

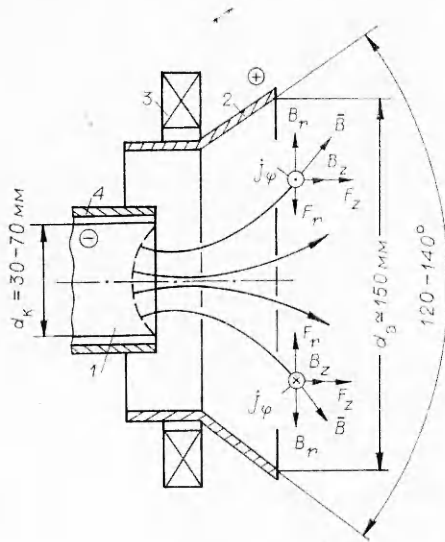
ХОЛЛОВСКИЙ ТОРЦЕВОЙ УСКОРИТЕЛЬ ПЛАЗМЫ С ХОЛОДНЫМ КАТОДОМ

А. М. Дороднов, С. А. Мубояджян, Я. А. Помелов,
Ю. А. Струков
(Москва)

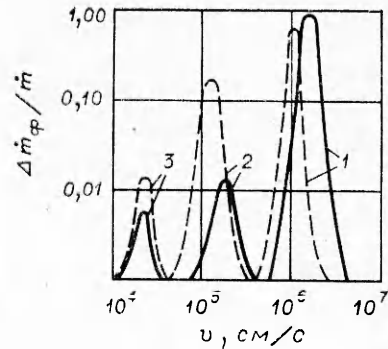
В плазменных ускорителях получение высокоскоростных потоков плазмы осуществляется за счет ускорения под действием силы Ампера при соблюдении квазинейтральности [1, 2]. Такой метод ускорения позволяет получать плазменные потоки с энергией ионов $E_i \approx 1 - 10^4$ эВ в широком диапазоне изменения плотности потока массы. К настоящему времени разработан и исследован ряд типов стационарных плазменных ускорителей, работающих на газообразных веществах и металлах с высокой упругостью пара. Круг рабочих веществ, используемых в таких плазменных ускорителях, ограничен, что сужает области их эффективного использования в различных областях науки и техники и, в частности, в вакуумных процессах получения материалов и покрытий конденсацией из высокоскоростных плазменных потоков («плазменная технология высоких энергий») [3—5]. Данная работа посвящена исследованию нового типа торцевого холловского ускорителя плазмы (ТХПУ) с холодным катодом, работающего на продуктах эрозии материала катода, что позволяет существенно расширить набор рабочих веществ ускорителя и использовать его для получения плазменных потоков из тугоплавких металлов и металлов с низкой упругостью пара.

1. Принципиальная схема ускорителя и измеряемые параметры.

Конструктивно ускоритель (фиг. 1) выполнен в виде коаксиально-расположенных принудительно охлаждаемых электродов (1 — катод, 2 — анод) и магнитной катушки 3, создающей в межэлектродном промежутке осесимметричное и аксиально-расходящееся магнитное поле. В отличие от широко известных ТХПУ с горячим термоэмиссионным катодом катод ускорителя выполнен из испаряемого материала (рабочего вещества) и имеет торцевую рабочую поверхность. Генерация рабочего вещества в таком ускорителе осуществляется непосредственно с твердой поверхности катода под воздействием подвижных катодных пятен вакуумной дуги, горящей между электродами ускорителя. В катодных пятнах вакуумной дуги, число которых пропорционально току ускорителя, плотность тока достигает значений $10^6 - 10^7$ А/см² при величине тока в пятне от единиц до сотен ампер в зависимости от теплофизических характеристик материала катода. При таких плотностях тока в перемещающихся катодных пятнах плотность мощности достигает значений $10^7 - 10^8$ Вт/см², что обеспечивает эффективную генерацию рабочего вещества при интегрально «холодной» поверхности испарения. Для предотвращения перехода катодных пятен на боковую поверхность катода, последний снабжен экраном 4, охватывающим с малым зазором эту поверхность. Возбуждение вакуумной дуги в ускорителе осуществляется либо путем пробоя по порции газа, подаваемого в межэлектродный промежуток, либо с помощью разрыва токового контакта катод — анод при использовании перемещающегося вспомогательного электрода, находящегося под анодным потенциалом. Анод ускорителя выполнен принудительно охлаждаемым с целью предотвращения взаимодействия рабочего вещества с материалом анода.



