1.49) for a monochromatic electric field is solved to be

(1.50)

The polarization density is the total dipole moment per unit volume. The gross polarization of all of the electrons in the unit volume is

(1.51)

where N is the electron density per unit volume. A comparison of Eqs. (1.45) and (1.51) leads to the frequency-dependent permittivity of metals as

(1.52)

where v p is the plasma frequency of the bulk media, which has a similar physical mechanism as the definition in Eq. (1.47). At the plasma frequency, the electromagnetic response of a material changes from the metallic behaviors to those of dielectric materials.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.17-19

通常，利用物理模型描述固体材料与电磁场作用的介电特性。如图2-4所示，假设，将金属中的电荷看作以原子核为界的谐振子，则它在入射光的激励下，振荡器相对于电场以相反的相位进行振荡。假定，该谐振子是非极性分子的条件，

文本, 信件

描述已自动生成

图2-4外加电场中谐振子模型的电子运动示意图[92]。

Fig. 2-4 Schematic of electron motion for a harmonic oscillator model in an external electric field.

则在电子-原子核系统中没有偶极矩存在。从动力学角度看，电荷振荡会使电荷重新分布，从而产生额外的感应电场，感应电场将使电荷恢复到平衡位置。牛顿第二定律指出，质量加速度的乘积等于作用在系统上的力之和，因此，该系统的动力学方程可以表示为[92]

， (2-15)

其中，右边的第一第二第三项分别表示外加电场产生的局部力、感应电场产生的恢复力和碰撞能量损失而引起的阻尼力。是电荷有效质量，是偏离其平衡位置的瞬时距离，是电荷量，入射电场振幅，是平衡位置，在这里，是振荡器的固有频率，是以赫磁为单位的阻尼系数。恢复力和阻尼力均为负，因为它们与运动方向相反。因此，等式(1-1)中的微分形式整理可写为

。 (2-16)

假设在没有恢复力的情况即，则金属和电磁波之间的相互作用取决于自由电子气的集体运动。在这种情况下，电子()不与任何特定的原子核结合，电子可被认为在金属晶格周围自由移动。那么自由电子在交变电场中的运动方程可表示为

， (2-17)

其中，式自由电子的电荷量，是费米速度，是自由电子弛豫时间，一般弛豫时间大概，阻尼效应和费米速度成正比，即。假设入射电场是单色电场，则方程(1-17)的瞬时解析为

。 (2-18)

单位体积中所有电子的总极化可表示为，其中是单位体积中电子密度，是入射光的角频率。极化密度是每单位体积的总电偶极矩。将式(2-18)代入总极化式子，可推得到

(2-19)

由极化密度与入射电场之间的关系式，可写成为：

(2-20)

由表达式(1-7)和(2-20)结合可得到金属的频率相关的复介电函数[92]

, (2-21)

这里，是块体金属的等离子体频率，并。表达式(2-21)描述自由电子气复介电函数，又称为金属材料光学响应的经典的德鲁特（Drude）模型。当入射光的角频率和金属的等离子体频率相等时，即，材料的电磁响应从金属行为变为电介质材料，相当于没任何响应。当时，介质的光学特性表现出金属的行为。当时，材料的光学性质表现出电介质的属性。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第35-36页

## 第 44 段

Equation (1.52) describes the contribution of free electrons to the permittivity of metals. The permittivity in Eq. (1.52) is rewritten into the real and imaginary parts

(1.53)

In the conditions of v .. g, Eq. (1.53) is simplified to be

(1.54)

The permittivity of metal gold is calculated by Eq. (1.53), ranging from visible to infrared wavelengths. As shown in Fig. 1.6, the real part of the permittivity for metal gold remains negative throughout the wavelengths in which the frequencies are less than the plasma frequency. The negative permittivity results in an imaginary part of the refractive index. For metals, the imaginary part of the permittivity implies an energy dissipation that is relevant with the thermal motion of electrons.

Figure 1.6 indicates that, in the infrared wavelengths longer than ?650 nm, the Drude model gives an accurate permittivity of gold, and the experimental data clearly agree well with the Drude theory. However, there is an obvious deviation of the imaginary part in the visible wavelengths shorter than 650 nm. The measured imaginary part increases much more sharply than that predicated by the Drude theory. This difference is attributed to the fact that the interband transitions of the bound electrons excited by the photons .

