

УДК 533

Метод зондовой диагностики потоков плотной плазмы с помощью плоского пристеночного зонда

Котельников В.А., Котельников М.В.

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), МАИ, Волоколамское шоссе, 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993, Россия
e-mail: mvk_home@mail.ru

Аннотация

Рассмотрены физическая, математическая и численная модели задачи о плоском пристеночном зонде в форме удлиненного прямоугольника, омываемого параллельным его поверхности потоком слабоионизованной плазмы в режиме сплошной среды. Показано, что плотность зондового тока при достаточно больших отрицательных потенциалах и характерных размерах зонда выходит на предельное минимальное значение, которое практически не зависит от параметров задачи. Найдено предельное значение плотности ионного тока насыщения, что позволило построить оригинальную методику проведения зондового эксперимента и его последующей обработки.

Ключевые слова: электрический зонд, зондовый эксперимент, плоский пристеночный зонд, уравнение неразрывности, уравнение Пуассона, концевой эффект, краевой эффект.

Введение

Потоки плотной слабоионизованной плазмы возникают вблизи поверхности гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА), движущихся в плотных слоях атмосферы Земли. Диагностика пристеночной плазмы с помощью плоских

пристеночных зондов позволяет определить радиофизические параметры пристеночной плазмы, значения которых необходимы для расчета тепловой защиты ГЛА, решения проблемы радиосвязи ГЛА с наземными центрами управления полетом, управления параметрами пограничного слоя и других целей.

Плотная слабоионизованная движущаяся плазма встречается также в технологических системах (плазмохимия, плазменное напыление, плазменная сварка, плазменная электроника и др.), которые также можно исследовать плоскими пристеночными зондами.

Теоретическими и экспериментальными исследованиями в области плоских пристеночных зондов занимается несколько научных школ. Среди них школа американских авторов Чана П., Телбота Л, Туряна К. и др. [1], школа НИИ Механики МГУ, ЦАГИ, ИВТАН (Тирский Г.А., Бенилов М.С., Кашеваров А.В. и др.) [2]-[6], школа Полака Л.С., Лебедева Ю.А. и др. [7], школа Московского авиационного института (Котельников В.А., Котельников М.В., Шаньков А.В. и др.) [8]-[12], школа Лесотехнической академии (Полуэктов Н.П. и др.).

В настоящей статье основное внимание уделено работам научной школы МАИ, в исследованиях которой учитывались все три процесса переноса в пристеночной плазме: конвекция, диффузия и подвижность, в то время как в работах [1]-[7] учитывались только конвекция и диффузия.

Физическая, математическая и вычислительная модели задачи

Поскольку плазма вблизи поверхности ГЛА слабо ионизована, удается разбить математическую модель задачи на две независимые подсистемы:

газодинамическую и электродинамическую. Газодинамическая часть задачи довольно хорошо исследована [13]-[16]. Поэтому в дальнейшем будем предполагать, что решение ее известно, т.е. заданы поля температур, скоростей и концентраций нейтральной компоненты. С учетом близости масс ионов и нейтральных частиц температуры и среднемассовые скорости ионов и нейтральных частиц должны выравниваться за счет ион-нейтральных столкновений. Поэтому поля температур ионов и их направленных скоростей также считаются заданными. Согласно идее, высказанной американскими исследователями [1] и проверенной на практике, уравнение энергии для электронов предлагается заменить параметром ε , равным отношению температур ионов T_i и электронов T_e , который подлежит вариациям в процессе вычислительных экспериментов. Дополнительно будем предполагать, что химические реакции заморожены, вязкость мала, собственное магнитное поле мало, а внешнее отсутствует.

С учетом сделанных замечаний и предположений электродинамическая подсистема включает уравнения неразрывности для ионов и электронов и уравнение Пуассона для самосогласованного электрического поля.

С целью сокращения размерности задачи будем предполагать, что зонд представляет собой удлиненный прямоугольник, причем его удлиненная сторона располагается перпендикулярно вектору направленной скорости потока плазмы, обтекающего большую пластину, на которой расположен зонд (рис.1). Параллельно зонду с обеих его сторон могут быть расположены две проводящие пластины, отделенные от зонда диэлектрическими прослойками. Эти пластины являются

охранными электродами. Размер зонда вдоль оси X равен $2r_p$, его потенциал ϕ_p , величина направленной скорости потока плазмы u_{∞} .