Ф и г. 1



Ф и г. 2

Характерные параметры разработанного ускорителя: подводимая электрическая мощность 1—10 кВт, напряжение на ускорителе $U = 30-60$ В, сила тока $I = 50-500$ А, величина внешнего

магнитного поля $B \leq 100$ Гс, расход материала катода $\dot{m} \leq 0,04$ г/с, плотность ионного тока в плазменной струе $j_i \leq 0,12$ А/см².

При исследовании измерялись внешние характеристики ускорителя (вольт-амперная, расход, КПД использования массы η_m), тепловые потери в электроды (Q_k и Q_a), по которым определялись эффективные вольт-эквиваленты энергии, поступающей в катод $U_k^* = Q_k/I$, в анод $U_a^* = Q_a/I$ и вкладываемой в плазму $U_n^* = U - (U_k^* + U_a^*)$, энергетический КПД ускорителя $\eta_l = U_n^*/U$, полный ионный ток и распределение параметров плазмы в струе. Эффективность работы ускорителя оценивалась путем сравнения параметров ускорителя с параметрами генератора плазмы, когда ускоритель работал без внешнего магнитного поля.

2. Режим генератора плазмы. В этом режиме между электродами ускорителя возбуждается вакуумная дуга, горящая в парах материала катода. В продуктах испарения катодных пятен дуги содержатся плазменная, паровая и микрокапельная фазы, соотношение между которыми, а также распределение их по скоростям (энергиям) зависят от теплофизических свойств испаряемого материала катода (качественно эта зависимость показана на фиг. 2).

На фиг. 2 также показано типичное распределение по фазовому составу и скоростям продуктов эрозии катода v из тугоплавкого металла (1 — ионы, 2 — пар, 3 — микрокапли, штриховые кривые — режим генератора плазмы, сплошные — режим ускорения). Тугоплавким металлам свойственна высокая доля плазменной фазы и минимальная ($\sim 1\%$) доля микрокапельной фазы. Для легкоплавких металлов количество микрокапельной фазы достигает десятков процентов и более. Степень ионизации продуктов испарения с учетом кратности заряда ионов (в продуктах испарения имеются одно-, двух- и трехкратно заряженные ионы) изменяется в пределах от 15 до 80%, причем большие значения относятся к тугоплавким металлам, а средняя энергия ионов составляет величину $\sim 10-100$ эВ [6]. Для каждого конкретного материала катода доля капельной фазы в продуктах испарения существенно зависит от интегральной температуры прогрева поверхности испарения, а также от качества испаряемого материала (наличие газовых включений, величина зерна и т. д.). Увеличение

степени чистоты исходного материала катода, уменьшение размера зерна, а также снижение температуры интегрального прогрева поверхности испарения приводят к уменьшению микрокапельной фазы до минимально возможной величины. Разлет продуктов эрозии катода вакуумной дуги происходит изотропно в пределах телесного угла обзора ω поверхности испарения катода. Расход рабочего вещества, выходящего из генератора плазмы, определяется соотношением

$$\dot{m}^* = \mu \eta_m I,$$

где μ — коэффициент пропорциональности, равный 10^{-4} — $4 \cdot 10^{-5}$ г/Кл в зависимости от материала катода; η_m — КПД использования массы, учитывающий потери массы на аноде вследствие частичной конденсации на нем продуктов испарения.

Коэффициент использования массы η_m при работе в режиме генератора плазмы практически не зависит от силы тока и является функцией телесного угла ω , что позволяет регулировать расход изменением силы тока вакуумной дуги.

