

ПОДОБИЕ ПРИ ОБТЕКАНИИ ПЛАСТИНКИ И ЦИЛИНДРА
ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМОЙ

*В. Т. Астрелин, И. А. Богащенко,
Н. С. Бучельникова, Ю. И. Эйдельман*

(Новосибирск)

Работа посвящена проверке закона подобия при обтекании тел разреженной замагниченной плазмой в условиях, моделирующих условия обтекания искусственных спутников Земли в ионосфере. Экспериментально подтвержден закон подобия для обтекания пластинок и цилиндров различных размеров ($R_0/\rho_i \approx 0.5 \div 1$, $V_0/V_i \approx 1.5 \div 2$).

Показано, что картины обтекания пластинки и цилиндра совпадают при малых значениях параметра δ ($\delta = R_0/z_H$). Исследовано влияние потенциала тел на картину их обтекания.

Существование закона подобия при обтекании замагниченной плазмой тел одинакового профиля, но разного размера было показано теоретически [1]. Рассмотрение проводилось в так называемом «нейтральном приближении», не учитывающем электрическое поле, возникающее вследствие возмущения плазмы телом, так что полученные выводы справедливы только в дальней зоне следа. Закон подобия проявляется в том, что профиль следа описывается функцией безразмерных параметров. Так, при обтекании тела с круговым сечением радиуса R_0 в однородном магнитном поле профиль относительных плотностей имеет вид [1]

$$\frac{n(\rho, z)}{n_0} = f\left(\frac{R_0}{\rho_i}, \frac{\rho}{R_0}, \frac{z}{z_H}\right) \quad (0.1)$$

Здесь ρ и z — текущие координаты точек в следе за телом, n_0 — плотность невозмущенного потока, V_0 — скорость потока плазмы (в (0.1) предполагается, что плазма движется вдоль магнитного поля H), $\rho_i = V_i/\omega_i$ — ларморовский радиус ионов, V_i — их тепловая скорость, ω_i — циклотронная частота ионов, $z_H = 2\pi V_0/\omega_i$ — расстояние, на котором ион, движущийся со скоростью V_0 вдоль H , совершает полный оборот по ларморовской орбите.

Из (0.1) следует, что профили следа одинаковы в координатах ρ/R_0 , z/z_H , если отношение R_0/ρ_i поддерживается постоянным.

Следует отметить, что для незамагниченной плазмы существование закона подобия показано теоретически не только в нейтральном приближении [1], но и в приближении, учитывающем электрическое поле и справедливым и в ближней зоне следа [2]. Существование закона подобия для незамагниченной плазмы было подтверждено экспериментально [3].

1. Условия эксперимента. Эксперименты проводились на установке типа Q -машины. Возможность использования ее для исследования обтекания тел замагниченной плазмой была подробно рассмотрена ранее [4].

Плазма образуется при термической ионизации калия на вольфрамовом ионизаторе диаметром 4 см, нагретом до температуры $T \approx 2000^\circ \text{K}$. Плазма удерживается магнитным полем и представляет собой цилиндрический столб, ограниченный с одного торца ионизатором, а с другого — холодным отрицательно заряженным электродом ($U = -7 \text{ в}$, так что

$|eU/T| \gg 1$). Плотность плазмы практически однородна вблизи оси столба в области диаметром ~ 2.5 см. Эксперименты проводились в режиме электронного слоя. В этом случае ионы ускоряются в слое, приобретая направленную скорость V_0 и продольную температуру T_{\parallel} [5]. Плазма течет от ионизатора к холодному электроду со скоростью V_0 . В режиме электронного слоя поток устойчив.

Электроны имеют максвелловскую функцию распределения с температурой $T_e \sim T$, ионы — двухтемпературную максвелловскую функцию с $T_{\parallel} < T_{\perp} \sim T$ [4]. Параметры плазмы таковы, что $e-i$ и $e-e$ -столкновения не играют роли (длина свободного пробега $l \gg L$), однако $i-i$ -столкновения, приводящие к выравниванию T_{\parallel} и T_{\perp} , могут оказаться существенными.

Магнитное поле изменялось от 500 до 1600 э, плотность плазмы $n_0 \sim 1-6 \cdot 10^9$ см $^{-3}$, скорость потока плазмы $V_0 = (1.2 \div 2.1) \cdot 10^5$ см/сек, температура ионизатора $T = 2000 \div 2500^\circ$ К.