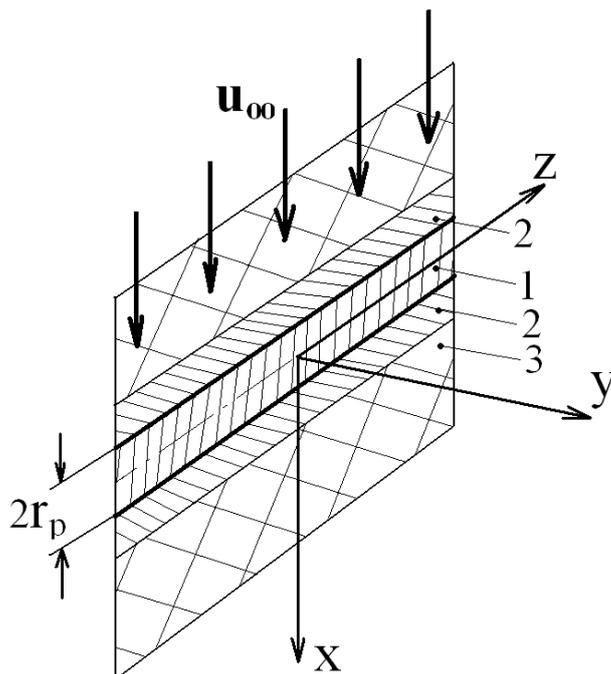


Рис. 1. Расположение плоского пристеночного зонда в параллельном потоке плотной плазмы. 1 – активная поверхность зонда; 2 – охранные электроды; 3 – пластина большого размера, на которой крепится зонд

Запишем систему дифференциальных уравнений, составляющих математическую модель задачи, в безразмерном виде, используя следующую

систему масштабов: масштаб длины $M_L = \left(\frac{\varepsilon_0 k T_i}{n_{i\infty} e^2} \right)^{\frac{1}{2}}$, масштаб потенциала $M_\phi = \frac{k T_{i\infty}}{e}$,

масштаб времени $M_t = \frac{M_L}{D_i}$, масштаб концентрации $M_n = n_{i\infty}$. Остальные масштабы

находятся по формулам размерностей.

$$\left\{ \begin{array}{l}
\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e u_{ex}) + \frac{\partial}{\partial y}(n_e u_{ey}) = 0 \\
\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_i u_{ix}) + \frac{\partial}{\partial y}(n_i u_{iy}) = 0 \\
\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = n_e - n_i; \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi \\
u_{ex} = u_{0x} - \frac{D}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial x} + D\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\
u_{ey} = u_{0y} - \frac{D}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial y} + D\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial y} \\
u_{ix} = u_{0x} - \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\
u_{iy} = u_{0y} - \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial y} - \frac{\partial \varphi}{\partial y} \\
\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_D + \mathbf{u}_E
\end{array} \right. \quad (1)$$

где $D = \frac{D_e}{D_i} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_i T_e}{m_e T_i} \right)^{\frac{1}{2}} = D_0 \varepsilon^{-\frac{1}{2}}$, $\varepsilon = \frac{T_i}{T_e}$, $D_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$.

В системе (1) использованы следующие обозначения:

$n_{i,e}$, $m_{i,e}$, $D_{i,e}$, $u_{i,e}$ – концентрация, масса, коэффициент диффузии и направленная скорость ионов и электронов, E, φ – напряженность и потенциал самосогласованного электрического поля. Индекс i соответствует ионам, e – электронам, ∞ – невозмущенной зондом плазме, 0 – безразмерной величине.

Система дифференциальных уравнений (1) дополняется начальными и граничными условиями:

На поверхности зонда и охранных электродов

$$n_i(r_p, t) = f_1,$$

$$n_e(r_p, t) = f_2,$$

$$\varphi(r_p, t) = \varphi_p.$$

На внешней границе расчетной области

$$n_i(r_\infty, t) = n_e(r_\infty, t) = 1,$$

$$\varphi(r_\infty, t) = 0.$$

Для момента $t = 0$ во всей расчетной области

$$n_i(r, 0) = f_3(r),$$

$$n_e(r, 0) = f_4(r).$$

(2)

Значения f_1 и f_2 зависят от знака потенциала зонда. Если частица отталкивается зондом, то $f_{1,2}=0$. Для притягивающихся частиц $f_{1,2} \geq 0$. Методика нахождения $f_{1,2}$ подробно изложена в [8]-[12]. Функции $f_{3,4}$ получают путем решения системы (1) с произвольными начальными условиями.