图表, 折线图

描述已自动生成

Figure 1.6 Permittivity of metal gold estimated by the Drude model (dotted line) and the measurement (solid line). The measured data come from Ref. [10]. The parameter values in the Drude model are adopted from Table 1.2.

with higher energy have not been taken into account in the Drude model, where, however, the interband transitions become significant. The contribution from the interband transitions ofbound electrons to the dielectric permittivity looks like the corresponding resonance in dielectric media. These transitions are obtained from the governing equations without consideration of the free electrons as

(1.55)

where w0 is the oscillation frequency of a bound electron under an electric field, and w1 and g are related to the corresponding frequency and damping of a bound electron, respectively.

图表, 图示

描述已自动生成

Figure 1.7 Contribution of the bound electrons in metal gold to the permittivity. The values of the parameters used are v 1 ¼ 4.55 ? 10 15 s ?1 , g ¼ 9.10 ? 10 16 s ?1 . The central resonance wavelength is 450 nm (v 0 ¼ 4.19 ? 10 17 s ?1 ).

Figure 1.7 shows the dielectric permittivity of metal gold considering only the interband contribution of bound electrons. The real part shows a dispersion behavior while the imaginary part displays a clear resonant behavior. The vertical dotted line represents the resonant frequency v 0 that is consistent with the zero value of the second part on the right side of Eq. (1.52). The resonant frequency w0 also agrees well with the peak value of the imaginary part, so it is sometimes called the absorption frequency. For the real parts, there is a peak value in the lower frequency and a valley value in the higher frequency that is greater than the resonant frequency. The frequency region between the mal dispersion region, where the permittivity values decrease with the increasing frequency. For a Lorentz oscillator, the real part of permittivity is a positive value in the range less than the resonance frequency, while there is a negative valley at the slightly higher frequency than the resonance frequency. Another feature in Fig. 1.7 is that the dielectric permittivity has a nonzero asymptotic value when the wavelength increases much longer than the resonance wavelength. After all, if the interband electron transitions within media have been taken into account, such an asymptotic constant should approach one summary value[11].

If the higher order ofinterband electrons transition is taken into account the dielectric permittivity is expressed as the model superposition of the Lorentz model as

where *i* refers to the resonant modes, *wi* corresponds to the resonance frequencies, *f i* indicates the weighting coefficients, and is the damping effect.

--From: “Plasmonic Optics: Theory and Applications” By [Yongqian Li](https://www.spiedigitallibrary.org/profile/YongQian.Li), SPIE Press, 2017, p.20-22

方程(1-21)描述了自由电子对金属介电常数的贡献，这说明金属只有在特定频率范围内与入射光发生强烈作用，金属的光学效应依赖于入射光的频率，即它是入射光的函数。在表达式（2-21）中，块体金属的复介电函数由实部和虚部两部部分组成，即，此虚部和实部可以由下式表达为

。 (2-22)

当时，方程(2-22)可以简写为

。 (2-23)

在方程式（2-21）中的金属的复介电函的效应数范围从可见光到红外波长。在大于650 nm的红外波长中，Drude模型能够给出精确的金属复介电函数，如图2-5（a）所示，这时实验数据与Drude理论非常一致[93]。然而，在小于650 nm的可见波长中，虚部有明显的偏差。这时测得的虚部值比Drude理论预测的虚部值增加还多，两条曲线不大吻合。这种差异归因于Drude模型中并未将具有较高能量的光子激发的束缚电子带间跃迁考虑进去。可是，在小于650 nm可见光区域，带间跃迁影响很大，因此，在实际的实验中只有将这因素考虑进去时，结果才符合客观事实。

金属材料的Lorentz模型正好完善了这一不足。如图2-5（b）显示，它考虑到金属的介电常数仅束缚电子的带间贡献。实部曲线显示色散行为，而虚部显示出明显的共振行为。共振频率与虚部曲线的峰值也非常吻合，因此这种行为称为吸收频率。对于金属材料实部来说，低频段有一个峰值，高频段有一个谷值，并大于共振频率，两个极值之间的频率区域称为异常色散区域，其中复介电常数值随频率增加而减小。

图表, 折线图

描述已自动生成

图2-5金属材料的介电常数曲线[58]。(a) 由Drude模型（虚线）和测量值（实线）下得到的介电常数曲线；(b) 考虑金属中的束缚电子的贡献时的介电常数曲线。

Fig.2-5 Permittivity of metal material. (a) permittivity of metal gold estimated by the Drude model (dotted line) and the measurement (solid line); (b) contribution of the bound electrons in metal gold to the permittivity.

