

## О ТОРМОЖЕНИИ СГУСТКА ПЛАЗМЫ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. Ф. Кашкин

(Москва)

1. В каналах магнитогидродинамических устройств многие физические явления связаны с неоднородностью потока и магнитного поля по сечению канала. Исследование токов в канале с непроводящими стенками дает возможность полностью изучить концевой эффект, связанный с неоднородностью магнитного поля, и его зависимость от профиля скорости и магнитного поля.

В работе [1] исследовано влияние неоднородности магнитного поля на индуцируемую э.д.с. вследствие образования концевых токов при недостаточном удалении электродов от зон неоднородности магнитного поля и показано, что неоднородное магнитное поле в виде ступеньки влияет на э.д.с. при  $x/h_1 < 3$ , где  $x$  — расстояние между электродами и передней границей магнитного поля, а  $h_1$  — расстояние, соответствующее полувысоте канала.

В работе [2] показано, что э.д.с. может отличаться от расчетной величины вследствие торможения потока силой Лоренца в зоне взаимодействия концевого тока с нарастающим магнитным полем. Подробное исследование торможения плазмы в неоднородном магнитном поле проведено в работе [3] при концентрации электронов  $n_e \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и показано, что торможение плазмы может быть довольно существенным. При торможении потока меняются параметры плазмы, что необходимо учитывать в каналах МГД-устройств.

Разработка МГД-устройств с магнитными числами Рейнольдса  $R_m \geq 1$  и неоднородными по оси канала магнитными полями требует экспериментального исследования влияния на характеристики устройств концевых эффектов в зоне входа и выхода из магнитного поля.

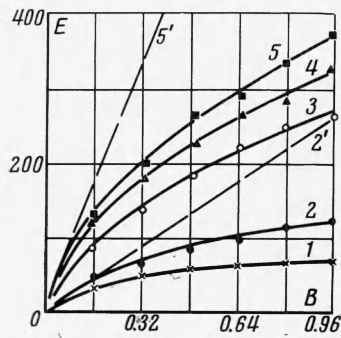
2. В качестве источника плазмы использовалась электроразрядная трубка, описанная в работе [4]. Параметры потока плазмы: скорость переднего фронта сгустка плазмы в сечении, отстоящем от источника плазмы на расстоянии 1 м,  $v = 2.8 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ , плазма близка к полностью однократно ионизированной, рабочее тело — аргон, число  $M$  потока равно 5, статическое давление в сгустке  $p \leq 0.5 \text{ кг/см}^2$ . Канал прямоугольный из оргстекла сечением  $3 \times 4 \text{ см}^2$ . Магнитное поле создавалось двумя катушками, соединенными в виде пары Гельмгольца, на которые разряжалась батарея конденсаторов емкостью 900 мкф. Напряжение на конденсаторах в зависимости от требуемой величины магнитного поля составляло 0.5—3 кВ. Диаметр катушек 20 см, расстояние между ними 4 см. Магнитное поле в зазоре в центре катушек составляло 0.96 тл при напряжении на конденсаторах 3 кВ и на расстоянии 10 см от центра спадало до нуля. Магнитное поле довольно однородно лишь на расстоянии около 4 см в центре магнита. Полуцикл разряда конденсатора составлял  $3 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$ , время движения сгустка плазмы через магнитное поле равно  $\sim 1 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$ .

Для синхронизации потока плазмы с магнитным полем применялся блок задержки времени. Сгусток плазмы попадал в область магнитного поля, когда поле достигало максимальной величины.

3. Для исследования электродвижущей силы, индуцируемой при движении плазмы через внешнее поперечное магнитное поле, применялись вольфрамовые электроды диаметром 0.1 см. Расстояние между плоскими рабочими поверхностями менялось от 4 см при установке электродов заподлицо со стенками канала до 0.5 см при выдвигении каждого электрода в поток на 1.75 см. Межэлектродное расстояние исследовалось через каждые 0.5 см. Магнитное поле менялось от 0.16 до 0.96 тл. Для измерения э.д.с. к электродам подключалось внешнее сопротивление  $10^6 \text{ ом}$ , сигнал с которого подавался на пластины осциллографа ОК17М. При расчете э.д.с. за скорость потока принималась скорость переднего фронта сгустка плазмы перед входом его в магнитное поле,  $v = 2.8 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ .

На фиг. 1 приведена зависимость э.д.с. от величины магнитного поля для разных расстояний между электродами. Э.д.с. определялась по осциллограммам через 10 мксек после появления сигнала на сопротивлении в момент его максимума.

