

基于蒙特卡罗模拟的散射介质中后向光散射模型 及分析应用^{*}

徐兰青[†] 李 晖 肖郑颖

(福建师范大学医学光电科学与技术教育部重点实验室 福州 350007)

(2007 年 12 月 18 日收到 2008 年 1 月 26 日收到修改稿)

构建了内光源模型探讨散射介质中的光散射现象,利用蒙特卡罗方法研究了逃逸出组织的后向散射光子数随光子在组织内部发生的散射次数的分布关系,探讨了光源照明方式、辐射强度、接收方式、调制等参数的变化对后向散射的影响,结果表明后向散射光子的数量随散射次数的分布并非简单的单调递增或递减,而是一条先增大后减小出现峰值的曲线.峰值位置、峰值大小及曲线形状与光源、探测方式、组织光学特性参数等有关.

关键词:医用光学与生物技术,散射介质,后向散射,蒙特卡罗模拟

PACC: 8760F, 8170G, 4225F

1. 引 言

近年来随着医学诊断技术向无损化方向的不断发展,利用光学的手段实现生物组织体中的成像问题正在受到越来越广泛的关注,许多新兴的技术正不断地被引入到这一领域的研究中.虽然目前可资利用的成像技术不少,也已有诸多理论和实验的乐观报道,但是由于生物组织是一种具有复杂结构的多重散射随机介质,其强散射的特性使得激光在组织中的传输成为一个相当复杂的过程,从而限制了光学成像技术的临床应用.为了提高成像质量,多数成像技术都期望利用弹道光或经历散射次数较少的蛇行光成像,而由于强散射,高频率的光波在组织体中的平均自由程通常只有几个到几十微米,难以到达组织体深处^[1-7].例如,激光在组织体内经过几个毫米的传输后便失去了相干、偏振的特性,所以 OCT、偏振成像的深度仅为数个毫米.为了探测到更多的弹道光 and 蛇行光从而改善成像深度,对同一种成像技术可供选择的手段有改变照明方式、增强光源辐射、改变接收方式、调制等.本文通过构建内光源模型简化了对成像过程中接收到弹道光子和蛇行光子的概率研究,利用蒙特卡罗方法探讨了这些

参数的变化对后向散射的影响,通过模拟计算得到不同情形下逃逸出组织的后向散射光子数随光子在组织内部发生的散射次数的分布关系.其结果可用于解释若干成像技术中的成像深度问题,同时也表明如果纯粹依赖弹道光 and 蛇行光是难以实现较深的成像深度.

2. 内光源理论模型

常用的不同检测方式包括采用准直或漫射光源,对光源或介质加以调制,改变入射光强,改变接受装置的探测角度等.实际的成像方法很多,难以逐一计算,这里对它们的本质特征和共有属性做了提炼,构建内光源理论模型以简化分析.光子从发射到接收的过程可以唯象地分为以下几段:从光源入射到介质上表面,概率 ρ_{sout} ;到达目标靶位,概率 ρ_{fw} ;在目标靶位发生散射,概率 ρ_{scat} ;返回介质表面,概率 ρ_{bw} ;被探测器接收,概率 ρ_{det} .则在探测器接收到由目标靶位散射来的光子的总概率为

$$\rho = \rho_{\text{sout}} \times \rho_{\text{fw}} \times \rho_{\text{scat}} \times \rho_{\text{bw}} \times \rho_{\text{det}}. \quad (1)$$

为了简化对问题的处理假定介质各向同性,则光子在介质中往与返两个过程应具有相同的概率,即 $\rho_{\text{fw}} = \rho_{\text{bw}}$.这样从外光源到目标靶位的过程就可

^{*} 国家自然科学基金(批准号:60578056),教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号:NCET-04-0615)资助的课题.