В случае отсутствия охранных электродов необходимо дополнительно ставить граничные условия на обтекаемой плазмой пластине. Установка охранных электродов приводит к слабой зависимости зондового тока от этих условий. Поэтому в этом случае они могут быть достаточно произвольными.

Численная модель решения задачи (1) – (2) зависит от следующих безразмерных параметров: r_0 – полуширина зонда, φ_0 – потенциал зонда, u_0 –

скорость набегающего потока плазмы, $\varepsilon = T_i/T_e$, $D_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$. Существует также

зависимость от размера и потенциала охранных электродов, если они имеют место быть.

Система уравнений (1)-(2) решалась различными численными методами [8]-[12]. Наиболее удобным оказался метод последовательных итераций по времени. Согласно этому методу в момент времени $t = 0$ происходит импульсное изменение потенциала зонда от начального значения φ_{01} до конечного φ_{02} . При этом происходит эволюция возмущенной зоны от начального состояния до конечного. В рамках этого метода уравнения неразрывности решались методом крупных частиц Давыдова, а уравнение Пуассона – одним из разностных методов. Более подробное описание численной модели можно найти в [8]-[12].

Результаты вычислительных экспериментов

На рис. 2а,б,в,г,д,е даны распределения плотности тока ионов на отрицательно заряженный зонд прямоугольной геометрии при различных геометрических размерах и скоростях потока плотной плазмы. Значения параметров расчета указаны в подрисуночных подписях.