Измерения плотности проводились с помощью цилиндрических вольфрамовых зондов длиной 2 мм и диаметром 0.25 мм; скорость потока определялась по периоду z_H продольных осцилляций плотности на оси следа за плоским телом [5]

$$V_0 = z_H \omega_i / 2\pi \quad (1.1)$$

Исследовалось обтекание пластинок (плоские тела) шириной $2R_0 = 3.5, 5$ и 7 мм и цилиндров (объемные тела) диаметром $2R_0 = 3, 5$ и 7 мм. Высота пластинок и цилиндров 3 см, так что для описания следа тела достаточно двумерной картины. Исследуемое тело помещается в плазму перпендикулярно к потоку в зоне однородной плотности. Эксперименты проводились с отрицательно-заряженными телами ($U = -7$ в).

Условия этих экспериментов хорошо моделируют обтекание тел размером ~ 2 м в ионосфере на высотах $\sim 200-1000$ км, что видно из табл. 1 (r_D — дебаевский радиус, ρ_e и V_e — ларморовский радиус и тепловая скорость электронов).

Таблица 1

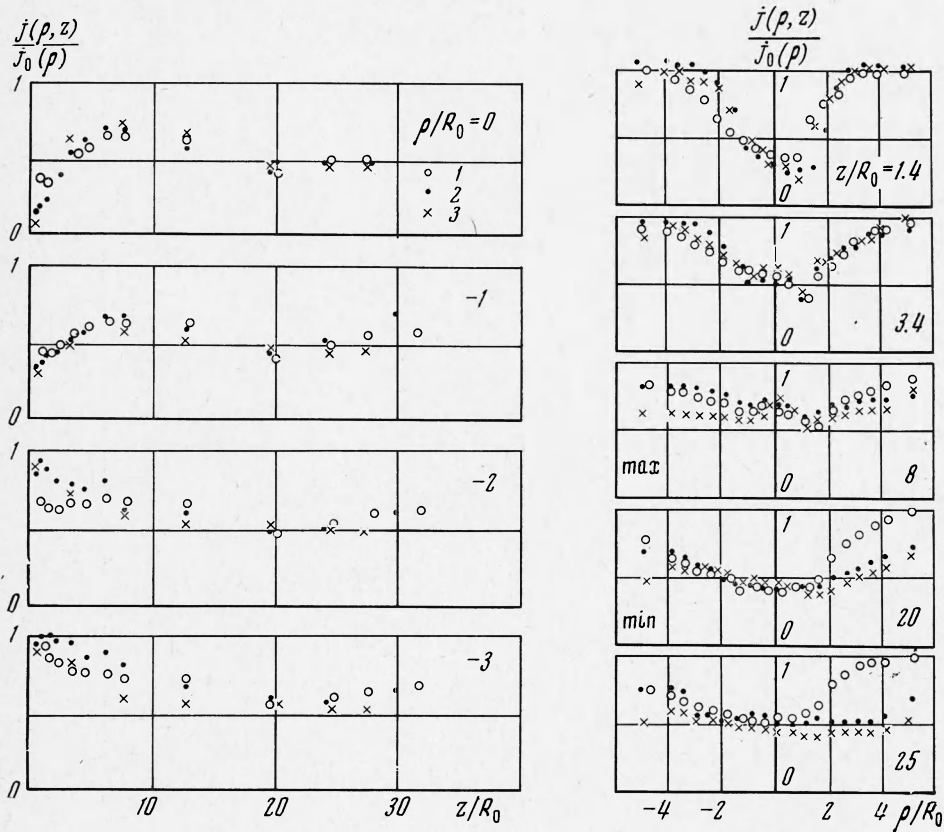
Параметр	Эксперимент	Ионосфера
R_0 / r_D	$30 \div 100 \gg 1$	$50 \div 1000 \gg 1$
R_0 / ρ_e	$120 \div 270 \gg 1$	$100 \div 200 \gg 1$
R_0 / ρ_i	$0.45 \div 1.0$	$0.25 \div 1.0$
V_0 / V_e	$(5 \div 8) \cdot 10^{-3} \ll 1$	$0.01 \ll 1$
V_0 / V_i	$1.2 \div 2.1$	$0.8 \div 6$
R_0 / l	$2 \cdot 10^{-2} \div 2 \cdot 10^{-3} \ll 1$	$5 \cdot 10^{-2} \div 10^{-4} \ll 1$

2. Обтекание тел разного размера. Для проверки существования подобия при обтекании одинаковых тел разного размера выбирались эксперименты, в которых для тел с разными R_0 сохраняются постоянными величины $R_0 / \rho_i, V_0 / V_i$. В табл. 2 и 3 приведены параметры исследованных режимов для пластинок и цилиндров соответственно.