[†] E-mail: lanqingxu@fjnu.edu.cn

以等价于一个位于目标靶位的、辐射特性与外光源相同的内光源 1 发出的光到达表面的过程,即

$$\rho_{\text{sout}} \times \rho_{\text{bw}} = \rho_{\text{bw}}^1 \quad (2)$$

光子在目标靶位的散射角分布可用散射相函数 $\mu(\theta)$ 描述^[8],把那些在目标靶位散射后的光子整体看作一个位于目标靶位、辐射通量的角分布亦为 $\mu(\theta)$ 的内光源 2,光子散射和返回表面两个阶段就可以等效于这个内光源发出的光到达表面的概率,即

$$\rho_{\text{sca}} \times \rho_{\text{bw}} = \rho_{\text{bw}}^2 \quad (3)$$

将(2)(3)式代入(1)式得

$$\rho = \rho_{\text{bw}}^1 \times \rho_{\text{bw}}^2 \times \rho_{\text{det}} \quad (4)$$

经过这样的处理后,不同成像方式下在介质上表面接收到弹道光子和蛇行光子的概率研究就可以转化为对各种类型的内光源光子无散射或近乎无散射到达表面的概率 ρ_{bw}^1 、 ρ_{bw}^2 的研究。

实际应用中,对不同的照明方式可以通过改变内光源 1 的辐射特性来满足,不同的目标散射特性可以通过改变内光源 2 的辐射特性来满足,不同的目标深度对应于不同的内光源位置,对诸如声光调制

一类的技术,不同的超声波聚焦位置及调制可以通过改变内光源 2 的位置和光辐射特性来实现。在下面的模拟中以辐射各向异性因子 g_s 表征光源辐射特性,以光源位置表征目标靶位位置,不同光源强度通过改变模拟计算的光子数目实现,不同接收方式仅讨论探测角度的不同。这些不同情形的组合可以等价于各种常见简单检测方式。对于更复杂的成像过程诸如偏振门、时间分辨等可以通过修改两个内光源的特性及出射光子的接收方式来实现。

3. 蒙特卡罗模拟方法

描述光在散射介质中的多重随机散射事件的蒙特卡罗模拟是建立在辐射传输理论的基础之上,忽略了光的相干性,并假定各次散射事件是相互独立的。在前人的工作基础上^[8],建立了与内光源理论模型对应的计算模型,通过追踪大量光子的行迹,获得其传输行为的统计分布。光路与模型如图 1 所示,几个特殊的处理如下:

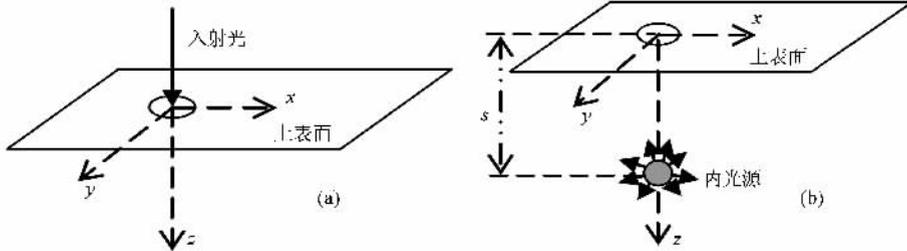


图 1 光路与模型 (a)准直外光源;(b)内光源

1)光源的处理:对光源分为外光源和内光源两类,辐射特性由辐射各向异性因子 g_s 描述,光子出射方向根据统计抽样获得,对不同的光源位置,在光子进行初始化时设置其初始 z 值为对应光源的 z 值,对调制光源所辐射的光子额外附加对应的调制信号。

2)探测角度的处理:在探测位置处出射的,与界面法线夹角小于等于探测角度的光子将被记录,其余的被忽略。

3)光路与模型设计:半无限介质,光源位于 z 轴上,波长 650 nm。 xoy 平面为分界面,探测位置 $(0, 0, 0)$,探测区域半径 1 mm。选用典型的组织光学特性参数, $n = 1.37$, $\mu_a = 1 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_s = 100 \text{ cm}^{-1}$, $g = 0.95$, 对应的平均自由程 $mfp \approx 0.0099 \text{ cm}$ 。

4. 结果与讨论

4.1. 各向同性内光源

各向同性的内光源对应 $g_s = 0$,计算了不同光源位置、不同探测角度、不同辐射能量三种情况并做比较。

图 2 是不同内光源深度时后向散射光子数随散射次数的分布,其中光源辐射总能量为 $0.5 \times 10^{-9} \text{ J}$,探测方式为轴向小角度检测,光源位置 s 为相对分界面的距离。从图 2 可见,后向散射光子数随散射次数的分布是一条先增大后减小出现峰值的曲线,峰值位置约在 s/mfp 处,随着光源不断向介质内部移动,曲线峰值下降,峰位后移,曲线呈平滑化。