对于洛伦兹（Lorentz）振荡器，介电常数的实部在小于谐振频率的范围内为正值，而在比谐振频率稍高的频率处存在负谷。如图2.5（b）所示，当波长增加远大于共振波长时，介电常数具有非零的渐近值。如果考虑高阶的带间电子跃迁，则介电常数表示为Lorentz模型的模型叠加[58]，即

， (1-24)

其中，表示谐振模式，是相应的谐振频率，是加权系数，是阻尼效应。假定每个电子都有助于偶极极化。因原子核的质量比电子的质量大得多，原子核也起到了一部分作用，但是可以把这点微小的作用忽略不计。在Drude模型的复介电常数中上述公式是在无限核质量近似的条件下得出的。另外一个假设是在一个电子动力学系统中只有一个电子起作用，一般束缚电子和自由电子都对金属介质的光学性质有贡献。因此，结合带内效应的Drude分量和带间跃迁的Lorentz项，可以得到更接近描述真实金属材料的复介电常数的较完整的Drude-Lorentz模型[94]，

， (1-25)

其中，表示对应于共振的高阶谐振子的总数，是阻尼常数，是共振寿命。当更多的带间跃迁被整合到表达式（1-25）中时，计算数据和实验数据较为接近。这样以来，修正后的Drude-Lorentz模型可以弥补Drude模型中的不足，近似地描述真实金属材料的光学特性。在本文的研究中，使用修正后的金属Drude-Lorentz模型的复介电函数来进行科学研究工作。

--来源于：“金属手性微纳结构的非对称传输与圆二色性研究”，吐达洪·阿巴，陕西师范大学，2020年，第36-38页

# 第三、学位论文中的错误

## 格式错误

我在阅读这篇论文过程中发现了一些错别字和基本问题：

1.第33页的段落“**（5）定义有限元网**：在定义有限元网格时，选择合理的剖分类型，一般该软件包括适合面剖分和体剖分的多种类型。在仿真中，网格质量很重要，因为网格剖分质量的好坏直接影响计算结果。因此，在进行剖分时，要谨慎考虑所研究结构的各个接触**电**、面，网格尺寸既不能太小又不能太大，通常情况下，单元尺寸应该不大于结构最小间距的五分之一。对研究对象的结构、空气层和完美匹配层进行细剖分。”中，**“电”应该是“点”**

2. 在第36页的段落“**（2）金属材料的介电特性模****：**金属和电介质的光学响应之间的明显差异，是它们设计各种等离激元器件的基本元素。在SP中，由金属和电介质结合组成的微纳结构显示了SPP特征和增强光-物质相互作用。本节根据自由电子和束缚电子的理论模型强调金属的光学性能，并对在纳米级实现最佳SP材料的微观**电子电子**动力学理论中研究出的Drude-Lorentz模型进行简介[91]，最后用它来解释金属材料的光学特性。”中，“电子电子”应该是“电子”。

3. 参考文献44和92是同一个文献。是不是因为引用了黎永前老师的书实在太多，心里难受才引用了两次？或者是因为引用两次后可以随便剽窃？

[44] Li Y. Q. Plasmonic Optics Theory and Applications [M]. Bellingham,Washington: SPIE Press, 2017:

[92] Li Y. Q. Plasmonic Optics Theory and Applications [M]. Bellingham,Washington: SPIE Press, 2017