Для выяснения вопроса, существует ли подобие, следует построить сечения следа $n(\rho, z) / n_0$ в координатах $\rho / R_0, z / z_H$. Поскольку

$$\frac{z}{z_H} = \frac{1}{2\pi} \frac{z}{R_0} \frac{R_0}{\rho_i} \frac{V_i}{V_0}$$

и $R_0 / \rho_i, V_i / V_0$ постоянны, координату z / z_H можно заменить на z / R_0 .



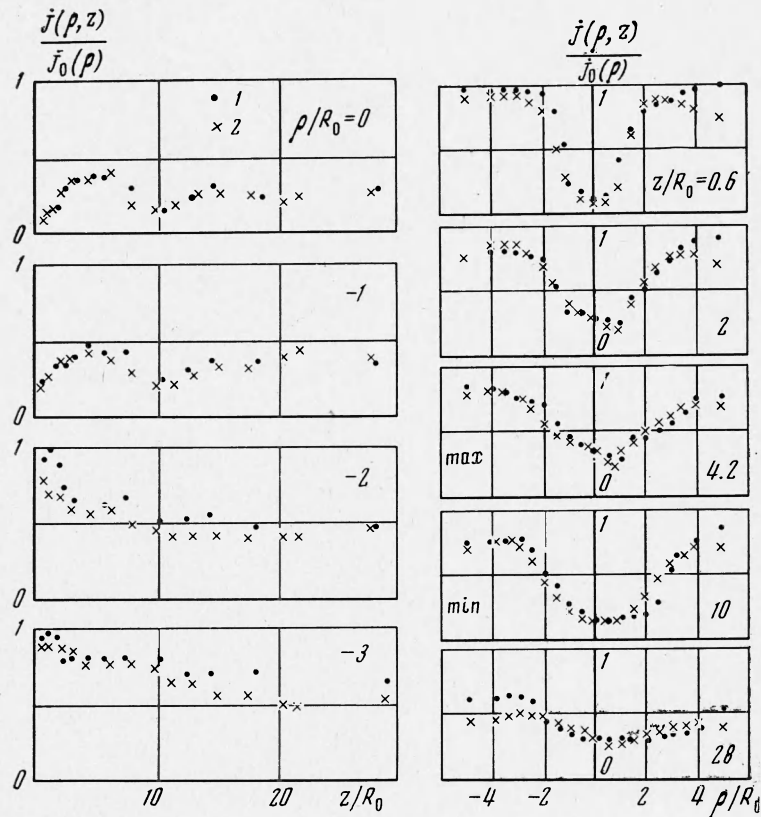
Фиг. 1

Отношение $n(\rho, z) / n_0$ можно заменить равным ему отношением токов зонда $j(\rho, z) / j_0$. На фиг. 1—3 показаны распределения относительной плотности вдоль следа на различных расстояниях от оси и распределения

Таблица 2

Обтекание пластинок разного размера

Режим	№ фигуры, обозначения	$2R_0$, мм	H , эрстед	V_0 , см/сек	R_0 / ρ_i	V_0 / V_i
1	1	3.5	1000	$1.5 \cdot 10^5$	0.5	1.5
	2	5	700			
	3	7	500			
2		3.5	1600	$1.4 \cdot 10^5$	0.7	1.5
		5	1100			
		7	700			
3		3.5	1600	$2.1 \cdot 10^5$	0.7	2.0
		5	1100			
		7	800			
4	1	5	1500	$1.5 \cdot 10^5$	1.0	1.6
	2	7	1100			