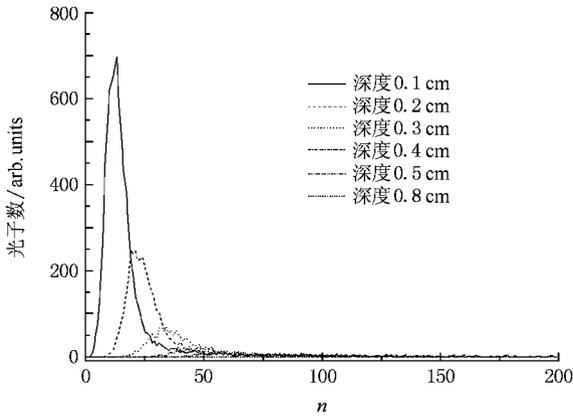


图 2 后向散射光子数随散射次数的分布(不同内光源深度)

一个可行的解释是平均自由程 mfp 表征光子在介质中单步行走步长的统计平均值,对位于介质内部 s 深处的光源,它所发射的光子平均需要行走 s/mfp 次才可到达分界面,所以峰值位于 s/mfp 处,随着光源远离界面,大部分的光子必定要经历更多次的散射才能到达表面,所以峰位后移,更多次的散射必然导致更多的光子轨迹偏离轴线,所以收集到的光子数减少,峰值下降。如果以 20 次为蛇行光子经历散射次数的上限,从图 2 可以看出内光源 $s < 0.3$ cm 时这种光子还有一定数量,但 $s > 0.3$ cm 时几乎为零,可见光子发生单次散射或少数几次散射后就逃逸出组织的机会是存在的,但其概率随着内光源在介质中位置的加深而显著下降。内光源在介质中位置对应成像的目标靶位,意味着探测到弹道光子或蛇行光子的机会随目标靶位位置的加深而显著下降。

图 3 是不同探测角度时后向散射光子数随散射次数的分布,其中光源位于 0.3 cm 深处,辐射总能量为 0.5×10^{-9} J。从图 3 可见增大探测角度,可以接收到更多的光子。后向散射光子主要来源于 15° — 60° 范围内,超过 60° 后出射光子数显著下降。

图 4 是不同入射能量时后向散射光子数随散射次数的分布,其中光源位于 0.2 cm 深处,探测方式为轴向小角度检测。从图 4 可见增大光源辐射能量,可以接收到更多的光子,但峰值对应的散射次数不变。接收到的光子的增加速率与能量的增加速率基本成正比。

4.2. 各向异性内光源

对各向异性的内光源,对某一特定 g_s 值的光源

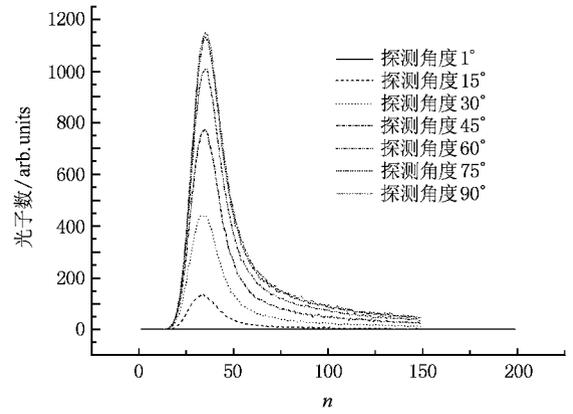


图 3 后向散射光子数随散射次数的分布(不同探测角度)