Диапазон рабочих токов генератора плазмы ограничен снизу минимальным током длительного горения вакуумной дуги I_m , который, в свою очередь, зависит от рода материала катода и параметров цепи питания вакуумной дуги. С увеличением импеданса цепи минимальный ток горения уменьшается. В таблице приведены основные данные, полученные при работе ускорителя в режиме генератора плазмы, причем значения I_m сняты для импеданса цепи ~ 1 Ом. Здесь же приводятся данные по напряжению горения стационарной вакуумной дуги, которое в исследуемом диапазоне токов до 500 А практически не зависит от тока дуги, значения коэффициента μ , коэффициента электропереноса $\xi = I m_a \eta_m / \dot{m}^* e$ (где m_a — масса атома материала катода, e — заряд электрона) и энергетической эффективности процесса генерации в расчете на один генерируемый атом $\lambda = I U m_a \eta_m / e \dot{m}^*$ и на единицу массы $\varepsilon = U I \eta_m / \dot{m}^*$. Максимальная величина тока вакуумной дуги ограничивалась эффективностью охлаждения катода ускорителя (конструктивный фактор) и не превышала для катодов из тугоплавких металлов и металлов с высокой теплопроводностью (Cu, Ni) 500 А.

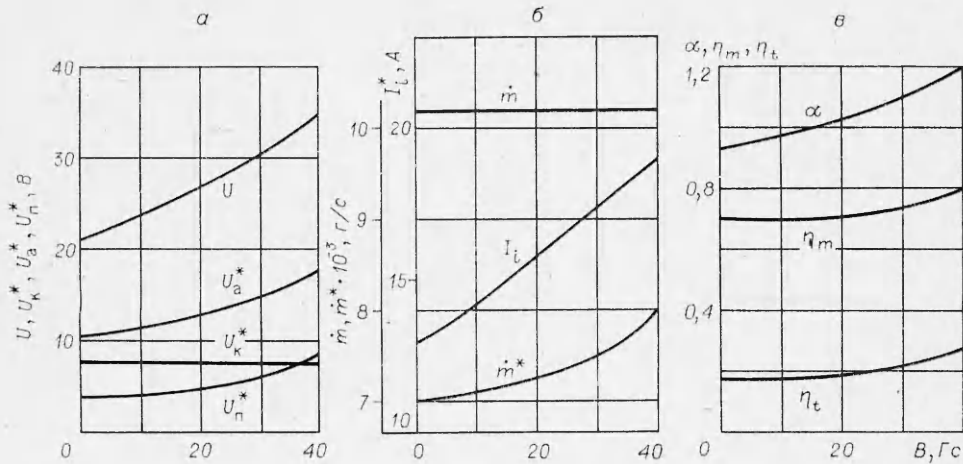
В целом при работе ускорителя в режиме генератора плазмы имеет место изотропный разлет продуктов эрозии катода с фазовым составом и распределением по энергиям частиц, зависящим от рода материала катода. В этом смысле работа ускорителя в режиме генератора плазмы аналогична работе электродуговых вакуумных испарителей, описанных в работах [7—10].

Металл	I_m , А	U , В	$\mu \cdot 10^4$, г/Кл	ξ , $\frac{\text{электрон}}{\text{атом}}$	$\varepsilon \cdot 10^5$, Дж/г	λ , $\frac{\text{эВ}}{\text{атом}}$
Al	60	16	1,25	2,26	1,28	36
Cu	80	20	1,165	5,77	1,72	115
Ni	90	19	1	5,87	1,9	111
W	350—400	26,8	0,6	29	4,47	775
Ti	80	22	0,53	9,9	4,15	218
Mo	200—250	28,4	0,47	20,4	6,05	580
Cr	90	20	0,42	13,8	4,76	276

3. Режим плазменного ускорителя. Режим плазменного ускорителя реализуется при наложении на объем ускорителя внешнего осесимметричного и аксиально-расходящегося магнитного поля. При этом, помимо эффекта фокусировки плазмы в направленный поток и ее ускорения вдоль оси системы, возникает ряд эффектов, характерных только для рассматриваемого типа ТХПУ с холодным катодом. Экспериментальные исследования показывают, что наложение магнитного поля приводит к нарушению хаотического движения катодных пятен на рабочей поверхности катода и к организации их направленного движения, причем форма направленного движения зависит от конфигурации магнитного поля на поверхности испарения. Исследования топологии внешнего магнитного поля в рабочем объеме ускорителя и характера эрозионного износа рабочей поверхности катода позволяют качественно описать процесс стабилизации катодных пятен на испаряемой поверхности.