Фиг. 2

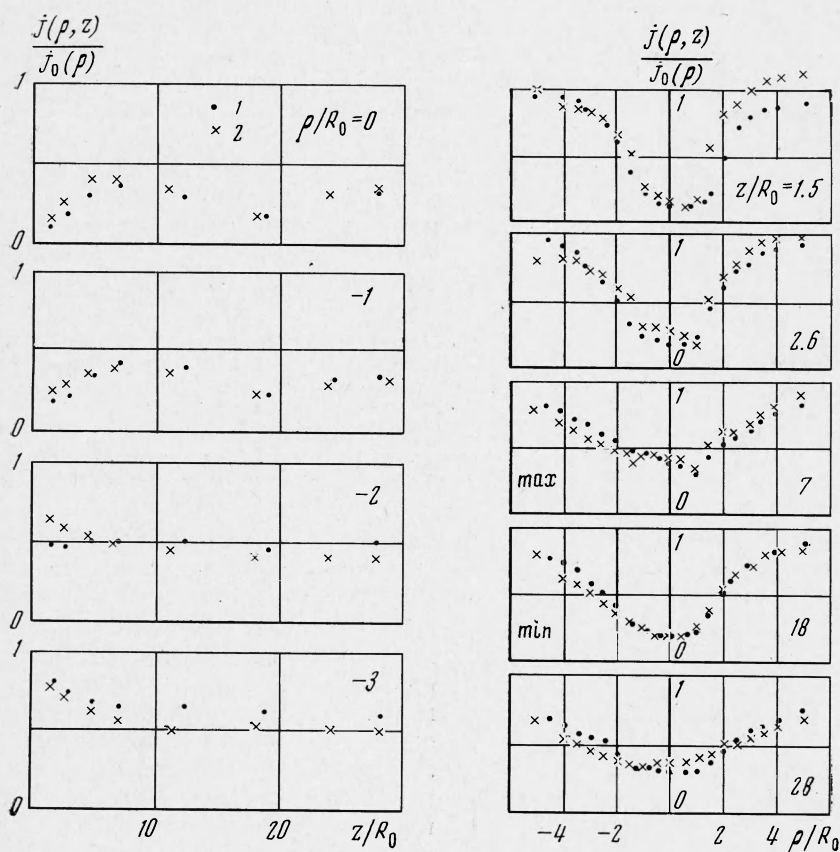
плотности поперек следа на различных расстояниях от тела для некоторых экспериментов.

Во всех экспериментах в области внутри следа ($\rho / R_0 < 2$) картина практически одинакова для тел разных размеров. Существенные различия наблюдаются, как правило, при больших ρ / R_0 , z / R_0 и не имеют систематического характера. Причина их, по-видимому, заключается в больших погрешностях измерений, связанных с недостаточной воспроизводимостью условий эксперимента (измерения для тел разных размеров прово-

Таблица 3

Обтекание цилиндров разного радиуса

Режим	№ фигуры, обозначения	$2R_0$, мм	H , эрстед	V_0 , см/сек	R_0 / ρ_i	V_c / V_i
1	1	3.5	1600	$2.0 \cdot 10^3$	0.7	2.0
	2	7	800			
2	3.5	1400	$1.5 \cdot 10^3$	0.6	1.6	
	7	700				
3	3.5	1000	$1.5 \cdot 10^3$	0.5	1.5	
	7	500				



Фиг. 3

дильсь в разных экспериментах после переборки экспериментальной системы).

Таким образом, можно утверждать, что в условиях проведенных экспериментов ($R_0 / \rho_i \sim 0.5 \div 1$, $V_0 / V_i \sim 1.5 \div 2$) закон подобия выполняется как для плоских, так и для объемных тел. Подобие наблю-

Таблица 4

Обтекание пластинки и цилиндра

№ фиг.	$2R_0$, мм	H , эрстед	V_0 , см/сек	R_0 / ρ_i	V_0 / V_i	$\delta = R_0 / z_H$
4, а	3.5	1600	$1.5 \cdot 10^5$	0.75	1.6	0.076
4, б	3.5	1600	$2.1 \cdot 10^5$	0.70	2.2	0.052
4, в	3.5	1000	$1.5 \cdot 10^5$	0.45	1.5	0.048
4, г	3.5	700	$1.2 \cdot 10^5$	0.35	1.3	0.041
4, д	3.5	700	$1.5 \cdot 10^5$	0.30	1.5	0.033
5	3.5	1600	$1.5 \cdot 10^5$	0.75	1.6	0.076
6	3.5	700	$1.2 \cdot 10^5$	0.35	1.3	0.041
7, 8	3.5	1000	$1.3 \cdot 10^5$	0.45	1.3	0.053
—	7	1500	$1.6 \cdot 10^5$	1.4	1.7	0.135
—	7	1100	$1.5 \cdot 10^5$	1.0	1.6	0.11
—	7	700	$1.6 \cdot 10^5$	0.65	1.7	0.063
—	7	800	$2.1 \cdot 10^5$	0.70	2.1	0.062
—	7	500	$1.4 \cdot 10^5$	0.45	1.5	0.048

дается как в дальней зоне, в соответствии с предсказанием нейтрального приближения теории [1], так и в ближней зоне, для которой в случае замагниченной плазмы теоретическое рассмотрение не проводилось.