В работе [3] при исследовании сгустков плазмы, полученных с помощью электроразрядных труб, показано, что значительная часть сгустка плазмы имеет скорость,



Фиг. 1. Зависимость э.д.с. от поперечного магнитного поля для разных межэлектродных расстояний (h); 1)  $h = 0.5 \text{ см}$ , 2)  $h = 1 \text{ см}$ , 3)  $h = 2 \text{ см}$ , 4)  $h = 3 \text{ см}$ , 5)  $h = 4 \text{ см}$ , 2') расчетная э.д.с. для  $h = 1 \text{ см}$ , 5') для  $h = 4 \text{ см}$

равную скорости переднего фронта. Экспериментальное исследование показало, что при любом межэлектродном расстоянии ( $h$ ) э.д.с. меняется нелинейно с ростом приложенного магнитного поля и, например, при  $h = 2$  см,  $B = 0.96$  тл экспериментальное значение э.д.с. в два раза меньше расчетного. Аналогичная картина наблюдается и при других межэлектродных расстояниях.

На фиг. 1 видно, что разница экспериментального и расчетного значений э.д.с. увеличивается с ростом магнитного поля.

Первоначально было проведено исследование влияния неоднородности магнитного поля на э.д.с. за счет возможной утечки заряда из-за близкого положения электродов к зонам концевоего тока в области неоднородности магнитного поля. В работе [1] было показано, что измеренная разность потенциалов между разомкнутыми электродами может быть меньше расчетной э.д.с., если точечные электроды находятся близко к зонам неоднородности магнитного поля. Для поля в форме ступеньки чувствительность, т. е. отношение измеренной э.д.с. к расчетной, меньше единицы при  $x/h_1 \leq 3$ . При уменьшении  $x/h_1$  чувствительность резко падает. Для криволинейной формы магнитного поля чувствительность можно рассчитать по следующей формуле

$$S = \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \int_0^{\infty} \frac{B}{B_{\max}} \exp\left(\frac{-n\pi x}{2h_1}\right) d\left(\frac{x}{h_1}\right) \quad \left(S = \frac{U}{vBh}\right)$$

Здесь  $S$  — чувствительность,  $n$  — нечетное.

Учитывая, что

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \exp\left(\frac{-n\pi x}{2h_1}\right) = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \exp(-\pi x/2h_1)}{1 - \exp(-\pi x/2h_1)}$$

и вводя обозначения

$$z = x/h_1, f(z) = B/B_{\max}$$

окончательно получим

$$S = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} [f(z) - 1] \ln \operatorname{cth} \frac{\pi z}{4} dz + \frac{2}{\pi} z \ln \operatorname{cth} \frac{\pi z}{2} \Big|_0^{\infty} + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \frac{z dz}{\operatorname{sh}^{1/4} \pi z \operatorname{ch}^{1/4} \pi z}$$

Были просчитаны ряд значений  $S$  для  $z = 1-10$ . Интегралы вычислялись по формуле Симпсона ( $n = 20$ ).

Расчет чувствительности проводился в предположении постоянства профиля скорости и электропроводности по сечению канала. В работе [6] показано, что для больших  $z$  ( $z \geq 1.9$ ) чувствительность для однородного и для пуазейлевского профилей скорости почти совпадают, разница в чувствительности не превышает 1%. Расчет показал, что при  $h_1 = 2$  см,  $x = 10$  см,  $z = 5$ , чувствительность  $S = 0.98$ , т. е. существенного уменьшения э.д.с. за счет влияния концевоего тока не должно быть.

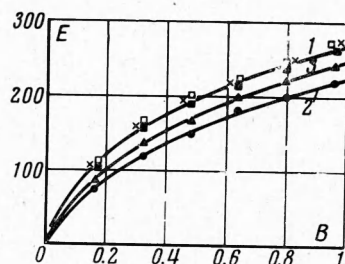
Для борьбы с потерями э.д.с. при недостаточном удалении электродов от зон концевоего тока в работе [1] предлагается вводить в канал в зоне неоднородности магнитного поля тонкие изолированные перегородки, ориентированные по потоку. Эти перегородки уменьшают эффективность концевых токов и тем самым уменьшают утечки зарядов. Для проверки точности расчетов в канал устанавливались пластины из оргстекла толщиной 0.1 см с острой передней кромкой. Длина пластины ( $\lambda$ ) менялась от 2 до 15 см. Пластина делила канал на две равные по высоте части, причем пластина могла находиться как перед электродами, так и за ними. Изучалось влияние пластины только при одном расстоянии между электродами,  $h = 2$  см. Если пластина находилась перед электродами, то задняя кромка пластины доходила до оси электродов, если же пластина крепилась за электродами, то оси электродов касалась острая передняя кромка пластины.