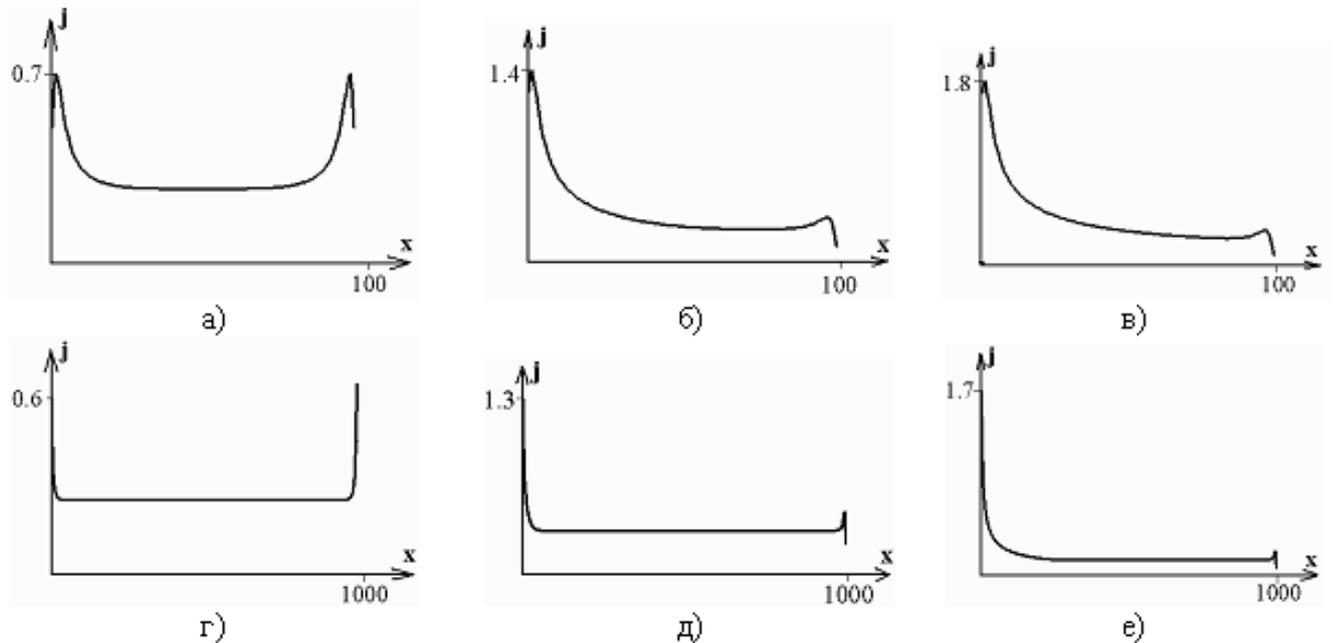


Рис.2а,б,в,г,д,е Распределение плотности ионного тока по ширине зонда ($\phi_0=-40$, $D_0=30$, $\epsilon=1$), а) $2r_0=100$, $u_0=0$, б) $2r_0=100$, $u_0=5$, в) $2r_0=100$, $u_0=10$ г) $2r_0=1000$, $u_0=0$, д) $2r_0=1000$, $u_0=5$, е) $2r_0=1000$, $u_0=10$

Из приведенных на рис. 2 кривых и других имеющихся результатов вычислительных экспериментов можно сделать следующие выводы:

- На рис. 2а,г симметрично с обеих сторон плоского зонда при нулевой направленной скорости потока плазмы располагаются максимумы плотности тока. Это явление в литературе получило название краевого эффекта. Он объясняется повышенным значением напряженности электрического поля на краях пластины. На рис. 2б,в,д,е даны распределения плотности ионного тока по ширине зонда при наличии направленной скорости потока плазмы, параллельной плоскости зонда. Как

известно [17], около пластины в данном случае возникает пограничный слой, распределение скорости в котором определяется решением газодинамической части задачи. Толщина слоя объемного заряда около зонда обычно меньше толщины пограничного слоя. Профиль скоростей ионов в пограничном слое совпадает с профилем скоростей нейтральных частиц. У поверхности зонда эта скорость равна нулю и достигает максимума на внешней границе слоя объемного заряда. Наличие направленной скорости ионов внутри слоя объемного заряда вызывает появление концевой эффект. Концевой эффект совместно с краевым эффектом приводит к росту максимума плотности тока на передней кромке зонда и его подавлению на удаленной кромке.

- Средняя плотность ионного тока на зонд зависима от характерных параметров задачи r_0 , φ_0 , u_0 , ε , D_0 . При $r_0 < 10$ нелинейные эффекты (краевой и концевой) распространены на всю поверхность зонда, так что средняя плотность тока ионов достаточно высока. С увеличением r_0 между максимумами плотности тока на краях зонда появляется участок с постоянной плотностью тока меньшей величины, и этот участок с ростом r_0 также растет (рис. 2). Поэтому средняя плотность тока уменьшается. При достаточно больших r_0 ($r_0 > 500$) роль нелинейных эффектов снижается и стремится к нулю, поэтому средняя плотность тока стремится к постоянному минимальному значению (рис. 3). Безразмерный отрицательный потенциал зонда φ_0 влияет на притяжение ионов к поверхности зонда, образуя тем самым зондовый ток. При небольших значениях φ_0 ($\varphi_0 > -10$) максимум на передней кромке зонда расплывается, занимая значительную часть поверхности зонда. Если $r_0 < 10$, этот максимум может занимать всю поверхность зонда. С увеличением $|\varphi_0|$

передний максимум становится уже и выше. При относительно небольших направленных скоростях потока плазмы ($u_0 < 1$) концевой эффект мал и максимумы плотности тока определяются в основном только краевым эффектом. Поэтому они на обоих краях зонда примерно одинаковы. С увеличением u_0 передний максимум растет по высоте и расплывается по ширине, а удаленный максимум уменьшается, поскольку ионы вместе с потоком увлекаются за пределы зонда. Как следует из системы уравнений (1) математической модели в безразмерном виде, параметр ε входит только в уравнение неразрывности для электронов. На ионный ток этот параметр влияет незначительно, только за счет самосогласованного электрического поля. С уменьшением ε растет температура электронов и поэтому на вольтамперной характеристике зонда вклад электронов наблюдается при достаточно больших отрицательных потенциалах зонда. Порядок величины этих потенциалов можно оценить из равенства $e|\varphi_0| = kT_e$. Влияние параметра ε на электронный ток существенно, однако это влияние мы оставим без детального обсуждения, поскольку зондовая методика, изложенная ниже, основывается только на ионном токе насыщения. Параметр D_0 , как и параметр ε , входит только в уравнение неразрывности для электронов. Поэтому здесь уместны замечания, высказанные относительно параметра ε .