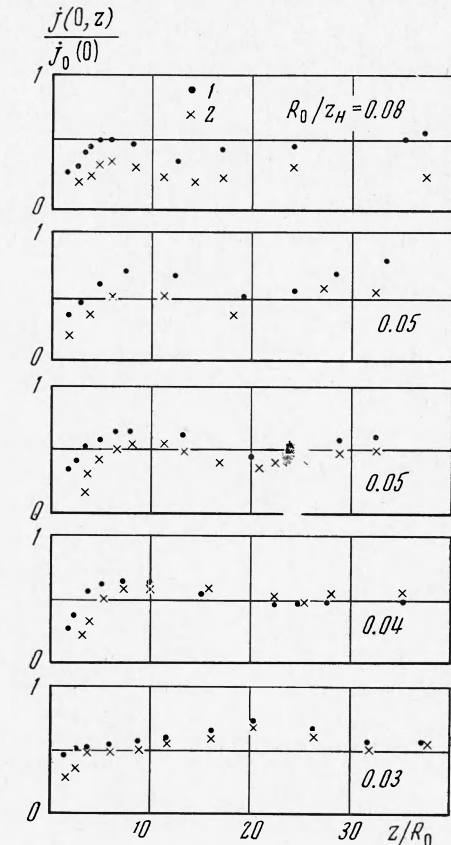
3. Обтекание пластинки и цилиндра одинакового сечения. Было проведено сравнение картин обтекания пластинки и цилиндра. Такое сравнение для случая замагниченной плазмы ранее не проводилось. Для случая немагниченной плазмы теоретически было показано [2], что картины совпадают при большой скорости потока плазмы ($V_0 / V_i \gg 1$).

На фиг. 4 приведены результаты измерений относительной плотности плазмы на оси в разных режимах. В качестве параметра выбрана величина

$$\delta = \frac{R_0}{z_H} = \frac{1}{2\pi} \frac{R_0}{\rho_i} \frac{V_i}{V_0} \quad (3.1)$$

характеризующая отношение продольного размера цилиндра к длине осцилляции плотности в следе. Разумно ожидать, что картина обтекания пластинки и цилиндра будет одинаковой, когда это отношение мало. На фиг. 4 показаны сечения следа на оси за пластинкой (1) и цилиндром (2) при различных значениях параметра δ . Видно, что при больших значениях этого параметра следы пластинки и цилиндра отличаются друг от друга — уровень плотности в следе цилиндра ниже. При малых значениях δ следы совпадают за исключением ближней зоны за телом.

На фиг. 5, 6 приведены полные картины следа за телом (продольные и поперечные сечения следа) в двух режимах. Параметры исследованных режимов приведены в табл. 4.