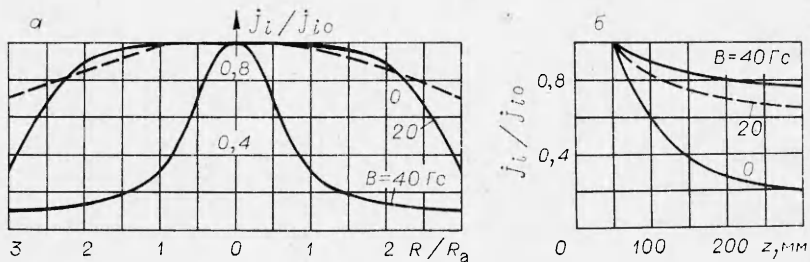
Известно, что магнитное поле, параллельное поверхности катода, вызывает смещение катодных пятен поперек вектора этого поля в направлении, обратном действию силы Ампера. В рассматриваемом случае наличие тангенциальной компоненты магнитного поля B_r на поверхности катода вызывает вращение катодных пятен вокруг оси катода в указанном направлении. При вращении катодных пятен наблюдается их смещение по радиусу в сторону острого угла, образованного поверхностью катода и вектором магнитного поля. Причем направление этого движения совпадает с силой Ампера, воздействующей на поверхностный ток, образованный вращением катодных пятен и нормальной компонентой магнитного поля B_z . Поэтому в процессе эрозии катода поверхность испарения принимает форму, близкую к ортогональной, относительно силовых линий магнитного поля (см. фиг. 1). При достижении ортогональности форма поверхности испарения сохраняется благодаря процессу саморегуляции, так как любое отклонение от ортогональности, вызванное нарушением направленного движения катодных пятен, приводит вновь к усилению этого движения. Вследствие этого скорость движения катодных пятен имеет низкое значение (мала величина B_r на поверхности испарения) ≤ 1 м/с. Следствием вращения катодных пятен относительно оси ускорителя является интегральное вращение плазменного потока, скорость которого совпадает со скоростью вращения пятен. Указанные эффекты проявляются при значениях магнитного поля на оси ускорителя $\leq 40-50$ Гс. При больших магнитных полях имеет место увеличение жесткости стабилизации катодных пятен на поверхности испарения, приводящее либо к жгутованию пятен в центре катода, либо к откатию их на периферию катода в зависимости от топологии магнитного поля на рабочей поверхности катода и сопровождающееся обычно погасанием разряда в ускорителе. Поэтому указанные значения магнитного поля для рассматриваемой конструкции ускорителя являются предельными. Их можно расширить стабилизацией пятен более сильным автономным магнитным полем арочной конфигурации [4].

Характеристики ТХПУ с холодным катодом в указанном диапазоне изменения магнитного поля, полученные для катода из титана, представлены на фиг. 3, $a-v$ ($I = 200$ А). Отметим, что найденные закономерности качественно остаются справедливыми и для других рабочих тел. С увеличением магнитного поля при постоянном значении тока ускорителя имеет место откат плазмы от анода ускорителя и образование сфокусированного вращающегося плазменного потока, наблюдается увеличение напряжения на ускорителе, выходящего ионного тока I_i , расхода рабочего вещества, выходящего из ускорителя, энергосодержания плазменной струи, возрастание энергетического и массового КПД, увеличение степени иони-