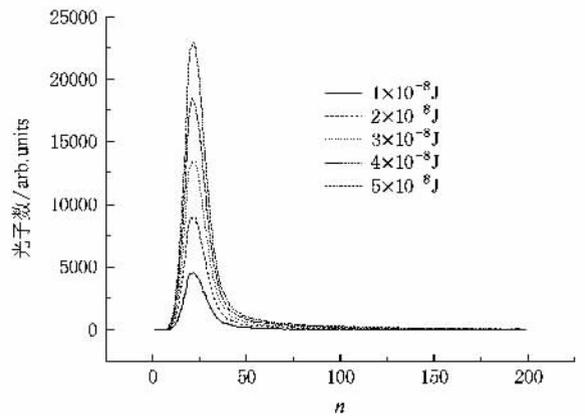
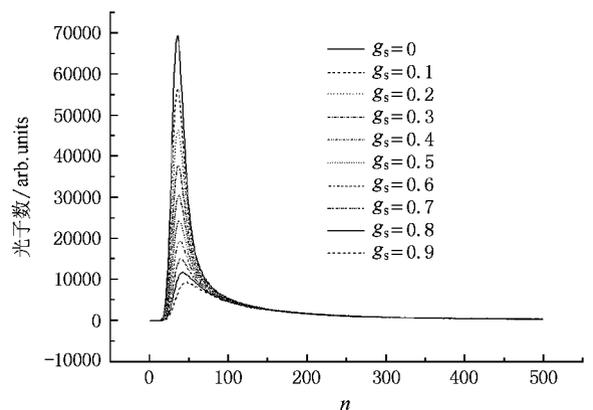


图 4 后向散射光子数随散射次数的分布(不同入射能量)

图 5 后向散射光子数随散射次数的分布(不同 g_s)

做不同光源位置、不同探测角度、不同辐射能量三种情况的比较,结果与 4.1 节类似。

目标靶位的不同电磁散射特性可以用不同的内光源 g_s 值来表征。图 5 是不同 g_s 值情况下接收到

的后向散射光子数随散射次数的分布. 其中内光源位于 0.3 cm 深处, 辐射总能量为 $3 \times 10^{-8}\text{ J}$, 探测角度不限. 从图 5 可见 g_s 的数值对曲线形态没有太大影响, 随 g_s 增大峰值下降. 较大的 g_s 值表明这时入射光在目标物体处更多的是发生前向散射, 后向散射光子数整体减少.

4.3. 调制内光源

许多成像方法中都利用了调制技术, 这里以超声调制光学成像术为例进行讨论. 入射光到达聚焦超声区后带上调制超声信号, 检测时通过调谐检测超声信号从而检测到达超声区的光子. 将经超声调制后的光子整体视为内光源, 记录这一内光源所辐射的光子到达入射面并被检测到的概率, 与同一位置处的普通内光源所辐射的后向散射弹道和蛇形光子概率做比较. 探测方式为轴向小角度检测, 两光源均位于介质中 0.3 cm 处, 对超声调制内光源认为接收到的带调制信号的后向散射光子为信号光子, 对普通内光源认为散射次数不超过 20 次的后向散射光子为信号光子. 不同 g_s 情况下两信号光强的比值如图 6 所示. 从图上可知超声调制下所能获得的信号光远远强于不带调制的普通光源, 且比值随 g_s 的增大而逐渐增大. 典型的生物组织各向异性因子在 0.9 以上, 意味着对生物组织调制技术的引入将具有更大的优越性, 信号光强比可以达到千倍以上.

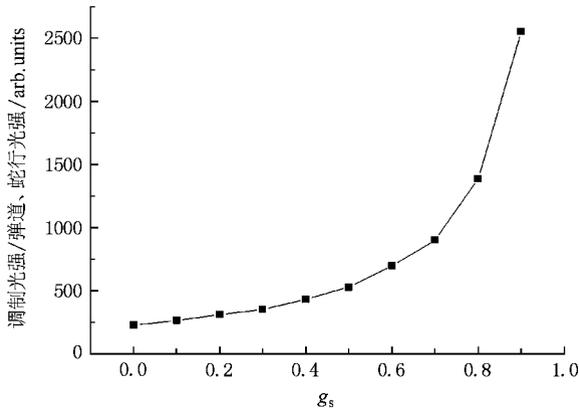


图 6 后向散射调制光强与弹道、蛇形光强比值随 g_s 的分布

4.4. 外光源, 无限细光束垂直入射

对以上过程分别取较简单的两种情况做了一个结合, 计算了外光源无限细光束垂直入射情形下不

同辐射能量时的变化规律. 按照(4)式, 这一辐射情形对应内光源 1 的 $g_s^1 = 1.0$, 内光源 2 的 g_s^2 等价于目标靶位散射各向异性因子.