На фиг. 2 приведена зависимость э.д.с. от величины магнитного поля при наличии в канале пластин и без них при межэлектродном расстоянии  $h = 2$  см. Следует заметить, что во всех экспериментах параметры плазмы на входе в магнитное поле были одними и теми же ( $v = 2.8 \cdot 10^6$  см/сек,  $\sigma \approx 100$  мо/см,  $M = 5$ ). Оказалось, что независимо от длины пластины ( $\lambda = 2-15$  см) при ее расположении сзади за электродами, графики зависимости э.д.с. от величины магнитного поля совпадают между собой и с зависимостью  $E = f(B)$  для случая отсутствия пластин в канале. Разброс значений не превышает 5%.

Таким образом, эксперимент с пластиной в зоне спада магнитного поля подтверждает проведенный расчет, т. е. действительно утечки заряда для данной конфигура-

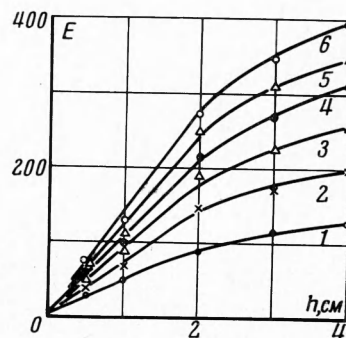
ции магнитного поля и канала из-за концевых токов малы. Совершенно другие результаты были получены в случае установки пластин перед электродами. Если пластина короткая ( $\lambda = 2$  см), то э.д.с. оказывается меньше, чем в случае отсутствия пластины (см. фиг. 2, 2), что можно объяснить тем, что короткая пластина, введенная в сверхзвуковой поток в зоне однородного магнитного поля, уменьшает поперечное сечение канала для прохода газа за счет толщины пластины и пограничного слоя на ней.

Согласно расчету торможение потока за счет пластины составляет 6—7%. Основное влияние на э.д.с. оказывает разрыв в профиле скорости вблизи оси канала за счет пластины и пограничного слоя. Предполагалось, что пластина длиной 15 см перед электродами полностью пересекает область неоднородного магнитного поля. Измеренная э.д.с. (3 на фиг. 2) в этом случае больше, чем э.д.с. для случая короткой пластины.



Фиг. 2

Фиг. 2. Зависимость э.д.с. от величины магнитного поля при наличии пластин в канале: 1) пластин в канале нет, 2) пластина длиной 2 см перед электродами, 3) пластина перед электродами длиной 15 см



Фиг. 3

Фиг. 3. Зависимость э.д.с. от межэлектродного расстояния для разных величин поперечного магнитного поля: 1)  $B = 0.16$  тл, 2)  $B = 0.32$  тл, 3)  $B = 0.48$  тл, 4)  $B = 0.64$  тл, 5)  $B = 0.80$  тл, 6)  $B = 0.96$  тл

Проведенный выше расчет показал, что утечки заряда не должны превышать нескольких процентов. Если бы пластина перед электродами не создавала дополнительных гидродинамических потерь в канале и не нарушала профиля скорости на оси канала, то согласно расчету измеренная э.д.с. превысила бы 300 в при  $B = 0.96$  тл,  $h = 2$  см, что значительно больше, чем для случая отсутствия пластины в канале.

На фиг. 3 показана зависимость э.д.с. от межэлектродного расстояния ( $h$ ) для разных значений магнитного поля. Оказалось, что при  $h > 2$  см зависимость  $E = f(h)$  отклоняется от линейной. При  $h > 2$  см торцовые поверхности электродов попадают в пограничный слой на стенках канала. При  $h \leq 2$  см э.д.с. меняется линейно для всех величин магнитного поля. При высоте канала в 4 см, при  $h = 2$  см и менее каждый электрод выступает в поток на 1 см или более от стенки и оказывается вне пограничного слоя. С помощью графика на фиг. 3 были построены распределение потенциала по высоте канала и профили скорости, так как при неоднородном профиле скорости

$$B = \text{const}, \quad E = B \int_0^h v dy$$

Оказалось, что профиль скорости соответствует ламинарному потоку и не зависит от величины внешнего магнитного поля

$$\frac{v}{v_\infty} = \left( \frac{y}{\delta} \right)^{1/2}$$

где  $\delta$  — толщина пограничного слоя,  $v_\infty$  — скорость в ядре потока. Абсолютная величина скорости на оси канала с ростом магнитного поля падает. Например, если скорость на оси канала при  $B = 0.16$  тл принять за 1 ( $v^0 = 1$ ), то при  $B = 0.48$  тл  $v^0 = 0.62$  и при  $B = 0.96$  тл  $v^0 = 0.45$ , т. е. при увеличении магнитного поля в шесть раз скорость потока на оси канала падает примерно в два раза. Торможение потока связано с силой Лоренца, возникающей в зоне неоднородности магнитного поля из-за взаимодействия концевых токов с нарастающим магнитным полем, т. е. за счет силы  $F = c^{-1} \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ , где  $\mathbf{j}$  — вектор плотности концевых токов.