Ф и г. 3

зации плазмы α . При этом неизменными остаются расход материала катода и эффективный вольтэквивалент потерь энергии в катод, что свидетельствует о независимости процессов в катодных пятнах от внешнего магнитного поля. В этом случае влияние магнитного поля проявляется в зоне ускорения, где вследствие взаимодействия радиального электрического и аксиального магнитного полей формируется азимутальный холловский ток j_ϕ , в $\omega_e \tau_e$ раз превышающий ток проводимости j_r (параметр Холла $\omega_e \tau_e \gg 1$ при характерной концентрации плазмы в области ускорения $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$, электронной температуре $T_e \approx 1-10 \text{ эВ}$ и при $B = 20-40 \text{ Гс}$). Наличие электронного дрейфа в зоне ускорения приводит к увеличению степени ионизации α (см. фиг. 3, в) из-за доионизации паровой компоненты расхода электронным ударом и откату плазмы из прианодной области, благодаря фокусировке плазменной струи под действием объемной силы $F_r = j_\phi B_z$. Последнее приводит к росту массового КПД (см. фиг. 3, в) и росту анодного падения потенциала (растет U_a^*), обусловленному обеднением ионами плазмы прианодной области. Эффект фокусировки плазмы иллюстрируется также фиг. 4, а, б, откуда следует, что заметная фокусировка достигается уже при $B \approx 20 \text{ Гс}$. На фиг. 4, а, б соответственно показано также распределение плотности ионного тока по радиусу и оси плазменной струи в зависимости от величины внешнего магнитного поля на оси (материал катода Ti, $I = 200 \text{ А}$, радиальные распределения построены на расстоянии $z = 200 \text{ мм}$ от среза катода, R_a — радиус анода, R — расстояние от оси плазменной струи, j_{i0} — плотность ионного тока на оси плазменной струи, j_i — плотность ионного тока на рас-



Ф и г. 4

стоянии R от оси плазменной струи). При этом в плазменной струе наблюдается относительно высокая равномерность плотности ионного тока. Некоторое уменьшение плотности ионного тока с удалением от среза ускорителя обусловлено тепловым расширением плазмы. Показанная на фиг. 3, ϵ зависимость степени ионизации α от магнитного поля вычислена по экспериментальным значениям m^* и I_i для однократно ионизованной плазмы. Поэтому тот факт, что $\alpha > 1$, однозначно свидетельствует о существенной доле в плазме многозарядных ионов.

Ускорение плазмы в рассматриваемой системе происходит в основном под действием силы $F_z = j_\phi B_r$, что подтверждается ростом вольтаэквивалента энергии, вложенной в плазму $U_{и}^*$, а также прямыми измерениями энергии ускоренных ионов, достигающей значений 100—150 эВ при $B = 30\text{--}50$ Гс.

В режиме ускорения в ТХПУ с холодным катодом экспериментально наблюдается еще один эффект — автосепарация микрокапельной фазы, которая проявляется в уменьшении примерно на порядок этой фазы в плазменной струе. При этом микрокапельная фаза локализуется на периферии струи и частично попадает на анод ускорителя.

Таким образом, при работе ТХПУ с холодным катодом имеет место фокусировка, ускорение и интегральное вращение плазменного потока в ускорителе, а также выравнивание фазового состава плазменного потока за счет доионизации нейтральной компоненты и автосепарации микрокапель и возможно плавное управление скоростью потока в области низких энергий (100—150 эВ) путем изменения магнитного поля в объеме ускорителя.

Рассмотренный ТХПУ с холодным катодом обеспечивает получение сфокусированных плотных потоков плазмы с энергией частиц 100—150 эВ из широкой гаммы твердых проводящих материалов, в том числе из тугоплавких металлов W, Mo, Nb и др. Ускоритель данного типа может найти применение в различных областях техники, например: в вакуумной технике для создания безмасляных откачных систем, основанных на сорбции газов конденсирующимся потоком плазмы геттерного материала, в плазмохимии для осуществления высокотемпературных реакций различных типов, в экспериментальной технике для исследования свойств плазмы и создания источников излучения [1, 2]. Широкие возможности открываются при использовании ТХПУ с холодным катодом для получения материалов и покрытий в вакууме конденсацией из плазменных потоков при высоких и регулируемых энергиях частиц [4—6, 11].

Поступила 21 XI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Плазменные ускорители. Под ред. Л. А. Арцимовича и др. М., Машиностроение, 1973.
2. Физика и применение плазменных ускорителей. Под ред. А. И. Морозова. Минск, Наука и техника, 1974.
3. Дороднов А. М. Некоторые применения плазменных ускорителей в технологии. — В кн.: Физика и применение плазменных ускорителей. Минск, Наука и техника, 1974.
4. Блинов И. Г., Дороднов А. М., Минаичев В. Е. и др. Вакуумные сильноточные плазменные устройства и их применение в технологическом оборудовании микроэлектроники. Ч. II. Плазменная технология высоких энергий. Обзоры по электронной технике. М., изд. ЦНИИ Электроника, 1974, № 8.
5. Дороднов А. М. Промышленные плазменные установки. Учебное пособие. М., изд. МВТУ им. Н. Э. Баумана, 1976.
6. Блинов И. Г., Дороднов А. М., Минаичев В. Е. и др. Вакуумные сильноточные плазменные устройства и их применение в технологическом оборудовании микроэлектроники. Ч. I. Физические основы. Обзоры по электронной технике. М., изд. ЦНИИ Электроника, 1974, № 7.