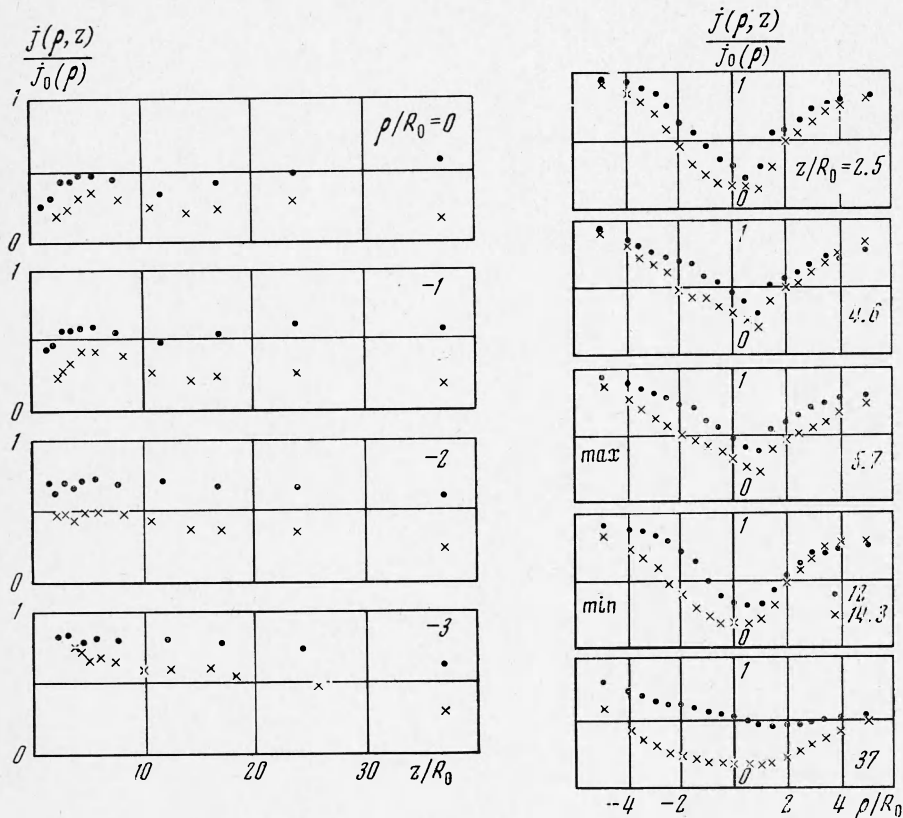


Фиг. 4

Из экспериментов следует, что при больших значениях δ (фиг. 5) след цилиндра лежит ниже следа пластинки, а при малых (фиг. 6) — следы практически совпадают, за исключением ближней зоны. При одинаковых значениях δ , полученных при разных комбинациях R_0 , H , V_0 следы имеют одинаковый характер. Таким образом, параметр δ качественно характеризует взаимную картину обтекания отрицательно заряженных тел, причем следы совпадают, когда δ мал, т. е. когда продольный размер объемного тела мал по сравнению с длиной осцилляции. Следует отметить, что в ближней зоне следа и при малых значениях δ следы обычно расходятся (фиг. 4, 6).

4. Обтекание пластинки и цилиндра при разных потенциалах. Было исследовано влияние потенциала тела на картину обтекания. В этих экспериментах существенную трудность представляет собой работа с потенциалами, близкими к потенциалу плазмы. Дело в том, что при работе с щелочными плазмами существенную роль могут играть контактные раз-

ности потенциала (КРП), возникающие из-за образования на теле пленки щелочного металла (при работе с калием КРП может достигать 2—3 в) [5]. Поскольку площадь пластинки и цилиндра довольно велика, существенной может оказаться неоднородность КРП, поэтому представляется не очень надежным независимое определение потенциала плазмы (например, по вольт-амперной характеристике зонда).

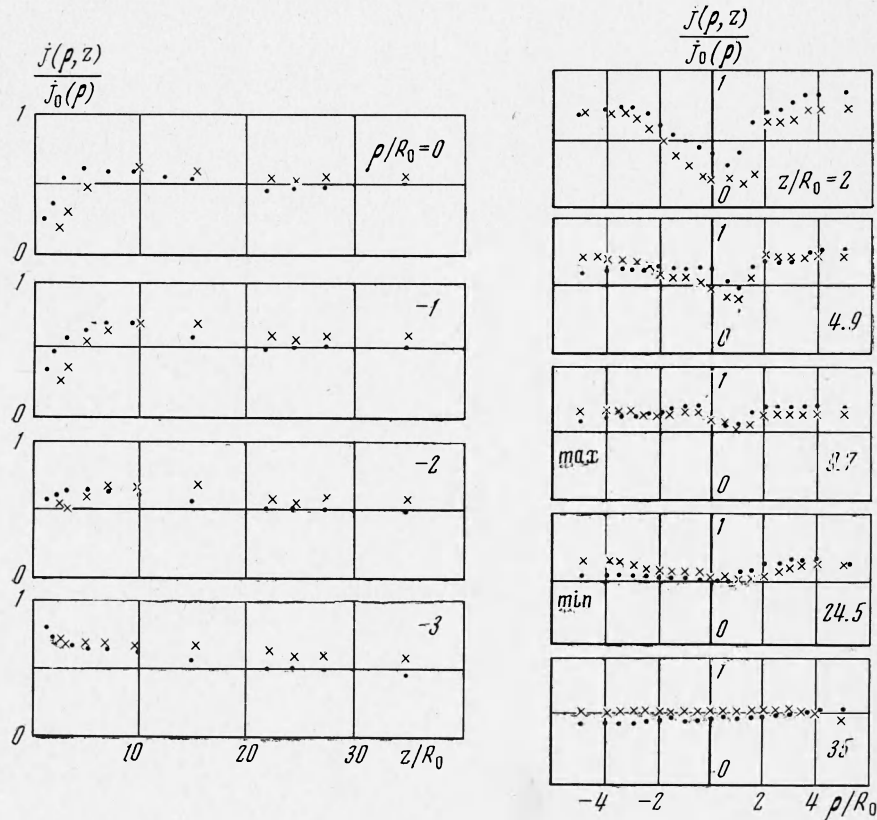


Фиг. 5

Оказалось, что форма радиального сечения следа существенно меняется при переходе из области отрицательного потенциала в область положительного (см. фиг. 7). Это понятно, поскольку при положительном потенциале на теле, электроны, попадающие в след, поглощаются телом, так что сечение следа приближается к геометрическому сечению тела. Строя набор кривых $n(\rho)$ в каком-нибудь сечении при различных потенциалах с шагом 0.1 в, можно определить переходную точку с точностью ~ 0.2 в. Этот потенциал перехода и принимался за потенциал плазмы U_0 . В рабочем режиме (фиг. 6) он оказался равным -2.8 в для пластинки и -3.3 в для цилиндра.