Для выяснения независимости профиля скорости от величины внешнего магнитного поля проводился расчет возможности перехода паузейлевского течения в полностью развитое гартмановское течение на длине магнитного поля в 10 см.

Расстояние, которое проходит плазма в области магнитного поля до установления полностью развитого гартмановского течения, так называемая длина начального участка  $L$ , определялось по формуле  $L/h = R/H$ , где  $R$  — число Рейнольдса для полностью ионизированного аргона, а  $H$  — число Гартмана для тех же условий. Оказалось, что для перехода профиля скорости из пуазейлевского в гартмановский при  $B = 1$  тл нужна длина начального участка около 10 м. Поэтому в рассматриваемых условиях и не оказалось заметной деформации профиля скорости.

4. Зависимость скорости переднего фронта сгустка от величины внешнего магнитного поля изучалась экспериментально. Измерение скорости проводилось с помощью зондов. Ранее проводилась работа по одновременному измерению скорости с помощью зондов и фотоумножителей ФЭУ-19 в одних и тех же точках канала. Было получено хорошее совпадение результатов. Стальные зонды диаметром 0,05 см выводились в поток на 1,5 см от стенки с одной стороны. Расстояние между рабочими поверхностями зондов составляло 1 см. Вся боковая поверхность зондов покрывалась изоляцией. К каждой паре зондов, находящихся в плоскости, перпендикулярной вектору скорости, подводилось напряжение 100 в от конденсатора емкостью 0,1 мкф через внешнее сопротивление  $R = 1$  ком. Сигнал с внешнего сопротивления каждой пары зондов подавался на пластины осциллографа ОК17М. Скорость переднего фронта сгустка определялась по расстоянию между парами зондов и времени прохождения этого расстояния передним фронтом сгустка по осциллограммам (фиг. 4).

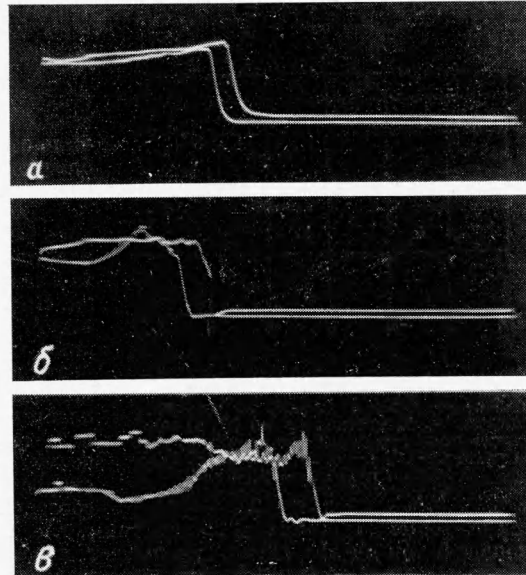
В канале было установлено девять пар зондов с шагом между парами зондов в 3 см, чтобы охватить всю область магнитного поля. Четыре пары зондов находилось перед электродами, т. е. до центра магнитного поля, четыре пары зондов — за центром магнитного поля и одна пара — в центре магнитного поля. Для контроля проводилось измерение скорости только двумя парами зондов при расстоянии между ними 3 см, но магнит перемещался по оси канала с интервалом 3 см, чтобы повторить измерения в тех же точках, но меньше искажая поток зондами.

На фиг. 5 показана зависимость скорости переднего фронта сгустка от величины магнитного поля по оси канала для значений магнитного поля в центре магнита, соответственно равного 0, 0,16, 0,48 и 0,96 тл.

Видно, что скорость переднего фронта сгустка падает в зависимости от расстояния от центра магнитного поля, причем первый скачок скорости начинается на расстоянии 8 см от центра магнита и заканчивается на расстоянии 5 см от центра. Затем идет область с небольшим падением скорости, простирающаяся до центра магнита, и снова начинается резкое падение скорости на длине канала 4 см. За зоной второго градиента скорости идет зона ускорения. Степень ускорения переднего фронта сгустка несколько больше степени торможения в области спада магнитного поля.