7. Патент США, кл. 204—192, № 3.625.848, 1971.
8. Минаичев В. Е., Мирошкин С. И. Стационарные сильноточные плазменные испарители металлов и сплавов. Обзоры по электронной технике. М., изд. ЦНИИ Электроника, 1975, № 5.
9. Саблев Л. П., Долотов Ю. И. и др. Электродуговой испаритель металлов с магнитным удержанием катодного пятна. — Приборы и техника эксперимента, 1976, № 4.
10. Патент Англии, кл. C7F, № 1.322.670, 1973.
11. Туманов А. Г., Барабанов В. Н., Дороднов А. М. и др. Влияние энергии ионов и скорости конденсации на структуру получаемых в вакууме покрытий. — В кн.: III Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям. Тезисы докладов. Минск, 1976.

УДК 538.4

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ СТЕНОЧНЫЙ ЗОНД В ПОТОКЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Э. К. Чекалин, Л. В. Черных
(Москва)

Использование электростатических стеночных зондов в потоке относительно плотной плазмы сталкивается с целым рядом трудностей, вызванных конвекцией, образованием температурных и гидродинамических пограничных слоев у поверхности электродов, процессами амбиполярной диффузии заряженных частиц, отрывом электронной температуры от температуры газа, а также неравновесными процессами ионизации и электронно-ионной рекомбинации.

Одной из главных задач теоретического исследования свойств стеночного зонда является построение вольт-амперных характеристик и определение связи ионного тока насыщения с электрофизическими параметрами невозмущенной плазмы. Между тем имеющиеся данные противоречивы. Так, согласно работам [1—3], ионный ток насыщения зависит от профилей электронной и газовой температур вблизи зонда. В то же время из работ [4—6] следует, что распределение электронной и газовой температур у поверхности зонда на ионный ток насыщения заметного влияния не оказывает.

Для разрешения этих противоречий и обоснованного применения стеночных зондов необходимо определить расчетные профили концентраций заряженных частиц, электрических полей и электронного и ионного компонентов зондового тока в пограничном слое у поверхности электрода и вольт-амперные характеристики в зависимости от вышеперечисленных факторов, одновременный учет которых представляется чрезвычайно сложным [7]. Поэтому при решении такой задачи делаются те или иные упрощения и предположения. Например, в работах [7—10] пренебрегалось влиянием конвекции, в работе [11] не учитывались неравновесные ионизационно-рекомбинационные процессы в пограничном слое. Однако эти упрощения не всегда достаточно обоснованы, часто не указываются границы их применимости.

В данной работе поставлена задача найти расчетным путем профили концентрации заряженных частиц, электрического поля и электронного компонента зондового тока для различных профилей электронной и газовой температур, а также при различных соотношениях характерных времен диффузии и электронно-ионной рекомбинации и различных значениях суммарного зондового тока в квазинейтральной амбиполярной области пограничного слоя.

Из этих данных могут быть получены величины ионных токов насыщения и вольт-амперные характеристики, а также краевые условия для решения задач в двойном электрическом слое на поверхности электрода.

Система дифференциальных уравнений для потоков заряженных частиц с источником в квазинейтральной области пограничного слоя потока низкотемпературной плазмы имеет следующий вид при $T_e \neq T_i$:

$$(1) \quad \rho \frac{\partial C_i}{\partial t} + \rho u \frac{\partial C_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial C_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial y} - \rho \mu_i E C_i \right) + \dot{\omega}_i M_i;$$

$$(2) \quad \rho \frac{\partial C_e}{\partial t} + \rho u \frac{\partial C_e}{\partial x} + \rho v \frac{\partial C_e}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \rho D_e \frac{T_i}{T_e} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{C_e T_e}{T_i} \right) + \rho \mu_e E C_e \right\} + \dot{\omega}_e M_e,$$