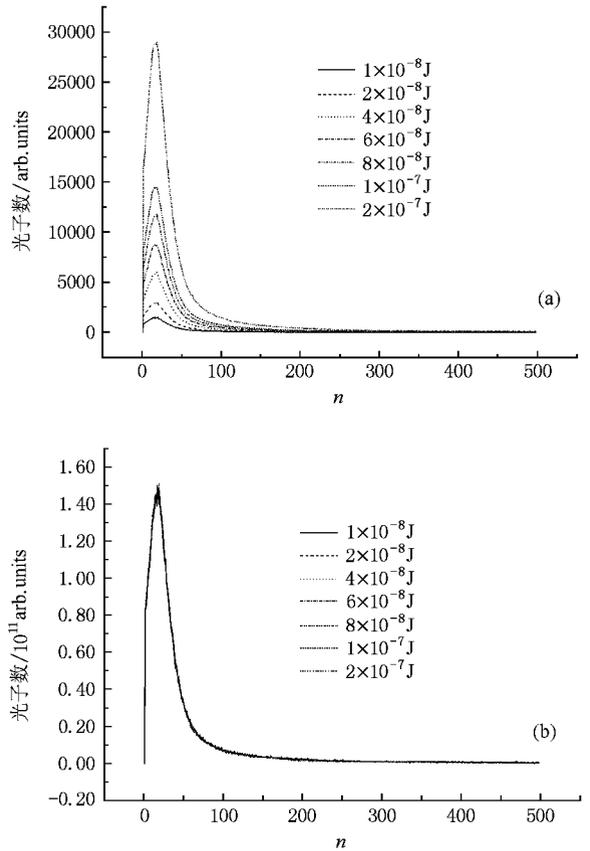


图 7 准直外光源时后向散射光子数随散射次数的分布 (a)不同入射能量;(b)用入射能量归一化后的结果

图 7(a)的各条曲线分别对应 650 nm 外光源、无限细光束垂直入射、入射能量在 10^{-8} — $2 \times 10^{-7}\text{ J}$ 时的后向散射光子数随散射次数的分布, 规律与图 4 类似, 不过曲线的半高全宽对应内光源情形来得大. 从图 7(a)可见后向散射光子数目与散射次数的关系并非像通常想象的那样单调递增或单调递减, 而是先增大后减小. 峰值位置对应的散射次数约在 16 次左右, 这些光子在介质内平均行走路程为 $16 \times mfp \approx 1.58\text{ mm}$, 说明大部分的后向散射光子来源于界面数个毫米以内的区域. 图 7(b)是将图 7(a)中各条曲线用各自的入射能量归一化后的结果. 各曲线经能量归一化后基本重合, 说明入射光能量对曲线形态和峰值位置不产生影响, 其中的少许波动可以认为是计算误差引起的. 如果将生物组织中的光穿透深度定义为光能量衰减到入射能量的某一比值时的深度, 图 7(b)表明光穿透深度与入射光强无

关,结合图 2 和图 5 的规律可知穿透深度与组织的光学特性参数有关.从图 7 也可以看出发生单次散射或少数几次散射后就逃逸出组织(表现为弹道光)的光子数目随入射辐射通量的增加而显著增大,但同时也有更多的多次散射光子(表现为杂散光)出射,信噪比并没有相应增大,其结果将严重影响弹道光的检测.

4.5. 讨论

从以上的计算结果可以得出几个基本结论:1)从统计意义上看,对成像深度起主要贡献作用的光子是散射次数居中的光子;2)光子发生单次散射后就逃逸出组织的机会是存在的,但其概率随着目标靶位在介质中位置的加深而显著下降;3)探测到的单次散射或少数几次散射后就逃逸出组织的光子数目随光源的辐射通量、探测器的接收角度增大而增大,随目标靶位散射的加强而减少;4)对无限细光束垂直入射,在所使用的计算参数前提下,大部分的后向散射光子来源于边界几个毫米以内的区域,这一规律不受入射光能量的影响;5)对无限细光束垂直入射,用光能量衰减到入射能量的某一比值时的深度定义的光穿透深度与入射光能量无关,而与组织的光学特性参数有关;6)调制技术的引入可以极大地增加能够接收到的后向散射信号光的强度,提高信噪比.这些发现有助于解释许多目前实际存在的问题.如前所述的 OCT 等相干成像技术主要利用的是弹道光成像,外光源产生的光子垂直入射介质到达目标靶位,发生近 180° 后向散射,最后从目标靶位返回表面.假定光子在目标靶位散射是各向同性,利用上面的分析可知弹道光子的产生概率等于准直内光源产生的光子无散射到达目标靶位的概率与位于目标靶位的各向同性内光源产生的光子无散