Методика зондовой диагностики потока плотной плазмы с помощью плоского пристеночного зонда

1. Выбор параметров зонда

Ширина зонда $2r_0$ должна быть достаточно большой ($2r_0 > 10^3$). В этом случае можно пренебречь влиянием на зондовый ток краевых и концевых эффектов. Если нет нелинейных эффектов, краевого и концевого, то можно ожидать, что форма зонда (прямоугольник, квадрат, диск) незначительно влияет на плотность зондового тока. Потенциал зонда следует выбирать достаточно большим по величине и отрицательным, так чтобы модуль его безразмерного значения $|\phi_0| \geq 40$. В этом случае ионный ток на зонд можно рассматривать как ток насыщения. Кроме того, нелинейные эффекты в этом случае локализуются вблизи границ зонда.

Предложенный выбор параметров зонда позволяет снизить зависимость теоретического решения зондовой задачи от выбора граничных условий на поверхности большого обтекаемого плазмой тела, на котором крепится пристеночный зонд (рис.1).

2. Метод расчета концентрации заряженных частиц

На рис. 3 приведена зависимость среднего значения плотности тока от размера зонда $2r_0$ при двух значениях направленной скорости потока.

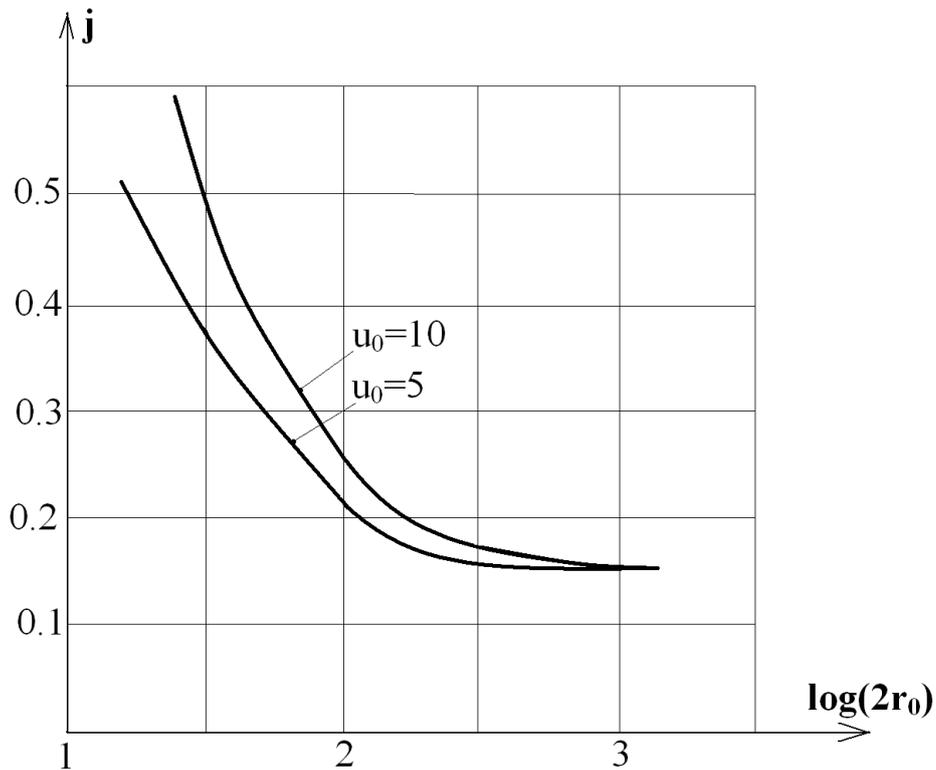


Рис.3 Зависимость плотности тока на зонд от размера зонда ($\varphi_0=-40$, $\varepsilon=1$, $D_0=30$)