После нескольких разрядов на боковых прозрачных стенках канала, т. е. стенках, перпендикулярных магнитному полю, отпечатывается пятно (см. фиг. 5, а), связанное с ростом температуры и давления плазмы в зонах концевых токов. Пятно не симметрично относительно центра магнита, против потока от центра магнита пятно простирается на 8 см, а по потоку — на 5 см. Следует заметить, что зона первого градиента скорости совпадает с началом пятна на стенке канала. Граница пятна и измеренная скорость показывают, что в этих местах происходит взаимодействие магнитного поля с концевыми токами, возникающими в зонах неоднородности магнитного поля.

Участок с ускорением переднего фронта сгустка свидетельствует о том, что в данной зоне магнитное поле взаимодействует с концевыми токами, причем вектор плотности этого тока в данной зоне противоположен вектору плотности тока в зонах торможения. Значительное ускорение потока, возможно, связано с тем, что ускоряется

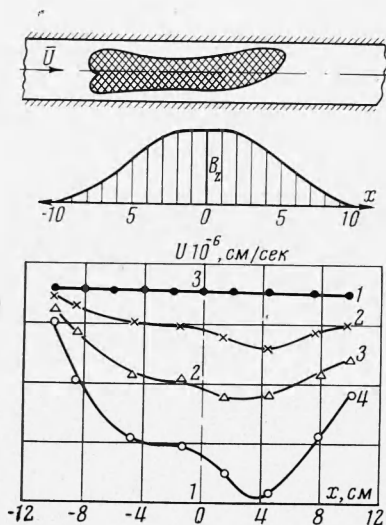


Фиг. 4. Осциллограммы зондового измерения скорости переднего фронта сгустка в зависимости от величины магнитного поля (центр магнита):

а)  $B = 0$ , б)  $B = 0,48$  тл, в)  $B = 0,96$  тл

не весь сгусток в такой степени, а лишь его малая часть вместе с передним фронтом. Из графика видно, что в зоне постоянного магнитного поля, т. е. на расстоянии 2 см от центра магнита, скорость потока разная. Например, при  $B = 0.96$  тл для сечений  $x = -2$  см,  $x = 0$ ,  $x = 2$  см относительно центра магнита скорость потока соответственно равна

$$(1,5 \div 1,35 \div 1,2) \cdot 10^6 \text{ см/сек}$$



Фиг. 5. Зависимость скорости переднего фронта сгустка от расстояния до центра магнитного поля: а) канал, б) геометрия поперечного магнитного поля  $B$ , в) зависимость скорости переднего фронта от центра магнита, 1)  $B = 0$ , 2)  $B = 0.16$  тл, 3)  $B = 0.48$  тл, 4)  $B = 0.96$  тл

при отсутствии и при наличии пластины, т. е. пластина перед электродами, разделяя концевой ток на два витка, уменьшает их суммарную эффективность и тем самым тормозящую силу.

Таким образом, в каналах МГД-устройств с неоднородным поперечным магнитным полем при  $R_m \gg 1$  в результате взаимодействия концевых токов с магнитным полем всегда имеет место торможение потока, зависящее от величины магнитного поля, и для борьбы с потерями скорости в канале необходимо установить ряд пластин в зоне входа в магнитное поле, которые снижают величину концевых токов, несмотря на вносимые при этом дополнительные газодинамические потери.

В заключение автор благодарит Г. М. Бам-Зеликовича и А. Б. Ватажина за полезные советы и обсуждение данной работы.

Поступила 3 X 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шерклиф Дж. Теория электромагнитного измерения расхода. М., «Мир», 1965.
2. Валенси Ж., Инглесакис Г., Парро П. Исследование влияния сильного поперечного магнитного поля на сверхзвуковой поток ионизированного газа. В сб.: «Низкотемпературная плазма», М., «Мир», 1967.
3. Азовский Ю. С., Гужовский И. Т., Мазалов Ю. П., Пистряк В. М. Взаимодействие плазменных сгустков с аксиальным симметричным магнитным полем. В сб.: «Исследование плазменных сгустков», Киев, «Наукова Думка», 1965.
4. Кашкин Ю. Ф. Приэлектродные падения напряжения при взаимодействии плазмы с электрическим полем в электроразрядной трубе. Изв. СО АН СССР, Сер. техн. н., 1967, вып. 1, № 3.
5. Лебедев Е. Ф., Фомичев В. П. О сгустке плазмы в электроразрядных ударных трубах. ПМТФ, 1966, № 3.
6. Корсунский Л. М. Электромагнитный расходомер с прямоугольным каналом. Измерит. техника, 1960, № 10.