射到达表面的概率之积.目标靶位越深,相当于内光源越深,而光子近乎无散射地到达表面的概率随着内光源在介质中位置的加深而显著下降.要增强信号,就必须增大入射光能量或探测器的接收角度,其中接受角度的增加又将使信号淹没于噪声中,增大入射光能量又受到生物组织耐受阈值的限制.所以相干成像技术在理论上存在可行性,但由于入射光不能无限增强,要进一步加深成像深度就十分困难.解决的途径之一是降低对可成像光子的散射次数的要求.例如声光调制成像技术^[7],通过调制方式对光子进行标志,从而允许光子在介质中行走更多路程发生更多次的散射,使得同等照明方式下可用于成像的光子数目大大增多,有效增加成像深度.

5. 结 论

通过构建内光源模型,将不同成像方式下接收到的后向散射弹道光子和蛇行光子等信号光子的概率研究转化为不同类型的内光源所辐射的光子到达组织表面的概率研究.利用蒙特卡罗方法进行模拟计算,结果表明逃逸出组织的后向散射光子的数量随散射次数的分布并非简单的单调递增或递减,而是一条先增大后减小出现峰值的曲线.峰值位置由内光源位置即成像的目标靶位、组织光学特性参数决定,与入射光强无关;峰值大小与入射光强、探测角度、内光源位置、组织光学特性参数等均有关系.对计算结果的分析表明对强散射的生物组织后向散射弹道光子的产生概率等于边界几个毫米以内的区域,单纯依赖这些光子难以实现更深的无损成像.调制技术的引入可以使信号光强增加数千倍,从而有效增加成像深度.这一模型和计算方法还可以应用于对其他成像技术的分析,相关的工作将进一步展开.

- [1] Jesse W, Tom H, Peter K 2004 *Opt. Expr.* **12** 5760
 [2] Hillman E M C, Bemus O, Pease E, Bouchard M B, Pertsov A 2007 *Opt. Expr.* **15** 17827
 [3] Wang X D, Wang L H, Sun C W 2003 *J. Bio. Opt.* **8** 608
 [4] Shen Q M, Wang L H 1999 *Appl. Opt.* **38** 246
 [5] Wang Q H, Zhang Y Y, Lai J C, Li Z H, He A Z 2007 *Acta Phys.*

Sin. **56** 1203 (in Chinese) [王清华、张颖颖、来建成、李振华、贺安之 2007 物理学报 **56** 1203]

- [6] Gao F, Zhao H J, Yamada Y 2002 *Appl. Opt.* **41** 778
 [7] Li H, Wang L H 2002 *Appl. Opt.* **41** 4739
 [8] Wang L H, Jacques S L, Zheng L Q 1995 *Comput. Methods Programs Biomed.* **47** 131

Discussion on backscattered photon numbers and their scattering events in a turbid media^{*}

Xu Lan-Qing[†] Li Hui Xiao Zheng-Ying

(Key Laboratory of OptoElectronic Science and Technology for Medicine of Ministry of Education , Fujian Normal University , Fuzhou 350007 , China)

(Received 18 December 2007 ; revised manuscript received 26 January 2008)

Abstract

Due to strong scattering , most optical tomography techniques can 't achieve practical imaging depth in turbid media such as bio-tissues . In this paper a new inner-light-source model was proposed and Monte Carlo method was used to analyze related problems . The distribution of backscattered photon number against the number of their scattering events was studied , and various illumination geometries and detecting methods were simulated . The results show that instead of rashly assuming that the number of photons reemitted from the tissue monotonically increases or decreases as scattering events accumulates ; the backscattered photon number actually increases firstly and decreases later . The peak position , peak value and curve shape depend on the illumination geometry , monitoring method and tissue optical parameters .

Keywords : medical optics and biotechnology , turbid media , backscattering , Monte Carlo simulation

PACC : 8760F , 8170G , 4225F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 60578056) and the Program for New Century Excellent Talents in University by the Ministry of Education of China(Grant No. NCET-04-0615).

[†] E-mail : lanqingxu@fjnu.edu.cn