Кривые рис.3 показывают, что среднее значение плотности ионного тока увеличивается с увеличением направленной скорости потока плазмы u_0 , однако это отличие снижается с ростом r_0 . При $2r_0 \geq 10^3$ безразмерная плотность тока выходит на стационарное значение $j_i \approx 0,15$, постоянное для различных наборов характерных параметров задачи. Переход к размерным величинам с использованием масштабов, указанных выше, позволяет получить выражение для концентрации заряженных частиц на внешней границе возмущенной зоны:

$$n_{i\infty} = \left(\frac{I_p \left(\frac{\varepsilon_0 k T_i}{e^2} \right)^{\frac{1}{2}}}{2r_p l_p e D_i \cdot 0,15} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (3)$$

где $I_p [A]$ - ионный ток на зонд, $l_p [м]$ - длина зонда, $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, D_i – коэффициент диффузии ионов, который равен коэффициенту диффузии нейтрального газа. Он рассчитывается по стандартным формулам молекулярно-кинетической теории [18], если известны значения давления, температуры и эффективного диаметра молекул плазмообразующего газа.

Выводы

Предложенный метод расчета концентрации ионов на внешней границе возмущенной зоны зонда не требует измерения полной вольтамперной характеристики. Достаточно измерить одно значение I_p при заданном φ_p , соответствующем ионному току насыщения. Зависимость алгоритма расчета от молекулярного состава потока плазмы осуществляется только через коэффициент диффузии ионов D_i .

Если условия зондового эксперимента таковы, что $2r_0 < 10^3$, то в этом случае следует использовать теоретические зондовые характеристики зонда прямоугольной формы, полученные в численных экспериментах [19].

Список литературы

1. Чан П., Телбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. (Теория и применение). М.: Мир, 1978. - 202 с.
2. Кашеваров А.В. Электрические зонды в медленно движущейся и покоящейся столкновительной плазме. Дисс. канд. физ.-мат наук, ЦАГИ, 2005, - 204 с.

3. Бенилов М.С., Косов В.Ф., Рогов Б.В., Синельщиков В.Д. Токи насыщения на электрические зонды в потоках химически реагирующей плазмы с разными сортами частиц // Теплофизика высоких температур, 1987, т.25, №3, с.573-981.
4. Бенилов М.С. Теория электрических зондов в потоке слабоионизованной плазмы высокого давления // Теплофизика высоких температур, 1998, т.26, №5, с.140.
5. Бенилов М.С., Рогов Б.В., Тирский Г.А. Теоретическое определение ионного тока насыщения на электрические зонды в дозвуковых потоках плазмы // Теплофизика высоких температур, 1981, т.19, №5, с. 1031-1039.
6. Кашеваров А.В. О зондовых измерениях в плазме пламени // Теплофизика высоких температур, 1992, т.30, №6, с.1220-1223.
7. Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. - М.: Наука, 1981. - 276 с.
8. Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. - М.: Энергоатомиздат, 1988. - 239 с.
9. Котельников В.А., Ульданов С.В., Котельников М.В. Процессы переноса в пристеночных слоях плазмы. - М.: Наука, 2004. - 422 с.
10. Котельников В.А., Гидаспов В.Ю., Котельников М.В., Волков В.А., Хохлов А.В. Математическое моделирование обтекания тел слабоионизованной столкновительной плазмой. - М.: Изд. МАИ, 2008. - 121 с.
11. Котельников М.В. Плоский электрический зонд: теория и приложения. - М.: Изд. МАИ, 2015. - 212 с.
12. Котельников М.В. Механика и электродинамика пристеночной плазмы. -Дисс. ... д.ф.-м.н. - М.: Издательство МАИ, 2008. - 276 с.

13. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. - М.: Наука, 1977. - 210 с.
14. Калиткин Н.Н. Численные методы. - М.: Наука, 1978. - 324 с.
15. Годунов С.К. Численное решение многомерных задач газовой динамики. - М.: Наука, 1976. - 317 с.
16. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент. - М.: Наука, 1982. - 392 с.
17. Лойцянский Л.Н. Механика жидкости и газа. - М.: Наука, 1987. - 840 с.
18. Савельев И.В. Курс общей физики. - М.: Наука, Т.1. 1988. - 319 с.
19. Котельников М.В., Котельников В.А. Плоский пристеночный зонд в режиме сплошной среды // Электронный журнал "Труды МАИ", 2015, вып. 79: URL: <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=55757> (дата публикации 19.01.2015)