4. 公式（2-2）中的英文字没有翻译。先看一下公式：

该公式是直接从英文书上抄来的，“and”需要翻译成中文

5. 很多文献跟参考的内容不配。比如

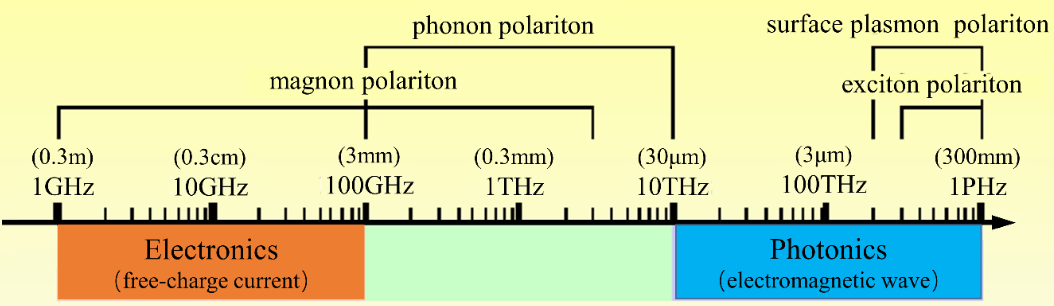


图1-2磁子极化子，声子极化子，极子极化子以及表面等离极化激元等频率和尺寸关系[11]。

但参考文献[11]中没有相关内容、没有这图1-2。

图示

中度可信度描述已自动生成

图2-1计算电磁学分类与其特征[86]。

但参考文献[86]中没有图2-1和相关内容。在论文中这样的情况太多了。虽然这些都是小问题，但是经过导师的修改和三个导师的盲审，我无法想象论文中还存在这样的问题，因为只要认真阅读一遍就能发现。

## 物理知识方面的错误

阅读一本书需要思考、整合和归纳，这是一个消耗精力和时间的过程。撰写论文更需要投入大量精力来理解研究对象的本质、推导逻辑关系并进行归纳总结。然而，如果我们能够避免这些工作，就可以省下很多时间和精力。这也是为什么会有那么多翻译软件和人工智能的出现。但是这些软件翻译出来的内容往往格式和内容与原文一模一样，却缺乏逻辑性。

笔者读完这篇论文后的第一感觉就是论文内容杂乱无章。作者只是一字一句地翻译别人的书，而没有试图理解书中的内容。这种方法或许可以省去很多时间，但却无法达到理解和整合的目的。那么，一个国家或学校培养博士的目的是什么呢？不就是培养人的思考能力，为社会创造有价值的东西吗？如果不是，那难道是为了以后翻译英文书吗？

在前两章中，作者翻译了很多内容并进行了抄袭，那么他真的了解他所翻译的内容吗？实际上，一些人已经对他的工作提出了质疑，这些质疑可以在ResearchGate网站上找到关于他论文的评论。链接是：

<https://www.researchgate.net/publication/322406752_Tunable_asymmetric_transmission_through_tilted_rectangular_nanohole_arrays_in_a_square_lattice?_sg=ZnepCtW9huTRV5a270Ysbd-5TWzLv9UrdNPpurrvnkocacyw42XJXxuPxUSM87dPhzFNou0fDnp_wCo>

作为一个即将毕业的学生，我也需要阅读大量的论文来写毕业论文。在查找文献的过程中，我阅读了相关的书籍、研究之门上的评论和吐达洪阿巴的毕业论文，感到非常不舒服。只有吃过读书的苦的人才能真正理解读书的意义，才会尊重别人的研究工作，才能拥有创造的能力。踏实做人、踏实做事才是读书人应该走的道路。任何人都应该创造有价值的东西来造福社会，而抄袭别人的科研成果来占用社会资源则是非常卑鄙无耻的行为。

下面分析一下这篇毕业论文中存在的一些问题。

1. 第三章中的公式3-2是错误的。先看原文：“这表明共振模式是与TRNH的周期和入射光波长密切相关。当入射光（）照射在周期排列的金属TRNH薄膜时，金属表面的电子与入射光发生耦合形成沿着金属和空气界面传播的平面的SPP波。则SPP波长（*λ*SPP）、结构周期*P*和入射光波长之间的关系满足如下关系[45,131]：

(3-2)

其中，*P*表示结构周期性，*i*和*j*是整数，是电介电的介电常数，是金属的复介电函数，即金属的介电常数不是常数，它是入射光的波长（或者角频率）的函数[58]。”