Правильность измеренного потенциала плазмы можно проверить, определяя плавающий потенциал U_* и сравнивая разность $U_* - U_0$ с расчетным значением плавающего потенциала относительно потенциала плазмы $\varphi_* - \varphi_0$ [5]. Оказалось, что $U_* - U_0 = 0.7$ в хорошо согласуется с $\varphi_* - \varphi_0 = 0.8$ в, так что принятая методика позволяет определять потенциал плазмы достаточно точно. Отметим, что абсолютная величина потенциала плазмы в рабочем режиме согласно расчету [5] равна $|\varphi_0| \sim 0.2$ в.

На фиг. 7 приведены радиальные сечения следа в максимуме осцилляции при разных потенциалах тел (U — потенциал пластинки, φ — потенциал тела относительно потенциала плазмы: $\varphi = U - U_0$). Из фигуры четко видно изменение характера следа при переходе в область положительных потенциалов. Видно, что при увеличении как положительного, так и отрицательного потенциала растет глубина следа и его ширина. Это ука-



Фиг. 6

зывает на существенную роль слоя объемного заряда у поверхности заряженного тела. С ростом потенциала растет размер слоя, т. е. возрастает эффективный размер тела и, следовательно, ширина и глубина следа должны возрастать.

Следы пластинки и цилиндра совпадают всюду при потенциале плазмы и более положительных потенциалах, а также при отрицательных вплоть до плавающего; при дальнейшем увеличении отрицательного потенциала след цилиндра становится глубже, чем след пластинки (фиг. 8). При этом след пластинки при $U = -7$ в практически не отличается от следа при $U = U_0$, а след цилиндра становится глубже. Это указывает на более быстрый рост эффективной поверхности слоя цилиндра. При дальнейшем увеличении потенциала слой начинает существенно влиять и на след пластинки (фиг. 7).

Таким образом, можно выделить следующие области при возрастании отрицательного потенциала:

1) $U = U_0$. При обтекании основную роль должны играть геометрические факторы. Совпадение или различие следа пластинки и цилиндра должно определяться параметром δ ;

2) $U \lesssim U_0$. Размер слоя мал, слой практически не влияет на обтекание в дальней зоне ($U = U_*$ на фиг. 7), но возможно, оказывается в ближней. Параметр δ сохраняет свою роль;

3) слой заметно влияет на след цилиндра, но не влияет на след пластинки ($U = -7$ в на фиг. 7), кроме ближней зоны. В параметре δ величину R_0 следует заменить эффективным размером $R_* > R_0$;

4) слой заметно влияет на следы пластинки и цилиндра ($U = -20$ в на фиг. 7). В этой области и пластинка имеет эффективный продольный размер, так что сравнительная картина становится более сложной и требует специального учета влияния слоя.

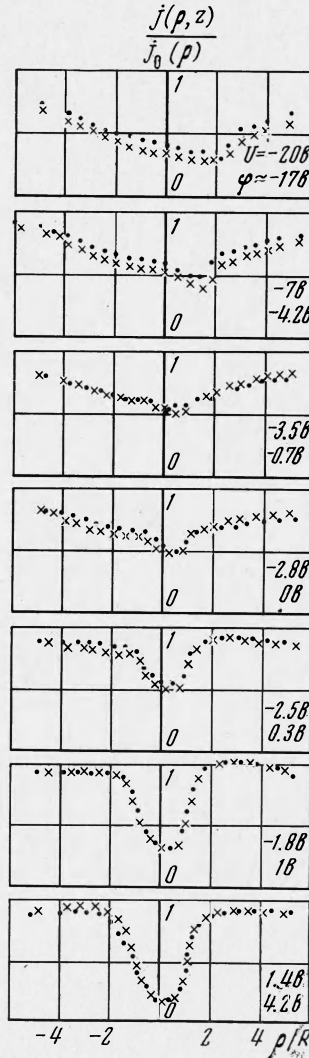
Граничные потенциалы для этих областей, естественно, зависят от характеристик потока плазмы и тела — таких, как R_0 , ρ_i , V_0 , V_i . Так, для различных режимов граничные потенциалы области 3 и 4 равны:

δ	0.033 (фиг. 4, в)	0.053 (фиг. 7)	0.087
U_3	-10 в	-4 в	~ (-3) в
U_4	-15 в	-10 в	~ (-7) в