如果这个公式真的描述“SPP波长（*λ*SPP）、结构周期P和入射光波长之间的关系满足如下关系”的话哪个字符表达入射光的波长。

1. 公式3-2中所谓的'SPP的波长*λ*SPP根本不是SPP的波长。作者在前言部分抄写了很多关于SPP的内容，其中公式1-34是计算SPP波长的公式。下面看看这个公式：

（原文中的公式1-34）

一看就知道这两个公式是不一样的。根据操你考文献[131],一束光入射到纳米孔阵列上时（从x方向斜入射），他的波矢量可以表达为：



其中k*sp是等离激元的波矢量，kx是x方向的波矢量，Gx和Gy是倒格子矢量并**， i、j是整数。当正入射时kx=0，表面等离激元的波矢量等于*

*(s1)*

*表面等离激元的波矢量可以表示为*

手机屏幕截图

描述已自动生成 (s2)

其中w是入射光的角频率频率，c是光速。比较s1和s2可得：

(s3)

由于：

（s4）

其中是入射光波长。将s4代入s3可得：

（s5）

整理后得到：

（s6）

公式S6和公式3-2相同，因此公式3-2中的λ\_SPP实际上是指入射光的波长。这个推导非常简单，应该是物理学博士生所熟悉的。此外，文献45和文献131中也清楚地指出了这一点。因此，作者吐达洪阿巴可能是由于英语水平不佳或物理基础较弱而犯了这个基本错误，或者是故意这样做的。此外，在正入射的情况下，*kx*=0，因此在x方向上不可能存在传播的SPP。

1. 作者认为论文中的共振模式Ⅱ是SPP共振，但在正入射的情况下不可能产生SPP共振，这是一个错误的解释。只因为该模式的电荷分布与SPP相似，而简单地将其判断为共振模式是不够严谨的，一个博士生应该具备更高的素质。在651nm处有一阶共振而670nm处有高阶共振是不合理的。低阶共振在长波长处出现，而高阶共振则在

图形用户界面

描述已自动生成图形用户界面

中度可信度描述已自动生成

短波长处出现，这是一个常识。小编已经画出了模式2处的电荷分布，读者可以参考。显然，模式2不是SPP共振。这表明作者在读博士三年的过程中没有掌握研究领域内最基本的知识。此外，电荷是物理量，有单位，因此无法理解“+1”和“-1”是什么意思。

1. 第四章的第一页上的公式4-1和第三章的第二页上的公式3-2是一样的，并且存在上述的问题。下面是原文：“通常，微纳米孔金属薄膜周期*P*、入射光角频率()和在金属介质界面的SPP的平面波的波长之间关系，满足以下等式[45]:
2. ， （4-1）

其中，是金属微纳结构周围的电介质，本小节所研究电介质是空气，因此它等于1。“

1. 第四章第53页中有这样的描述：“本研究中金属材料的介电常数来自于实验数据[130]，空气的折射率取为1，RCP光在*x*、*y*和*z*方向的三个电场分量分别为**，**。同样LCP光的三个电场分量分别为**，**，入射光的电场的大小分别设置为**1 V/m**。”

入射光的电场强度大小应该有单位并且是实数，实际上这里(，，0)是一个复数矢量。在COMSOL Multiphysics中，入射光的偏振态通过不同的复数矢量来表示。吐达洪阿巴对这些物理量和COMSOL Multiphysics的理解有误。入射光的电场强度在某些情况下可以通过设置的功率和端口的面积来计算，但不是1 V/m。一般来说，入射光的功率为1 W，这样可以更方便地计算反射、吸收和透射。对于纳米结构来说入射光的电场强度一般在106V/m-109V/m。

1. 在第五章第70页中存在同样的问题：“激发源是沿*-z*方向的RCP和LCP光，入射光波的电场的大小设定为**1v/m**。在微纳结构的上面和下面分别设置光的入射端口和接收端口，RCP光的*x*、*y*和*z*方向的电场分量分别为**，，LCP光的x、y和z方向的三个电场分量分别为，，。**”

此外“**，。**”这个东西页需要修改。