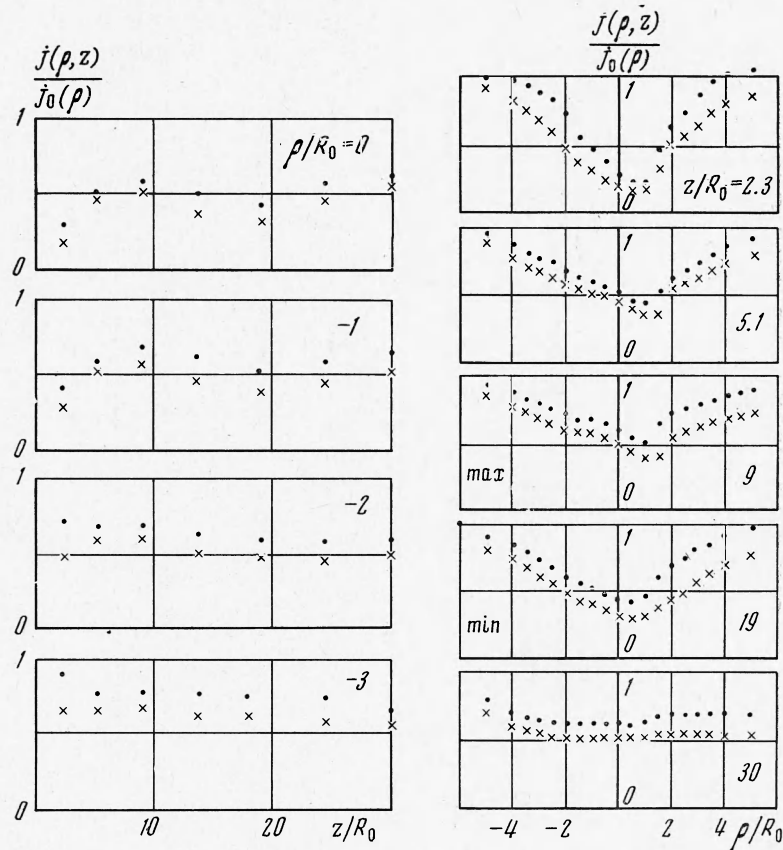
Таким образом, при заданном потенциале тел различные режимы могут оказаться в различных областях (например, при $U = -7$ в режим с $\delta = 0.087$ — область 4, режим 7 — область 3, режим 4 — область 2). При этом сравнительная картина следов пластинки и цилиндра должна определяться параметром $\delta_* = R_* / z_H$, меняющимся от δ в области 2 до $\delta_* > \delta$ в области 3. Экспериментальные результаты показывают, что качественно картину можно описать с помощью параметра δ .

Сравнение картины обтекания при $U = U_0$ и $U = -7$ в показывает, что совпадение следов пластинки и цилиндра при $U = -7$ в наблюдается при меньших значениях δ , чем в случае $U = U_0$. Действительно, при $U = U_0$ следы расходятся в режимах с $\delta = 0.087$ и 0.073 и совпадают в режиме 7 и 4д, в то время как при $U = -7$ в следы совпадают в режиме 4д и расходятся в режимах 7 и 5. Таким образом, при $U = U_0$ параметр перехода лежит в пределах $0.07 > \delta > 0.05$, а при $U = -7$ в $-0.05 > \delta > 0.04$. Это подтверждает предположение о том, что при потенциале плазмы (область 1) обтекание определяется параметром δ , а при более отрицательных потенциалах (область 3) — параметром $\delta_* > \delta$.

При $U = U_0$ в отличие от случая $U = -7$ в совпадение наблюдается не только в дальней, но и в ближней зоне. Таким образом, можно предполагать, что различие следов пластинки и цилиндра в ближней зоне при



Фиг. 7



Фиг. 8

$U = -7$ в режимах, когда в дальней зоне следы совпадают (фиг. 4), обусловлено влиянием слоя объемного заряда.

Авторы благодарны А. В. Гуревичу за постоянное сотрудничество и ценные обсуждения и К. Тинчурину за помощь в измерениях.

Поступила 3 I 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. М., «Наука», 1964.
2. Гуревич А. В., Питаевский Л. П., Смирнова В. В. Ионосферная аэродинамика. Усп. физ. н., 1969, т. 99, № 3.
3. Скворцов В. В., Носачев Л. В. Космические исследования, 1968, т. 6, стр. 855.
4. Богащенко И. А., Гуревич А. В., Салимов Р. А., Эйдельман Ю. И. Обтекание тел потоком разреженной плазмы, ЖЭТФ, 1970, т. 59, вып. 5.
5. Гуревич А. В., Салимов Р. А., Бучельникова Н. С. Исследования устойчивого состояния разреженной плазмы в Q-машине. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, вып. 5.